

図・本誌

電波干渉計による太陽電波の計測法
に関する研究

名古屋大学図書	
和	1051225

1989年8月

西尾正則

報告番号	乙第	3664号
------	----	-------

目次

第1章 序論

1. 1	マイクロ波帯における太陽電波放射の概要	1
1. 2	太陽電波観測の歴史と現状	3
1. 3	本研究の目的と意義	5
1. 4	本論文の概要	9

	第1章の参考文献	11
--	----------	----

第2章 電波干渉計の原理

2. 1	まえがき	15
2. 2	グレーティング干渉計の原理と特性	
2. 2. 1	点状電波源に対する応答	16
2. 2. 2	干渉ビームの掃引法	21
2. 2. 3	素子アンテナの指向特性の影響	24
2. 2. 4	素子アンテナ系統の複素利得と干渉計の指向特性との関係	27
2. 3	複合干渉計の原理と特性	
2. 3. 1	点状電波源に対する応答	30
2. 3. 2	素子アンテナの追加による空間分解能の向上	35
2. 3. 3	素子アンテナ系統の複素利得と干渉計の指向特性との関係	38
2. 4	ビーム走査方式による二次元像の撮影法	41

	第2章の参考文献	45
--	----------	----

第3章 波長8cm太陽電波干渉計の感度と位相安定度の改良

3. 1	まえがき	46
3. 2	波長8cm帯における太陽電波強度	48
3. 3	受信機システムの概要	
3. 3. 1	改良前の受信機システム	51
3. 3. 2	改良後の受信機システム	58
3. 4	改良後のシステムの性能	

3. 4. 1	感度および利得安定度	6 5
3. 4. 2	長期位相安定度	7 0
3. 4. 3	短期位相安定度	7 3
3. 5	改良後のシステムによる太陽電波像の観測	7 5
3. 6	第3章のまとめ	8 0
第3章の参考文献		8 2
第4章 複合干渉計の利得・位相自己較正のための一手法		
4. 1	まえがき	8 4
4. 2	利得・位相自己較正法	
4. 2. 1	アンテナ配列の冗長性を利用した方法	8 7
4. 2. 2	画像の特徴抽出を利用した方法	9 1
4. 2. 3	複合形の方法	9 3
4. 3	計算機実験による特性解析	9 5
4. 4	波長8cm太陽電波干渉計への適用	1 0 4
4. 5	第4章のまとめ	1 0 8
第4章の参考文献		1 0 9
第5章 波長8cm太陽電波干渉計の時間分解能の改良		
5. 1	まえがき	1 1 0
5. 2	フーリエ合成法による電波像の合成法	
5. 2. 1	広がりを持つ電波源に対する2素子干渉計の応答	1 1 2
5. 2. 2	広がりを持つ電波源に対する複合干渉計の応答と離散フーリエ変換	1 2 3
5. 2. 3	多チャンネル相関器を用いた二次元電波像の撮影法	1 3 0
5. 3	設計方針および所要性能	1 3 7
5. 4	システムの概要	1 4 1
5. 5	太陽観測による性能の確認	1 5 1
5. 6	第5章のまとめ	1 5 5
第5章の参考文献		1 5 6
第6章 波長8cm太陽電波干渉計用小型多チャンネル相関器の開発		
6. 1	まえがき	1 5 8

6. 2	相関器の概要	
6. 2. 1	相関器 V L S I 160
6. 2. 2	相関器 V L S I を用いた相関器の構成 161
6. 3	相関器の性能 165
6. 4	部分日食の高時間分解能観測 172
6. 5	第6章のまとめ 179
	第6章の参考文献 180
第7章 結論		
7. 1	研究のまとめ 181
7. 2	電波ヘリオグラフ計画への応用 185
7. 3	今後の課題 187
付録A	日周運動による電波像の空間フーリエ成分の位相変化 190
付録B	1ビット相関の結果とアナログ相関の結果の関係 199
付録C	両側波帯方式によって周波数変換された信号の相関値 206
付録D	月が太陽面を移動する速度 211

本論文で使用する記号の説明

記号	意味	単位
A, A_i	各素子アンテナの実開口面積 ($i = 1, 2, \dots$)	m^2
\vec{a}	電波源の位置を表す単位ベクトル	—
B	受信帯域幅	Hz
$B(\theta)$	$P(\theta - \theta_i) I(\theta)$	Wm^{-2}
$B_g(\theta)$	グレーティング干渉計によって観測される輝度分布	Wm^{-2}
$\overline{B}_g(u)$	グレーティング干渉計によって観測される輝度分布 B_g (u) をフーリエ変換して得られる複素空間周波数成分	Wm^{-2}
$B_c(\theta)$	複合干渉計によって観測される輝度分布	Wm^{-2}
$\overline{B}_c(u)$	複合干渉計によって観測される輝度分布 $B_c(\theta)$ を フーリエ変換して得られる複素空間周波数成分	Wm^{-2}
BWFN	主ビームの方向から測ったときに最初に出力が 0 になる 角度	radian
C, C_{ik}	相互相関値 ($i = 1, 2, \dots, k = 1, 2, \dots$)	V^2
c	電波の伝播速度	m/s
D	干渉計の最大基線長	m
d	基本アンテナ間隔	m
E	合成電界	V/m
E_B	干渉計の指向特性の理想的な指向特性からのずれ	—
E_θ, E_i	各素子アンテナの入力端における電界強度 ($i = 1, 2, \dots$)	V/m
E_+	合成電界	—
\vec{e}_x, \vec{e}_y	単位ベクトル	—
e	日食における食分	—
e_{max}	日食における最大食分	—
e_r	自乗誤差	—
F	受信システムの雑音指数	—

F_a	前置増幅器の雑音指数	—
$F(\theta)$	T r a n c a t i o n F u n c t i o n	—
f	観測周波数	Hz
G_0, G_i	移相器による位相シフトを含んだ各素子アンテナ系統の 信号伝送路の複素利得	—
$ G_i $	アンテナ系統間の相対利得	—
g_0, g_i	各素子アンテナ系統の信号伝送路の複素利得 ($i = 1, 2, \dots$)	—
H P B W	ビームの半値幅 \sim B W F N / 2	radian
$I(\theta)$	電波源の輝度分布	W_m^{-2}
$\bar{I}(u)$	電波源の輝度分布 $I(\theta)$ に対する複素空間周波数成分	W_m^{-2}
K	アンテナ数 [第5章]	—
k	(1) ボルツマン定数 (1.38×10^{-23}) (2) 方向余弦 [第5章]	joule K^{-1} —
L	(1) アンテナ間隔 [第2章、第4章] (2) 信号伝送路の長さ [第3章] (3) 月の中心が太陽の中心に対して移動した角距離	m m radian
[付録 D]		
L_w	伝送路における減衰度 (= 損失)	—
l	方向余弦 [第5章]	—
M	干渉計の方式によって決まる雑音レベルの増減率	—
N	観測によって得られる空間フーリエ成分の数	—
N_c	相関値の推定値に含まれる独立なサンプルの数 (= $B\tau$)	—
N_{max}	M 台のアンテナを用いて得られる2素子干渉計の数	—
$P(\theta)$	素子アンテナの電力指向特性	—
$\bar{P}(u)$	干渉計の伝達関数	—
$P_i(\theta)$	各素子アンテナの電力指向特性 ($i = 1, 2, \dots$)	—
$P_1(\theta)$	干渉計の理想的なビームパターン	—
$\bar{P}_1(u)$	干渉計の理想的な伝達関数	—
$P_g(\theta)$	グレーティング干渉計のビームパターン	—

$\overline{P}_g(\theta)$	グレーティング干渉計の伝達関数	—
$P_c(\theta)$	複合干渉計のビームパターン	—
$\overline{P}_c(\theta)$	複合干渉計の伝達関数	—
$p(\theta)$	素子アンテナの電界指向特性	—
$p_i(\theta)$	各素子アンテナの電界指向特性 ($i = 1, 2, \dots$)	—
p_x, p_y	素子アンテナの電界指向特性	—
R	アナログ相関値	—
r	1ビット相関値	—
r_{sun}	太陽の視半径	radian
r_{moon}	月の視半径	radian
ΔS_{min}	最小検出フラックス密度	$Wm^{-2}Hz^{-1}$
T_A	受信信号に対する等価アンテナ温度	K
T_E	アンテナ入力端における周囲温度	K
T_i, T_k	i番目およびk番目の素子アンテナから信号伝送路の出力端までの平均温度	K
T_R	アンテナ入力端に換算した受信機の等価雑音温度	K
t	時間	sec
t_e	日食の継続時間	sec
Δt	時間差	sec
u	空間周波数 (= 基線長 / 観測波長)	—
u_d	基本アンテナ間隔 d に対する空間周波数成分 d/λ または $(d/\lambda) \cos \theta_c$	—
$V_i(t)$	各素子アンテナで受信される信号の電界強度に比例した電圧 ($i = 1, 2, \dots$)	V
v	空間周波数 (= 基線長 / 観測波長)	—
W	干渉計の出力 (電力)	W/m^2
W_g	(1) 素子アンテナへの入射電力 [第2章] (2) バックエンド部の入力端を常温抵抗体で終端したときのバックエンド部の出力	W/m^2 W
W_E	前置増幅部の入力端に常温抵抗体を取り付けたときのバック	W

	クエンド部の出力	
W_{sky}	素子アンテナの方向を太陽の方向から外したときのバックエンド部の出力	W
\vec{r}	距離ベクトル	m
x	受信信号電圧に対する振幅確率変数	V
\vec{r}	距離ベクトル	m
y	受信信号電圧に対する振幅確率変数	V
z	天頂角	radian
α	信号伝送路の線膨張率	—
β	複素利得の位相項	radian
β_d	1ビット相関器のアナログ相関器に対する感度の低下を表す係数 (Degradation factor)	—
$\varepsilon, \varepsilon'$	観測値に含まれる雑音成分	Wm^{-2}
$\overline{\varepsilon}, \overline{\varepsilon}'$	観測値に含まれる雑音成分のフーリエ変換値	Wm^{-2}
ε_A	1ビット相関器の出力に含まれる雑音の実効値をアナログ相関の結果に換算した値	W
ε_N	入力信号強度 (σ^2) で規格化した ε_A	—
ζ	幾何学的な距離	m
η	(1)電波の到来方向 (二次元分布のとき) [第2章] (2)素子アンテナの開口能率 [第3章]	radian —
$\Delta \eta$	干渉計の空間分解 (二次元分布のとき)	radian
δ	δ 関数	—
Θ	日食時の太陽の中心と月の中心の角距離	radian
Θ_{max}	最大食分時の太陽の中心と月の中心の角距離	radian
θ	電波の到来方向	radian
θ_A	素子アンテナの視野	radian
θ_c	仮想的に決めた視野の中心方向	radian
θ_{0i}, θ_i	素子アンテナの向いている方向 ($i = 1, 2, \dots$)	radian
θ_r	仮想的に決めた視野の中心から測った電波源の位置 ($= \theta - \theta_c$)	radian

θ_w	干渉計の視野	radian
$\Delta \theta$	干渉計の空間分解 (一次元分布のとき)	radian
θ_m	干渉計の主ビームの方向	radian
θ_{1st}	干渉ビームの第1サイドローブの方向	radian
λ	観測波長	m
ξ	電波の到来方向 (二次元分布のとき)	radian
$\Delta \xi$	干渉計の空間分解 (二次元分布のとき)	radian
Π	偏波率	—
ρ	相関係数	—
σ	相関器の入力信号電圧の実効値	V
τ	観測データの積分時間	sec
τ_i	各素子アンテナへの電波の遅延時間 ($i = 1, 2, \dots$)	sec
v	速度	m/sec
Φ_1	基本アンテナ間隔に対する電波像の空間フーリエ成分の 位相	radian
ϕ	(1) $2\pi (d/\lambda) \sin \theta$ (一次元分布のとき)	radian
	(2) $2\pi (d/\lambda) \sin \xi$ (二次元分布のとき)	radian
$\Delta \phi$	ϕ の変化量	radian
ϕ_0	$= 2\pi (L/\lambda) \sin \theta$	radian
ϕ_F	フリッジの位相 $2\pi (d/\lambda) \sin \theta_c$	radian
$\Delta \phi_i$	ビーム走査のために素子アンテナ系統に与える位相量	radian
$\Delta \phi_{ik}$	素子アンテナ系統間での相対利得変動量 ($i = 1, 2, \dots, k = 1, 2, \dots$)	radian
χ	$2\pi (d/\lambda) \sin \eta$ (二次元分布のとき)	radian
ϕ	2素子干渉計の出力の位相	radian
Ω	立体角	radian ²

第1章 序論

1.1 マイクロ波帯における太陽電波放射の概要

太陽は、可視光で観測した場合、直径がおおよそ $1.4 \times 10^6 \text{ km}$ の球体として見える。可視光で見えている部分は、太陽を構成する様々なガス層のうち、光球 (Photosphere) と呼ばれる温度が約 $4500 \text{ K} \sim 6000 \text{ K}$ で厚さが 500 km 程度の層である。この光球から外側の部分には、希薄なガスの層が広がっており、これを太陽大気と呼んでいる。太陽大気のうち、低部から約 2000 km までは彩層 (Chromosphere) と呼ばれる $4500 \text{ K} \sim 7500 \text{ K}$ の比較的低温の層であり、主として中性水素ガスから成っている。一方、太陽大気の上層部にはコロナ (Corona) と呼ばれる 100 万度 K 以上に達する高温プラズマの領域が広がっている。コロナの主な組成は、主に電離した水素ガス (プロトンと電子) である。彩層からコロナにかけての領域では、温度が急激に上昇し、ガスの密度が急激に降下する。彩層およびコロナは、可視光に対して透過率が高く、ほとんど透明なガスである。しかし、電波に対しては、透過率が低くなるとともに屈折率も高くなり、彩層、コロナあるいは彩層からコロナにつながる領域から放射された電波が地上で観測されることになる。太陽から放射される電波を観測すると、通常、光では観測できない太陽上層大気の状態および大気上層大気の活動状態を知ることができる。

マイクロ波帯における太陽からの電波放射は、電波強度の時間変化の長さにより、静かな太陽の成分 (Quiet sun component)、S成分 (Slowly varying component)、バースト (Burst) の3つに大きく分類されている。静かな太陽の成分はほぼ一定の強度で定常的に放射されている成分であり、S成分は数日から数カ月の時間スケールで電波強度がゆるやかに変化する成分、バーストは数秒から数十分の継続時間で急激に電波強度が強くなる成分である。

静かな太陽の成分は、太陽全面からほぼ均一に放射されており、その放射機構はコロナ下層および彩層とコロナ下層との間のプラズマ中の電子からの制動放射 (Bremsstrahlung) である。静かな太陽の成分の輝度温度は観測波長が長くなるにしたがって高くなる傾向にあり、これは、光学的に薄くて高温の領域が比較的低温の背景放射を伴って見えていることを表わしている。また、マイクロ波で見た静かな太陽の成分は光球面の視直径 (約 32 分角) よりやや広がっており、これは、静かな太陽の成分が、光球面より上層の太陽大気から放射されている成分であることを示している。静かな太陽の成分を空間的に分解して

詳しく調べると、わずかに輝度温度が低い広がった領域が見られる。この領域はコロナホール (Coronal hole) と呼ばれる領域に対応していると考えられている。コロナホールは、スカイラブ衛星によって撮影された太陽の軟 X 線写真により初めて発見されたものであり、コロナ中でプラズマの密度が低くなっている領域と考えられている。光球面上には暗条 (Dark filament) と呼ばれる周囲よりも輝度温度の低い、紐状の構造がしばしば見られる。マイクロ波帯で撮影された電波写真においても同様の構造が見られる。暗条は、コロナ中において、周囲より温度が低く、密度の高い領域と解釈されている。

S 成分は太陽面上の活動領域から放射される成分であり、その電波強度は活動領域の進化によって数日から数カ月の時間スケールで変化する。また、活動領域は太陽の自転と共に移動していることから、S 成分は約 27 日周期の変動を示す。S 成分は可視光で見える黒点 (Sun spot) やプラージュ (plage; 羊斑) に対応した現象である。S 成分の放射機構は、密度が局所的に高くなった高温プラズマ中の電子からの制動放射または高温プラズマ中で磁場が強い場所の電子による磁気制動放射 (Gyroresonance emission) と考えられている。S 成分の電波強度の周波数スペクトルを調べると波長 10 cm 近傍に最大値をもつことが多い²⁾。太陽の活動度は約 11 年の周期で増減を繰り返すことから、S 成分の電波強度、数および発生頻度も約 11 年の周期で増減する。

バーストは、活動領域の一部から突発的に放射される成分であり、数秒から数十分の時間スケールで電波強度が増減する。バーストは、変動の時間スケール、形状、規模、放射機構などによって細かく分類されている。その分類法については様々なものがある^{1, 2, 3)}。バーストは、活動領域に蓄積された磁場のエネルギーを急激に放出するために発生する現象であり、このとき太陽大気中でなんらかの機構によって電子が加速あるいは加熱されて引き起こされると考えられている。関連する光学的な現象としてはフレア (Flare) がある。バーストの放射機構としては、ジャイロシンクロトロン放射、制動放射、サイクロトロンメーザー放射、プラズマ波による放射などが提案されている⁴⁾。また、電子の加速あるいは加熱の機構およびその場所についても、様々な説が提案されている。

太陽から放射される電波はガウス分布を持った連続雑音であり、その強度は電波の入射方向と垂直な平面上の単位面積に入ってくる単位周波数当りの電力で表される。この量はフラックス密度、または、ポインティングフラックスと呼ばれており、単位として s. f. u. (Solar flux Unit) が用いられる。1 s. f. u. は $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ に相当する。

1. 2 太陽電波観測の歴史と現状

太陽から放射される電波は、レーダー技術の進歩に伴って、1940年代の前半に Hay⁵⁾, Southworth⁶⁾, Reberらによって発見され、1940年代の後半に、オーストラリア、イギリス、オランダ、カナダ、フランスなどで本格的な研究が開始された。これにより、太陽から放射される電波が、大きく分けて静かな太陽の成分、S成分、バーストの3つの成分から成っていることが明らかにされた。また、太陽の上層にあるコロナの温度が100万度Kであることが明らかにされた。これらは、主に太陽全体の電波強度の測定から得られた結果である。この後、多素子電波干渉計による太陽の高空間分解観測がオーストラリア、カナダなどで開始され⁷⁾、静かな太陽大気モデル、S成分の位置と可視光でみえる構造との関係、バースト発生源の位置、動き、スペクトル、偏波特性などに関する研究が進められた。特に、1964年にオーストラリアのカルグーラに建設されたリング状のアンテナアレイを持つ多素子干渉計による観測は、その高い時間分解能と空間分解能により、メートル波帯におけるバースト現象の研究において先進的な役割を果たした。

日本における太陽電波の観測は、太陽電波の発見から4年ほど遅れて、東京大学東京天文台の畑中氏らによって開始され、1951年に田中氏らによって名古屋大学空電研究所においても開始された⁸⁾。多素子干渉計による太陽の観測は、1953年に名古屋大学空電研究所において4GHzの5素子干渉計によって始められた⁹⁾。空電研究所では、更に、1959年に9.4GHzの8素子干渉計による観測が開始された¹⁰⁾。この後、9.4GHzの8素子干渉計は、波長3cm太陽電波写真儀へと拡張された¹¹⁾。また、4GHzの5素子干渉計は、3.75GHzの32+2素子複合干渉計へと置き換えられ¹²⁾、波長8cm太陽電波写真儀へと拡張された¹³⁾。東京大学東京天文台では、1964年に三鷹に17GHzの8素子干渉計が建設され、1970年に野辺山に160MHzの干渉計が完成した¹⁴⁾。野辺山には、1971年に17GHzの12素子複合干渉計が建設され、その後、空間分解25秒角、時間分解0.8秒の東西次元干渉計へと拡張された^{15,16)}。これらの装置は、東京天文台の改組に伴って、1988年に文部省国立天文台に移管され、現在、太陽の定常観測に用いられている。

一次元多素子電波干渉計による定常的な太陽観測は、現在、日本、アメリカ、カナダ、オーストラリア、フランスにおいて行われており、その一部は“Solar Geophysical Data”に掲載され、定期的に出版されている。太陽の2次元電波像の定常観測は、メートル波帯

ではメリーランド大学の T P T 干渉計¹⁷⁾により行われており、マイクロ波帯では文部省国立天文台の波長 8 c m 太陽電波写真儀¹²⁾により行われている。ソ連では、256 素子のパラボラアンテナを用いた電波干渉計の建設が進行中であり、アンテナアレイの一部を用いた観測が始められている¹⁸⁾。一方、オランダ電波天文台のウェスターボーク干渉計¹⁹⁾、アメリカ国立電波天文台の V L A (Vary Large Array)²⁰⁾などの大型電波干渉計では、太陽の高空間分解観測が非定常的ではあるが行われている。これらは宇宙からの電波の観測を目的として建設された装置であり、太陽観測用に建設された電波干渉計に比べて空間分解能が高く、太陽活動領域の微細構造を知る上で有力な装置である。しかし、太陽観測に割り当てられる時間が限られていることから、これらの大型電波干渉計のみでは太陽で起こる様々な活動現象を広く、かつ普遍的に捉えることは困難である。太陽面上でおこる諸現象を詳しく調べ、その物理状態を明らかにするためには、高時間・空間分解で定常的に観測を行える観測装置が不可欠となっており、数秒角の空間分解、1 秒以下の時間分解をもった太陽電波観測専用の干渉計の建設が必要とされている。

1. 3 本研究の目的と意義

地上から太陽を電波で観測した場合、太陽の彩層上層部からコロナにわたる希薄で電離したガスの層から放射された電波が受かる。この太陽大気からの電波放射は、熱的および非熱的なエネルギー分布をもった電子による放射である。電波干渉計で太陽の電波写真を撮影することにより、電波を放射している領域の空間的な分布を知ることができ、これから、電波の放射に寄与している電子の運動エネルギーあるいは等価温度、電子密度、電波を放射している領域の磁場の強さ、視線方向に沿った磁場の変化などを求めることができる。したがって、太陽大気の構造の研究、太陽面爆発現象におけるエネルギーの蓄積過程や解放過程の研究、あるいは太陽面爆発現象の発生予測^{21,22,23)}などに有力な手段の一つである。波長8 cm帯は、S成分の電波強度が最大になる波長(～10 cm)に近いのでS成分の観測に適していること、太陽活動との相関が良いこと、静かな太陽の成分の周辺増光が顕著に見られることなどから重要な観測波長帯である。

国立天文台豊川観測所の波長8 cm太陽電波写真儀は、直径3 mのパラボラアンテナを東西方向に32+2素子、南北方向に16+2素子並べたT字形のアンテナアレイを持った多素子電波干渉計であり、素子アンテナを結び合わせてできる干渉ビームを電氣的に走査することにより²⁴⁾、一次元および二次元の太陽電波写真を比較的短時間に撮影できるようになっている。公称空間分解は二次元像が2.5分角×2.5分角、東西一次元像が38秒角、南北一次元像が1分25秒角である。また、最高時間分解は二次元像が約40秒、東西・南北一次元像が約10秒である。この装置は、1967年に建設された一次元多素子電波干渉計^{12,25)}のアンテナ配列を二次元に拡張したものであり、1975年から二次元太陽電波写真の撮影を開始した。アンテナ配列を二次元に拡張したことにより、それまで得られていた太陽電波放射の強度と偏波の東西一次元分布の解析^{26,27,28,29,30)}に加えて、二次元分布および南北一次元分布の解析が可能となった。これにより、マイクロ波帯でのコロナルホールの研究³¹⁾および太陽赤道帯の大規模コロナ構造の観測的研究³²⁾などが進められた。

電波干渉計によって太陽電波を観測する場合、宇宙電波を観測する場合に比べて、観測によって得られた電波画像中で有意な電波源に対する輝度の最大値と最小値の比、すなわち、画像のダイナミックレンジを広くとる必要がある。また、電波像の観測に要する時間、すなわち、時間分解を高くする必要がある。3.75 GHzでは、静かな太陽の成分の輝度温度は約2万度K程度であり、コロナルホールや暗条による輝度温度の変化は、静かな

太陽の成分の輝度温度の数%から数10%程度である。一方、活動領域のS成分の輝度温度は100万度K以上、バースト時の輝度温度は1億度K以上に達することがある。したがって、コロナルホールや暗条とS成分を同時に観測しようとする、得られる画像には30dB程度のダイナミックレンジが必要とされる。また、バーストの発生位置を決めるために、静かな太陽をバーストの電波源と同時に観測しようとする、画像には50dB程度のダイナミックレンジが必要とされる。バースト時には、電波強度、電波源の位置や構造が1秒以下の間に変わることがあるので、電波強度の変化や電波源の位置および構造の変化によって生ずる電波像の乱れやボケを減らすためには、1秒以下の時間分解で観測する必要がある。

波長8cm太陽電波写真儀では、各素子アンテナは導波管ネットワークにより結合され、各素子アンテナで受けた信号はアンテナアレイの位相中心へ直接伝送されるようになっていた。このため、導波管での伝送損失により、受信感度の劣化が大きかった。また、外気温の変動に対して導波管が不均一な伸縮を起こし、素子アンテナ間で大きな位相変動が見られた。電波干渉計においては、素子アンテナ間の位相関係が得られる電波像の画質に大きな影響を与える。この位相関係の乱れが大きい場合、画像中に干渉ビームのサイドローブの影響が強く現れ、画像のダイナミックレンジを下げることになる。一方、時間分解能を上げてゆくと、電波像の各画素に含まれる雑音レベルが増加する。これによって、最小検出レベルが劣化し、画像のダイナミックレンジを下げることになる。したがって、画像のダイナミックレンジの向上のためには、素子アンテナ間の位相関係を精度良く、かつ、効率よく較正する手法の開発と、受信システムの位相安定度および感度の改良が、重要な要素となる。

電波干渉計による太陽像の合成法としては、ビーム走査方式およびフーリエ合成方式の2つの方法がある。ビーム走査方式は、各素子アンテナの受信信号を結び合わせてできる干渉ビームにより太陽面を掃引し、それによって得られる時系列の信号強度情報から、電波像を合成するものである。これに対し、フーリエ合成方式は、電波源の放射強度分布と観測面上の2点間における受信信号の相互相関関数との間にフーリエ関係が成り立つこと（Van Cittert-Zernikeの定理）を利用するものである。波長8cm太陽電波写真儀は、1975年の建設時にはビーム走査方式が採用された。ビーム走査方式は、受信システムの装置構成が、フーリエ合成方式に比べて簡単であるという特徴をもつ。しかし、干渉ビームは太陽面を順次掃引して行くことから、得られた電波像の各画素当りの積分時間は、1

枚の電波像を観測する時間に比べて非常に短くなり、時間分解を上げた場合、感度不足を生ずる。フーリエ合成方式は、ビーム走査方式に比べて装置構成が複雑になり、小型で高速の信号処理装置や高速、大容量の記録装置などが必要となるが、同時に求める相互相関情報の数を増すことにより、感度を落とすことなく時間分解を上げることができるという利点を持っている。電波干渉計によって太陽電波バーストの観測する場合、高い時間分解が必要とされ、多数の相互相関情報を求めることができるフーリエ合成方式の受信システムが適している。

以上で述べたように、時間・空間分解の優れた太陽電波像を得るには、受信器系統における位相の安定化、画像のダイナミックレンジの拡大、および、多チャンネルの相関器を含む高速データ処理装置の開発などが重要な要件となる。本研究は、豊川観測所に設置されている波長8 cm太陽電波写真儀に対して上述の線に沿って必要な改良を施し、その性能向上を測ることを目的としている。

表1. 1に、世界の主な太陽観測用電波干渉計を示す。この表から、本研究の結果、波長8 cm太陽電波写真儀がマイクロ波帯で2次元電波像を最も高速に撮影できる装置に位置付けられたことがわかる。現在、国立天文台から、数秒角の空間分解をもった二次元電波像を、50ミリ秒の時間分解で撮影することができる電波ヘリオグラフの建設が提案されている^{39,40,41)}。本研究の成果は、この計画に直接応用することができる。また、本研究で扱っている問題は、基本的には、合成開口レーダーやX線CTなどの電波天文以外の分野における計測技術にも共通の問題であり、これらの分野における研究にも応用可能と考えられる。

表 1. 1 世界の主な太陽観測用電波干渉計（現在稼働中の装置）

国名・所属	完成年	観測波長	アンテナ数・口径	基線長配列	空間分解	時間分解	特徴
米国・メリーランド大学 ¹⁷⁾	1974	20m ~2.4m	48基	3.0km T字形	20' ~2.7'	0.01s	長波長多周波 2次元
日本・国立天文台 ¹⁴⁾	1970	1.9m	17基 6m, 8m	2.4km	2'	0.2s	東西・南北各 1次元
フランス・ムードン天文台 ^{33,34)}	1976	1.8m	18基 3m, 10m	3.2km,	1.2'	0.01s	東西・南北各 1次元
オーストラリア シドニー大学 ³⁵⁾	1987	43cm 21cm	64基 5m	0.8km T字形	1.5' 40"	---- ----	超合成による 2次元画像
カナダ・アルゴンキン電波天文台 ³⁶⁾	1971	11cm	32基 3m	0.21km 東西	1.5'	3min.	東西1次元
米国・カリフォルニア工科大学 ³⁷⁾	1982	30~ 1.7cm	3基 27m, 40m	1.25km	2.6"	0.025s	多周波観測、 太陽の画像観測不可
日本・国立天文台 ³⁸⁾	1975	8cm	52基 3m	0.43km T字形	2'	0.1s	2次元画像 ※1
ソ連・シベリア イズミール研究所 ¹⁸⁾	建設中	5cm	256基 2.5m	0.6km 十字形	20"	3min.	2次元画像
日本・国立天文台 ¹¹⁾	1969	3cm	32基 1.2m, 2m	0.17km T字形	2'	20min.	2次元画像 ※2
日本・国立天文台 ^{15,16)}	1978	1.8cm	15基 1.2m	0.15km 東西	25"	0.8s	東西1次元
オランダ・オランダ電波天文台 ¹⁹⁾	1970	50cm ~6cm	14基 25m	1.6km 東西	40' ~4'	10s	東西1次元 ※3
米国 国立電波天文台 ²⁰⁾	1980	20cm ~1.5cm	27基 25m	21km Y次形	2" ~0.1"	10s	2次元画像 ※3

※1 本論文で述べる改良により、時間分解が20分から0.1秒に向上した。

※2 現在、二次元画像の観測は休止している。

※3 主に、宇宙電波観測に用いられる装置である。

1. 4 本論文の概要

本論文は、電波天文用の干渉計の性能向上のために行った受信システムの開発的研究と、それによって得られた画像の処理法に関する研究についてまとめたものである。対象とした装置は、太陽電波写真の撮影を目的として建設された電波干渉計の1つである国立天文台豊川観測所の波長8 cm太陽電波写真儀である。この装置は、建設当初、ビーム走査方式の電波干渉計であり、干渉ビームを太陽面に対して掃引することによって二次元および東西・南北一次元の電波像を得ていた。本論文では、まず、ビーム走査方式の受信システムの性能の改良について述べ、それに適した素子アンテナの位相較正法について述べた後、波長8 cm太陽電波写真儀の時間分解能の向上のために開発したフーリエ合成方式の受信システムについて述べる。

本論文の構成は、以下のとおりである。

第1章では、マイクロ波帯における太陽電波の特性について概説し、本論文の意義および目的について述べる。

第2章では、以後で述べる内容を理解する上で必要となる電波干渉計の原理と特性および用語について概説する。電波干渉計の原理については、これまで多くの研究者によってまとめられている。本章では、これらの研究をもとにして、第3章および第4章において関係するビーム走査方式の電波干渉計について説明する。また、電波干渉計の各素子アンテナの利得誤差および位相誤差が観測される画像に対して与える影響について議論する。なお、第5章および第6章において関係するフーリエ合成方式の電波干渉計については、第5章のはじめで述べる。

第3章では、波長8 cm太陽電波写真儀の感度および位相安定度の向上のために行った、受信システムの改良に関する開発的研究について述べる。改良後の受信システムでは、定期的に素子アンテナの受信機雑音温度、利得、相対位相を測定しており、それらの測定結果から改良後の受信システムの感度および位相安定度について解析する。また、観測によって得られた電波写真のダイナミックレンジについて検討する。

第4章では、ビーム走査形の複合電波干渉計に適した素子アンテナ間の位相の較正法について述べ、計算機シミュレーションによって、本較正法の精度および処理速度について検討を加える。また、波長8 cm太陽電波写真儀による観測結果に対して、本較正法を適用した場合について示し、検討を加える。

第5章では、波長8 cm太陽電波写真儀の時間分解能の向上のために行なった、多チャ

ンネルの相関器を用いたフーリエ合成方式の受信システムの開発的研究について述べる。
また、本装置を用いて得られた太陽電波写真から、本装置の性能について検討する。

第6章では、第5章で示したフーリエ合成方式の受信システムへの組み込みを目的として開発した小型多チャンネル相関器について述べ、小型化の手法および小型化による利点などについて検討を加える。また、本装置を用いて得られた成果の一部を示し、それについて若干の検討を加える。

最後に、第7章では、本研究のまとめを行い、本研究の応用、今後の課題および問題点について述べる。

なお、本論文中では、干渉計によって得られた一次元および二次元電波像を総称して、「電波写真」と呼んでいる。また、装置の機能および本論文の研究内容を明確にするために、各章および各節の表題では「波長8cm太陽電波写真儀」を「波長8cm太陽電波干渉計」と記している。

第1章の参考文献

- 1) H. Tanaka: "Solar Radio emission - Instruction manual for monthly report", World Data Center-C2 for Solar Radio Emission, pp. 1-12 (1975).
- 2) M. R. Kundu: "Solar radio astronomy", Interscience, New York (1965).
- 3) A. Krüger: "Introduction to solar radio astronomy and radio physics", D. Reidel Publishing Co., Holland (1979).
- 4) G. A. Dulk: "Radio emission from the sun and stars", Ann. Rev. Astron. Astrophys., 23, pp. 169-224 (1985).
- 5) J. S. Hey: "Solar Radiations in the 4-6 meter radiowavelength bands", Nature, 157, pp. 47-48 (1946).
- 6) G. C. Southworth: "Microwave radiation from the Sun", J. Frank. Inst., 239, pp. 285-297 (1945).
- 7) 田中春夫: "電波天文", 電波工学研究の動向-調査報告書 No. 2, 文部省科学研究費補助金特定研究(1) 学術研究動向の調査研究電波工学班(主査; 岡村総吾), pp. 331-355 (1983).
- 8) 田中春夫、柿沼隆清、村瀬素也、神藤英彦、高柳利男: "8 極太陽雑音受信装置", 空電研究所報告, 2, No. 1, pp. 27-42 (1951).
- 9) 田中春夫、柿沼隆清: "4000 MCにおける太陽雑音源探査装置", 空電研究所報告, 3, pp. 55-61 (1952).
- 10) 田中春夫、柿沼隆清、神藤英彦、高柳利男、鳥居近吉: "9400 MCにおける太陽電波の観測", 空電研究所報告, 6, pp. 61-66 (1956).
- 11) H. Tanaka, S. Enome, C. Torii, Y. Tsukiji, S. Kobayashi, M. Ishiguro and M. Arisawa: "3-cm radioheliograph", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., 17, pp. 57-73 (1970).
- 12) H. Tanaka, T. Kakinuma, S. Enome, C. Torii, Y. Tsukiji and S. Kobayashi: "A high-resolution quick-scan interferometer for solar studies at 3.75 GHz", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., 16, pp. 113-126 (1969).
- 13) M. Ishiguro, H. Tanaka, S. Enome, C. Torii, Y. Tsukiji, S. Kobayashi and N. Yoshimi: "8-cm radioheliograph", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya

- Univ., 22, pp. 1-25 (1975).
- 14) T. Takakura, A. Tsuchiya, M. Morimoto and K. Kai: "A new compound interferometer operating at 160MHz at Nobeyama", Proc. Astron. Soc., Australia, 1, No. 2, pp. 56-58 (1967).
 - 15) H. Nakajima, H. Sekiguchi, S. Aiba, Y. Shiomi, T. Kuwabara, M. Sawa, H. Hirabayashi, T. Kosugi and K. Kai: "A New 17-GHz radio interferometer at Nobeyama", Publ. Astron. Soc., Japan, 32, pp. 639-650 (1980).
 - 16) H. Nakajima, H. Sekiguchi, T. Kosugi, Y. Shiomi, M. Sawa, S. Kawashima and K. Kai: "Improvement in the angular resolution of the 17-GHz solar radio interferometer at Nobeyama", Publ. Astron. Soc., Japan, 36, pp. 383-386 (1984).
 - 17) W. C. Erickson, M. J. Mahoney and K. Erb: "The Clark Lake Teepee-Tee telescope", Astrophys. J., Suppl., 50, pp. 403-420 (1982).
 - 18) G. Ya. Smolkov, T. A. Treskov, B. B. Krissinel and N. N. Potapov: "The main design conditions of the Siberian solar radio telescope", И С С Л Е Д О В А Н И Я, 64, pp. 130-148 (1983).
 - 19) J. A. Högbom and W. N. Brouw: "The synthesis radio telescope at Westerbork. Principles of operation, performance and data reduction", Astron. Astrophys., 33, pp. 289-301 (1974).
 - 20) P. J. Napier, A. R. Thompson and R. Ekers: "The Very Large Array: Design and performance of a modern synthesis radio telescope", Proc. IEEE, 71, 11, pp. 1295-1320 (1983).
 - 21) H. Tanaka and T. Kakinuma: "The relation between the spectrum of the slowly varying component of solar radio emission and solar proton event", Report of Ionosphere and Space Research in Japan, 18, pp. 32-44 (1964).
 - 22) 田中春夫; "太陽面爆発の予報", 科学, 40, pp. 349-356 (1970).
 - 23) H. Tanaka and S. Enome: "The microwave structure of coronal condensations and its relation to proton flares", Solar Phys., 40, pp. 123-131 (1975).
 - 24) 田中春夫、鰐目信三: "太陽電波観測用高速掃引干渉計", 電子通信学会マイクロ波研究会資料, MW68-47, pp. 1-11 (1968-11).

- 25) H. Tanaka: "A project of multiple-element swept-lobe interferometer for the study of solar radio bursts", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **13**, pp. 49-57 (1966).
- 26) S. Enome, T. Kakinuma and H. Tanaka: "High resolution observations of solar radio bursts with multi-element compound interferometers at 3.75 and 9.4 GHz", Solar Phys., **6**, pp. 428-441 (1969).
- 27) H. Tanaka, and S. Enome: "High resolution observations of solar microwave bursts", Nature, **255**, pp. 435-437 (1970).
- 28) S. Enome and H. Tanaka: "Magnetic fields in the lower corona associated with the expanding limb burst on March 30th 1969 inferred from the microwave high-resolution observations", Solar Magnetic Fields ed. by R. Howard, D. Reidel Publ. Co., Holland, pp. 413-416 (1971).
- 29) H. Tanaka and S. Enome: "Observation of a solar radio burst on September 27, 1969", Solar Phys., **17**, pp. 408-411 (1971).
- 30) S. Enome, and H. Tanaka in High Energy Phenomena on the Sun., ed. R. Ramaty and R.G. Stone, NASA, SP-342, pp. 78 (1973).
- 31) K. Shibasaki, M. Ishiguro, S. Enome, and H. Tanaka: "A coronal hole observed with a λ 8-cm radioheliograph", Publ. Astron. Soc. Japan, **30**, pp. 589-600 (1978).
- 32) M. Ishiguro, S. Enome, K. Shibasaki and H. Tanaka: "Observations of the quiet sun during the solar minimum (Cycle 20-21) with the Toyokawa λ 8-cm radioheliograph", Publ. Astron. Soc. Japan, **32** pp. 533-541 (1980).
- 33) The radioheliograph group: "The mark II Nancey radioheliograph", Solar Phys., **55**, pp. 251-261 (1977).
- 34) The radioheliograph group: "The mark III Nancey radioheliograph", Solar Phys., **88**, pp. 383-390 (1983).
- 35) W. N. Christiansen: "The Fleurs synthesis telescope", Proc. IREE, **24**, pp. 302-309 (1973).
- 36) A. E. Covington: "A high-resolution 2800 MHz multi-element interferometer", Solar Phys., **1**, pp. 465-473 (1967).

- 37) G. J. Hurford, R. B. Read and H. Zirin: "A frequency-agile interferometer for solar microwave spectroscopy", Solar Phys., 94, pp.413-426 (1984).
- 38) M. Nishio, Y. Tsukiji, S. Kobayashi, K. Shibasaki and S. Enome: "A real-time image processor with multi-channel correlator for solar radio observations", Astron. Astrophys., 198, pp.370-374 (1988).
- 39) 甲斐敬造: "電波ヘリオグラフ(太陽電波写真儀)計画", 宇宙電波懇談会シンポジウムー干渉計による観測の現状と将来, 1986年度集録, pp. 121-123.
- 40) 甲斐敬造: "電波ヘリオグラフのサイエンスー何を明らかにしたいか", 宇宙電波懇談会シンポジウムー「野辺山電波天文台」の構想と電波天文学将来計画, 1987年度集録, pp. 42-48.
- 41) 電波科学研究連絡委員会J分科: "「電波ヘリオグラフ装置」作業班ー第1回班会報告", 昭和62年3月.

第2章 電波干渉計の原理

2.1 まえがき

電波天文においては、高い空間分解（角度分解）を持った画像を得るための手法として電波干渉計が広く用いられている。開口アンテナではアンテナの口径によって空間分解能が決まるのに対し、電波干渉計では各素子アンテナをむすぶ距離のうち最も長いものによって空間分解能が決まる。電波天文用の干渉計については、Christiansen¹⁾、Kraus²⁾、Thompson³⁾、畑中⁴⁾などによってすでにまとめられているが、第3章で述べる波長8cm太陽電波干渉計の感度と位相安定度の改良方法や第4章で述べる複合干渉計の利得・位相自己較正法を理解するうえで必要となるビーム走査方式の電波干渉計について、これらの著書の内容をもとにして本章で簡単に述べる。なお、第5章および第6章で述べる波長8cm太陽電波干渉計の時間分解能の改良方法を理解する上で必要となるフーリエ合成方式の電波干渉計の原理については、第5章のはじめにおいて改めて述べる。

2.2節では、干渉計の各素子アンテナで受信された信号と干渉計の出力信号の関係を、同一基線上に等しい間隔で多数の素子アンテナを並べて構成される「グレーティング干渉計」の場合について示す。2.3節では、同一基線上に等しい間隔で並べた素子アンテナ群とそれに隣合わせて置いたいくつかの素子アンテナの組み合わせにより構成される「複合干渉計」の場合について、同様の関係を示す。また、簡単なシミュレーション実験により、各素子アンテナの利得誤差および位相誤差が干渉計の出力信号に与える影響を、グレーティング干渉計と複合干渉計の場合について比較・検討する。2.4節では、二次元像を得るために用いられる「T字形のアンテナ配置を持つ電波干渉計」について述べる。

2. 2 グレーティング干渉計の原理と特性

2. 2. 1 点状電波源に対する応答

同一基線上に等しい間隔 d で n 素子のアンテナを配置し、これらのアンテナで受信された信号を足し合わせた後、自乗検波して出力を取り出す場合を考える。このような方式の多素子電波干渉計を「グレーティング干渉計」と呼ぶ。図 2. 1 にグレーティング干渉計の構成図を示す。本節では、グレーティング干渉計の指向特性（ビームパターン）を、点状電波源に対する出力応答特性から求める。

図 2. 1 において、素子アンテナに左端から 1, 2, 3, \dots , n と番号を付け、基線に垂直な面から θ の角度をもつ方向にある点状電波源から電波が到来する場合を考える。このとき、電波源から i 番目の素子アンテナまでの光路長は、電波源から 1 番目の素子アンテナまでの光路長に比べて $(i - 1) d \cdot \sin \theta$ だけ長くなっている。したがって、 i 番目の素子アンテナへの電波の到達時間 τ_i は、1 番目の素子アンテナに対して、

$$\tau_i = (i - 1) (d / c) \sin \theta \quad (2. 1)$$

だけ遅れており、各素子アンテナの入力端における電波の電界強度 E_i は、番号 1 の素子アンテナにおける入力電波の電界強度 $E_0 = |E_0| \exp \{-j 2 \pi (c / \lambda) t\}$ を基準として、

$$\begin{aligned} E_i &= E_0 \exp \{-j 2 \pi (c / \lambda) \tau_i\} \\ &= E_0 \exp \{-j 2 \pi (i - 1) (d / \lambda) \sin \theta\} \end{aligned} \quad (2. 2)$$

と表すことができる。ここで、 c は電波の伝播速度、 λ は観測波長、 t は時間である。なお、電波源は干渉計から十分遠く、電波源から放射された電波は平面波として干渉計に到来するものと仮定している。また、素子アンテナは無指向性であると仮定している。

各素子アンテナで受信された信号を足し合わせると、その結果得られる合成電界 E は、各素子アンテナから信号を足し合わせる場所までの信号伝送路の複素利得を $g_i [= |g_i| \exp(j \beta_i)]$ として、

$$\begin{aligned}
 E &= \sum_{i=1}^n E_i g_i \\
 &= \sum_{i=1}^n E_i g_i \exp \{-j 2 \pi (i-1) (d / \lambda) \sin \theta\} \quad (2.3)
 \end{aligned}$$

と表わされる。

各素子アンテナ系統間の複素利得 g_i がすべて等しく、 g_0 であったとすると、(2.3) 式は、

$$E = E_0 g_0 \frac{1 - \exp \{-j 2 \pi n (d / \lambda) \sin \theta\}}{1 - \exp \{-j 2 \pi (d / \lambda) \sin \theta\}} \quad (2.4)$$

と表わされ、合成電界 E を自乗検波した結果 W は、

$$W = (1 / 2) E \cdot E^*$$

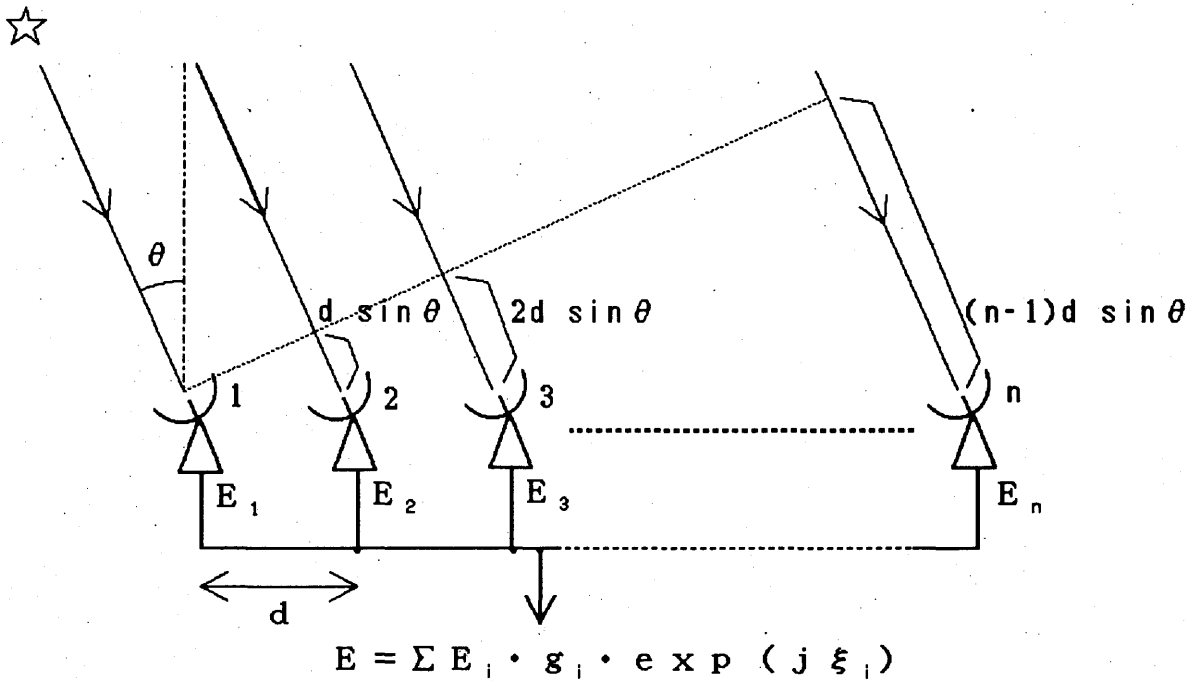


図 2. 1 グレーティング干渉計の構成

$$= W_0 \frac{\sin^2 \{ \pi n (d/\lambda) \sin \theta \}}{\sin^2 \{ \pi (d/\lambda) \sin \theta \}} \quad (2.5)$$

となる。グレーティング干渉計の応答特性はこの式で与えられる。ここで、 $W_0 = (1/2) |E_{0g0}|^2$ であり、電波源から放射された電波の素子アンテナへの入射電力を表す。また、*は複素共役を取ることを表す。

電波源の位置 θ が 0 のとき、各素子アンテナで受信された信号がお互いに強め合う関係になることから、出力 W は最大値 $n^2 W_0$ をとる。電波源の位置 θ が 0 から増加すると、各素子アンテナで受信された信号はお互いに打ち消し合う関係となって出力 W は急激に減少し、完全に打ち消し合う関係になると出力 W は 0 になる。さらに θ が大きくなると、出力

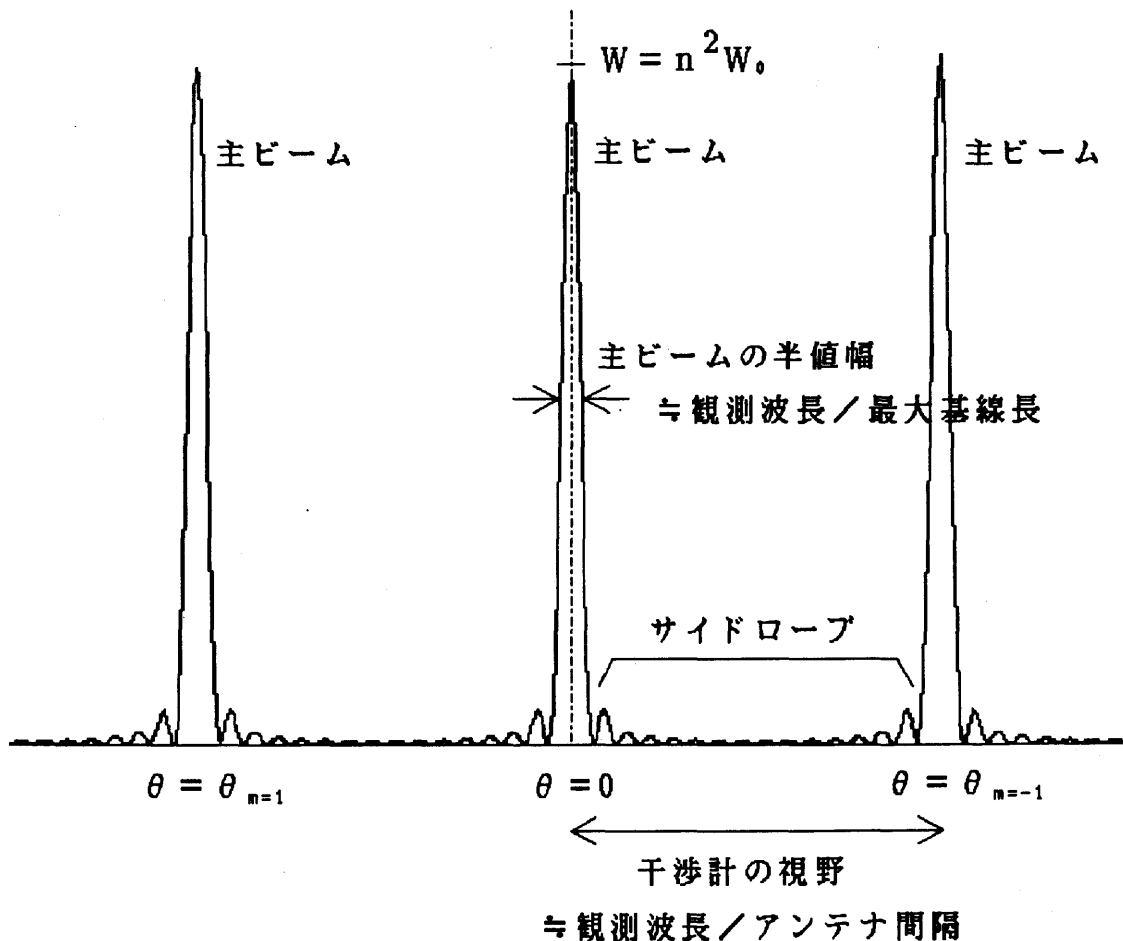


図 2. 2 グレーティング干渉計の点状電波源に対する応答 (= 指向特性)
素子アンテナ数 $n = 16$

Wは小さな増減を繰り返した後、

$$\theta_m = \sin^{-1}(m\lambda/d), \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2.6)$$

に達すると、各素子アンテナで受信された信号の位相差が 2π の整数倍になるためふたたび強め合って、出力Wは最大値 n^2W_0 になる。出力Wが最大値をとる方向が干渉計の主ビームの方向である。図2.2に電波源の位置 θ と出力Wの関係を示す。この図からわかるように干渉計の主ビームは1本ではなく、多数存在する。干渉計の視野は、主ビーム間の角度で定義され、観測波長と隣合う素子アンテナ間の距離によって決まる。観測波長を一定としたときには、隣合う素子アンテナ間の距離が小さいほど干渉計の視野は広がる。地上に置かれた干渉計で天体から来る電波を観測する場合、干渉計に対する電波源の位置 θ は地球の自転によって変化する。このため、干渉計の出力Wも時間によって変化する。素子アンテナで受信した信号を同相で足し合わせた場合、干渉計の主ビームの方向は(2.6)式によりあらかじめ知ることができる。したがって、干渉計の出力Wが最大値を示した時刻と地球の自転のパラメータから電波源の位置を知ることができる。このような観測の方法は、ドリフトスキャン法と呼ばれる。

電波源の位置 θ を主ビームの方向から離していった最初に0に達するまでのビーム幅をBWFN (Beam Width between First Nulls) という。BWFNは、(2.5)式で $W=0$ と置くことによって求められ、

$$\begin{aligned} \text{BWFN} &= 2\theta_{p=0} \\ &= 2\sin^{-1}(\lambda/nd) \\ &\approx 2\lambda/nd \quad (\lambda/nd \ll 1 \text{ のとき}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

となる。電波干渉計の空間分解は、通常、出力Wが最大値の半分になる方向までのビーム幅、すなわち、半値幅 (HPBW: Half Power Beam Width) で表される。干渉計の主ビームの半値幅HPBWは、BWFNのほぼ半分であり、(2.7)式より、

$$\begin{aligned} \text{HPBW} &= \text{BWFN}/2 \\ &\approx \lambda/nd \quad (\lambda/nd \ll 1 \text{ のとき}) \end{aligned} \quad (2.8)$$

として与えられる。Dを干渉計の最大基線長(=最も遠く離れたアンテナ間の距離)とすると、nが大きいときには $D = (n - 1) d \approx n d$ となり、(2. 8)式は、

$$\text{HPBW} \approx \lambda / D \quad (2. 9)$$

と書くことができる。グレーティング干渉計の空間分解は、(2. 9)式で与えられる。

2. 2. 2 干渉ビームの掃引法

主ビームのうちの1本の方向を θ_n とし、点状電波源がそこから θ_r だけ離れた方向にある場合を考える。このとき、各素子アンテナの入力端における電波の電界強度 E_i' は素子アンテナが無指向性であるとする、

$$E_i' = E_0 \exp \{ -j 2 \pi (i-1) (d/\lambda) \sin (\theta_n + \theta_r) \} \quad (2. 10)$$

と表わされる。

$$2 \pi (d/\lambda) \sin \theta_n \equiv \phi_n \quad (2. 11)$$

$$2 \pi (d/\lambda) \sin (\theta_n + \theta_r) \equiv \phi_n + \Delta \phi \quad (2. 12)$$

とおくと、 E_i' は、

$$E_i' = E_0 \exp \{ -j (i-1) \phi_n \} \exp \{ -j (i-1) \Delta \phi \} \quad (2. 13)$$

となり、各素子アンテナの入力端における電波の電界強度の位相が電波源が主ビームの方向にある時の位相から $(i-1) \Delta \phi$ だけずれていることがわかる。したがって、各素子アンテナから自乗検波までの信号伝送路上で $(i-1) \Delta \phi$ だけ位相を進めてやると、

$$\begin{aligned} E_i'' &= E_i' \exp \{ j (i-1) \Delta \phi \} \\ &= E_0 \exp \{ -j (i-1) \phi_n \} \end{aligned} \quad (2. 14)$$

となり、各素子アンテナで受信された信号が強め合う関係を得ることができる。

以上から、各素子アンテナの信号伝送路に1番目のアンテナからの距離に比例した位相を与えれば、干渉計の出力 W が最も大きくなる方向、すなわち、主ビームの方向が変わることがわかる。(2. 11)式および(2. 12)式から、

$$\Delta \phi = 2 \pi (d/\lambda) \{ \sin (\theta_n + \theta_r) - \sin \theta_n \} \quad (2. 15)$$

$(i - 1) \times 90^\circ$ だけ位相をを変えた場合の主ビームの位置

主ビームの元の位置

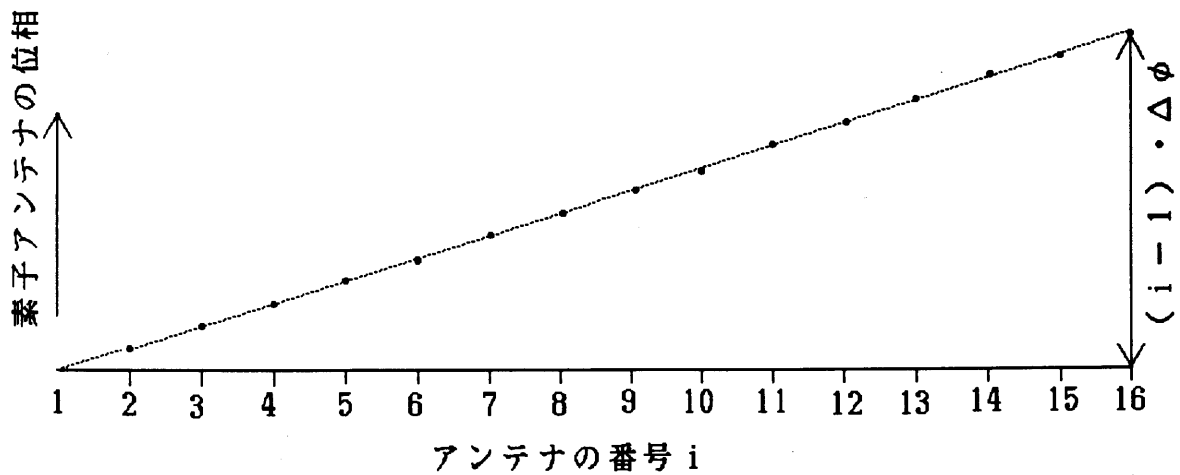
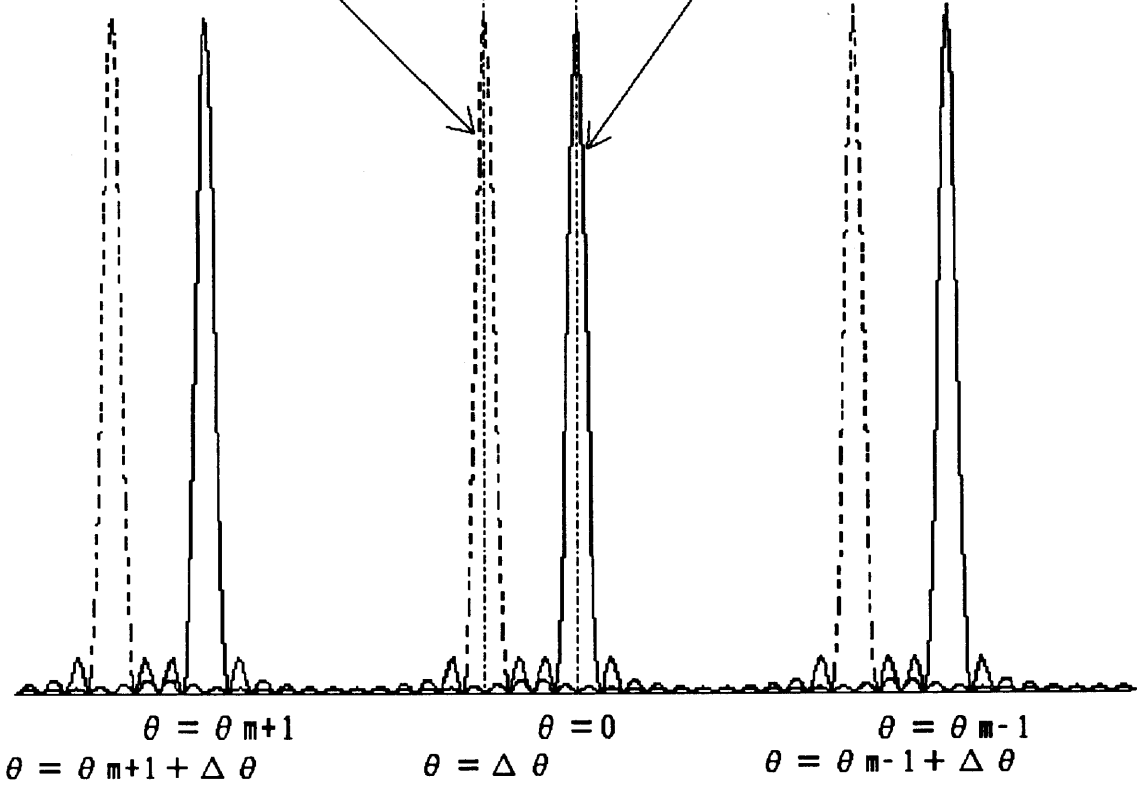


図 2. 3 グレーティング干渉計のビーム掃引法 素子アンテナ数 $n = 16$ であり、素子アンテナには $(i - 1) \times 90^\circ$ の位相を与えている

であり、角度 θ_r だけ干渉計のビームを動かすために各素子アンテナに与える位相は、

$$\begin{aligned}\Delta\phi_i &= (i-1)\Delta\phi \\ &= 2\pi(i-1)(d/\lambda)\{\sin(\theta_m+\theta_r) - \sin\theta_m\}\end{aligned}\tag{2.16}$$

となる。

図 2. 3 は、 $\Delta\phi = 90^\circ$ として (2. 16) 式で示される位相を各素子アンテナに与え、干渉計のビームを動かした例である。このとき、干渉計の主ビームの位置が視野の $1/4$ だけ移動しているのがわかる。

2. 2. 3 素子アンテナの指向特性の影響

2. 2. 1 節および 2. 2. 2 節では、素子アンテナは無指向性であるとしたが、本節では、素子アンテナが指向性を持っている場合を考える。このとき、各素子アンテナで受信される電波の電界強度 E_i' は、 E_i を電波源から放射された電波の i 番目の素子アンテナの場所における電界強度、 θ を電波の到来方向、 θ_i を i 番目の素子アンテナの向いている方向、 $p_i(\theta - \theta_i)$ を各素子アンテナの電界指向特性とすると、

$$E_i' = p_i(\theta - \theta_i) E_i \quad (2. 17)$$

と書くことができ、各素子アンテナの電界指向特性がすべて同じで、かつ、同一方向を向いているとすると、

$$E_i' = p_0(\theta - \theta_0) E_i \quad (2. 18)$$

と書くことができる。ここで、 p_0 は素子アンテナの電界指向特性であり、 θ_0 は各素子アンテナの向いている方向である。

(2. 3) 式と (2. 18) 式から、各素子アンテナで受信された信号を足し合わせて得られる合成電界 E' は、

$$\begin{aligned} E' &= \sum_{i=1}^n E_i' g_i \\ &= p_0(\theta - \theta_0) E_0 \sum_{i=1}^n g_i \exp\{-j 2\pi (i-1) (d/\lambda) \sin \theta\} \end{aligned} \quad (2. 19)$$

となり、合成電界 E' を自乗検波して得られる出力 W' は、

$$W' = W_0 P_0(\theta - \theta_0) \frac{\sin^2\{\pi n (d/\lambda) \sin \theta\}}{\sin^2\{\pi (d/\lambda) \sin \theta\}} \quad (2. 20)$$

となる。ここで、 $P_0(\theta - \theta_0)$ は素子アンテナの電力指向特性であり、 $P_0(\theta - \theta_0)$

$= | p_0 (\theta - \theta_0) |^2$ である。また、各素子アンテナ系統の複素利得 g_i は等しいとしている。

(2. 20) 式は、2. 2. 1 節の (2. 5) 式で与えられた素子アンテナが無指向性の場合の関係式に素子アンテナの指向特性 $P(\theta - \theta_0)$ による重みをかけた形になっている。したがって、素子アンテナに指向性がある場合には、素子アンテナの指向特性によって制限された範囲(素子アンテナの視野)内の電波源の位置または空間構造を、干渉計の指向特性によって観測することになる。素子アンテナの指向特性の中心方向(=最も感度の高い方向)を動かすことによって、選択される主ビームが変わり、天球上での観測領域が変わることになる。この関係を図2. 4に示す。図2. 4(a)は素子アンテナの指向特性の例であり、図2. 4(b)は素子アンテナの指向特性を含んだ干渉計の指向特性の例である。ビーム走査方式の干渉計による観測では、通常、素子アンテナは観測する電波源を追尾するように駆動し、素子アンテナの視野内でビームを高速に掃引して電波像を得る。

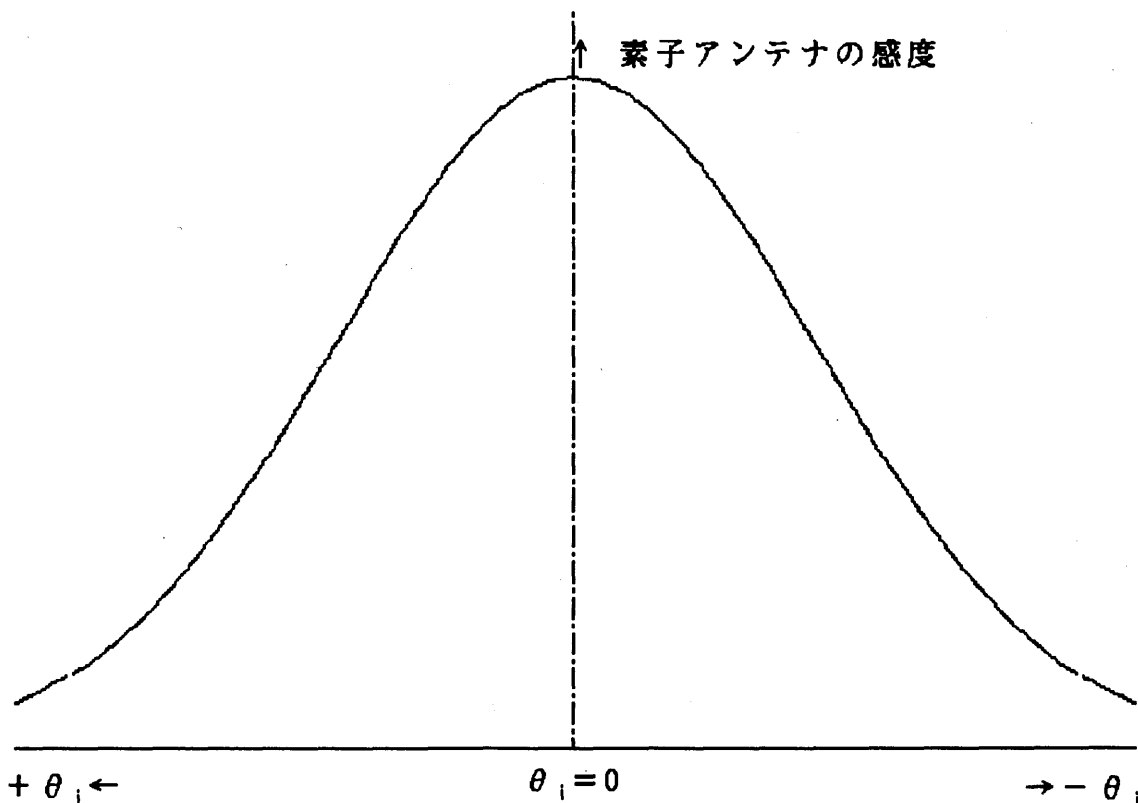


図2. 4(a) 素子アンテナの指向特性の例

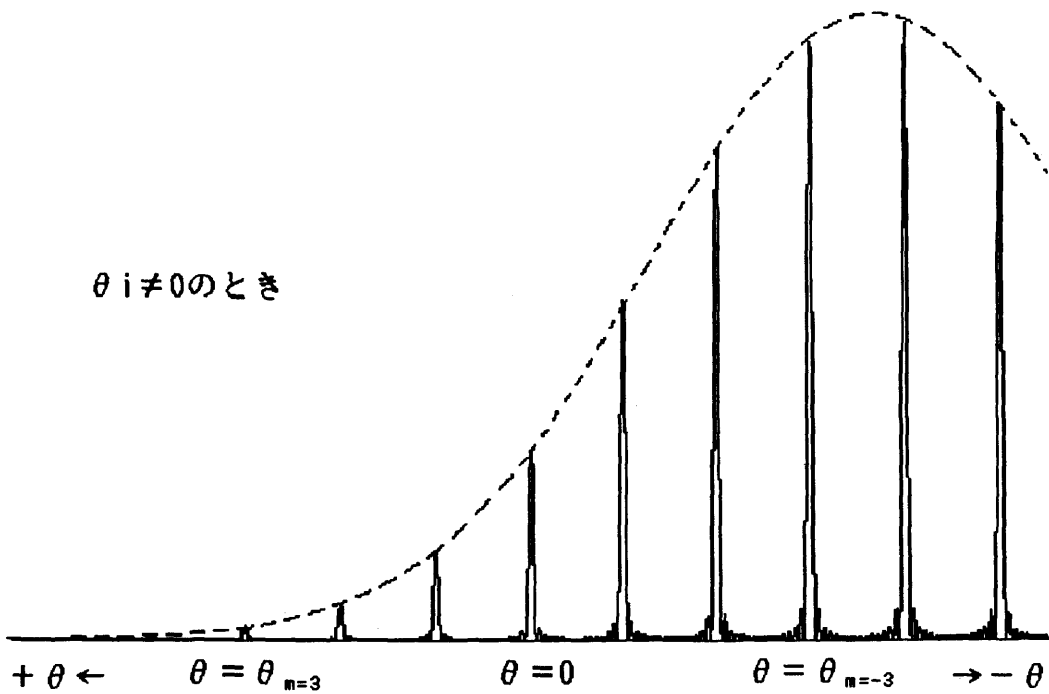
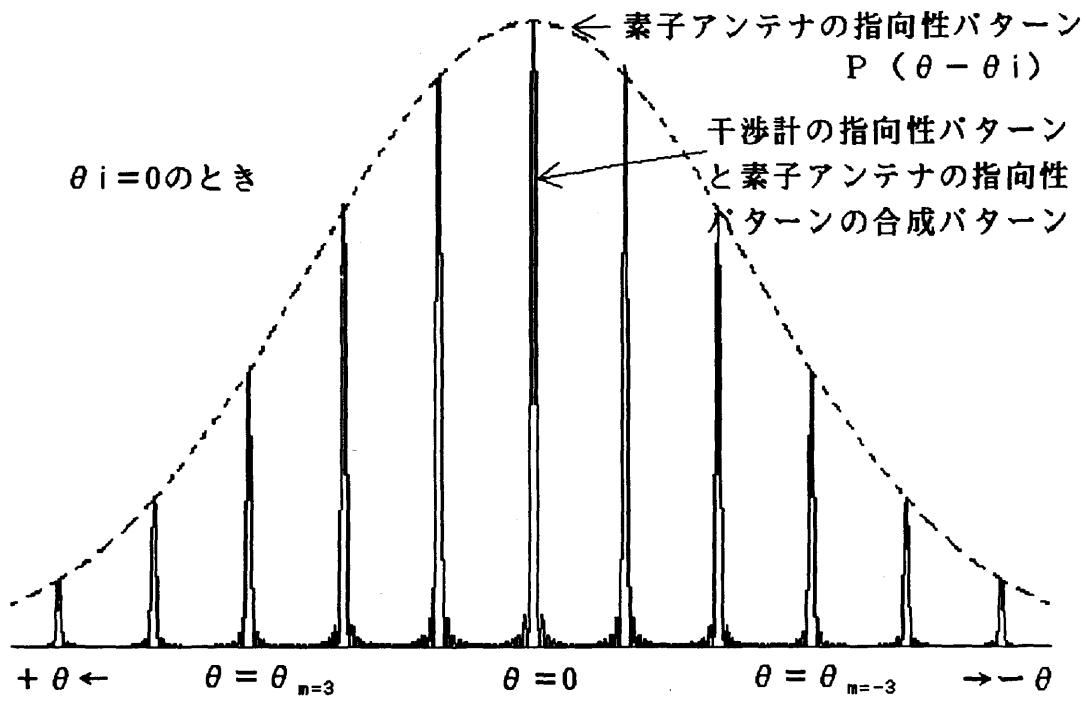


図 2. 4 (b) 素子アンテナが指向特性を持つときの干渉計の指向特性

2. 2. 4 素子アンテナ系統の複素利得と干渉計の指向特性との関係

前節までは、素子アンテナ系統間の複素利得がすべて等しい場合およびアンテナ間の距離に比例した位相差を持っている場合を考えた。アンテナ間の距離に比例した位相差を与えた場合には、2. 2. 2節で示したように、干渉計の主ビームの位置を動かすことになる。本節では、素子アンテナ系統の複素利得がランダムにバラついている場合を考える。

(2. 4) 式および(2. 6) 式から、自乗検波出力Wは、

$$\begin{aligned}
 W &= (1/2) (E \cdot E^*) \\
 &= (1/2) \\
 &\quad \cdot (E_1 E_1^* g_1 g_1^* + E_1 E_2^* g_1 g_2^* + \dots + E_1 E_n^* g_1 g_n^* \\
 &\quad + E_2 E_1^* g_2 g_1^* + E_2 E_2^* g_2 g_2^* + \dots + E_2 E_n^* g_2 g_n^* \\
 &\quad \dots \dots \dots \\
 &\quad + E_i E_1^* g_i g_1^* + E_i E_2^* g_i g_2^* + \dots + E_i E_n^* g_i g_n^* \\
 &\quad \dots \dots \dots \\
 &\quad + E_n E_1^* g_n g_1^* + E_n E_2^* g_n g_2^* + \dots + E_n E_n^* g_n g_n^*)
 \end{aligned}
 \tag{2. 21}$$

と書くことができ、自分自身との組合せも含めた2素子干渉計の出力(=2素子のアンテナの受信信号の積)での和として表わすことができる。グレーティング干渉計では隣合う素子アンテナ間の距離が等しいことから、 $E_i E_k^*$ は $(k-i)\phi$ に比例した位相差を持ち、

$$E_i E_k^* = |E_0|^2 \cdot \exp\{-j(i-k)\phi\} \tag{2. 22}$$

$$E_k E_i^* = (E_i E_k^*)^* = |E_0|^2 \exp\{j(i-k)\phi\} \tag{2. 23}$$

と書ける。したがって、(2. 21) 式は、

$$W = (1/2) |E_0|^2 \sum_{m=-(n-1)}^{n-1} \left(\sum_{i=1}^{n-|m|} g_i g_{i+m}^* \right) \exp(jm\phi)
 \tag{2. 24}$$

と書き直すことができ、干渉計の出力Wは、間隔がmdである2素子干渉計の複素利得 $g_i g_{i+n}^*$ のベクトル和に位相項 $\exp(jm\phi)$ を掛けた成分が集まったものと考えらるこ

とができる。

$m\phi$ は電波源の位置 θ が干渉計の視野の端から端まで変化する間に $2m\pi$ だけ変化し、

$$\int_{-\pi}^{\pi} \exp(-jm\phi) \exp(jk\phi) d\phi = \begin{cases} 2\pi & (m=k \text{ のとき}) \\ 0 & (m \neq k \text{ のとき}) \end{cases} \quad (2.25)$$

なる直交関係をもっていることから、

$$\int_{-\pi}^{\pi} W \cdot \exp(jm\phi) d\phi = \pi |E_0|^2 \sum_{i=1}^{n-m} g_{i+n} g_i^* \quad (2.26)$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} W \cdot \exp(-jm\phi) d\phi = \pi |E_0|^2 \sum_{i=1}^{n-m} g_i g_{i+n}^* \quad (2.27)$$

という関係が得られる。これは、時系列データの周期解析と同じ手法であり、干渉計の出力から素子アンテナシステムの複素利得に関する情報を求める方法を示している。(2.26)式および(2.27)式で、 $m=0$ は直流成分、 $m=1$ は基本周波数に相当する。 md はアンテナ間の距離を表すので、(2.26)式および(2.27)式は干渉計の出力 W をアンテナ間の距離(基線長という)の関数として級数展開する式と考えることができる。

2.2.1節で求めたように、 $g_1 = g_2 = g_3 = \dots = g_n = g_0$ としたときに、理想的な干渉計の指向特性が得られることから、この条件を(2.24)式に入れると、

$$W = (1/2) |E_0|^2 \sum_{m=-(n-1)}^{n-1} |g_0|^2 (n - |m|) \cdot \exp(jm\phi) \quad (2.28)$$

という関係が得られる。(2.24)式と(2.28)式から、素子アンテナシステムの複素利得が、すべての m に対して、

$$\sum_{i=1}^{n-m} g_i g_{i+n}^* = (n-m) |g_0|^2 \quad (2.29)$$

なる条件を満たすとき、干渉計のビームパターンが理想的な状態であると考えることができる。各素子アンテナ系統の複素利得が、 g_a の回りにランダムに分布しているとすると、(2. 29)式の左辺の値は和の項の数が多いほど(2. 29)式の右辺の値に近くなる。ベクトル和の項の数は、 $m=1$ のときは $(n-1)$ 組あり、 m が大きくなるに従って少なくなる。このことは、 n 素子のグレーティング干渉計において、アンテナ間隔が md である2素子干渉計を何組取り得るかとういことに相当する。 m が小さいほど基線長(=アンテナ間の距離)が短いことを表すことから、グレーティング干渉計では短い基線長に対応する成分ほど素子アンテナ系統の複素利得のばらつきの影響が少ないことになる。

2. 3 複合干渉計の原理と特性

2. 3. 1 点状電波源に対する応答

同一基線上に、等しい間隔 d で置かれた n 素子のアンテナとそれから距離 L だけ離して置かれた 1 素子のアンテナを考え、 n 素子のアンテナで受信された信号を足し合わせて得られる信号と距離 L だけ離して置かれた 1 素子のアンテナで受信された信号の間のかけ算を取る場合を考える。このような方式の多素子電波干渉計を「複合干渉計」と呼ぶ。図 2. 5 に、複合干渉計の構成図を示す。本節では、複合干渉計の指向特性 (= ビームパターン) を、点状電波源に対する出力応答特性から求める。

図 2. 5 において、等間隔で並んだ n 素子のアンテナ群から距離 L だけ離して置かれた 1 素子のアンテナを基準アンテナとし、等間隔で並んだ n 素子のアンテナ群に、基準アンテナに近い側から 1, 2, 3, \dots , n と番号を付ける。基線に垂直な面を取り、そこから θ だけ離れた方向にある点状電波源があるとする。この電波源から到来する信号が i 番目の素子アンテナへ到達する時刻は、その信号が基準アンテナに到達する時刻に対して、

$$\tau_i = [\{ (i-1)d + L \} / c] \sin \theta \quad (2. 3 0)$$

だけ遅れており、各素子アンテナの入力端における電波の電界強度 E_i は、基準アンテナへの入力電波の電界強度 $E_0 = |E_0| \exp \{ -j 2 \pi (c / \lambda) t \}$ を基準として、

$$\begin{aligned} E_i &= E_0 \exp \{ -j 2 \pi (c / \lambda) \tau_i \} \\ &= E_0 \exp [-j (2 \pi / \lambda) \{ (i-1)d + L \} \sin \theta] \end{aligned} \quad (2. 3 1)$$

と表すことができる。ここで、 c は電波の伝播速度、 λ は観測波長、 t は時間である。なお、グレーティング干渉計の場合と同様、電波源は干渉計から十分遠く、電波源から放射された電波は平面波として干渉計に到来するものと仮定している。また、素子アンテナは無指向性であると仮定している。

複合干渉計の出力は、間隔 d で並んだ n 素子のアンテナで受信された信号を足し合わせた信号と基準アンテナで受信された信号の和信号および差信号をそれぞれ自乗検波し、それらの差をとることによって求められる。間隔 d で並んだ n 素子のアンテナで受信された

信号を足し合わせて得られる合成電界を E_+ とすると、

$$E_+ = \sum_{i=1}^n E_i g_i \quad (2.32)$$

と表され、複合干渉計の出力 W は、

$$\begin{aligned} W &= (1/4) (E_0 g_0 + E_+) (E_0 g_0 + E_+)^* \\ &\quad - (1/4) (E_0 g_0 - E_+) (E_0 g_0 - E_+)^* \\ &= R_0 (E_0 g_0 E_+^*) \end{aligned} \quad (2.33)$$

と表される。ここで、 g_0 は基準アンテナから自乗検波器までの信号伝送路の複素利得 $[= |g_0| \exp(j\beta_0)]$ であり、 R_0 は計算結果の実部を取ることを表す。

各素子アンテナ系統間の複素利得がすべて等しいとすると、(3.31)式、(3.

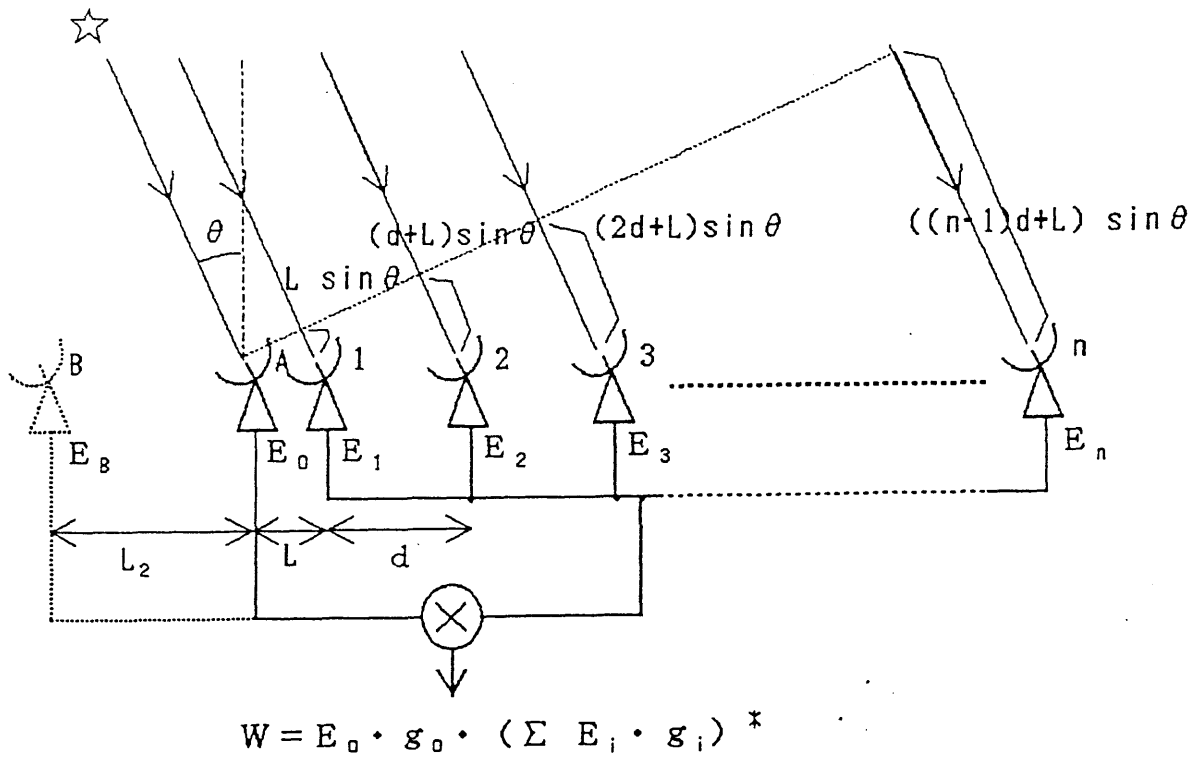


図 2. 5 複合干渉計の構成

32) 式、(3.33) 式から、

$$\begin{aligned}
 W &= R_a \left\{ (E_{\theta g \theta}) \left(\sum_{i=1}^n E_{i g \theta} \right)^* \right\} \\
 &= W_a \cos \left\{ (\phi_a + n \phi / 2 - \phi / 2) \right\} \frac{\sin (n \phi / 2)}{\sin (\phi / 2)} \quad (2.34)
 \end{aligned}$$

となる。ここで、 $W_a = |E_{\theta g \theta}|^2$ 、 $2\pi (d/\lambda) \sin \theta \equiv \phi$ 、 $2\pi (L/\lambda) \sin \theta \equiv \phi_a$ である。

特別な場合として、基準アンテナと n 素子のアンテナの距離 L が、 n 素子のアンテナの間隔 d の半分 ($L = d/2$) の場合を考える。このとき、(2.34) 式は、

$$\begin{aligned}
 W &= (W_a / 2) \frac{\sin (n \phi)}{\sin (\phi / 2)} \\
 &= (W_a / 2) \frac{\sin \{2\pi n (d/\lambda) \sin \theta\}}{\sin \{\pi (d/\lambda) \sin \theta\}} \quad (2.35)
 \end{aligned}$$

となる。 $L = d/2$ とした場合、 θ を変化させたときに正の値の主ビームと負の値の主ビームが交互に現れる。図2.6は、(2.35) 式で $n = 16$ としたときの、電波源の位置 θ の変化による W の変化、すなわち、干渉計の指向特性を示したものである。図2.6を図2.2と比較すると、サイドローブレベルの大きさは複合干渉計の場合の方がグレーティング干渉計の場合に比べて大きくなっていることがわかる。

複合干渉計の空間分解は、干渉ビームの主ビームを挟んだ両側の第1サイドローブ（主ビームが正の値の時は、負の最大値の位置）間の角度の約半分の角度で定義する。主ビームの位置を $\theta = 0$ とすると、第1サイドローブの位置 θ_{1st} は、この位置で $n\phi = (3/2)\pi$ であることから、

$$\begin{aligned}
 \theta_{1st} &= \sin^{-1} (3\lambda / 4nd) \\
 &\approx (3/4) \lambda / nd \quad (\lambda / nd \ll 1 \text{ のとき}) \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

となり、空間分解 $\Delta \theta$ は、

$$\begin{aligned} \Delta \theta &\approx (2 \theta_{1st}) / 2 \\ &\approx (3/4) \lambda / n d \quad (\lambda / n d \ll 1 \text{ のとき}) \quad (2.37) \end{aligned}$$

となる。D を干渉計の最大基線長 [= L + (n - 1) d] とすると、 $n \gg 1$ で、かつ、 $L \ll n d$ の場合、 $D \approx n d$ となり、空間分解 $\Delta \theta$ は、

$$\Delta \theta \approx (3/4) \lambda / D \quad (n \gg 1, L \ll n d \text{ のとき}) \quad (2.38)$$

と書くことができる。通常は、係数の $3/4$ は無視し、

$$\Delta \theta \approx \lambda / D \quad (n \gg 1, L \ll n d \text{ のとき}) \quad (2.39)$$

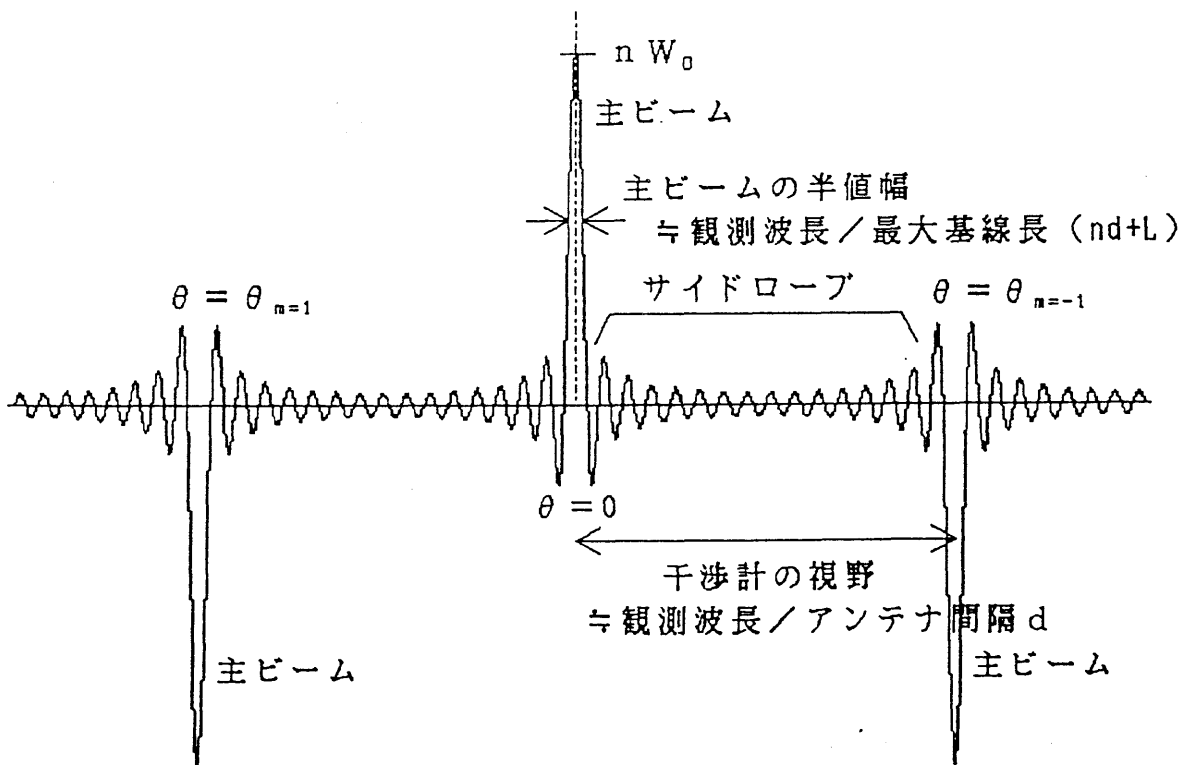


図 2. 6 複合干渉計の点状電波源に対する応答特性 (= 干渉計の指向特性)

素子アンテナ $n = 16 + 1$ 、 $L = d / 2$

とする。等間隔で並んだ n 素子のアンテナとそれから $d/2$ だけ離して置かれた 1 素子のアンテナから成る複合干渉計の場合、空間分解能は n 素子のグレーティング干渉計とほぼ同じであり、グレーティング干渉計に比較して利点はない。

2. 3. 2 素子アンテナの追加による空間分解能の向上

図 2. 5 に点線で示したように、等間隔で並んだ n 素子のアンテナの位置と反対の方向に基準アンテナから距離 L_2 だけ離して更に 1 素子のアンテナを置いた場合を考える。このアンテナを B アンテナとすると、電波源から到来する信号が B アンテナへ到達する時刻は、その信号が基準アンテナに到達する時刻に対して、

$$\tau_B = - (L_2 / c) \sin \theta \quad (2. 40)$$

だけ進んでおり、B アンテナの入力端における電界強度 E_B は、基準アンテナの電界強度 E_0 を基準として、

$$\begin{aligned} E_B &= E_0 \exp (-j 2 \pi (c / \lambda) \tau_B) \\ &= E_0 \exp \{ j 2 \pi (L_2 / \lambda) \sin \theta \} \end{aligned} \quad (2. 41)$$

と表すことができる。

B アンテナで受信された信号を基準アンテナで受信された信号と足し合わせてから、間隔 d で並んだ n 素子のアンテナで受信された信号を足し合わせた信号との間で和信号および差信号を求め、それぞれを自乗検波した後で和信号と差信号の差分を求めると、その結果 W' は、

$$\begin{aligned} W' &= (1 / 4) (E_0 g_0 + E_B g_B + E_+) (E_0 g_0 + E_B g_B + E_+)^* \\ &\quad - (1 / 4) (E_0 g_0 + E_B g_B - E_+) (E_0 g_0 + E_B g_B - E_+)^* \\ &= R_e \{ (E_0 g_0 + E_B g_B) E_+^* \} \end{aligned} \quad (2. 42)$$

となる。ここで、 g_B は B アンテナから自乗検波器までの信号伝送路の複素利得 $[= |g_B| \exp (j \phi_B)]$ である。また、 E_+ は等間隔で並んだ n 素子のアンテナで受信された信号を足し合わせて得られる合成電界であり、(2. 32) 式で与えられる。

(2. 42) 式において、各素子アンテナ系統間の複素利得がすべて等しいとすると、

$$W' = W_0 R_e [\{ 1 + \exp (j \phi_B) \}]$$

$$\cdot \exp \{ j (\phi_0 + n \phi / 2 - \phi / 2) \} \frac{\sin (n \phi / 2)}{\sin (\phi / 2)}] \quad (2.43)$$

となる。ここで、 $W_0 = (E_0 g_0) (E_0 g_0)^*$ 、 $\phi_0 = 2\pi (L_2 / \lambda) \sin \theta$ である。
 特別な場合として、 $L = d / 2$ 、 $L_2 = n d$ の場合を考える。このとき、(2.43) 式は、

$$\begin{aligned} W' &= (W_0 / 2) \frac{\sin (2 n \phi)}{\sin (\phi / 2)} \\ &= (W_0 / 2) \frac{\sin \{ 4 \pi n (d / \lambda) \sin \theta \}}{\sin \{ \pi (d / \lambda) \sin \theta \}} \end{aligned} \quad (2.44)$$

となる。(2.44) 式を(2.35)式と比較すると、分子の \sin の中身が2倍に

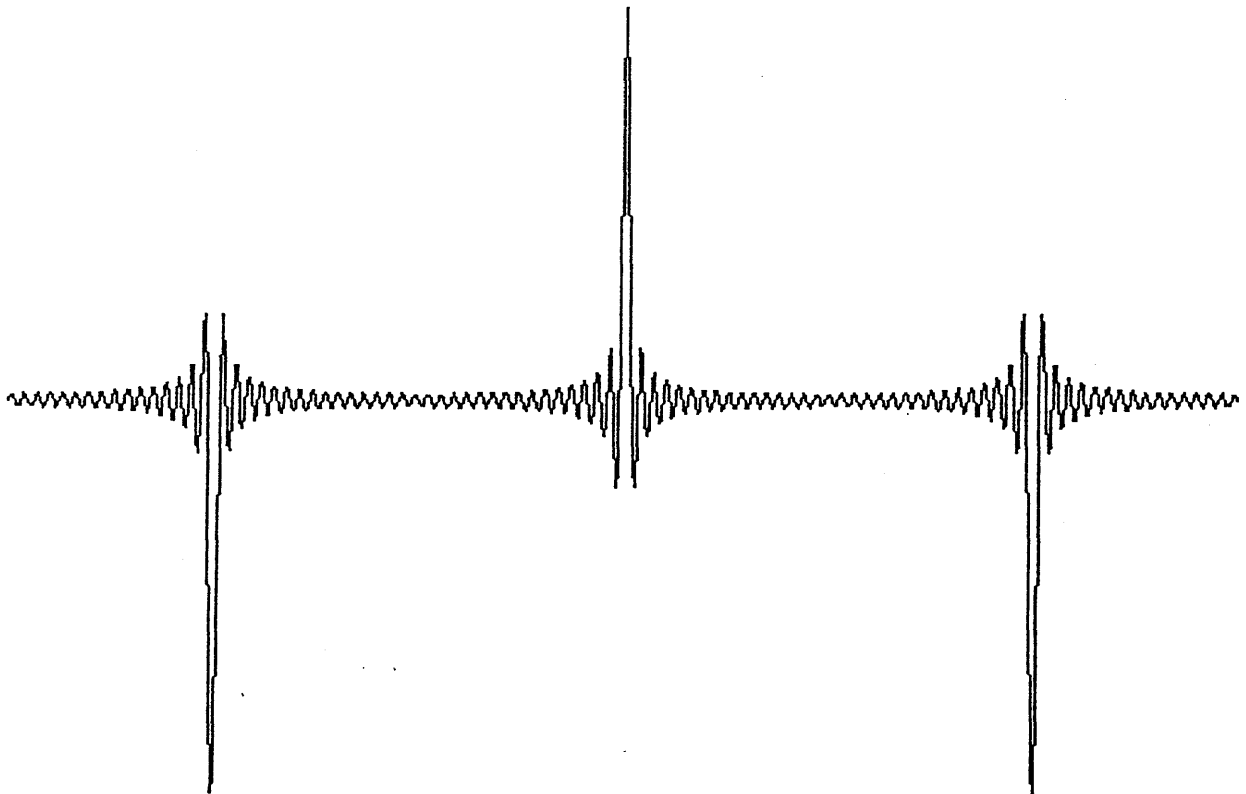


図 2. 7 L_2 の位置にアンテナを加えた複合干渉計の点状電波源に対する応答特性 (= 干渉計の指向特性) 素子アンテナ数 $n = 16 + 2$ 、 $L = d / 2$ 、 $L_2 = 16 d$

なっており、電波源の位置 θ の変化に対する変動周期がBアンテナが無い場合に比べて短いことがわかる。

前節と同様にして、空間分解 $\Delta\theta'$ を求めると、

$$\Delta\theta' \approx (3/8) \lambda / nd \quad (\lambda / nd \ll 1 \text{ のとき}) \quad (2.45)$$

となる。したがって、基準アンテナから nd だけ離れた場所に1素子アンテナを追加することにより、空間分解能が2倍に向上したことになる。 $L = d/2$ 、 $L_B = nd$ の場合、干渉計の最大基線長 D は、

$$\begin{aligned} D &= (2n - 1 / 2) d \\ &\approx 2nd \quad (n \gg 1 \text{ のとき}) \end{aligned} \quad (2.46)$$

であり、(2.45)式は、

$$\Delta\theta' \approx (3/4) \lambda / D \quad (2.47)$$

と書くことができる。図2.7は、(2.44)式で電波源の位置 θ の変化による W' の変化、すなわち、干渉計の指向特性を、 $n = 16$ の場合に付いて示したものである。図2.6と図2.7を比較すると、図2.7の方が主ビームの幅が小さくなっており、サイドローブの θ に対する変化も細かくなっていることがわかる。一方、干渉計の視野は図2.6と図2.7で同じである。

以上は、 nd の場所に1素子を追加した場合であるが、 nd の間隔で m 素子のアンテナを置くことによって空間分解能を m 倍に向上させることができる。したがって、複合干渉計ではグレーティング干渉計に比べて少ないアンテナ数で高い空間分解能が得られることになる。一方、2.3.3節で述べるように、複合干渉計では素子アンテナの複素利得の変動が干渉計の指向特性に強く影響を与えるので、グレーティング干渉計に比べて複素利得の較正を精度良く行う必要がある。

2. 3. 3 素子アンテナ系統の複素利得と干渉計の指向特性との関係

複合干渉計の出力Wは、(2. 3 3)式に(2. 3 2)式を代入して、

$$W = |E_0|^2 \left[\sum_{i=1}^n \operatorname{Re} \{ g_0 g_i^* \exp(j\phi_0) \} \cos \{ (i-1)\phi \} \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^n \operatorname{Im} \{ g_0 g_i^* \exp(j\phi_0) \} \sin \{ (i-1)\phi \} \right] \quad (2. 48)$$

と書くことができる。ここで、 Re は複素数の実部を、 Im は複素数の虚部をとることを表す。

複合干渉計の出力Wの $L + (m-1)d$ の基線長に対応した成分は、(2. 48)式をフーリエ展開することにより、

$$\int_{-\pi}^{\pi} W \exp [j \{ L + (m-1) \} \phi] d\phi = |E_0|^2 g_0 g_m^* \quad (2. 49)$$

として与えられる。したがって、 $L + (m-1)d$ の基線長に対応した成分は、アンテナ入力端における電波の信号強度と基準アンテナの持つ複素利得およびm番目の素子アンテナの持つ複素利得の積になっている。

$g_1 = g_2 = g_3 = \dots = g_n = g_0$ のとき、理想的な干渉計の指向特性が得られるので、(2. 48)式にこの条件を入れて(2. 49)式と同様にフーリエ展開し、出力Wの $L + (m-1)d$ の基線長に対応した成分を求めると、

$$\int_{-\pi}^{\pi} W \exp [j \{ L + (m+1) \} \phi] d\phi = |E_0|^2 g_0 g_0^* \quad (2. 50)$$

となる。(2. 49)式と(2. 50)式の比較から、干渉計の出力Wの基線長 $L + (m+1)d$ に対する誤差成分はm番目の素子アンテナの複素利得 g_m で与えられることがわかる。ある基線長に対する誤差成分が、グレーティング干渉計では何組かの2素子干渉計の複素利得のベクトル和で決まるのに対し、複合干渉計では1素子のアンテナの複素利得で決まることから、複合干渉計では素子アンテナの複素利得の変動が干渉計の指向特性に強

く影響を与えることになる。

各素子アンテナに含まれる利得誤差および位相誤差の大きさにより干渉計の指向特性がどのように歪むかをシミュレーション実験により調べた。干渉計の指向特性の歪みは、誤差を含む干渉計の指向特性 $P(\theta)$ の、誤差を含まない理想的な指向特性 $P_I(\theta)$ からの振幅のずれを干渉計の視野内で自乗平均 (rms: root mean square) した値、すなわち、

$$E_B = \left[(1/\theta_w) \int_{-\theta_w/2}^{\theta_w/2} \{P(\theta) / P_{max} - P_I(\theta)\}^2 \right]^{1/2} \quad (2.51)$$

により評価した。ここで、 θ は電波の到来方向、 θ_w は干渉計の視野、 P_{max} は誤差を含んだ干渉計の指向特性の最大値である。評価量 E_B は、干渉計によって得られた電波像に対して CLEAN⁵⁾ と呼ばれる電波天文で広く使われる像処理の手法を適用して干渉ビームのサイドロープの影響を除去したとき、除去できないで残るサイドロープレベルを画像内の最大レベルに対する比で表した量と考えることができ (以下では、この量をサイドロープレベルの歪みと呼ぶ)、 E_B の逆数は画像のダイナミックレンジと考えることができる。シミュレーション実験では、各素子アンテナに与える利得誤差および位相誤差を平均値が 0 で標準偏差が σ のガウス分布に従う乱数により与えた。なお、平均値が 0 であるので、誤

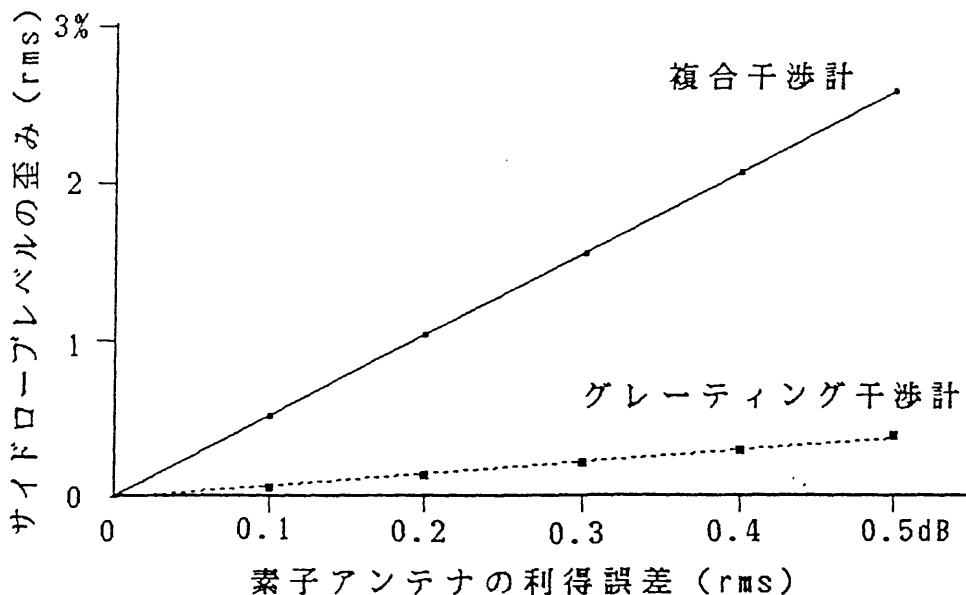


図 2. 8 素子アンテナが利得誤差を持つ場合の干渉計のサイドロープレベルの歪み

差の標準偏差 σ は誤差の自乗平均と考えることができる。各素子アンテナに与える誤差の標準偏差 σ を一定にして30回の試行を繰り返し、各試行で得られたサイドローブレベルの歪み E_B を平均し、素子アンテナの誤差の自乗平均が σ のときにおけるサイドローブレベルの歪みの推定値とした。図2. 8および図2. 9に、シミュレーション実験の結果を示す。図2. 8は、素子アンテナに利得誤差を与えた場合であり、図2. 9は素子アンテナに位相誤差を与えた場合である。横軸は素子アンテナに与えた利得誤差および位相誤差の標準偏差、すなわち、自乗平均値であり、縦軸はサイドローブレベルの歪みの推定値である。実線が複合干渉計に対する結果、破線がグレーティング干渉計に対する結果である。

シミュレーション実験の結果、素子アンテナが持つ利得誤差または位相誤差の自乗平均が同じであるときには、干渉計のサイドローブレベルの歪みは複合干渉計の方がグレーティング干渉計に比べて大きく、利得誤差の場合は約7倍、位相誤差の場合は約4倍であることが確認できた。また、干渉計のサイドローブレベルの歪みは、素子アンテナに与えた誤差の大きさに比例して大きくなることがわかった。複合干渉計の場合、観測によって得られる画像のダイナミックレンジを100対1以上、すなわち、サイドローブレベルの歪みを1% rms以下に抑えるためには、各素子アンテナの利得誤差を0.2 dB rms、位相誤差を3度 rms以下にする必要がある。

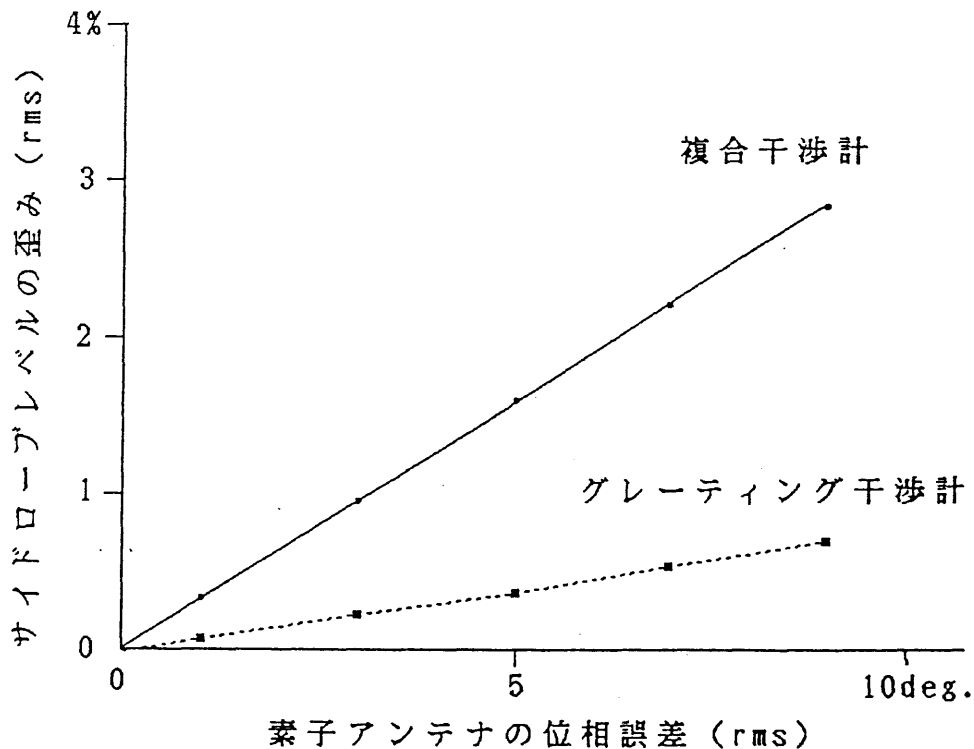


図2. 9 素子アンテナが位相誤差を持つ場合の干渉計のサイドローブレベルの歪み

2. 4 ビーム走査方式による二次元像の撮影法

本節では、東西方向および南北方向にT字形にアンテナを配置した電波干渉計を考え、その指向特性 (=ビームパターン) を点状電波源に対する出力応答特性から求める。

図 2. 10 に示すように、東西方向に $2n$ 素子、南北方向に n 素子のアンテナを配置した T 字形のアンテナアレイを持つ電波干渉計を考え、東西方向および南北方向の基線の交点から東へ $0, -1, -2, \dots, (n-1)$ 、西へ $1, 2, 3, \dots, n$ 、南へ $1, 2, 3, \dots, n$ と番号を付ける。また、図 2. 11 に示すように、 ξ を南北基線を含んで東西基線に垂直な面から測った電波源の方向、 η を東西基線を含んで南北基線に垂直な面から測った電波源の方向とすると、 (ξ, η) の方向にある点状電波源から到来する電波が東西方向および南北方向の各素子アンテナへ到達する時刻は、東西方向および南北方向の基線の交点を基準として、

$$\tau_i = [\{ (i-1) d + d/2 \} / c] \sin \xi,$$

$$i = - (n-1), - (n-2), \dots, (n-1), n \quad (2. 52)$$

$$\tau_k = [\{ (k-1) d + d/2 \} / c] \sin \eta,$$

$$k = 1, 2, 3, \dots, (n-1), n \quad (2. 53)$$

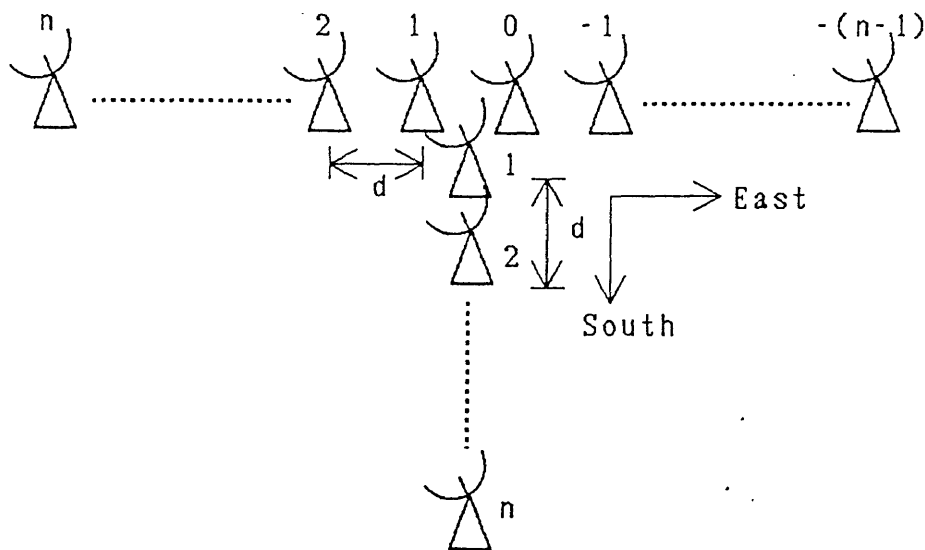


図 2. 10 T 字形のアンテナアレイを持つ電波干渉計

、各素子アンテナの入力端における電波の電界強度 E_i および E_k は、
 $E_0 [= |E_0| \exp \{ -j 2 \pi (c / \lambda) t \}]$ を基準として、

$$= E_0 \exp \{ -j 2 \pi (c / \lambda) \tau_i \}$$

$$= E_0 \exp [-j (2 \pi / \lambda) \{ (i - 1 / 2) d \} \sin \xi] \quad (2.54)$$

$$E_k = E_0 \exp \{ -j 2 \pi (c / \lambda) \tau_k \}$$

$$= E_0 \exp [-j (2 \pi / \lambda) \{ (k - 1 / 2) d \} \sin \eta] \quad (2.55)$$

と表すことができる。なお、前節までと同様に、電波源は干渉計から十分遠く、電波源から放射された電波は平面波として干渉計に到来するものと仮定している。また、素子アンテナは無指向性であると仮定している。

干渉計の出力は、東西基線上の素子アンテナで受信された信号を足し合わせて得られる信号と南北基線上の素子アンテナで受信された信号を足し合わせて得られる信号の和信号および差信号をそれぞれ自乗検波し、それらの差を取ることによって得られる。東西基線上の素子アンテナで受信された信号を足し合わせて得られる合成電界を E_{EW} 、南北基線上

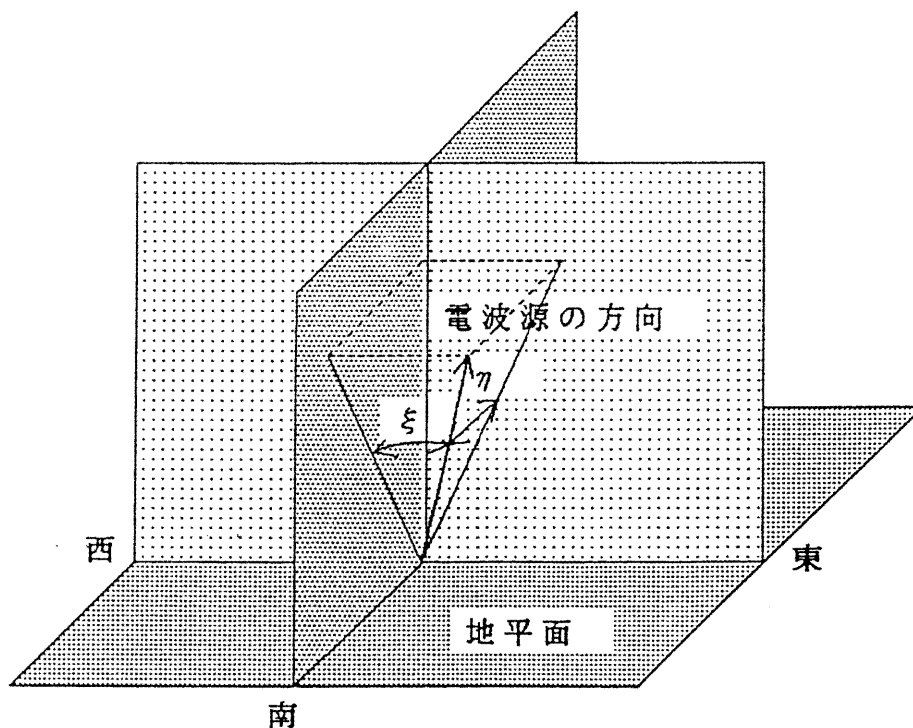


図 2. 1 1 電波源の位置と角度 (ξ , η) の関係

の素子アンテナで受信された信号を足し合わせて得られる合成電界を E_{NS} とすると、

$$E_{EW} = \sum_{i=-(n-1)}^n E_i g_i \quad (2.56)$$

$$E_{NS} = \sum_{k=1}^n E_k g_k \quad (2.57)$$

と表され、干渉計の出力 W は、

$$\begin{aligned} W &= (1/4) (E_{EW} + E_{NS}) (E_{EW} + E_{NS})^* \\ &\quad - (1/4) (E_{EW} - E_{NS}) (E_{EW} - E_{NS})^* \\ &= \text{Re} (E_{EW} E_{NS}^*) \end{aligned} \quad (2.58)$$

と表される。ここで、 g_i 、 g_k は i 番目および k 番目の素子アンテナから自乗検波器までの信号伝送路の複素利得である。

(2.58) 式において、各素子アンテナシステムの複素利得がすべて等しいとし、それを g_0 とおくと、

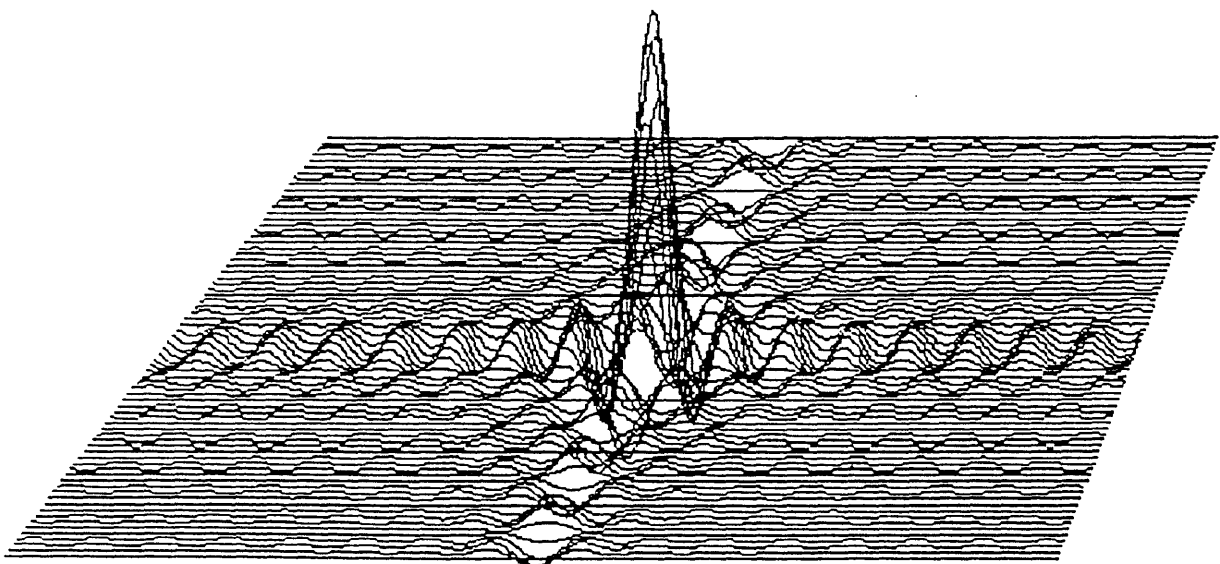


図 2. 1 2 T 字形に素子アンテナを配置した電波干渉計の指向特性

$$\begin{aligned}
W &= g_{\theta} g_{\theta}^* R_{\alpha} \left[\sum_{i=-(n-1)}^n E_i \sum_{k=1}^n E_k^* \right] \\
&= (W_{\theta} / 2) \frac{\sin(n\phi)}{\sin(\phi/2)} \cdot \frac{\sin(n\chi)}{\sin(\chi/2)} \quad (2.59)
\end{aligned}$$

となる。ここで、 $W_{\theta} = (E_{\theta} g_{\theta}) (E_{\theta} g_{\theta})^*$ 、 $2\pi(d/\lambda)\sin\xi \equiv \phi$ 、 $2\pi(d/\lambda)\sin\eta \equiv \chi$ である。

この式から、東西および南北方向にT字形に素子アンテナを配置した電波干渉計の出力は、東西方向(=ξ方向)および南北方向(=η方向)に配置した一次元複合干渉計の出力の積として得られることがわかる。出力Wは、 $\phi = 0$ 、 $\chi = 0$ において最大値 $W_{\theta}/2$ をとり、それから離れるにしたがって急激に小さくなる。したがって、干渉計はペンシル状の鋭い指向特性を持つことになる。図2.12に干渉計の指向特性を示す。グレーティング干渉計および複合干渉計と同様に、東西方向の基線と南北方向の基線の交点からの距離に比例した位相を各素子アンテナ系統に与えることによって、干渉計の主ビームの位置は移動させることができる。

東西方向の空間分解 $\Delta\xi$ および南北方向の空間分解 $\Delta\eta$ は、複合干渉計の場合と同様に考えることにより、

$$\Delta\xi = \Delta\eta \approx \lambda/D \quad (\lambda/nd \ll 1, n \gg 1 \text{ のとき}) \quad (2.60)$$

となる。ここで、Dは東西方向の基線と南北方向の基線の交点から測った最大基線長であり、dを素子アンテナ間隔とすると、 $D = (n-1/2)d$ である。

第 2 章の参考文献

- 1) W. N. Christiansen and Högbom: "Radiotelescopes"-2nd ed., Cambridge Univ. Press (1985).
- 2) J. D. Kraus: "Radio astronomy"-2nd ed., Cygnus-Quasar Books (1986).
- 3) A. Richard Thompson, J. M. Moran and G. W. Swenson, Jr.: "Interferometry and synthesis in Radio astronomy", John Wiley and Sons, Inc. (1986).
- 4) 畑中武夫: "電波天文学" - 第 6 版, (1975).
- 5) J. A. Högbom: "Aperture Synthesis with a nonregular distribution of interferometer baseline", Astron. Astrophys. Suppl., 15, pp. 417-426 (1974).

第3章 波長8cm太陽電波干渉計の感度と位相安定度の改良

3.1 まえがき

マイクロ波帯においては、コロナルホール、暗条などの電波源は、静かな太陽の成分に対して数パーセントから数十パーセント（数千度K）の温度低下を示す空間構造として観測される。また、太陽の大規模コロナ構造を意味すると考えられる静かな太陽の成分の電波強度分布は、赤道域と極域において数千度Kから1万度程度の差として観測されている。これらの空間構造を太陽面上に数十万度Kから数百万度の輝度温度を持つ強い活動領域があるような状況で観測しようとする場合、撮影される電波写真は20dBから30dBの高いダイナミックレンジを持っていることが必要とされる。干渉計で撮影される電波写真のダイナミックレンジは、干渉ビームの理想的な形からの乱れと受信システムの感度に強く依存する。乱れの少ない干渉ビームを合成しようとする場合には、素子アンテナ間の位相関係が正しく設定されている必要がある。例えば、波長8cm太陽電波写真儀の場合、東西および南北のそれぞれの基線上の素子アンテナの位相を、アンテナアレイの位相中心からの距離に比例した関係を持つように設定する必要がある。長時間安定な観測を行うためには、頻繁に位相較正を行うことができるようにするとともに、外気温の変動などによる素子アンテナ間の位相関係の乱れを極力抑えることが必要となる。

第2章で示したように、ビーム走査方式の電波干渉計では、各素子アンテナを導波管あるいは同軸ケーブルにより結合してできる干渉ビームで太陽面上の各位置を順次走査し、太陽面上での干渉ビームの位置とその位置の電波強度の情報から画像を合成する。このため、1枚の電波写真の撮影に要する時間は、電波写真中の各画素の積分時間と画素数の積で与えられる。波長8cm太陽電波写真儀の場合、二次元電波写真は1024点の画素から成っているので、各画素の積分時間を1秒とすると、1枚の電波写真の撮影に要する時間は約17分となる。太陽電波バースト現象などの時間変化の速い現象の電波写真を精度良く撮影しようとする場合、撮影中に電波強度や電波源の位置および構造などが変化してしまうのを防ぐために、1枚当りの撮影に要する時間をできるだけ短くする必要がある。ビーム走査方式の電波干渉計では、撮影に要する時間を短くするためには各画素の積分時間を短くして干渉ビームを速く掃引してやる必要がある。太陽から放射される電波はガウス分布に従う連続波である。このような場合、受信システムの感度は、受信機の内部雑音、受信帯域幅、各画素あたり積分時間、素子アンテナの開口面積および素子アンテナ数など

によって決まる。各画素あたりの積分時間が短くなると、受信システムの感度が低下する。したがって、各画素あたりの積分時間が短くなったことによる受信システムの感度の低下を補償するためには、受信機の内部雑音を下げる、受信帯域幅を広げる、素子アンテナの開口面積を広げる、素子アンテナ数を増やすなどの改良を行う必要がある。この内、受信帯域幅は受信信号間の干渉度に関係しており、広くした場合、天球上において観測できる範囲が狭くなる。また、素子アンテナの開口面積は素子アンテナの視野と関係しており、広くした場合、太陽全面が素子アンテナの視野に入らなくなる。一方、素子アンテナ数を増やすことは、費用対性能の観点から現実的でない。以上から、ビーム走査形の電波干渉計で時間変化の速い現象を観測する場合、受信機の内部雑音を下げることが必要となる。

本章では、波長 8 cm 太陽電波写真儀の受信システムの感度と位相安定度を向上させるために行った開発研究について述べる。また、この研究により向上した波長 8 cm 太陽電波写真儀の性能について評価する。この改良は、石黒他によって提案され¹⁾、1978 年から 1979 年度にかけて行なった。3.2 節では、豊川観測所にある 3.75 GHz 偏波強度計²⁾の観測データから、波長 8 cm 太陽電波写真儀の受信システムの設計で必要となる 3.75 GHz での太陽電波の強度およびその変動幅について検討する。3.3 節では、まず改良前の受信システムの概要について述べ、受信システムの主な改良点および期待される性能について述べる。3.4 節では、改良後のシステムの感度および位相安定度について測定を行った結果について述べる。3.5 節では、改良後のシステムによって太陽を観測した場合の例を示し、改良によって所要の性能が得られていることを確認する。最後に、3.6 節で本章のまとめを行う。

3. 2 波長 8 c m 帯における太陽電波の強度

波長 8 c m 帯における電波放射強度には太陽黒点数と同様に 1 1 年の周期性が見られる。豊川観測所にある 3. 7 5 G H z 偏波強度計²⁾で観測された 1 9 5 2 年から 1 9 8 8 年までの間の太陽電波強度の時間変動を図 3. 1 に示す。横軸は時間、縦軸は月平均のフラックス密度である。なお、月平均のフラックス密度はバースト成分を除いて求めた値であり、静かな太陽の成分と S 成分を足した値に相当する。図 3. 1 には、1 9 5 8 年、1 9 6 9 年および 1 9 8 0 年あたりに月平均フラックス密度の極大期が見られる。1 9 5 2 年から 1 9 8 8 年までの間における月平均フラックス密度の最大値は 2 6 0 s. f. u. ($2. 6 \times 1 0^{-20} \text{ W m}^{-2} \text{ H z}^{-1}$)、最小値は 7 2 s. f. u. である。フラックス密度の月平均値の最低値を静かな太陽の成分によるものと考え、3. 7 5 G H z における電波放射強度は、約 1 1 年の周期活動によって静かな太陽の成分の 3. 6 倍程度変化することになる。この変化は、大部分 S 成分の電波強度および数の変化と考えられる。

太陽活動が活発な時期には、活動領域は頻繁にバーストを起こす。このとき、太陽からの電波放射強度は急激に増加する。表 3. 1 は、これまでに豊川の偏波強度計で観測された、最大フラックス密度が 5 0 0 0 s. f. u. 以上の代表的な大規模バーストを示したもので

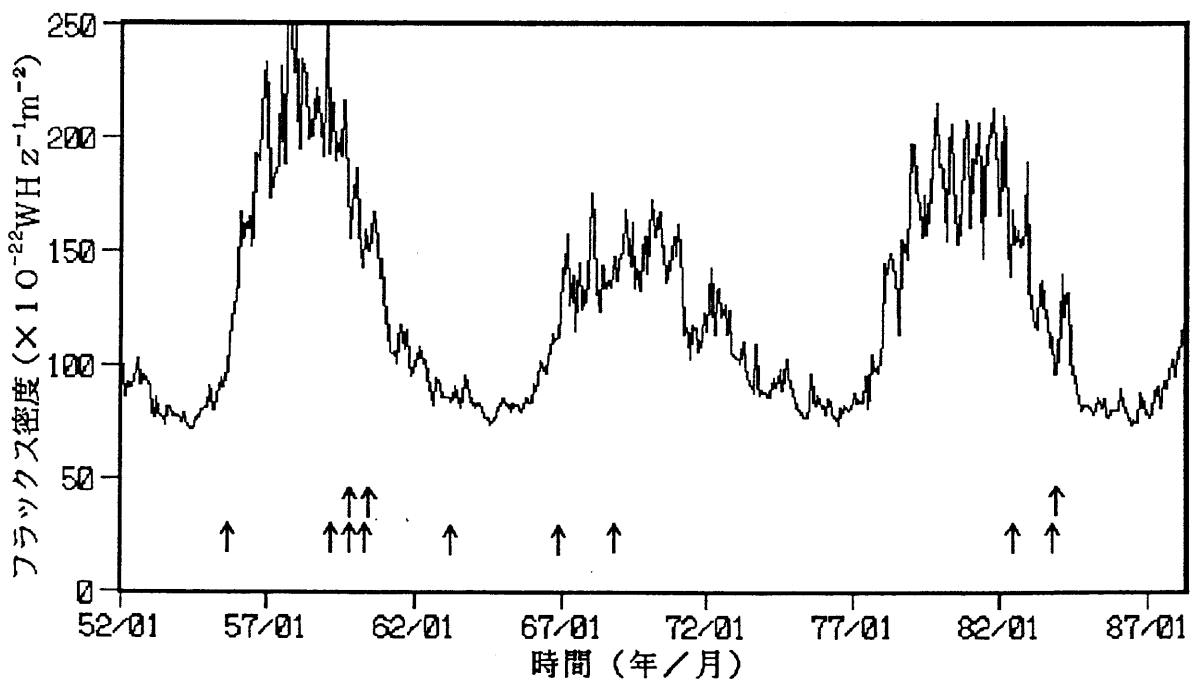


図 3. 1 3. 7 5 G H z における月平均太陽電波強度の時間変化。電波強度はバースト成分による寄与を除いて求めた値である

表 3. 1 3750 MHz における大規模バースト

Date, UT	Starting Time, UT	Time of Max., UT	Duration in minut	Max. Flux in s.f.u.
1956 Feb. 23	0334	0335	---	18,000
1959 Jul. 10	----	0223.8	38	6,300
1960 Mar. 29	0655	0733.5	52	8,250
1960 Apr. 05	0140	0202.3	90	6,000
1960 Sep. 03	0039	0140.6	85	12,000
1960 Nov. 15	0219	0222.0	80	11,600
1963 Sep. 15	0015	0029.4	90	8,080
1967 May 23	1833	1948	110	9,600
1969 Mar. 30	0247	0248.7	90	32,000
1982 Dec. 07	2337	2400.7	90	8,200
1984 Apr. 24	2356.5	2400.5	53.5	13,200
1984 May 20	2233.5	2235.3	26.5	11,300

ある。この表に示した大規模バーストの中で、最大規模のもののフラックス密度は32000 s.f.u.であり、これは静かな太陽の成分の電波強度の約440倍にあたる。図3.1には、表3.1に示した大規模バーストの発生した日を、矢印で示してある。これを見ると、大規模バーストは、太陽活動の極大期よりも極大期から極小期に向かう途中で多く発生していることがわかる。

アンテナ入力端での電波強度は、しばしば、その電波強度と等しい出力値を持つ抵抗体の温度で表される。この温度を等価アンテナ温度という。実開口面積がA、開口能率が η であるパラボラアンテナによりフラックス密度Sの電波を受信したときの等価アンテナ温度 T_A は、

$$T_A = S \eta A / 2k \quad (3.1)$$

により求められる。ここで、 k はボルツマン定数 ($1.38 \times 10^{-23} \text{joule K}^{-1}$) である。波長 8 cm 太陽電波写真儀の素子アンテナの直径は 3 m であり、開口能率 η を 60% とすると、静かな太陽の成分 (72 s.f.u.) を受信したときの等価アンテナ温度は約 1100 K となる。また、最大級のバースト (13000 s.f.u.) を受信したときの等価アンテナ温度は約 20 万度 K となる。

3. 3 受信システムの概要

3. 3. 1 改良前の受信システム

波長 8 cm 太陽電波写真儀は、直径 3 m のパラボラアンテナを東西 3 2 + 2 素子、南北に 1 6 + 2 素子並べた T 字形のアンテナアレイを持った多素子電波干渉計であり、基本アンテナ間隔は 6. 8 8 m、東西方向の最大基線長は 4 3 7 m、南北方向の最大基線長は 2 1 7 m である。図 3. 2 に、波長 8 cm 太陽電波写真儀のアンテナアレイを南方向から見た外観を示す。また、図 3. 3 に、波長 8 cm 太陽電波写真儀のアンテナアレイの構成を示す。各素子アンテナには、外部からの同期信号に同期して右回り円偏波と左回り円偏波の一方を選択する機能をもつ偏波切換器 (POLARIZATION SWITCH) が取り付けられており、右回りおよび左回り円偏波成分を時分割で観測するようになっている。

波長 8 cm 太陽電波写真儀は素子アンテナの組合せ方によっていくつかの観測モードを構成することができるようになっており、改良前の受信システムでは、二次元干渉計モード、東西一次元グレーティング干渉計モード、東西一次元複合干渉計モード、南北一次元グレーティング干渉計モードの 4 つのモードが用いられていた。各モードとも、第 2 章で示したビーム走査方式により像合成を行っていた。二次元干渉計モードは、アンテナアレイの東西基線と南北基線の交点 (以下、アンテナアレイの位相中心と呼ぶ) の東側 1 6 素子と西側 1 6 素子の受信信号を足し合わせた信号とアンテナアレイの位相中心の南側 1 6 素子の受信信号をかけ合わせて干渉させ、太陽の二次元電波強度分布を求めるモードである。東西一次元グレーティング干渉計モードは、アンテナアレイの位相中心の東側 1 6 素子と西側 1 6 素子を足し合わせて干渉させ、太陽の東西方向の電波強度分布を求めるモードである。東西一次元複合干渉計モードは、アンテナアレイの位相中心の東側 1 6 素子と西側 1 6 素子の受信信号を足し合わせた信号と東西基線上の西端に置かれたアンテナ間隔の広い 2 素子の受信信号をかけ合わせて干渉させ、太陽の東西方向の電波強度分布を東西一次元グレーティング干渉計モードより高い空間分解能で得ることができるモードである。南北一次元グレーティング干渉計モードは、アンテナアレイの位相中心の南側 1 6 素子の受信信号を足し合わせて干渉させ、太陽の南北方向の電波強度分布を得るモードである。なお、各モードとも、アンテナアレイの位相中心から測った距離に比例した速さで各素子アンテナの位相を変化させることにより電波源に対して干渉ビームを高速に掃引していた。各モードの公称空間分解は、(2. 9) 式、(2. 3 9) 式および (2. 6 0) 式

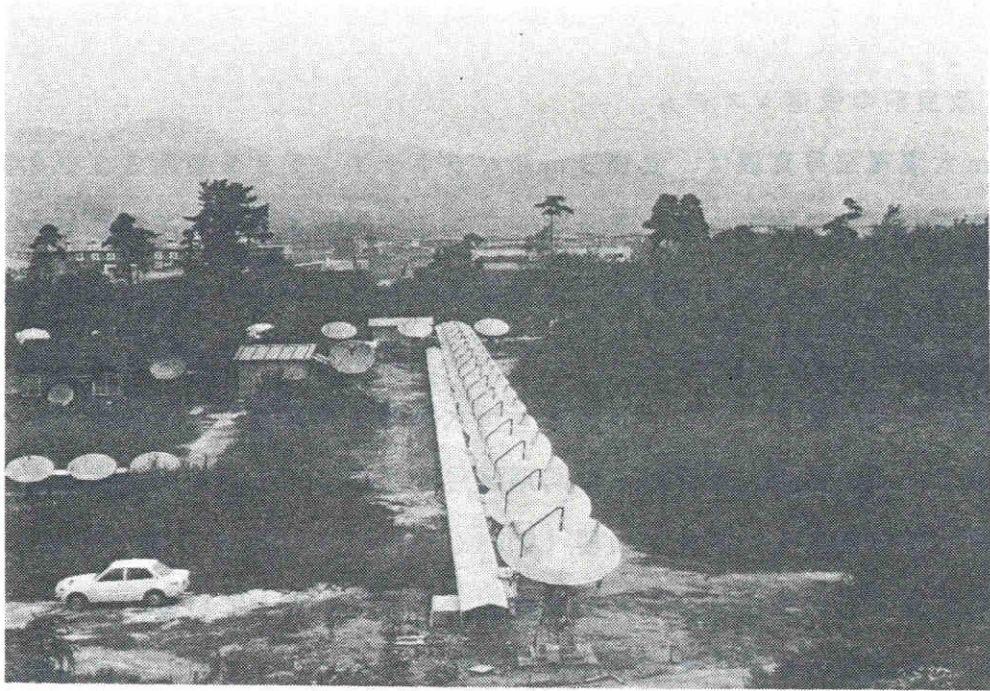


図 3. 1 波長 8 c m 太陽電波写真儀のアンテナレイの外観 南方向から見た状態であり、手前が南、右手が東である。

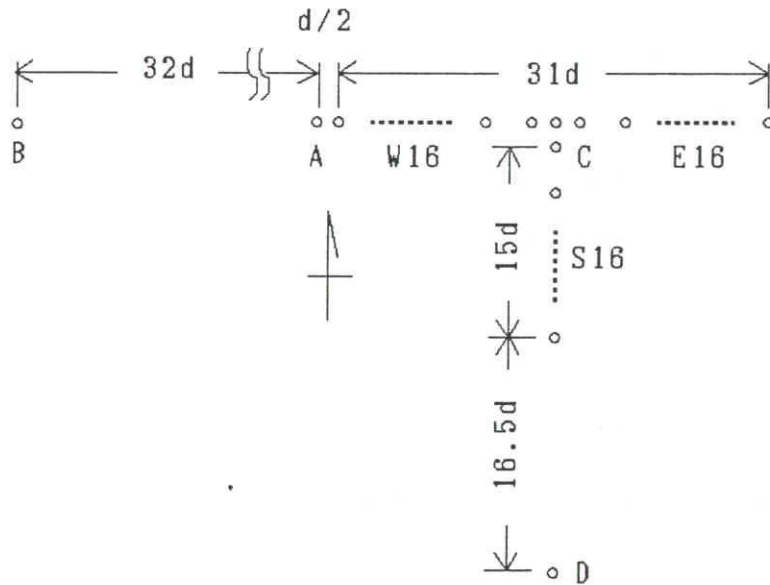


図 3. 3 波長 8 c m 太陽電波写真儀のアンテナレイの構成 d は基本アンテナ間隔 (6.88 m)、E16, W16, S16 は東西基線と南北基線の交点から東、西および南方向に基本アンテナ間隔で並んだ素子アンテナ群を示す。また、A, B は東西一次元複合干渉計モード用の素子アンテナ対、C, D は南北一次元複合干渉計モード用の素子アンテナ対を示す。

表 3. 2 改良前の受信システムの観測モードとアンテナの組合せ

観測モード	アンテナの組合せ	特 徴
二次元	$(E16 + W16) \times S16$	二次元像を合成できる 空間分解 2.6分角 × 2.6分角
東西一次元 グレーティング	$(E16 + W16)^2$	東西一次元像、素子アンテナの位相 変動に強い 空間分解 1.3分角
東西一次元複合	$(E16 + W16) \times (A + B)$	東西一次元像、空間分解能が高い 空間分解 3.8秒角
南北一次元 グレーティング	$S16^2$	南北一次元像、素子アンテナの位相 変動に強い 空間分解 2.7分角

(注) E16: アンテナアレイの位相中心から東側の16素子
 W16: アンテナアレイの位相中心から西側の16素子
 W16: アンテナアレイの位相中心から南側の16素子
 A, B: アンテナアレイの東西基線の西端に置かれた2素子

より、二次元干渉計モードが2.6分角 × 2.6分角、東西一次元グレーティング干渉計モードが1.3分角、南北一次元グレーティング干渉計モードが2.7分角、東西一次元複合干渉計モードが3.8秒角である。3.75 GHzにおける太陽の視直径は約3.5分角であることから、二次元干渉計モードおよび南北一次元グレーティング干渉計モードでは太陽の視直径の16分の1程度、東西一次元グレーティング干渉計モードでは太陽の視直径の3.2分の1程度、東西一次元複合干渉計モードでは太陽の直径の6.4分の1程度の空間構造を観測により分解することができる。表3.2に、各観測モードにおける素子アンテナの組合せと主な特徴を示す。なお、図3.3において、位相中心に置かれた1素子は位相の較正用として設置されたものであり、改良前の受信システムでは観測には用いられていなかった。また、南端の1素子は南北一次元像に対する空間分解能を向上させるために受信機の改良と同時に増設されたものである。

各素子アンテナで受信された信号は、地表から1 m程度の高さのところに設置された導波管伝送路により直接干渉計の東西基線と南北基線の交点の位置まで伝送されていた。この導波管伝送路はトーナメント形の構成になっており、伝送路の途中でそれぞれのアンテナの信号が組み合わされ、最終的に、東西基線と南北基線の交点から東方向、西方向、南方向に等間隔に置かれた16素子ずつのアンテナ群で受信された信号の合成信号、東西基

線の西端の2素子で受信された信号の合成信号、東西基線と南北基線の交点に置かれた1素子で受信された信号の計5系統の信号が伝送路の出力端で得られるようになっていた。各素子アンテナから伝送路の出力端までの電気長、すなわち、伝送路上の各素子内での信号の伝播速度を考慮して測った実効伝送路長は、外気温の変化等による素子アンテナ間の相対位相変動を抑えるためにすべて等しい長さに設定されていた。各観測モードの選択は導波管伝送路でまとめられた5系統の信号の組み合わせによって行い、信号の組合せ方は導波管立体回路で構成されたモード選択スイッチ (WAVEGUIDE SWITCH) により設定できるようになっていた。モード選択スイッチの出力は前置増幅部 (FRONT END) で増幅および周波数変換が行われ、バックエンド部 (BACK END) へ送られて信号強度に変換され、時系列信号としてミニコンピュータに取り込まれた。干渉ビームの掃引は、各素子アンテナに取り付けられた回転型の移相器 (ROTARY PHASE SHIFTER) により行われていた。回転型の移

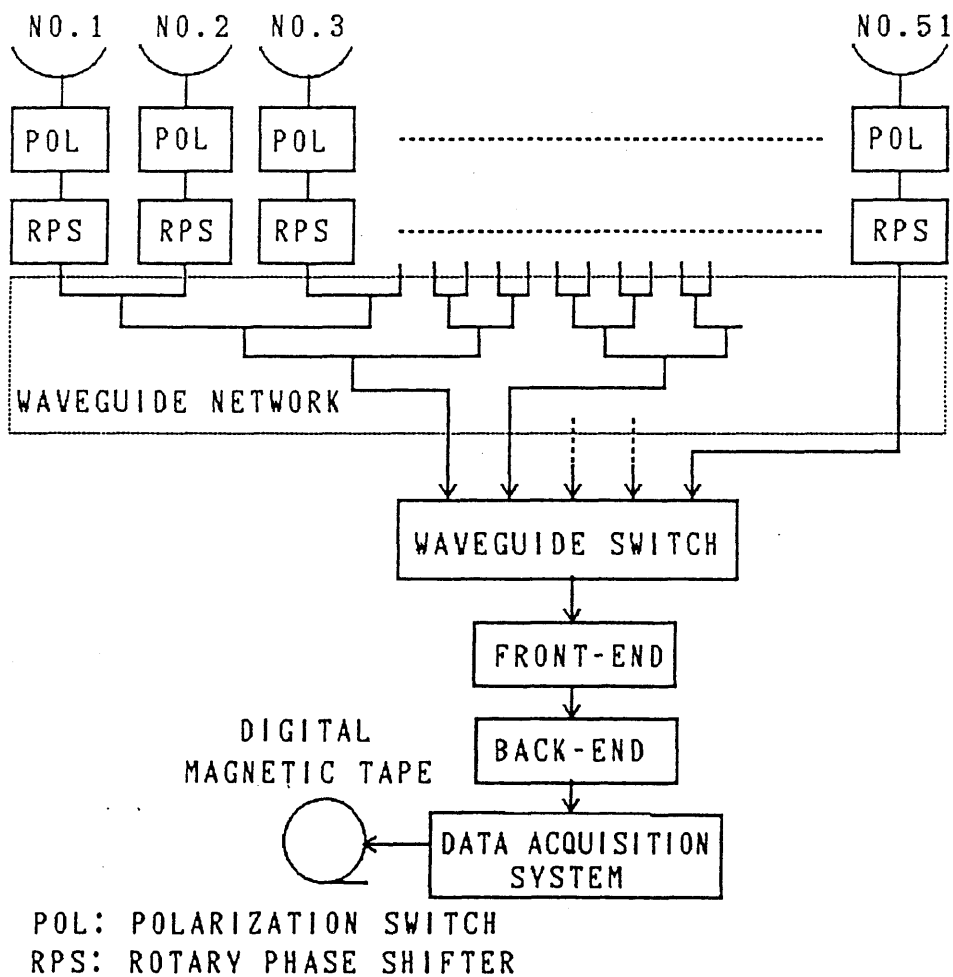


図3. 4 改良前の受信システムの構成

表 3. 3 改良前の受信システム各部の雑音指数と増幅度

	雑音指数	増幅度／減衰度
信号伝送路	4. 0 d B (= 2. 5)	- 4. 0 d B (= 0. 4)
前置増幅部	4. 5 d B (= 2. 8 2)	2 0 d B (= 1 0 0)
バックエンド部 (中間周波増幅器)	≤ 1 0 d B	~ 3 0 d B

相器は機械的な回転角と入力・出力間の位相差とが 1 対 1 の関係を持つ素子であり、波長 8 c m 太陽電波写真儀ではこの移相器をアンテナアレイの位相中心からの距離に比例した速さで回転させて干渉ビームの掃引を行っていた。電波像は、各時刻ごとのビームの方位をもとにして各方位ごとの電波強度に並べ直すことによって求められた。図 3. 4 に、改良前の波長 8 c m 太陽電波写真儀の受信システムの構成図を示す。

以上に述べたように、改良前の波長 8 c m 太陽電波写真儀の受信システムでは、各素子アンテナからアンテナアレイの位相中心まで受信信号が直接伝送されており、信号伝送路上には回転型の移相器、モード選択スイッチなどの付加装置が取り付けられていた。これらの原因で、信号伝送路上での損失が大きく、各素子アンテナから受信機までの信号の伝送損失は 4 d B 程度であった。また、伝送路が外気中に置かれていたため、外気温の変化による位相変動を受け易かった。

表 3. 3 に、改良前の受信システムの信号伝送路および前置増幅部の雑音指数および増幅度／減衰度を示す³⁾。改良前の受信システムの前置増幅部の増幅度は 2 0 d B と大きいので、受信システムの総合雑音指数 F は伝送路における減衰度 (= 損失) L_w と前置増幅部の雑音指数 F_A によって決まり、

$$\begin{aligned}
 F &\approx L_w + (F_A - 1) L_w \\
 &= F_A L_w
 \end{aligned}
 \tag{3. 2}$$

と表すことができる。表 3. 3 の値を代入すると、受信システムの雑音指数 F は 8. 5

表 3. 4 改良前の受信システムの諸元

雑音レベルの増加率 M	2
等価アンテナ温度 T_A	1 1 2 0 K
受信機の等価雑音温度 T_R	2 0 5 0 K
素子アンテナの実開口面積 A	7. 0 7 m ²
素子アンテナの開口能率 η	6 0 %
空間周波数成分の数 N	
a. 二次元干渉計モード	5 1 2
b. 東西一次元グレーティング干渉計モード	4 9 6
c. 東西一次元複合干渉計モード	6 4
d. 南北一次元グレーティング干渉計モード	1 2 0

d Bとなる。アンテナ入力端に換算した受信機の等価雑音温度を T_R 、アンテナ入力端における周囲温度（～外気温）を T_E とすると、

$$T_R \approx (F - 1) T_E \quad (3. 3)$$

と表すことができ、 T_E を 17°C ($= 290\text{K}$) とすると $T_R \approx 2050\text{K}$ となる。この値は、素子アンテナで静かな太陽の成分を受信したときの等価アンテナ温度 1100K のほぼ 2 倍である。

受信システムの感度は、最小検出フラックス密度によって与えられる。静かな太陽の成分のうえに点電波源が重畳しているとしたときの、最小検出フラックス密度 ΔS_{\min} は、

$$\Delta S_{\min} = 10\text{MK} (T_A + T_R) / \{A \eta (NB\tau)^{1/2}\} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} \quad (3. 4)$$

によって求められる⁴⁾。ここで、M は干渉計の方式によって決まる雑音レベルの増減率、k はボルツマン定数 ($1.38 \times 10^{-23} \text{joule K}^{-1}$)、 T_A は受信信号に対する等価アンテナ温度 (K)、 T_R は受信機の等価雑音温度 (K)、A は素子アンテナの実開口面積

(m^2)、 η は素子アンテナの開口能率、 N は観測される空間フーリエ成分の数、 B は受信帯域幅(Hz)、 τ は観測データの積分時間(sec)である。波長8cm太陽電波写真儀の受信システムでは、右回り円偏波成分と左回り円偏波成分を時分割で観測している。また、受信信号の実部のみを観測データとして求めている。したがって、雑音レベルの増加率 M は2である。受信信号に対する等価アンテナ温度 T_R は、静かな太陽の成分による等価アンテナ温度にはほぼ等しいと考えることができる。改良前の受信システムの等価雑音温度 T_R は約2050Kと与えられている。表3.4に、改良前の受信システムの諸元を示す。これらの諸元を用いて、受信帯域幅を2MHz、データの積分時間を0.3secとした時の最小検出フラックス密度を求めると、

二次元干渉計モード	:	0.12 s.f.u.
東西一次元グレーティング干渉計モード	:	0.12 s.f.u.
東西一次元複合干渉計モード	:	0.33 s.f.u.
南北一次元グレーティング干渉計モード	:	0.24 s.f.u.

となる。ここで、1 s.f.u.は、 $10^{-22} W m^{-2} H z^{-1}$ である。

信号伝送路に沿った温度分布が不均一であることによって導波管が不均一に伸縮し、それによって素子アンテナ間の相対位相変動が発生すると考えると、 i 番目と k 番目の素子アンテナ間で発生する相対位相変動量 $\Delta\phi_{ik}$ は、

$$\Delta\phi_{ik} = 2\pi\alpha L(T_i - T_k) / \lambda \quad (3.5)$$

と表すことができる。ここで、 α は信号伝送路長の温度による変動率(=線膨張率)、 L は素子アンテナから信号伝送路の出力端までの伝送路の長さ、 T_i は i 番目の素子アンテナから信号伝送路の出力端までの平均温度、 T_k は k 番目の素子アンテナから信号伝送路の出力端までの平均温度、 λ は波長である。導波管の大部分は銅であることから、線膨張率 α は $16.6 \times 10^{-6} / ^\circ C$ と考えられる。二次元干渉計モードでは信号伝送路の長さは約100mであり、 i 番目の素子アンテナと k 番目の素子アンテナ間で温度差が $1^\circ C$ あったとすると、相対位相変動 $\Delta\phi_{ik}$ は約15度となる。

3. 3. 2 改良後の受信システム

改良後の受信システムでは、観測モードとして二次元干渉計モード、東西一次元グレーティング干渉計モード、東西一次元複合干渉計モード、南北一次元グレーティング干渉計モード、南北一次元複合干渉計モードの5つのモードが用いられている。このうち、南北一次元複合干渉計モードは南北基線の南端に1素子を追加したことにより可能となったモードであり、アンテナアレイの位相中心の南側16素子の受信信号とアンテナアレイの位相中心に置かれた1素子および南北基線の南端に追加された1素子で受信された信号をかけ合わせて干渉させ、南北一次元強度分布を求めるモードである。このモードの空間分解能は南北一次元グレーティング干渉計モードの2倍（空間分解1.27分角）である。

改良後の受信システムは、前置増幅部（Front End）、低損失・高位相安定度信号伝送ケーブル、第2中間周波増幅部（2nd IF）、基準周波数発生部（Master Oscillator）、信号合成部（Signal Combiner）、バックエンド部（Back End）、データ収録部（Data Acquisition System）、受信機制御・監視部（Control System）から成っている。各素子アンテナで受信された信号は、各素子アンテナの近くに置かれた前置増幅部に送られ、ここで増幅され、208MHzの中心周波数を持つ第1中間周波信号に変換される。前置増幅部には、基準周波数発生部から低損失・高位相安定度の同軸伝送ケーブルを通して基準信号が分配されており、周波数変換はこの基準信号に位相同期した局部発信信号を用いて行われる。第1中間周波信号は、低損失・高位相安定度の同軸伝送ケーブルを通してアンテナアレイの位相中心近くに置かれた第2中間周波増幅部に送られ、ここで、87MHzの中心周波数を持つ第2中間周波信号に変換される。第2中間周波信号は信号合成部に送られ、ここでアンテナアレイの位相中心から東側の16素子、西側の16素子、南側の16素子、東西一次元複合干渉計モード用のアンテナ間隔の広い2素子、南北の一次元複合干渉計モード用のアンテナ間隔の広い2素子の出力がそれぞれ合成され、5本のケーブルにまとめられる。これらの5本の信号の組み合わせによって、二次元干渉計モード、東西一次元グレーティング干渉計モード、東西一次元複合干渉計モード、南北一次元グレーティング干渉計モード、南北一次元複合干渉計モードの5つの観測モードに対応する干渉ビームが合成される。5本のケーブルにまとめられた信号は、同軸ケーブルによって位相中心から150m離れた観測棟内のバックエンド部へ送られ、ここで観測モードごとに組み合わせられた後に検波され、データ収録部のミニコンピュータに取り込まれる⁵⁾。改良後の受信システムを図3.5に示す。改良前の受信システムと同様、改良後の受信システムにおいて

も、各素子アンテナのフィードに取り付けられた円偏波切換器により右回りと左回りの円偏波成分を時分割で観測している。バックエンド部では、円偏波切換器と同期して検波を行い、右回り円偏波成分と左回り円偏波成分の和と差、すなわち電波源の全放射強度と偏波率を出力として取り出すようになっている。

前置増幅部と信号伝送ケーブル

前置増幅部は各素子アンテナごとに1台ずつ取り付けられており、温度変化による位相

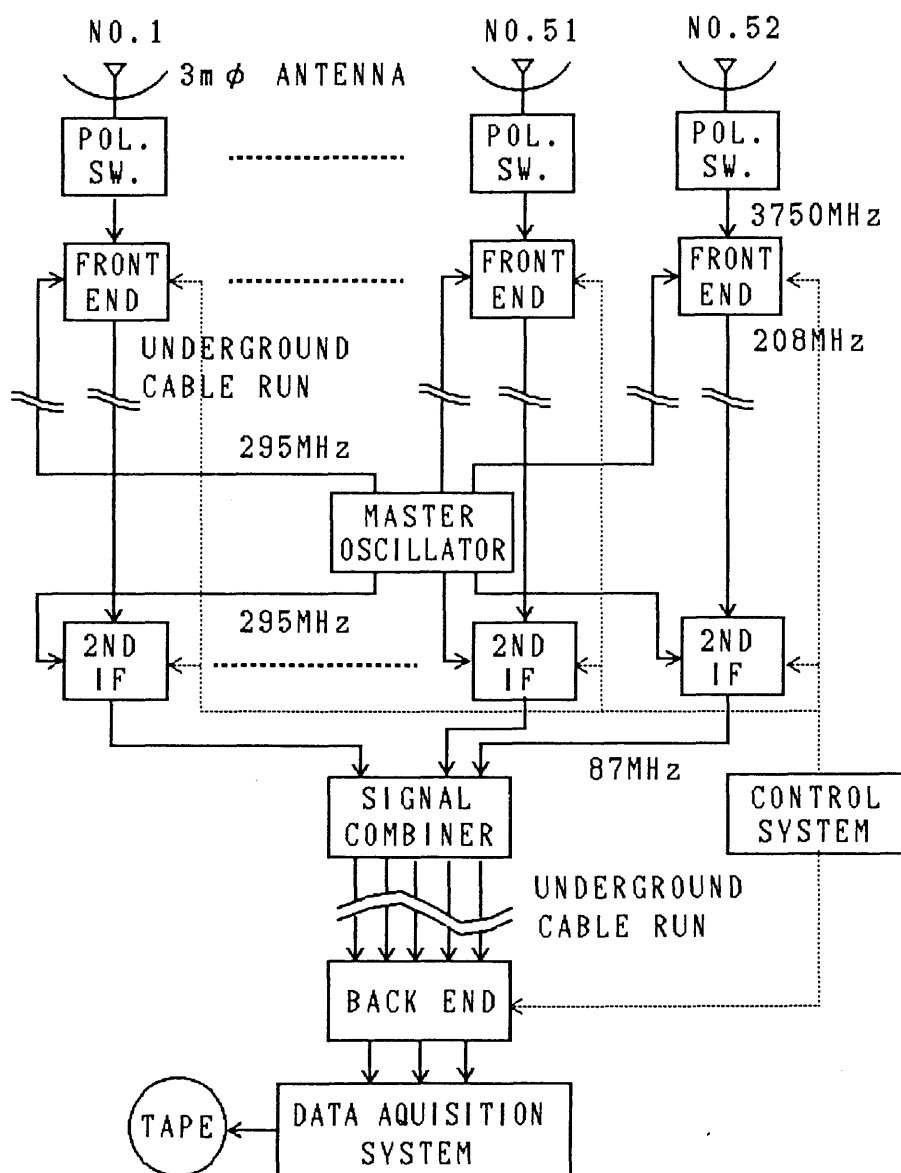


図 3. 5 改良後の受信システムの構成

および利得の変動を抑えるために、温度変動を $\pm 0.5^\circ\text{C}$ 以内に抑えた恒温槽の中に入れて
 られている。東西および南北一次元複合形干渉計モードに用いる4台のアンテナを除いて、
 2台の前置増幅器が1つの恒温槽に入れられている。1台の前置増幅部は、アンテナで受
 信された信号と常温抵抗体からの信号の切り換えを行うディック変調器 (Dicke Switch)、
 低雑音 F E T 増幅器 (Low Noise FET Amp.)、周波数変換器 (1st Mixer and Amp.) および
 位相ロック発信器 (PL0) から成っており、同一の恒温槽内の2台の周波数変換器の局部発
 信信号は、両者に共通の1台の位相ロック発信器から供給されている。前置増幅部の内部
 構成を図3. 6に示す。位相ロック発信器の参照信号の周波数は295 MHzであり、こ
 の周波数の12通倍 (3.54 GHz) を第1局部発信信号として用いている。

アンテナ入力端から初段の低雑音 F E T 増幅器までの損失は2.9 dB、初段の低雑音
 F E T 増幅器の利得は20 dB、雑音指数は3.5 dBである。表3. 5に改良後の受信
 システム各部の雑音指数および増幅度を示す。低雑音 F E T 増幅器の増幅度が十分大きい
 ので、改良後の受信システムの総合雑音指数 F は、改良前の受信システムと同様、アンテ
 ナから低雑音 F E T 増幅器までの伝送路の減衰度 (= 損失) と低雑音 F E T 増幅器の雑音
 指数 F_A によって決まる。したがって、(3. 2) 式を用い、これに表3. 5の値を代入す
 ると、改良後の受信システムの総合雑音指数 F は6. 4 dBとなる。アンテナ入力端にお
 ける周囲温度 T_E を 17°C ($= 290\text{K}$) とすると、アンテナ入力端に換算した受信機の等
 価雑音温度 T_R は、(3. 3) 式により 980K となる。この値は、素子アンテナで静かな
 太陽の成分を受信したときの等価アンテナ温度 1100K にほぼ等しい。

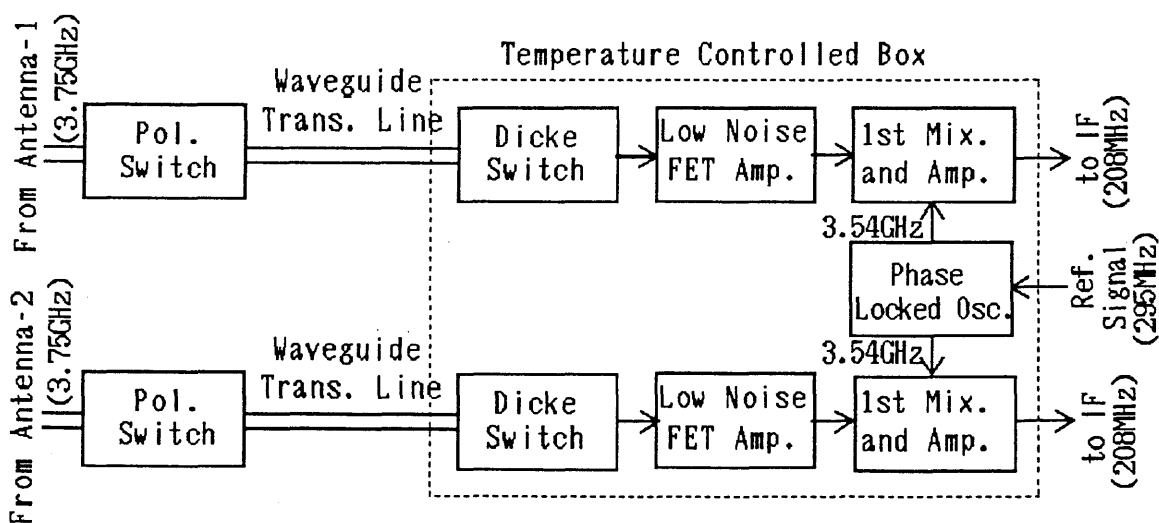


図3. 6 前置増幅部 (Front End) の内部構成

表 3. 5 改良後の受信システム各部の雑音指数と増幅度

	雑音指数	増幅度／減衰度
導波管伝送路 (注)	2. 9 d B (= 1. 9 5)	- 2. 9 d B (= 0. 5 1)
初段低雑音増幅器	3. 5 d B (= 2. 2 4)	2 0 d B (= 1 0 0)
第 1 周波数変換器	7 d B (= 5. 0)	- 7 d B (= 0. 2)
第 1 周波数変換器 より後の部分	≤ 1 0 d B	~ 3 6 d B

(注) 偏波切換器、同軸導波管変換器、ディック変調器、サーキュレータを含む

第 1 中間周波信号や参照信号伝送に用いる信号伝送ケーブルおよび位相ロック発信器の位相安定度は、波長 8 c m 太陽電波写真儀の受信システムの総合的な位相安定度を定める重要な要素である。このため、信号伝送ケーブルとして高位相安定度の同軸ケーブルを用い、これを地下 1. 5 m に埋設して外気温の変化による影響を抑えている。同軸ケーブルを埋設する場所の地温変動は、内藤によって調べられており⁶⁾、地下 1. 5 m における地温は、外気温の日変化の影響をほとんど受けなくてゆっくりした年変化を示し、温度の日変化の傾きは 0. 1 °C / 日以下であるという結果が得られている。また、波長 8 c m 太陽電波写真儀で用いた同軸ケーブルの電気長、すなわち、ケーブル中での信号伝播速度を考慮して測った実効伝送距離の温度特性についても、内藤による室内実験により、電気長の周囲温度の変化に対する変化率が約 $6 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ であるという結果が得られている⁶⁾。位相ロック発信器の参照信号および第 1 中間周波信号伝送用の同軸ケーブルの長さは 1 2 0 m であることから、波長 8 c m 太陽電波写真儀で用いた同軸ケーブルの位相変動の日変化の傾きは、局部発信信号の周波数 (3 5 4 0. 5 M H z) に対して 0. 2 度 / 日以内となる。恒温槽内の前増幅部に設置したと仮定したときの位相ロック発信器の位相変動は、内藤による室内実験から、温度変化による位相変動分が 0. 9 度 r m s 以下、電源電圧の変化による位相変動分が 0. 8 度 r m s 以下、参照信号電圧の変化による位相変動分が 2. 8 度 r m s 以下となるという結果が得られている⁶⁾。なお、この場合に位相ロック発

信器の周囲温度の変化は 0.1°C rms 以内、電源電圧の変化は 10 mV rms 以内、参照信号電圧の変化は基準値の $0.5\% rms$ 以内と規定している。同軸ケーブルによる位相変動および位相ロック発信器における位相変動がランダムであり、お互いに相関を持たないとすると、改良後の受信システム全体としての位相変動は1カ月間で 6.7 度 rms 以下となる。また、1週間に1回程度の頻度で位相較正を行えば、位相変動を 3.4 度 rms 以下に保持することができる。2.3.3節で述べた位相安定度と干渉ビームのサイドローブの歪みの関係から、1週間に1回程度の頻度で位相較正を行えば理想的なサイドローブパターンからの歪みを $1\% rms$ 以下に保つことが可能であることがわかる。

第2 中間周波増幅部

各素子アンテナ系統ごとの利得誤差および位相誤差の較正は、第2 中間周波部において行われる。図3.7に、第2 中間周波増幅部の素子アンテナ1系統分の内部構成を示す。アンテナ系統ごとの利得誤差の較正は、入力側に取り付けられた半固定減衰器を調整することによって行う。アンテナ系統ごとの位相誤差の較正は、周波数変換器の局部発信信号側に取り付けられた8ビットのデジタル移相器の位相値を変更することによって行う。第2 中間周波増幅部の出力端には、出力信号を受信信号と常温抵抗体に切り換えるための信号切換器が取り付けられている。この切換器により特定のアンテナ系統から送られてくる信号のみを選択してバックエンド部へ送ることができ、アンテナの組合せの変更に行うことができる。

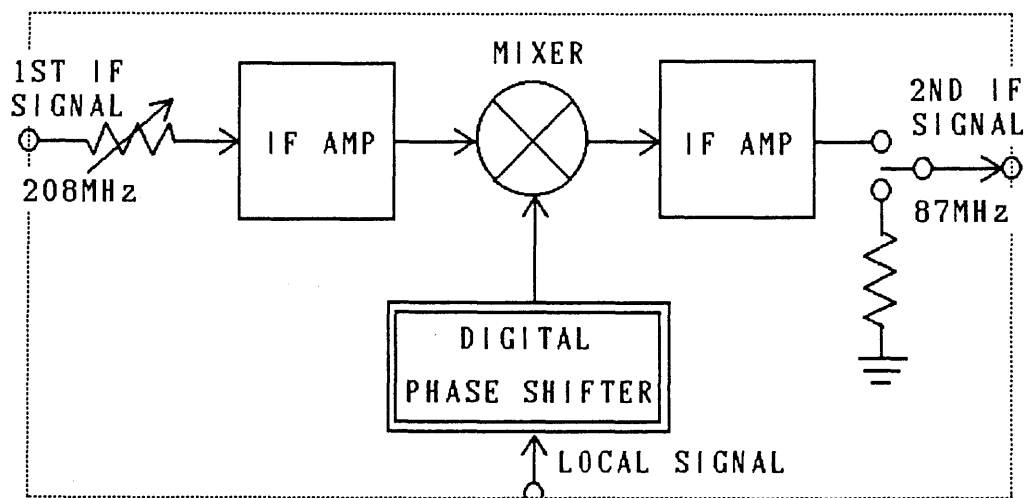


図3.7 第2 中間周波増幅部1系統分の内部構成

図3. 8に、デジタル移相器の内部構成を示す。デジタル移相器は、局部発信信号波長の2のべき乗分の1の長さをもつ8本の遅延ケーブルを組み合わせることによって、180度の位相を256分の1の刻み、すなわち1.4度で切り換えることができるようになっている。遅延ケーブルの組合せを選択する部分には加減算カウンタが取り付けられており、これにパルス信号を加えることによって1.4度の刻みで位相を増加または減少させることができるようになっている。したがって、アンテナアレイの位相中心からの距離に比例したパルス数を各移相器に加えることにより、各素子アンテナ系統間の位相をアンテナアレイの位相中心からの距離に比例した値だけ増加または減少させることができる。改良後の受信システムでは、この機能を用いて干渉ビームの走査を行なっている⁷⁾。

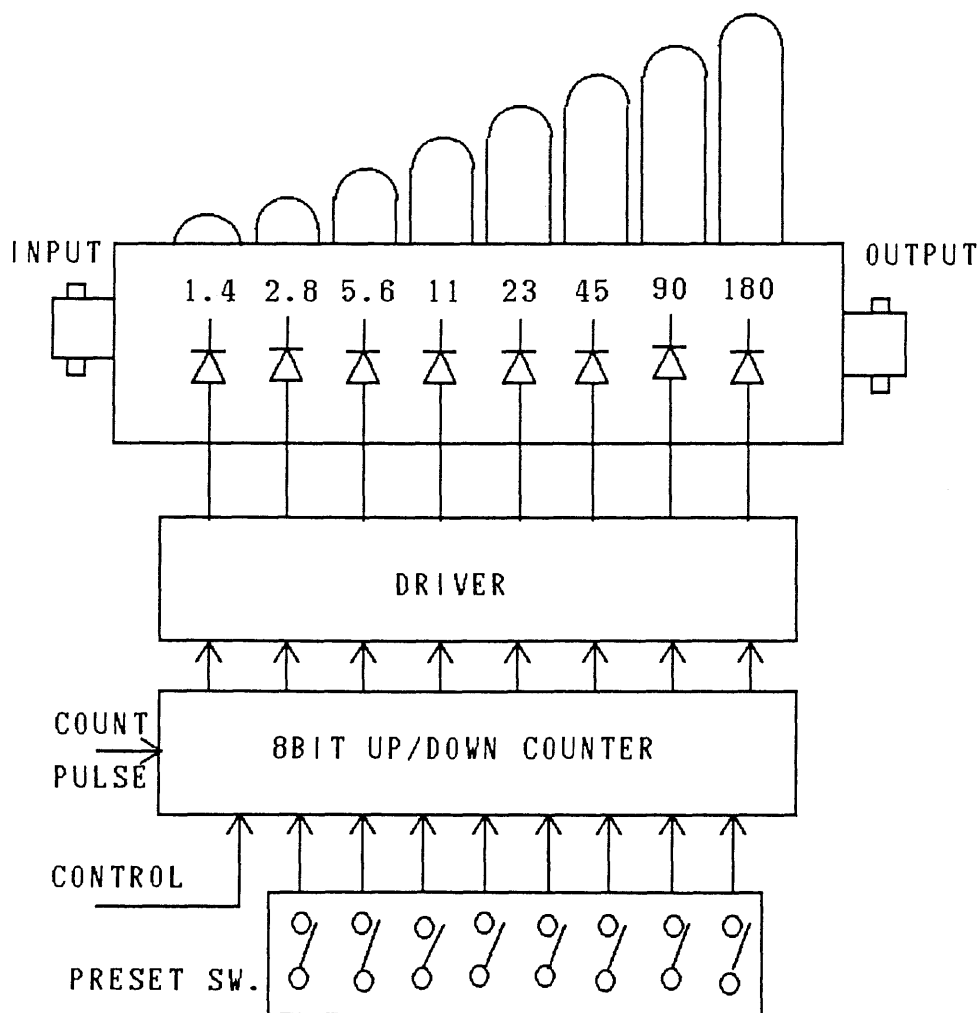


図3. 8 8ビットデジタル移相器の内部構成

バックエンド部および受信機制御・監視部

受信帯域幅および検波出力の積分時間は、バックエンド部において設定される。受信帯域幅は、2 MHz、5 MHzおよび10 MHzの3段階に切り換えられる。積分時間は3 msec、15 msec、75 msec、300 msecの4段階に切り換えられる。

(3.4)式からわかるように、受信システムの感度は、受信帯域幅が広いほど、また、積分時間が長いほど向上する。本受信システムでは各素子アンテナ間の伝播遅延時間差は固定であり、太陽が春分または秋分の日の南中時の位置にあるときに受信システム内での伝播遅延時間差と電波源から各素子アンテナまでの光路差による信号の伝播遅延時間差を加えた総遅延時間差が最小となるように設定されている。このため、太陽がこの位置から離れるにしたがって、干渉ビームの干渉度が低下する。低下の度合は受信帯域幅が広いほど大きいので、太陽が春分または秋分の日の南中時の位置から離れるにしたがって受信帯域幅を狭くする必要がある。以上から、天球上での太陽の位置によって受信帯域幅を切り換えることが必要である。一方、ビーム走査方式の干渉計では、干渉ビームを掃引して得られる信号強度の時系列情報から電波写真が合成される。このため、検波出力の積分時間は電波写真の各画素（空間分解の1/4の広がりをもつ1画素としている）の積分時間より短い必要がある。以上から、干渉ビームを走査する速度によってバックエンド部の積分時間を切り換えることが必要になる。

受信機制御・監視部は、マイクロコンピュータを組み込んだ2台の制御装置を通信回線で結合した構成になっている^{8,9)}。1台はアンテナアレイの位相中心近くに第2中間周波増幅部とともに置かれ、もう1台は観測棟内に置かれている。前者は、前置増幅部のディック変調器の制御、第2中間周波増幅部のデジタル移相器および信号切換器の制御、前置増幅部の位相ロック発信器のロック状態および恒温槽内の温度状態の監視を行っている。後者は、バックエンド部の受信帯域幅および積分時間の選択スイッチの制御を行うとともに、観測スケジュールの管理、観測者に対する応答を行っている。両者間での制御情報および監視情報の交換は通信回線を通して行われる。通常は、観測室内の制御装置が他方を制御する形式になっているが、両者を切り離して独立に動かすことも可能な構成になっている。

3. 4 改良後のシステムの性能

3. 4. 1 感度および利得安定度

前置増幅部の増幅度が十分大きい場合、各素子アンテナ系統ごとの受信機の等価雑音温度 T_R は、素子アンテナの方向を太陽の方向から外したときのバックエンド部での出力値 W_{sky} 、前置増幅部の入力端に既知の温度 T_E を持った抵抗体を取り付けたときのバックエンド部での出力値 W_E 、バックエンド部の入力端を常温抵抗体で終端したときのバックエンド部での出力値 W_0 を測定することにより、

$$T_R \approx T_E \cdot \frac{W_{sky} - W_0}{W_E - W_0} \quad (3. 6)$$

として求められる。また、各素子アンテナ系統間の相対利得 $|G_i|$ は、 i 番目の素子アンテナの方向を太陽の方向から外したときのバックエンド部での出力値を $W_{sky,i}$ 、 i 番目の素子アンテナ系統の前置増幅部の入力端に温度 T_E を持った抵抗体を取り付けたときのバック

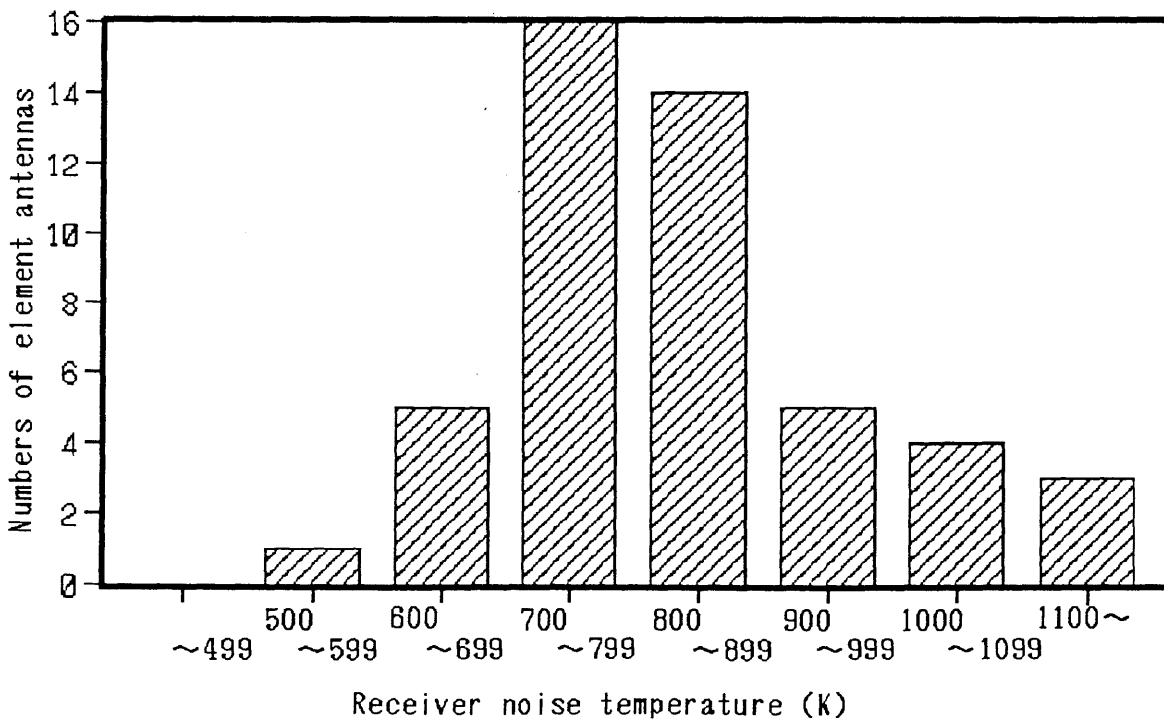


図 3. 9 各素子アンテナ系統の受信機の等価雑音温度

エンド部での出力値 $W_{E,i}$ から、

$$|G_i| = \frac{W_{E,i} - W_{sky,i}}{\sum_{i=1}^n W_{E,i} - W_{sky,i}} \quad (3.7)$$

として求められる。ここで、 n は素子アンテナの数を表す。

各素子アンテナ系統ごとの受信機の等価雑音温度および各素子アンテナ系統間の相対利得は上記の方法によって求めている。抵抗体の温度 T_E としては恒温槽内の温度（約 295 K）を用いている。これによって求めた各素子アンテナ系統ごとの受信機の等価雑音温度は、大部分のアンテナ系統において 700 K から 900 K の間であった。ただし、受信機の等価雑音温度が 1000 K を越すアンテナ系統も一部にあった。一方、各素子アンテナ系統間の相対利得の変動は 2.5% rms 以下であった。2.3.3 節の図 2.8 から、素子アンテナ間の相対利得の変動による干渉計のサイドローブレベルの歪みは、グレーティング干渉計モードで 0.1% rms 以下、複合干渉計モードで 0.5% rms 以下と考えら

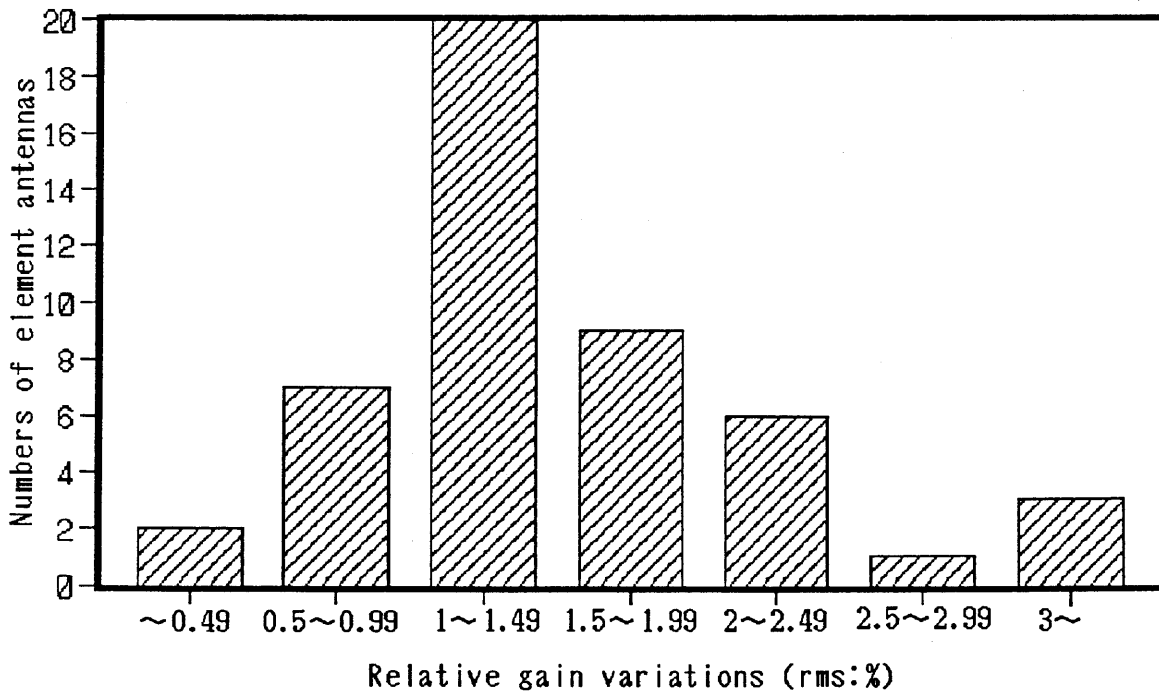


図 3. 10 素子アンテナ系統間の相対利得の変動

表 3. 6 改良後の受信システムの諸元

雑音レベルの増加率 M	2
等価アンテナ温度 T_A	1 1 2 0 K
受信機の等価雑音温度 T_R	8 0 0 K
素子アンテナの実開口面積 A	7. 0 7 m ²
素子アンテナの開口能率 η	6 0 %
受信帯域幅 B	2, 5 または 1 0 MHz
積分時間 τ	3, 1 5, 7 5 または 3 0 0 msec
空間周波数成分の数 N	
a. 二次元干渉計モード	5 1 2
b. 東西一次元グレーティング干渉計モード	4 9 6
c. 東西一次元複合干渉計モード	6 4
d. 南北一次元グレーティング干渉計モード	1 2 0
e. 南北一次元複合干渉計モード	3 2

れる。図 3. 9 は、各素子アンテナ系統ごとの受信機の等価雑音温度素子の分布を示したものである。横軸は等価雑音温度の範囲、縦軸は雑音温度が指定した範囲内に入っている素子アンテナ系統の数である。なお、各アンテナ系統の等価雑音温度は、1982年5月11日から1982年12月14日までの約7カ月間に週1回程度の頻度で行われた測定平均である。図 3. 10 は、素子アンテナ系統間の相対利得の変動を分布を示したものである。横軸は相対利得の変動の範囲、縦軸は相対利得の変動が指定した範囲内に入っている素子アンテナ系統の数である。相対利得の変動は、1982年5月11日から1982年12月14日までの約7カ月間に週1回程度の頻度で得られた相対利得の測定値の標準偏差で与えられている。

改良後の受信システムの感度は、従来の受信システムと同様、(3. 4)式によって与えられる。本システムでは、右回り円偏波成分と左回り円偏波成分を時分割で観測している。また、受信信号の実部のみを観測データとして求めている。したがって、雑音レベルの増加率 M は 2 である。受信信号に対する等価アンテナ温度 T_A は、静かな太陽の成分によ

る等価アンテナ温度にほぼ等しいと考えることができる。受信機の等価雑音温度 T_R は、測定によって約 800 K と与えられている。表 3. 6 に、改良後の受信システムの諸元を示す。これらの諸元を用いて、受信帯域幅を 2 MHz、データの積分時間を 0. 3 sec とした時の最小検出フラックス密度を求めると、

二次元干渉計モード	: 0. 072 s.f.u.
東西一次元グレーティング干渉計モード	: 0. 073 s.f.u.
東西一次元複合干渉計モード	: 0. 20 s.f.u.
南北一次元グレーティング干渉計モード	: 0. 15 s.f.u.
南北一次元複合干渉計モード	: 0. 29 s.f.u.

となる。したがって、従来の受信システムに比べて感度が 1. 8 倍に向上している。

等価アンテナ温度が受信機の等価雑音温度に比べて非常に小さいとき、(3. 4) 式は、

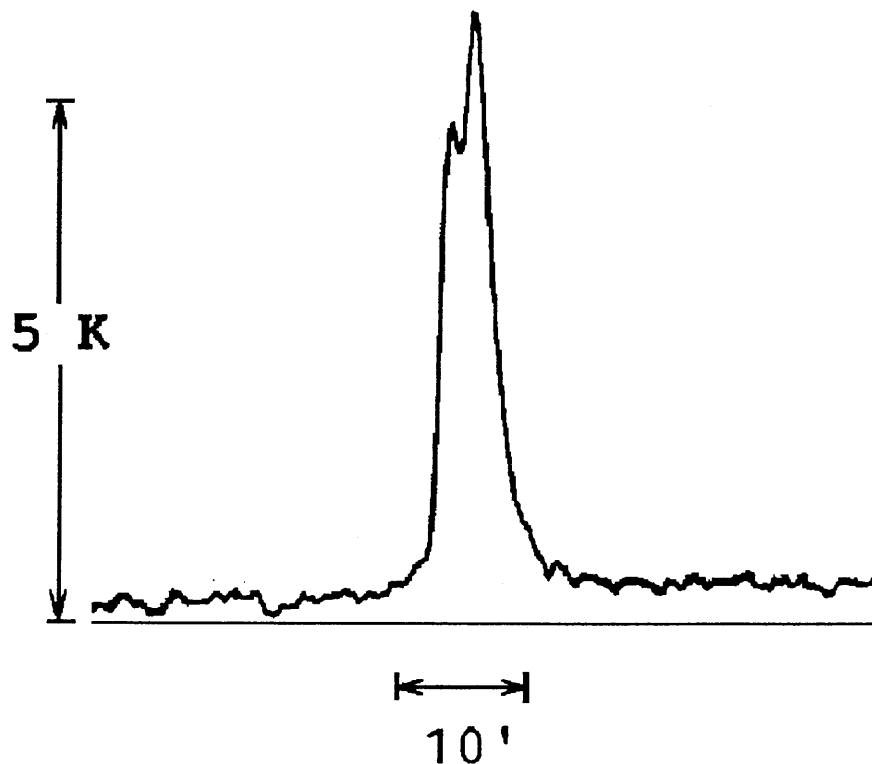


図 3. 11 波長 8 cm 太陽電波写真儀による電波銀河 Cyg - A の観測結果

$$\Delta S_{\min} \cong 10 M K T_R / \{A \eta (N B \tau)^{1/2}\} \quad W m^{-2} H z^{-1} \quad (3.8)$$

と書くことができる。図3.11は、改良後の受信システムによって電波銀河Cyg-Aを観測した例である。観測は東西一次元グレーティング干渉計モードで行い、天体の日周運動を用いて像合成を行うドリフトスキャン法によって像を得た。受信帯域幅は2MHz、データの積分時間は3secであった。Cyg-Aに対する等価アンテナ温度 T_A は受信機の等価雑音温度 T_R に比べて十分小さいので、最小検出フラックス密度 ΔS_{\min} は(3.8)式より求められ、図3.11の場合には0.0094s.f.u.となる。Cyg-A全体のフラックス密度は約0.08s.f.u.であり、波長8cm太陽電波写真儀により十分観測可能である。図3.11を見ると、Cyg-Aが十分な感度で観測されていることがわかる。

3. 4. 2 長期位相安定度

波長 8 cm 太陽電波写真儀は、基本アンテナ間隔で T 字形に素子アンテナを配置していることから、東西基線上および南北基線上で同一の基線ベクトルを持つ素子アンテナの組合せが多数存在する。これらの冗長なアンテナの組合せを用い、太陽自身を較正用電波源として、素子アンテナ間の相対位相誤差を測定することができる。実際の測定法は、以下のような手順による。

(1) 東西基線上または南北基線上で基本アンテナ間隔を持つ素子アンテナ対によって太陽を観測し、2 素子干渉計出力を求める。基本アンテナ間隔を持つ素子アンテナの組合せは東西基線上で 31 組、南北基線上では 15 組ある。なお、波長 8 cm 太陽電波写真儀では、バックエンド部の構成による制限から、一度に測定することができる 2 素子干渉計出力は 1 組である。

(2) 素子アンテナ対を順次切り換え、東西基線上または南北基線上で基本アンテナ間隔を持つすべての素子アンテナ対によって太陽を観測し、2 素子干渉計出力を求める。

(3) 以上で測定されたデータから、各素子アンテナ対の相対位相 $\phi(i, i+1, t_i)$ を求める。各素子アンテナ対の相対位相の間には、

$$\begin{aligned}\phi(1, 2, t_1) &= \Phi_1(t_1) + \beta_1 - \beta_2 \\ \phi(2, 3, t_2) &= \Phi_1(t_2) + \beta_2 - \beta_3 \\ &: \\ \phi(i, i+1, t_i) &= \Phi_1(t_i) + \beta_i - \beta_{i+1} \\ &: \\ \phi(n-1, n, t_n) &= \Phi_1(t_n) + \beta_{n-1} - \beta_n\end{aligned}\tag{3. 9}$$

という関係が成り立つ。ここで、 i はアンテナアレイの一方の端から順番につけた素子アンテナの番号、 t_i は i 番目と $i+1$ 番目の素子アンテナによる 2 素子干渉計で測定を行った時刻、 $\Phi_1(t_i)$ は電波像の空間フーリエ成分のうちで基本アンテナ間隔に対応する成分の位相、 β_i は各素子アンテナ系統の信号伝送路の位相である。

(4) 基本アンテナ間隔に対応する電波像の空間フーリエ成分の位相 $\Phi_1(t_i)$ は時間の経過にしたがって緩やかに変化するため、 $\Phi_1(t_i) = \Phi_1(t_1) + \Delta\Phi_1(t_i - t_1)$ とすると、時間変化による分 $\Delta\Phi_1(t_i - t_1)$ を 2 次方程式で近似することができる (付録 A 参照)。この

2次方程式を用いて位相の測定値から $\Phi_1(t_i)$ の時間変化分を取り除いた後、 $\Phi_1(t_i) = \phi(1, 2, t_1)$ と仮定すると、各素子アンテナの基準アンテナ ($i = 1$) に対する相対位相 ($\beta_i - \beta_1$) が、

$$\beta_2 - \beta_1 = 0$$

$$\beta_3 - \beta_1 = \phi(1, 2, t_1) - \phi(2, 3, t_2)$$

:

$$\beta_i - \beta_1 = \{ \phi(1, 2, t_1) - \phi(2, 3, t_2) \} + \dots + \{ \phi(1, 2, t_1) - \phi(i-1, i, t_{i-1}) \}$$

:

$$\beta_n - \beta_1 = \{ \phi(1, 2, t_1) - \phi(2, 3, t_2) \} + \dots + \{ \phi(1, 2, t_1) - \phi(i-1, i, t_{i-1}) \} \\ + \{ \phi(1, 2, t_1) - \phi(i, i+1, t_i) \} + \dots + \{ \phi(1, 2, t_1) - \phi(n-1, n, t_{n-1}) \}$$

(3. 1 0)

として求められる。

この方法による位相誤差の推定は、1週間に1回の頻度で行っている。1982年の8月18日から11月17日の4カ月間における各アンテナ系統間の相対位相変動は、大部

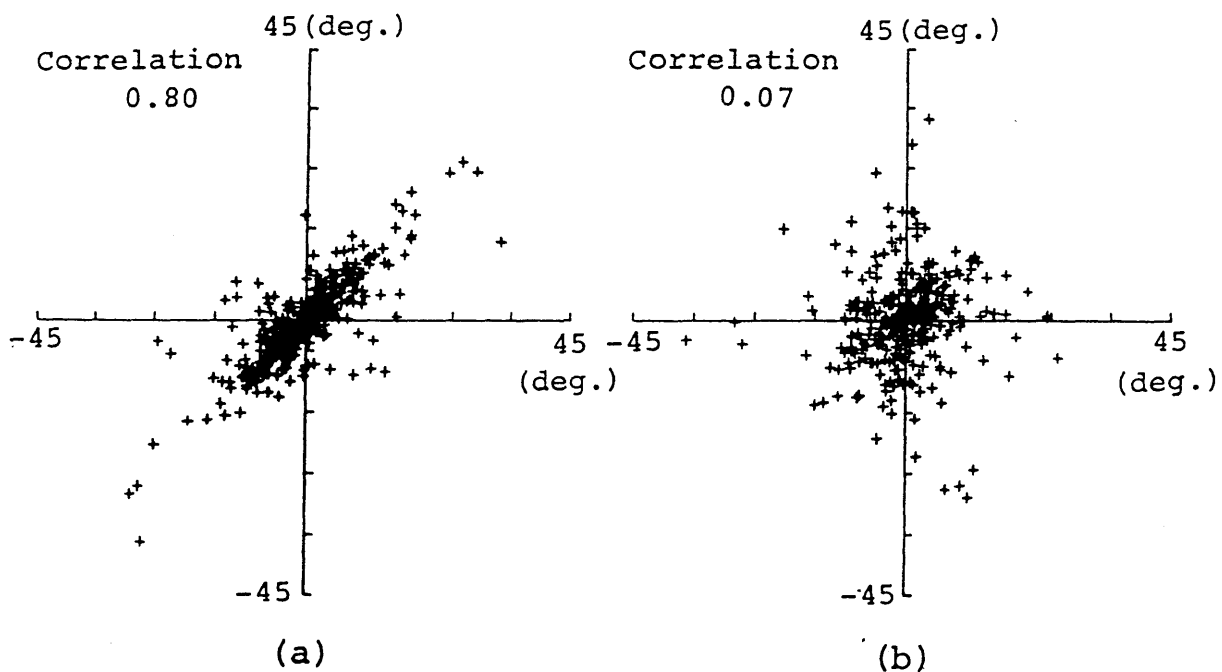


図 3. 1 2 素子アンテナ系統間の位相変動の相関関係 (a) 位相ロック発信器を共用するアンテナ系統間、(b) 位相ロック発信器が異なるアンテナ系統間

分の素子アンテナにおいて $r m s$ で 6 度以下であった。これによる干渉計のサイドローブレベルの歪みは、2. 3. 3 節の図 2. 9 より 2 % $r m s$ 以下である。

アンテナ系統間の相対位相変動は、

(1) 各恒温槽間での温度の不均一な変化や、参照信号の電圧レベルおよび電源電圧レベルの変化による位相ロック発信器の位相変動

(2) 位相ロック発信器の参照信号伝送ケーブル間の電気長の不均一な変化

(3) 第 1 中間周波信号伝送ケーブル間の電気長の不均一な変化

(4) 偏波切換器、導波管伝送路、回転連結器、回転移相器など、アンテナフィードから前置増幅部までの伝送路上の各機器の伝送特性の不均一な変化

が組合わさったものと考えられる。なお、これらの変動要素は主に周囲温度の変動によって支配されている。上記の (1) および (2) による位相変動は、位相ロック発信器を共有するアンテナ系統間において強い相関関係が発生する。一方、(3) および (4) による位相変動は、位相ロック発信器を共有するかどうかには無関係であり、個々の素子アンテナに独立に発生する。図 3. 1 2 は、東西 3 2 素子に対する位相変動の相関関係を示したものである。図の縦軸および横軸は関連する 2 つのアンテナ系統に対する位相値であり、アンテナ系統の間で位相変動の相関関係が強いほど、点のばらつきは 4 5 度の線の上に載るようになる。図 3. 1 2 (a) は位相ロック発信器を共用するアンテナ系統間に対するものであり、図 3. 1 2 (b) は位相ロック発信器が異なるアンテナ系統間に対するものである。この 2 つの図から、位相ロック発信器を共用するアンテナ系統間の位相変動には強い相関が見られ、位相ロック発信器の異なるアンテナ系統間では相関関係が見られないことがわかる。このことから、長期位相変動を引き起こす主要要因は、位相ロック発信器および位相ロック発信器の参照信号伝送ケーブルと推定される。

3. 4. 3 短期位相安定度

波長 8 cm 太陽電波写真儀の各アンテナ系統の位相は、石黒によって提案された位相較正法^{10, 11)}を用いて求めることができる。この方法は、3. 4. 2 節で示した方法に比べて推定精度が悪いが短時間で全てのアンテナ系統の位相を求めることができるという特徴を持っている。この方法によって観測時間内における東西 3 2 素子の各アンテナ系統の位相変動を調べた結果、4 時間で 4 度 rms 以下であることがわかった。一方、南北 1 6 素子のアンテナ系統間の短期位相変動については伊藤と鳥居によって開発された位相誤差測定装置によって測定されており、南北基線上の 1 5 組のアンテナ対の 3 時間あたりの位相変動は 2 度 rms 程度であるという結果が得られている¹²⁾。図 3. 1 3 は、石黒によって提案された位相較正法を用いて、東西 3 2 素子のうちの西端から 4 素子に対する位相の短期時間変動を求めたものである。縦軸は位相値、横軸は太陽の南中時間を 1 2 時とした時間を表す。この図において、各素子アンテナ系統の位相は全体的にはゆっくりとした時間変化をしているが、観測の開始時間近くおよび太陽の南中時間近くに急激な位相変動があるのが見られる。

短期の位相変動は、主に、

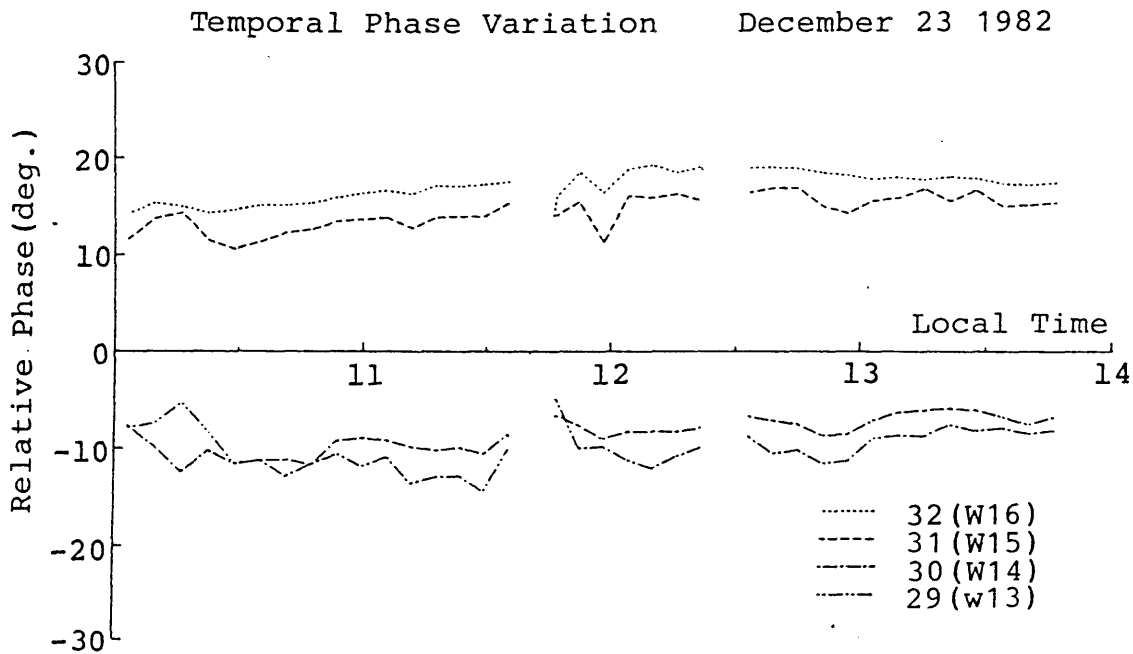


図 3. 1 3 素子アンテナ系統の相対位相変動

(1) 周囲温度の変化によるアンテナフィールドから前置増幅部までの伝送路上にある各機器の伝送特性の不均一な変化、および

(2) 風等による素子アンテナの主ビームの方位の変化

と考えられる。このうち、(1)は周囲温度の変化に関係しており、各機器の熱容量が比較的大きいことから、ゆっくりした変化特性を示すと考えられる。一方、(2)は機械的な変動であることから、速い変化特性を示すと考えられる。このことから、図3.13の位相変動のうち、太陽の南中付近などに見られる急激な位相変動の主な原因は、上記の(2)によるものと考えられる。

3. 5 改良後のシステムによる太陽電波像の観測

改良後の受信システムを用いて撮影した太陽の東西一次元電波像を図3. 14に示す。撮影日は1983年4月10日である。図3. 14の(a)と(b)は、それぞれ東西一次元足し算形干渉計モードおよび東西一次元複合形干渉計モードによって得られた画像である。横軸は太陽の東西方向の位置を表し、左方向が東方向に対応する。縦軸は太陽の各位置の電波強度を表す。図3. 14の(a)と(b)における公称空間分解能はそれぞれ1. 3分角および3. 8秒角であり、撮影に要した時間は両者とも約160秒である。図3. 14(b)は、空間周波数成分に対してハミング窓をかけて像をなめらかにしてある。図中には、3度rmsの位相誤差がある場合において信頼できる最小レベル(誤差の標準偏差 σ の3倍)を縦棒で示してある。3 σ 以下の波うちは移相誤差によって発生した像の乱れと考えられる。図3. 14において、太陽面の中心付近および西側にある活動領域は、(a)では1つの領域になって見えているのに対し(b)ではそれぞれ2つに分解されて見えている。これは、複合干渉計モードがグレーティング干渉計に比べて空間分解能が高いことによる。改良前の受信システムでは、複合干渉計モードで得られた画像の画質は不安定であり、時間変化が大きかった。これに対し、改良後の受信システムでは、ほぼ同じ画質を数日間保持することができるようになった。改良後の受信システムでは、感度の向上により、受信機の雑音成分によって生ずる画像の歪みは位相誤差によって生ずる画像の歪み(波うち)に比べて十分小さくなった。なお、図3. 14(b)の画像は(a)の画像に比べて画像の乱れが大きく、全体にわたって細かい波うちが見られる。これは、各素子アンテナの持つ位相誤差の影響が、複合形干渉計モードの方が足し算形干渉計モードに比べて大きいことによるものである。

図3. 15は、南北方向の干渉ビームを高速に走査したときに得られるバックエンド部の出力を示したものである。観測モードは南北一次元足し算形干渉計モードであり、公称空間分解能は2. 7分角である。縦軸はバックエンド部の出力値、すなわち電波強度であり、横軸は時間である。干渉ビームによって太陽を1回走査する時間は10. 3秒である。したがって、太陽の南北一次元像を1枚当り10. 3秒の撮影時間で撮影したことに相当する。図中で、各走査ごとに得られた太陽像は破線によって区切って示してある。干渉ビームは南方向から北方向に走査されているので、破線によって区切られた部分の中で左方向が南方向に対応している。この図は、1982年11月25日の04: 13UTに始まったコンプレックス型(Complex type)の電波バーストの2度目の極大値付近を撮影した

April 10 1983
Total Flux = 101 s.f.u.

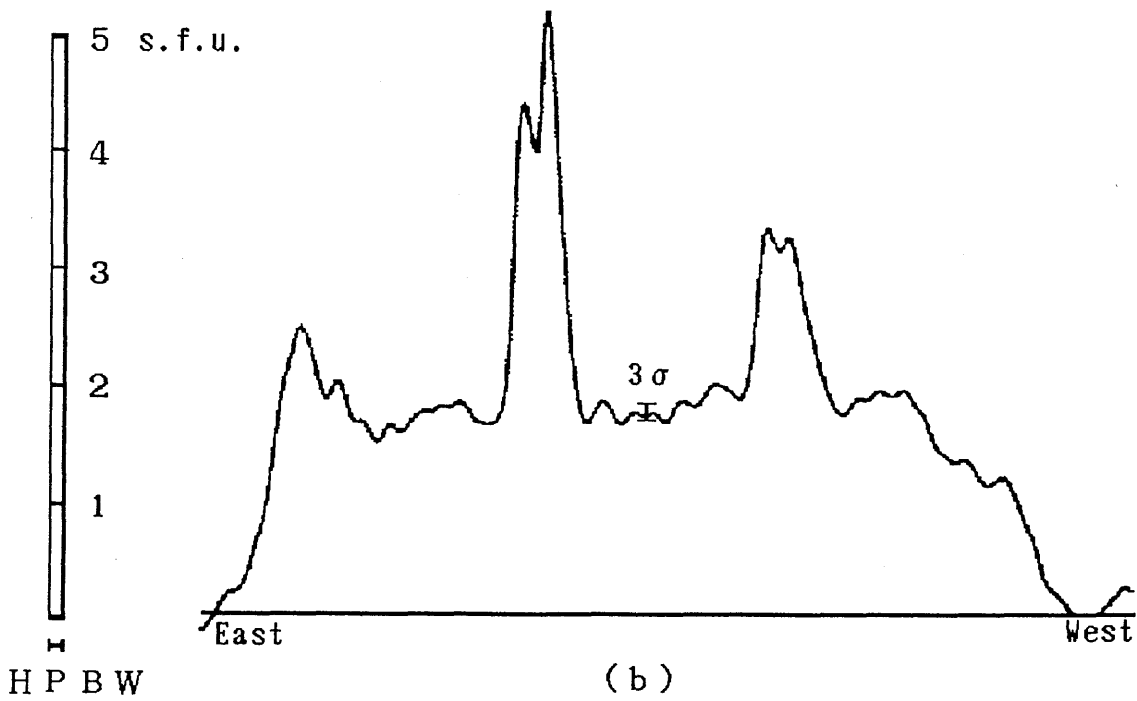
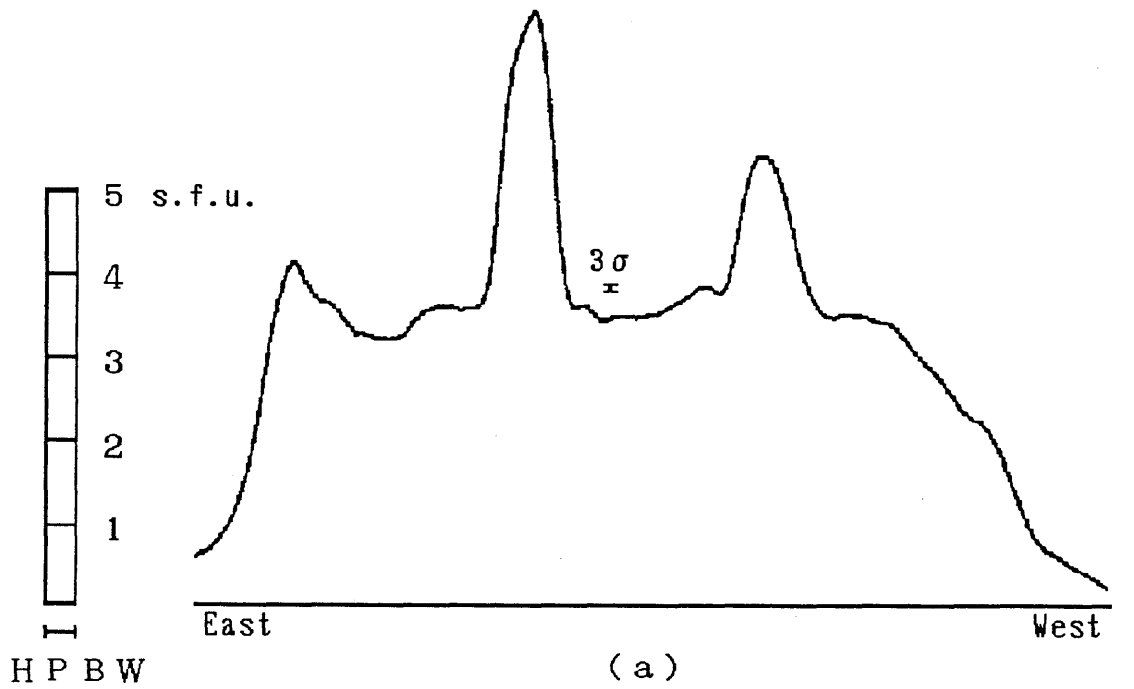


図 3. 1 4 太陽の東西一次元像 (a) グレーティング干渉計モード、(b) 複合干渉計モード。3 σ は、位相誤差が3度rmsであるときに信頼できる最小変動レベル(誤差の標準偏差の3倍)を表わす。

ものであり、太陽面の北半球にある活動領域が速い電波強度の変化を示しているのがわかる。

図3. 16は、改良後の受信システムを用いて1983年5月の27日、28日、29日に撮影された太陽の電波写真である。観測モードは二次元干渉計モードであり、公称空間分解能は2.6分角×2.6分角、撮影に要した時間は約20分である。図3. 16の(a)は、生データから直接合成した太陽写真であり、画素の並べ替え以外の処理は行っていない。画素数は64×64であり、図の上方向が天球座標の北、左方向が天球座標の東に対応している。電波強度は、各画素内の点の密度で表してある。図中で、円盤上に広がった構造が静かな太陽の成分であり、局所的に電波強度が強くなっているいくつかの領域が活動領域である。強い活動領域の回りには、十字のサイドローブパターンが見えている。これは、活動領域の電波像と二次元干渉ビームのコンボリューションによって現れるものであり、活動領域の広がり小さく、かつ、アンテナ系統間の位相関係および利得関

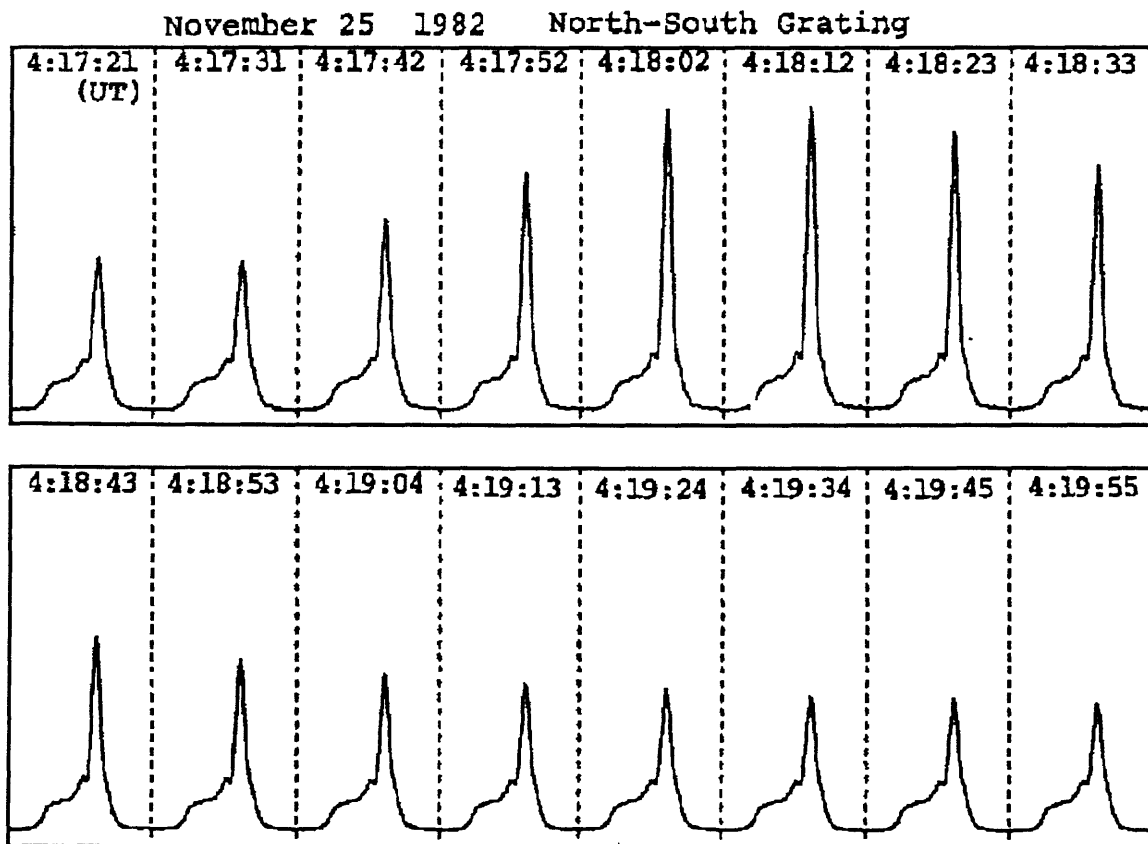


図3. 15 太陽の南北一次元像の連続観測

係が正確に調整されている場合に、上下および左右に対称なパターンとなる。図3. 16 (a) の3枚の電波写真において、写真の中央より少し下側の電波強度が強い活動領域のまわりに見える十字のパターンは上下・左右対称に近く、また3枚の間ではほぼ同様の十字のパターンであることがわかる。これらのことから、3枚の電波写真において素子アンテナ系統間の位相関係および利得関係が正確に合っていることがわかる。また、これらの電波写真を撮影した3日間、間に位相及び利得の較正を行っていないことから、素子アンテナ系統間の位相及び利得の変化は、この3日間において十分小さかったことがわかる。

図3. 16 (b) は、図3. 16 (a) に対して天球に固定した座標系から太陽面に固定した座標系への変換、ハミング窓による画像の平滑化、電波強度の輝度温度への換算を

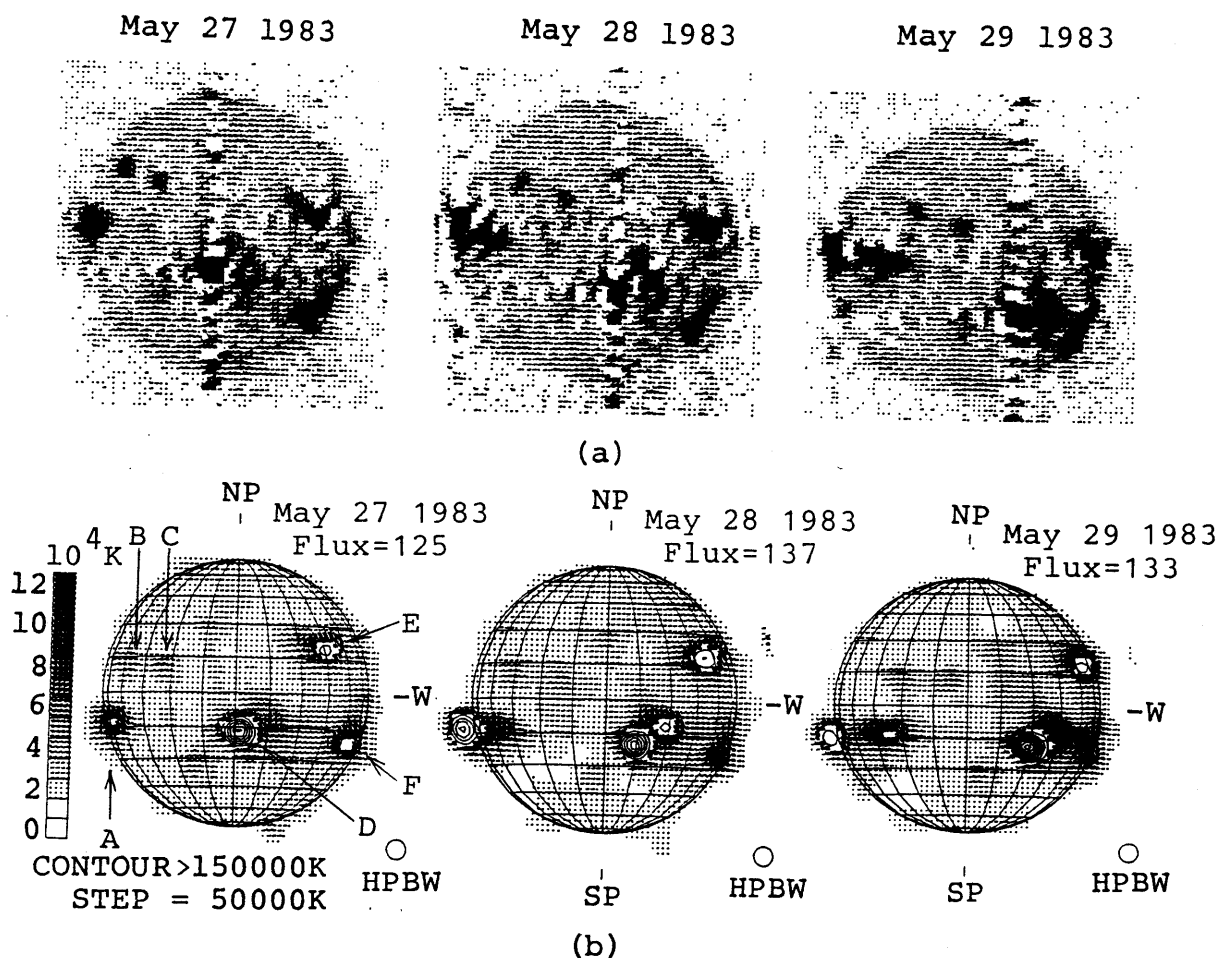


図3. 16 太陽の二次元電波像 (a) 生データから直接合成した画像、(b) 座標変換、平滑化および輝度温度への換算を行った後の画像。図中のAからFまでの記号は、活動領域の位置を示す。

行った後の画像である。図において、上方向が太陽の北極方向、左が太陽の東方向である。12万度Kまでの輝度温度は各画素内の点の密度で描いてあり、それ以上の輝度温度については5万度Kの刻みの等高線で描いてある。それぞれの図において、点の密度の濃い領域および等高線で描かれた電波強度の強い領域が活動領域である。電波像の上には、光球面の輪郭および15度おきの太陽面の緯度・経度が重ねて描いてある。3.75GHzで観測される静かな太陽の成分は、可視光で見える光球面より少し外側に広がっている。5月27日の電波写真では、図中にAからFの記号で示された6つの活動領域が観測されている。28日および29日の電波写真を見ると、これらの活動領域が太陽の自転によって東の縁から西の縁に向かって移動しているのがわかる。27日の電波写真では、太陽の中央近くにある活動領域は、40万度K以上の輝度温度をもった電波強度の強い成分とその北西に広がった7万度程度の輝度温度をもった電波強度の弱い成分から成っている。28日には、この2つの成分のうちの電波強度の弱い方の成分の電波強度が増加し、輝度温度は15万度K以上になっている。28日の電波写真で東の縁にある活動領域は、光球面の縁からさらに東に離れた位置に見えている。これは、電波源が光球面より高いところに浮かんでいることに対応する。28日の電波写真から活動領域の電波像の重心の光球面からの高さを求めると、約 6×10^4 kmと推定される。したがって、この活動領域はコロナ中に存在していることになる。

3.6 第3章のまとめ

本章では、波長8cm太陽電波写真儀の感度と位相安定度の向上のために行った受信システムの改良の概要を述べた。また、改良後の受信システムの性能について評価した。

受信システムの主な改良点を以下にまとめる。

- (1) 各素子アンテナ系統ごとに前置増幅部を取り付け、各素子アンテナで受信された信号を増幅し、中間周波信号に周波数変換してから、アンテナアレイの位相中心に伝送するようにした。
- (2) 各前置増幅部の局部発信信号の信号源として、位相ロック発信器を用いた。
- (3) アンテナアレイの位相中心から各素子アンテナの位相ロック発信器までの参照信号の伝送および各素子アンテナからアンテナアレイの位相中心までの中間周波信号の伝送には、低損失・高位相安定度の同軸ケーブルを用いた。
- (4) 参照信号伝送用および中間周波信号伝送用の同軸ケーブルを地下1.5mに埋設し、外気温の変動による電気長の変化を抑えた。
- (5) 第2中間周波部で、各素子アンテナ系統間の相対利得および相対位相の調整を容易に行えるようにした。
- (6) 受信機制御・監視部を新たに取り付け、受信システムの制御および監視を、すべて観測棟から行えるようにした。

以上の改良を行った後の受信システムについて評価を行い、以下の結果が得られた。

- (1) 受信機の等価雑音温度は大部分の素子アンテナ系統で900K以下であり、改良前の受信システムと比較して感度が1.8倍になった。
- (2) 素子アンテナ系統間の相対利得の変動は大部分の素子アンテナ系統で2.5%rms以下であり、これによる干渉計のサイドローブレベルの歪みは、グレーティング干渉計モードで0.1%以下、複合干渉計モードで0.5%以下である。
- (3) 長期位相変動は大部分のアンテナ系統で4カ月あたり6度rms以下であり、これによる干渉計のサイドローブレベルの歪みは、グレーティング干渉計モードで0.5%以下、複合干渉計モードで2%以下である。長期位相変動の主な原因は、位相ロック発信器および位相ロック発信器の参照信号伝送ケーブルである。
- (4) 短期位相変動は4度rms以下であり、この変動の主要原因は、素子アンテナの主ビームの向きの風等による変動である。

改良後の受信システムで太陽電波写真の撮影を行った結果、従来の受信システムに比べて

長期間安定した画質で太陽電波写真の撮影を行うことができることが確認された。

第3章の参考文献

- 1) M. Ishiguro, C. Torii, K. Shibasaki, S. Enome and H. Tanaka: "A project to improve the sensitivity and the phase stability of the λ 8-cm radioheliograph at Toyokawa", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **26**, pp. 145-150 (1979).
- 2) C. Torii, Y. Tsukiji, S. Kobayashi, N. Yoshimi, H. Tanaka and S. Enome: "Full-automatic radiopolarimeters for solar patrol at microwave frequencies", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **26**, pp. 129-132 (1979).
- 3) M. Ishiguro, H. Tanaka, S. Enome, C. Torii, Y. Tsukiji, S. Kobayashi and N. Yoshiomi: "8-cm radioheliograph", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **22**, pp. 1-25 (1975).
- 4) H. Nakajima, H. Sekiguchi, S. Aiba, Y. Shiomi, T. Kuwabara, M. Sawa, H. Hirabayashi, T. Kosugi and K. Kai: "A New 17-GHz radio interferometer at Nobeyama", Publ. Astron. Soc., Japan, **32**, pp. 639-650 (1980).
- 5) K. Shibasaki, M. Ishiguro and S. Enome: "Solar radio data acquisition and communication system (SORDACS) of Toyokawa observatory", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **26**, pp. 117-127 (1979).
- 6) Y. Naito: "Phase stability of the new local oscillator system for the λ 8-cm radioheliograph at Toyokawa", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **26**, pp. 67-81 (1979).
- 7) C. Torii: "A digital phase driver for the swapt-lobe λ 8-cm radioheliograph", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **30**, pp. 79-84 (1983).
- 8) M. Nishio: "A new control system for the improved λ 8-cm radioheliograph", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **27**, pp. 62-77 (1980).
- 9) S. Kobayashi and S. Takata: "A control system of the λ 8-cm radioheliograph at Toyokawa", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **29**, pp. 94-104 (1982).
- 10) M. Ishiguro: "Image correction in high-resolution radio interferometer", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **18**, pp. 73-88 (1971).

- 11) M. Ishiguro: "Phase error correction in multi-element radio interferometer by data processing", *Astron. Astrophys. Suppl.*, **15**, pp. 431-443 (1974).
- 12) Y. Itoh and C. Torii: "Phase adjustment of the improved λ 8-cm radioheliograph at Toyokawa", *Proc. Res. Inst. Atmospheric.*, Nagoya Univ., **28**, pp. 49-62 (1981).

第4章 複合干渉計の利得・位相較正のための一手法

4.1 まえがき

多素子電波干渉計の1つとして、2.2節で示したグレーティング干渉計 (Grating radio interferometer) や2.3節で示した複合干渉計 (Grating compound radio interferometer) がある。グレーティング干渉計は同一基線上に素子アンテナを等間隔に櫛状に並べたものであり、ビーム走査方式として用いた場合、素子アンテナの利得誤差および位相誤差が大きくても良好な画質で観測が行えるという利点を持つ。複合干渉計は、グレーティング干渉計とアンテナ間隔の広い数台のアンテナを同一基線上に並べて組み合わせたものであり、グレーティング干渉計に比べて少ない素子アンテナ数で高い空間分解能が得られるという利点を持っているが、各素子アンテナ系統の位相誤差の影響を受け易いという欠点がある。

電波干渉計によって電波天体を観測する場合、各素子アンテナ間の相対利得及び相対位相がうまく較正されていないと、サイドロープレベルが増加したり干渉ビームパターンが歪んだりして、画像のダイナミックレンジの低下や虚像の発生などが起こる。したがって、精度のよい天体像を得ようとする場合、各素子アンテナ間の利得や位相の変動ができる限り小さくなるように受信システムを設計するとともに、各素子アンテナの利得や位相をできる限り頻繁に較正することが必要となる。

電波干渉計の較正法としては、目的とする電波源の観測を定期的に中断して較正用電波源を観測し、そのデータから各素子アンテナの利得と位相の較正を行うあるいは観測データの補正を行うという方法が一般的である。較正用電波源としては、通常、観測に用いている装置で空間構造が分離できないもの、すなわち、点状電波源とみなせるものを利用する。これに対し、国立天文台豊川観測所の波長8cm太陽電波写真儀¹⁾および波長3cm太陽電波写真儀²⁾では、東西および南北基線上に基本アンテナ間隔を持つアンテナの組合せが多数存在することを利用し、広がった電波源である太陽を較正用電波源として位相の較正を行う方法が用いられてきた。この方法では、基本アンテナ間隔を持つ2素子干渉計による太陽の観測をアンテナ対を換えながら順次行い、そのデータから連立多元方程式を解いて各素子アンテナの位相誤差を求めている。以上の方法では、利得および位相の較正を行っている間は観測が中断することになり、太陽電波バースト現象のように電波源の輝度分布が数秒程度で変化することがあるような現象を観測対象とする場合には、重要な現

象を観測する機会を逃してしまう危険性がある。また、較正用データ観測中の電波源強度の変動は、較正精度を劣化させる原因となる。

これらの方法に対し、観測を中断することなく、目的とする電波源の測定データから各素子アンテナの利得と位相を較正する方法として、石黒によって提案されたアンテナ配列の冗長性を利用した方法^{3,4)}、国立天文台野辺山太陽電波観測所の17GHz太陽電波干渉計で用いられている実時間自己較正法⁵⁾、アメリカ国立電波天文台の大型電波望遠鏡(VLA)で用いられている画像の特徴抽出を利用した方法("Self-calibration"と呼ばれる)^{6,7)}などがある。アンテナ配列の冗長性を利用した方法は、複合干渉計において素子アンテナの利得誤差と位相誤差を精度よく推定できる方法である。しかし、この方法では、利得誤差および位相誤差を推定できない素子アンテナが存在する。このため、この方法のみでは観測された画像を完全には補正することができない。17GHz太陽電波干渉計で用いられている実時間自己較正法は、実時間に精度良く干渉計アレイを較正することができる方法であるが、多チャンネル相関器を用いたフーリエ合成方式の干渉計においてのみ可能な方法であり、ビーム走査方式の干渉計では用いることができない。また、利得の較正を行うことができない。画像の特徴抽出を利用した方法は、干渉計に較正のための特殊な付加装置を取り付けなくてもすべての素子アンテナの相対利得誤差と相対位相誤差を推定することができ、適用範囲の広い方法である。しかし、ビーム走査方式のように、各素子アンテナ間の相関情報の一部のみを観測していて、相対利得誤差と相対位相誤差を求めるのに有効な相関情報の数が制限されているような場合には、推定精度が悪くなる。以上のことから、アンテナ配列の冗長性を利用した方法と画像の特徴抽出を利用した方法を組み合わせて、ビーム走査方式の複合干渉計システムにおける素子アンテナ間の利得誤差と位相誤差の較正精度の向上をはかった。

本章では、アンテナ配列の冗長性を利用した方法と画像の特徴抽出を利用した方法を組み合わせた利得誤差と位相誤差の自己較正方法(以下、複合形の方法と呼ぶ)について述べる。4.2節では、まず、従来から採用されているアンテナ配列の冗長性を利用した方法と画像の特徴抽出を利用した方法について説明し、それらの方法をビーム走査方式の複合干渉計に適応した場合の問題点について議論する。その後、それらの点を改良した複合形の方法について説明する。4.3節では、これら3つの較正法の特徴をシミュレーション実験によって調べ、複合形の方法をビーム走査方式の複合干渉計に適応した場合の有効性を示す。4.4節では、複合形の方法を波長8cm太陽電波写真儀の観測データに適用

した場合について示す。最後に、4. 5節で本章のまとめを行う。

4. 2 利得・位相自己較正法

4. 2. 1 アンテナ配列の冗長性を利用した方法

干渉計のビームパターンを $P(\theta)$ 、観測対象の輝度分布を $I(\theta)$ とすると、観測によって得られる輝度分布 $B(\theta)$ は、

$$B(\theta) = I(\theta) * P(\theta) + \varepsilon \quad (4. 1)$$

と表される。ここで、 θ は角度、 $*$ はコンボリューション演算、 ε は観測値に含まれる雑音を示す。この式をフーリエ変換すると、

$$\overline{B}(u) = \overline{I}(u) \cdot \overline{P}(u) + \overline{\varepsilon}_u \quad (4. 2)$$

となり、コンボリューション演算はかけ算に変換される。ここで、

$$\overline{B}(u) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} B(\theta) \exp(j 2 \pi u \theta) d \theta \quad (4. 3)$$

$$\overline{I}(u) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I(\theta) \exp(j 2 \pi u \theta) d \theta \quad (4. 4)$$

$$\overline{P}(u) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P(\theta) \exp(j 2 \pi u \theta) d \theta \quad (4. 5)$$

$$\overline{\varepsilon}_u = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \varepsilon \exp(j 2 \pi u \theta) d \theta \quad (4. 6)$$

であり、 $\overline{B}(u)$ は観測によって得られた輝度分布 $B(\theta)$ の複素空間周波数スペクトル、 $\overline{I}(u)$ は観測対象の輝度分布 $I(\theta)$ の複素空間周波数スペクトル、 $\overline{P}(u)$ は干渉計のビームパターン $P(\theta)$ をフーリエ変換した関数（伝達関数）である。 u は空間周波数を表すパラメータであり、 $\overline{\varepsilon}_u$ は観測値に含まれる雑音をフーリエ変換したものである。

図 4. 1 に示すような複合干渉計の場合、等しい間隔で置かれた N 素子のアンテナ Q_1, Q_2, \dots, Q_N で点電波源を観測した時の受信電界強度 E_1, E_2, \dots, E_N は、(2.

49) 式より、N素子のアンテナと距離Lだけ離して置かれたアンテナAの出力電圧 E_A を基準として、

$$E_i = \overline{P}_c(u_i) / E_A^*, \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (4.7)$$

と表すことができる。ここで、 u_i はアンテナAの位置から各素子アンテナまでの距離を観測波長で割ったものであり、空間周波数軸上でのサンプリング点に相当する。また、 E_A^* は E_A の複素共役である。

もし、電波源の輝度分布 $\overline{I}(u)$ が何らかの方法で分かっていたとすると、各素子アンテナでの受信電界強度 E_i は、電波源の輝度分布 $I(\theta)$ をフーリエ変換した複素空間周波数スペクトル $\overline{I}(u)$ および複合干渉計による観測によって得られた複素空間周波数スペクトル $\overline{B}_c(u_i)$ から、

$$E_i = \overline{B}_c(u_i) / \{\overline{I}(u_i) \cdot E_A^*\} \quad (4.8)$$

とすることにより、 E_A に対する比として求めることができる。ここで、観測値に含まれる雑音の振幅は観測値の振幅に比べて十分に小さいものとして無視し、電波源の輝度分布 $\overline{I}(u)$ は空間周波数 u_i の点で零点を持たないものとする。

複合干渉計では、素子アンテナのうち等間隔で並んだ $Q_1 \sim Q_N$ の部分を用いてグレーティング干渉計を構成することができる。このグレーティング干渉計によって観測された輝度分布 $B_g(\theta)$ は、(4.1)式と同様にして、

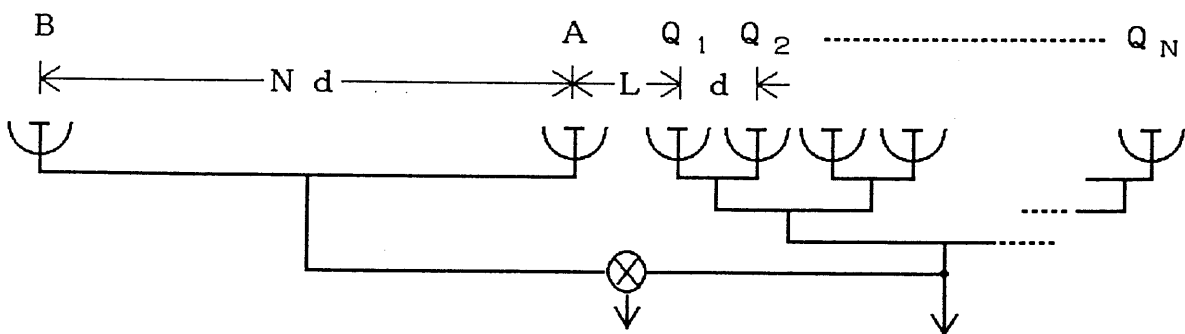


図4.1 複合干渉計のアンテナ配列

$$B_g(\theta) = I(\theta) * P_g(\theta) + \varepsilon' \quad (4.10)$$

と表され、この式のフーリエ変換は、

$$\overline{B}_g(u) = \overline{I}(u) \cdot \overline{P}_g(u) + \overline{\varepsilon}_u' \quad (4.11)$$

となる。ここで、ここで、 $P_g(\theta)$ はグレーティング干渉計のビームパターン、 θ は角度、 $*$ はコンボリューション演算、 ε' は観測値に含まれる雑音を示す。また、

$$\overline{B}_g(u) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} B_g(\theta) \exp(j2\pi u\theta) d\theta \quad (4.12)$$

$$\overline{P}_g(u) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} P_g(\theta) \exp(j2\pi u\theta) d\theta \quad (4.13)$$

$$\overline{\varepsilon}_u' = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \varepsilon' \exp(j2\pi u\theta) d\theta \quad (4.14)$$

である。

2. 2. 4 節で述べたように、グレーティング干渉計の場合、低い空間周波数成分が基線ベクトルの等しい多くのアンテナ対の出力の平均出力として得られることから、各素子アンテナの利得誤差および位相誤差が大きくても、グレーティング干渉計のビームパターンをフーリエ変換して得られる伝達関数 $\overline{P}_g(u)$ は比較的その影響をうけにくく安定している。このため、電波源の輝度分布の複素空間周波数スペクトル $\overline{I}(u)$ も、低い空間周波数成分についてはグレーティング干渉計による観測結果から精度良く決められる。これらのことから、複合干渉計による観測より得られる複素空間周波数スペクトル $\overline{B}_c(u)$ 、グレーティング干渉計の伝達関数 $\overline{P}_g(u)$ およびそれによる観測より得られる複素空間周波数スペクトル $\overline{B}_g(u)$ を用い、 $\overline{I}(u_i) = \overline{B}_g(u_i) / \overline{P}_g(u_i)$ とにおいて、(4.8)式は、

$$E_i = \{ \overline{B}_c(u_i) \cdot \overline{P}_g(u_i) \} / \{ \overline{B}_g(u_i) \cdot E_A^* \} \quad (4.15)$$

と書き直すことができる。なお、空間周波数軸上で複合干渉計のサンプリング点とグレーティング干渉計のサンプリング点とが異なる場合には、グレーティング干渉計で観測された輝度分布の複素空間周波数スペクトルおよびグレーティング干渉計の伝達関数を複合干渉計でのサンプリング点に内挿して用いる。

$\overline{P}_g(u_i)$ は各素子アンテナでの受信電界強度 E_1, E_2, \dots, E_N の関数であり、本来、既知ではない。そこで、 $\overline{P}_g(u_i)$ の初期値として各素子アンテナの相対利得誤差および相対位相誤差のない理想的な伝達関数 $\overline{P}_{g,0}(u_i)$ を用い、(4.15)式を変形した次の漸化式、

$$E_{i,k+1} = \{ \overline{B}_c(u_i) \cdot \overline{P}_{g,k}(u_i) \} / \{ \overline{B}_g(u_i) \cdot E_A^* \},$$

$$i = 1, 2, \dots, N \quad (4.16)$$

によって、 $E_{i,k}$ ($k = 0, 1, 2, \dots$) を反復的に求める。ここで、 $\overline{P}_{g,k}(u_i)$ は k 回目の計算によって求められた各素子アンテナでの受信電界強度 $E_{i,k}$ を用いて合成したグレーティング干渉計の伝達関数である。(4.16)式の収束は、比較的速く、基準とするアンテナ A に近いアンテナについては、数回の繰り返しによって解を精度良く求めることかできる。

この方法では、グレーティング干渉計の伝達関数 $\overline{P}_g(u_i)$ に含まれる振幅誤差および位相誤差が低い空間周波数成分ほど小さいことから、基準とするアンテナ A に近いアンテナでは利得誤差および位相誤差の推定精度が良い。したがって、広がった空間構造を持った電波源を観測する場合に、画像の補正精度が良い。一方、 $\overline{P}_g(u_i)$ に含まれる振幅誤差および位相誤差は空間周波数が高くなるにしたがって大きくなるため、基準とするアンテナ A から遠いアンテナでは推定精度が悪くなる。また、図4.1において、複合干渉計による観測で得られる複素空間周波数スペクトル $\overline{B}_c(u_i)$ は基本アンテナ間隔 d のほぼ $2N$ 倍の空間周波数まで存在するが、グレーティング干渉計による観測で得られる複素空間周波数スペクトル $\overline{B}_g(u_i)$ とグレーティング干渉計の伝達関数 $\overline{P}_g(u_i)$ は d の $(N-1)$ 倍までしか存在しない。このため、 d の $(N-1)$ 倍より大きい空間周波数成分の生成に関係している図4.1の一番右側のアンテナ Q_N の出力電圧 E_N および一番左側のアンテナ B の出力電圧 E_B が、(4.16)式からは求められない。

4. 2. 2 画像の特徴抽出を利用した方法

干渉計によって観測された輝度分布 $B(\theta)$ の複素空間周波数スペクトル $\overline{B}(u_i)$ は、観測値に含まれる雑音の振幅が観測値の振幅に比べて十分小さいときには、

$$\overline{B}(u_i) = \overline{I}(u_i) \cdot \overline{P}(u_i) \quad (4. 17)$$

と書くことができる。ここで、 u_i は干渉計による空間周波数軸上のサンプル点、 $\overline{I}(u_i)$ は電波源の輝度分布 $I(\theta)$ の空間周波数スペクトルである。 $\overline{P}(u_i)$ は干渉計のビームパターン $P(\theta)$ をフーリエ変換した関数（伝達関数）であり、各素子アンテナシステムの利得および位相から成っている関数である。電波源の輝度分布 $I(\theta)$ が何らかの方法でわかっていたとすると、干渉計の伝達関数 $\overline{P}(u_i)$ は、観測から得られる複素空間周波数スペクトル $\overline{B}(u_i)$ と電波源の輝度分布をフーリエ変換して得られる複素空間周波数スペクトル $\overline{I}(u_i)$ から、

$$\overline{P}(u_i) = \overline{B}(u_i) / \overline{I}(u_i) \quad (4. 18)$$

として求められる。ただし、 $\overline{I}(u_i)$ は干渉計のサンプル点 u_i で零点を持たないとする。

画像の特徴抽出を利用した方法は、電波源の輝度分布 $I(\theta)$ を観測データ自身から特徴抽出の手法を用いて求め、次の関数、

$$e_r = \sum_{i=1}^N \overline{w}(u_i) \cdot | \overline{B}_0(u_i) / \overline{I}(u_i) - \overline{P}_1(u_i) |^2 \quad (4. 19)$$

を最小にする値として、各素子アンテナの利得誤差と位相誤差を求める方法である。この式において、 $\overline{B}_0(u_i) / \overline{I}(u_i)$ は可変パラメータである各素子アンテナシステムの利得誤差および位相誤差を含む関数であり、 $\overline{P}_1(u_i)$ は各素子アンテナに利得誤差および位相誤差が無いときに得られる干渉計の伝達関数である。 $\overline{w}(u_i)$ は重み関数であり、通常は $\overline{w}(u_i) = | \overline{I}(u_i) |$ とする。(4. 19)式において、電波源の輝度分布 $\overline{I}(u_i)$ は本来既知ではないので、求められた各素子アンテナの利得誤差と位相誤差を用いて観測データを補正しながら、反復的に補正を行う。(4. 19)式は、素子アンテナ数に比べ

て同時に観測できる空間周波数成分の数が多いほど可変パラメータの数に対して独立な方程式の数が多くなり、解の精度向上が期待できる。したがって、多チャンネル相関器を用いたフーリエ合成方式の干渉計のように、素子アンテナ数に比べ同時に観測できる空間周波数成分の数が十分多いような場合に適した方法である。画像の特徴抽出の手法としては、いろいろな手法が考えられるが、通常はCLEAN⁸⁾と呼ばれる手法が用いられる。CLEANという手法は、干渉計のサイドローブで乱された観測データから電波源の位置と強度の情報を抽出する手法のひとつであり、電波天文学では良く使われる手法である。

CLEANによって画像の特徴抽出を行った場合の較正法は次のような手順からなる。

(a) 観測データからCLEANによって電波源の輝度分布 $I(\theta)$ を求める。

(b) (4. 17) 式を用いて各素子アンテナの相対利得誤差および相対位相誤差を求める。

(c) 手順(b)によって求められた各素子アンテナの各空間周波数成分に含まれている振幅誤差及び位相誤差を求める。

(d) 観測データから手順(c)で求めた振幅誤差および位相誤差を取り除いて、観測データを補正する。

手順(a)から手順(d)までを何回か繰り返し行い、各素子アンテナの相対利得誤差および相対位相誤差を求めるとともに、観測データの補正も行う。

手順(a)の中で用いているCLEANは、電波源の分布がいくつかの点状電波源のみから成っているような場合には効率よく電波源の位置と強度の情報を取り出すことができる。しかしながら、太陽電波像のように電波源の輝度分布のなかに空間的に広がった成分が含まれているような場合には、点状電波源のみから成っている場合に比べて処理効率が悪い。このため、較正法全体の処理時間も長くなる。一方、多チャンネルの相関器を用いたフーリエ合成方式の干渉計では全ての素子アンテナ間の相関値を同時に求めることができるのに対し、ビーム走査形の干渉計では求められる素子アンテナ間の相関情報の数が制限されてしまうことから、(4. 19) 式を最小自乗によって解く場合の推定誤差が多チャンネルの相関器を用いたフーリエ合成方式の干渉計に比べて大きくなる。これらのことから、宇宙電波観測と異なり、広いダイナミックレンジを必要とし、かつ、画像の空間構造の変化が速くて多量のデータを効率よく処理する必要がある太陽電波観測の場合には、処理速度および誤差の推定精度が十分ではない。

4. 2. 3 複合形の方法

点状電波源に対する画像をフーリエ変換した場合、すべての空間周波数に対してほぼ等しいパワースペクトルを持っている。これに対し、太陽電波像のように広がった空間構造も持った電波画像をフーリエ変換した場合、パワースペクトルは低い空間周波数にパワーが集中した分布になる。したがって、広がった空間構造の電波源を複合干渉計で観測した場合には、アンテナ配列の冗長性を利用した方法によって電波像が精度良く補正できる。複合形の方法では、画像の特徴抽出を利用する方法による処理の前にアンテナ配列の冗長性を利用した方法で一次処理を行い、あらかじめ低い空間周波数成分に対する利得誤差および位相誤差の補正を行なっている。これによって、太陽電波観測のような場合に、画像の特徴抽出を利用した方法を単独で用いるときと比べて処理速度および利得と位相の推定精度の向上が期待できる。

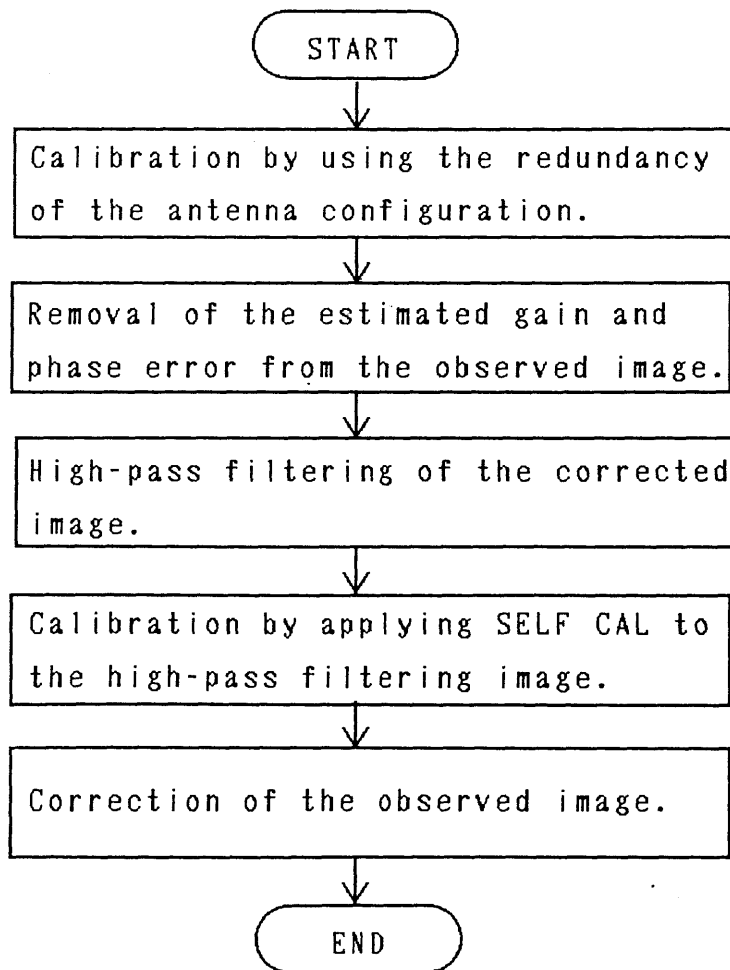


図 4. 2 複合形の較正法の流れ図

図4. 2に複合形の方法の流れ図を示す。この方法では、まず、アンテナ配列の冗長性を利用した方法で基準アンテナから $(N-1)d$ までの距離に置かれた素子アンテナの相対利得誤差と相対位相誤差を求め、観測データの各空間周波数成分からこれらの誤差成分を取り除いて、一次補正画像を作る。この一次補正画像から画像中の広がった空間構造に対応した空間周波数成分、すなわち、基本空間周波数 d/λ の4～5倍以下の成分を取り除いた像を作る。画像の低周波成分を除くのは、低周波成分が卓越しているような画像に対しては画像の特徴抽出を利用した方法の処理時間が長くなってしまうためである。この低周波成分を取り除いた画像にたいして画像の特徴抽出を利用した方法を適用し、基本アンテナから $(N-1)d$ より遠くに置かれている素子アンテナの相対利得誤差と相対位相誤差を求める。最後に、これらの方法で求められた各素子アンテナの相対利得誤差と相対位相誤差を用いて、観測データの各空間周波数成分に含まれる振幅・位相誤差を求め、それらを観測データから取り除くことによって最終補正画像を求める。

4. 3 計算機実験による特性解析

本節では、計算機によって生成した模擬観測画像に対して、アンテナ配列の冗長性を利用した方法、画像の特徴抽出を利用した方法、複合形の方法をそれぞれ適用し各較正法の特性を比較検討する。アンテナ配列としては、 $(3 \times 2 + 2)$ 素子の複合干渉計を用いた。これは、国立天文台豊川観測所の波長8cm太陽電波写真儀をモデルにしたものである。

まず、各素子アンテナに平均値が0dBで偏差値が1dBのガウス分布をもつ乱数により位相誤差を与えて、各較正法における利得の推定精度を調べた。模擬観測画像は、各素子アンテナに利得誤差を与えて干渉ビームを合成し、この干渉ビームとあらかじめ用意した電波源モデルのコンボリューションをとり、電波源の全放射フラックスの5% rmsのランダムな雑音成分を加えて生成した。この模擬観測画像に対して、これまでに述べた3種類の較正法を適用して各素子アンテナの利得の推定を行った。試行は30回行い、結果は、各較正法によって推定された利得誤差とあらかじめ与えておいた利得誤差との比のデシベル値の平均値および偏差値として求めた。電波源モデルには、図4.3に示すような広がった電波源の上に点状電波源が重畳した形状のものを用いた。点状電波源と広がった電波源との放射フラックスの比は0.09とした。次に、各素子アンテナに平均値が 0° で偏差値が 30° のガウス分布をもつ乱数により位相誤差を与えて、各較正法における位

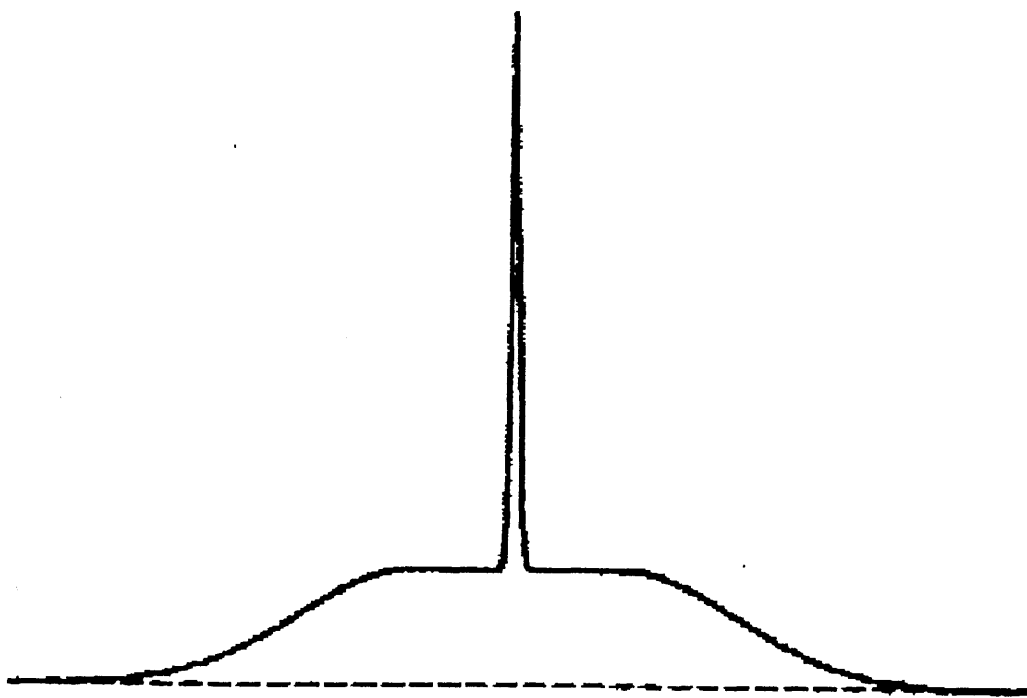
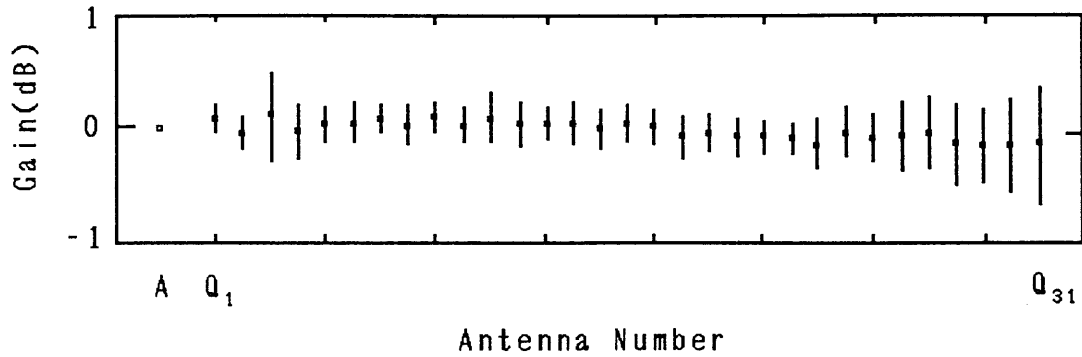
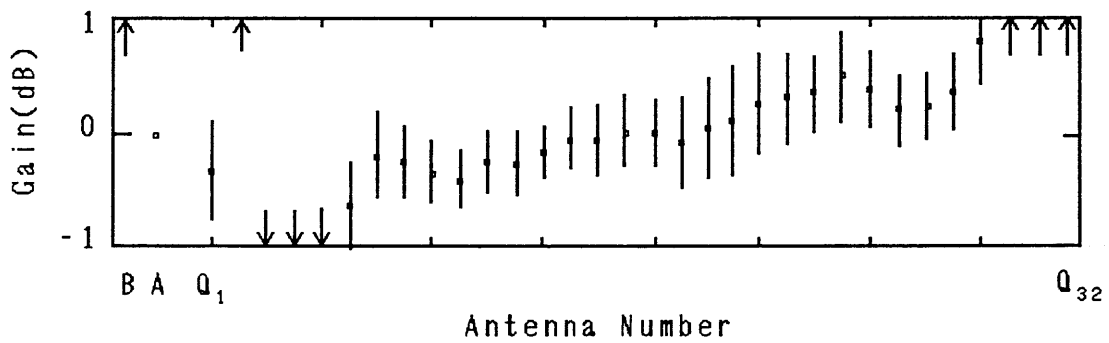


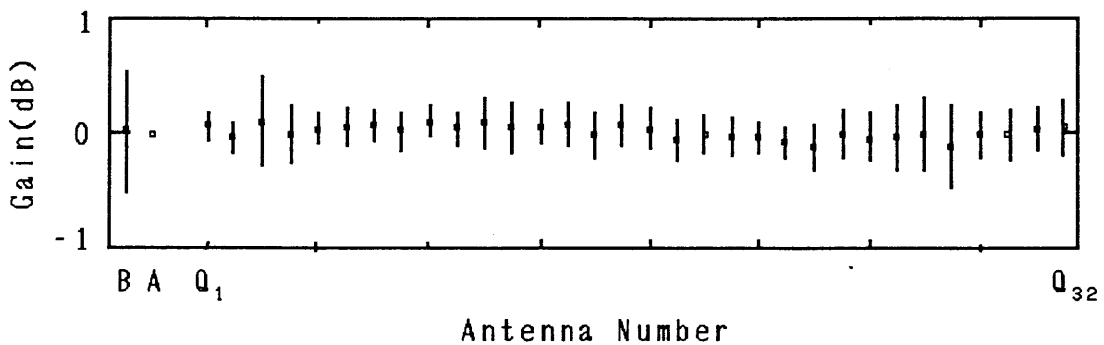
図4.3 シミュレーション実験に用いた電波源モデル



(a)

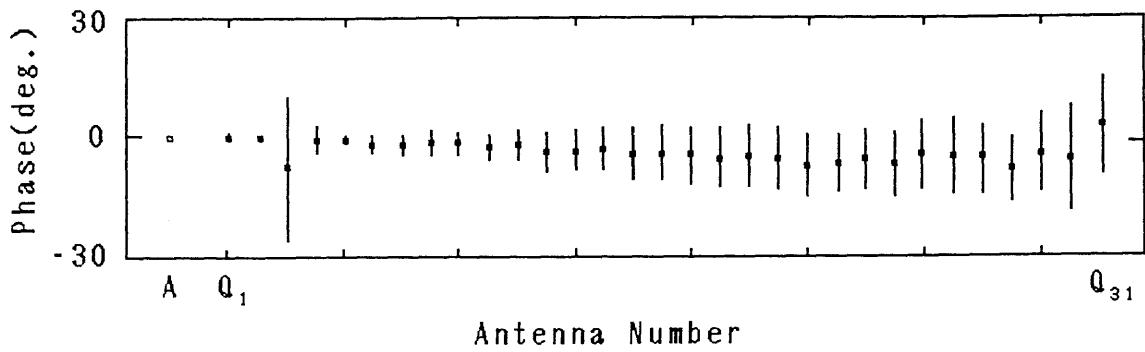


(b)

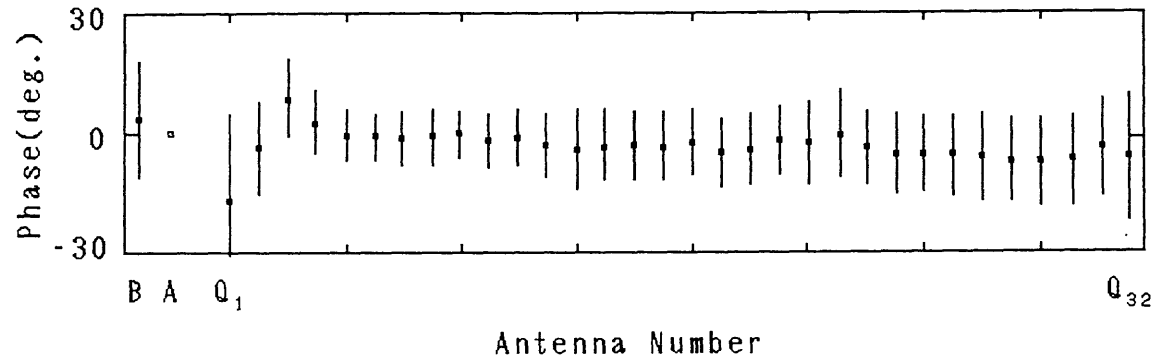


(c)

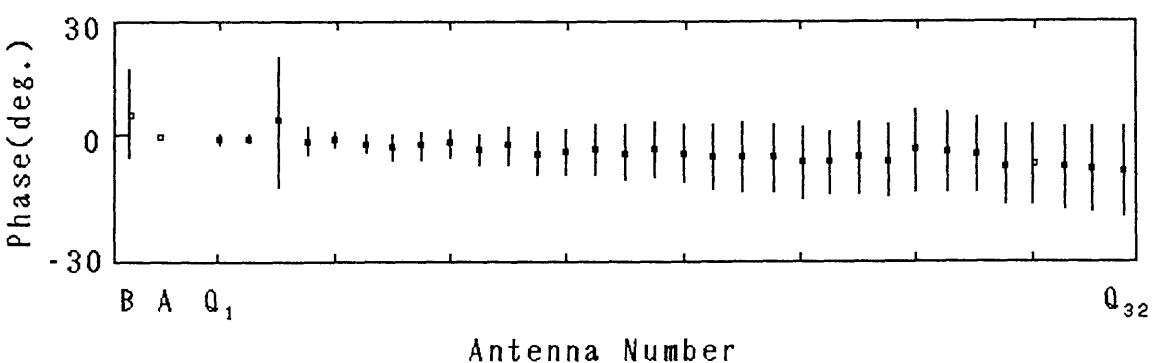
図 4. 4 各素子アンテナ系統にあらかじめ利得誤差（平均値 0 d B，標準偏差 1 d B）を与えて各較正法を適用した例（a）アンテナ配列の冗長性を利用した方法、（b）画像の特徴抽出を利用した方法、（c）複合形の方法 四角の点は利得の推定誤差の平均値、縦線は利得の推定誤差の標準偏差を表す。



(a)



(b)

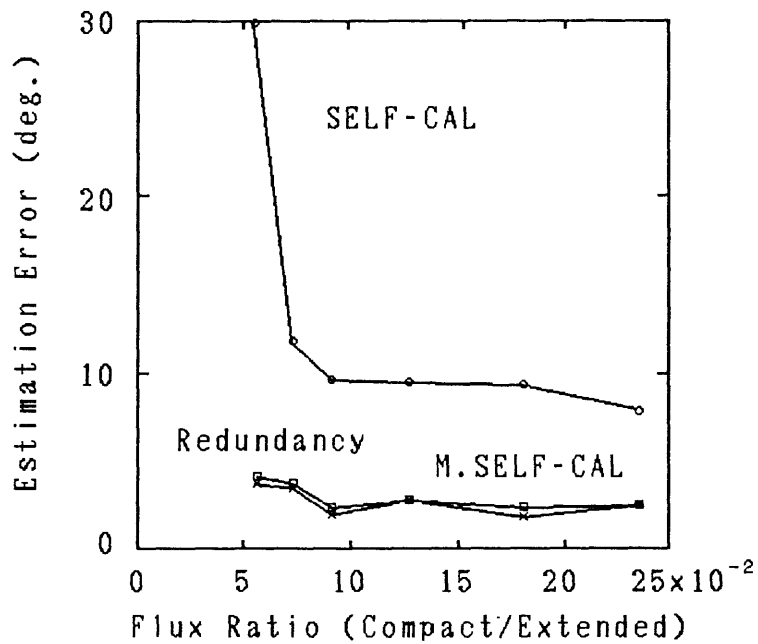


(c)

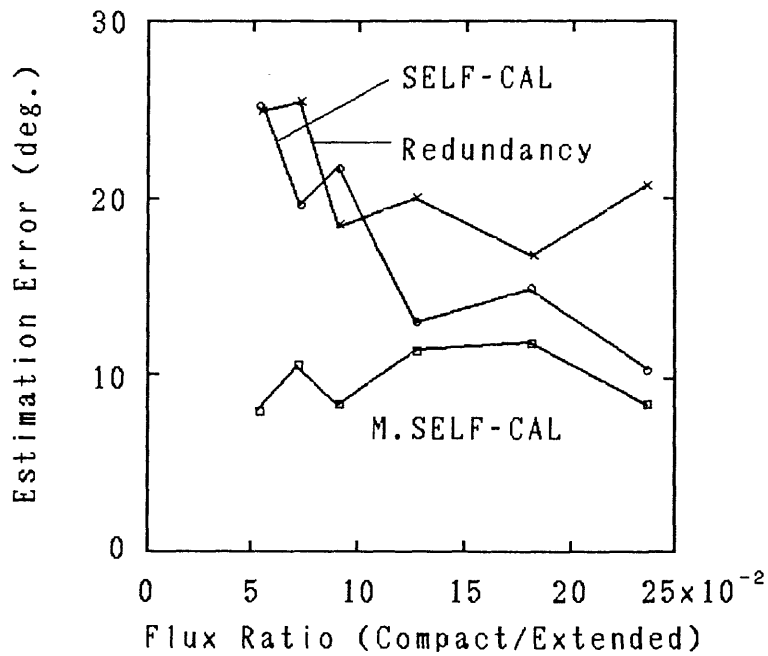
図 4. 5 各素子アンテナ系統にあらかじめ位相誤差（平均値 0 度，標準偏差 30 度）を与えて各較正法を適用した例 （a）アンテナ配列の冗長性を利用した方法、（b）画像の特徴抽出を利用した方法、（c）複合形の方法 四角の点は位相の推定誤差の平均値、縦線は位相の推定誤差の標準偏差を表す。

相の推定精度を調べた。模擬観測画像は利得誤差を与えた場合と同様にして生成した。試行は30回行い、結果は各較正法によって推定された位相誤差とあらかじめ与えておいた位相誤差との差の平均値および偏差値として求めた。図4.4に利得誤差を与えた場合、図4.5に位相誤差を与えた場合の実験結果を示す。なお、画像の特徴抽出を利用した方法はCLEANによる特徴抽出の打ち切り条件および較正処理全体の繰り返し回数によって処理結果が異なるので、図4.4および図4.5に示した実験では、画像の特徴抽出を利用した方法を単独で用いた場合と複合形の方法の第2段階の処理で用いた場合とで同じ条件を設定している。図4.4および図4.5を見ると、アンテナ配列の冗長性を利用した方法では、基準とする素子アンテナAから遠い場所に置かれた素子アンテナ、すなわち、高い空間周波数成分の生成に関係した素子アンテナで推定誤差が大きくなっていることがわかる。これは、アンテナ配列の冗長性を利用した方法において参照用の画像としているグレーティング干渉計の画像に含まれる利得誤差および位相誤差が、高い空間周波数成分ほど大きくなるためであると考えられる。一方、画像の特徴抽出を利用した方法では、全体的に推定誤差が悪く、特に低い空間周波数成分の生成に関係する素子アンテナで推定誤差が大きくなっている。これは、CLEANによる特徴抽出の過程において、広がった構造が十分抽出されていないことによると考えられる。複合形の方法では、この両者に比べ全体的に推定精度が良くなっている。なお、アンテナ配列の冗長性を利用した方法と複合形の方法の結果で、 Q_3 の素子アンテナの推定誤差が大きくなっているが、これは、電波源の形状が基本アンテナ間隔の2.5倍近くに対応する空間周波数成分のところまで零に近くなるためである。

本章で議論している3種類の較正法の場合、電波源の構造が推定誤差に大きく影響を与える。広がった構造の成分に点状電波源が重畳した電波源モデルにおいて広がった構造の成分の強度を一定にしたまま点状電波源の強度を変化させ、各較正法における位相の推定精度の変化を調べた。電波源モデルとしては図4.3を用い、素子アンテナの位相は上述と同様の手順により求めた。実験結果を図4.6に示す。横軸は広がった構造の成分と点状電波源の放射フラックスの比であり、縦軸は30回の試行を行って得られた推定誤差の偏差値である。この図の場合、各素子アンテナにあらかじめ 15° rmsのランダムな位相誤差が与えてある。また、模擬観測画像には電波源の全放射フラックスの5% rmsのランダムな雑音成分が与えてある。図4.6(a)は、基準とする素子アンテナAの近くに置かれた素子アンテナ、すなわち、低い空間周波数成分の生成に関係した素子アンテナに



(a) Antenna Number= Q_6

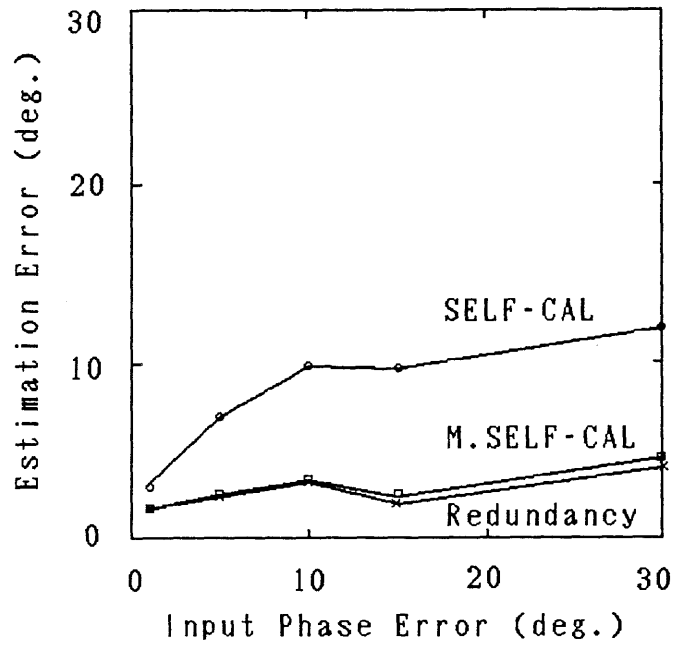


(b) Antenna Number= Q_{31}

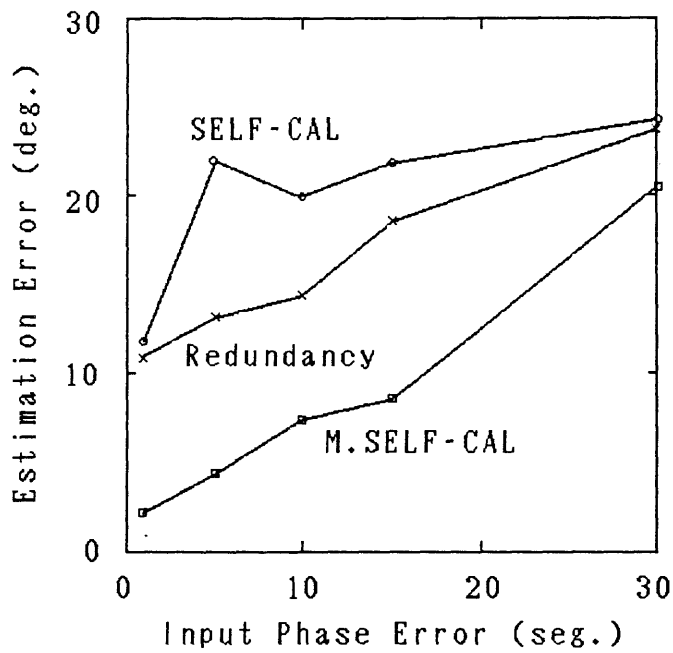
図4. 6 位相の推定誤差と電波源の構造の関係 (a) 低い空間周波数成分に対応するアンテナ、(b) 高い空間周波数成分に対応するアンテナ、Compact=点状電波源、Extended=広がった電波源、Redundancy=アンテナ配列の冗長性を利用した方法、SELF-CAL=画像の特徴抽出を利用した方法、M.SELF-CAL=複合形の方法

対するものである。この場合、アンテナ配列の冗長性を利用した方法および複合形の方法では、点状電波源の強度変化の影響が小さい。これに対して、画像の特徴抽出を利用した方法では、点電波源の強度が小さくなったとき、急激に推定誤差が大きくなっている。図4.6(b)は、基準とする素子アンテナAから離れたところに置かれた素子アンテナ、すなわち、高い空間周波数成分の生成に関係した素子アンテナに対するものである。アンテナ配列の冗長性を利用した方法では、あらかじめ素子アンテナに与えた位相誤差の偏差値よりも推定値の偏差値の方が大きくなっている。これは、位相がうまく較正されていないことを表す。画像の特徴抽出を利用した方法では、点状電波源の強度が小さくなったとき、あらかじめ素子アンテナに与えた位相誤差の偏差値よりも推定値の偏差値の方が大きくなっている。複合形の方法では、強度比に関係なく2つの方法に比べて推定誤差の偏差値が小さく、特に、点状電波源の強度が小さくなったときに他の2つの方法との差が顕著である。

あらかじめ素子アンテナが持っている誤差の大きさは、各較正法の推定精度にある程度の限界を与える。図4.7は、素子アンテナに与える位相誤差の大きさを変化させたときの各較正法の位相の推定精度の変化を示したものである。図の横軸は素子アンテナに与えた位相誤差の偏差値を示し、縦軸は30回の試行を行って得られた推定誤差の偏差値を示している。電波源モデルは図4.3を用い、点電波源と広がった成分の放射フラックスの比は0.09とした。また、模擬観測画像には、図4.6の場合と同様、全放射フラックスの5% rmsのランダムな雑音成分が与えてある。図4.7(a)は、低い空間周波数成分の生成に関係した素子アンテナに対して調べたものである。この場合、アンテナ配列の冗長性を利用した方法および複合形の方法では、素子アンテナに与えた位相誤差の大きさにあまり関係せず、 5° rms以下の高い精度で位相を推定できている。これに比べて、画像の特徴抽出を利用した方法では、他の2つの方法に比べて推定精度が悪い。特に、あらかじめ素子アンテナに与えた位相誤差の偏差値が 10° rmsまでのときには、推定誤差のほうが素子アンテナに与えた位相誤差より大きくなってしまっている。図4.7(b)は、高い空間周波数成分の生成に関係した素子アンテナに対して調べたものである。各較正法とも、素子アンテナに与える位相誤差を大きくすると推定誤差も大きくなる傾向にある。複合形の方法では、推定誤差はあらかじめ素子アンテナに与えた位相誤差の半分程度であり、較正はうまくいっていると考えられる。これに対し、アンテナ配列の冗長性を利用した方法および画像の特徴抽出を利用した方法では、あらかじめ素子アンテナに与えた



(a) Antenna Number=Q₆



(b) Antenna Number=Q₃₁

図4. 7 位相誤差の初期値と推定誤差との関係 (a) 低い空間周波数成分に対応するアンテナ、(b) 高い空間周波数成分に対応するアンテナ、Compact=点状電波源、Extended=広がった電波源、Redundancy=アンテナ配列の冗長性を利用した方法、SELF-CAL=画像の特徴抽出を利用した方法、M.SELF-CAL=複合形の方法

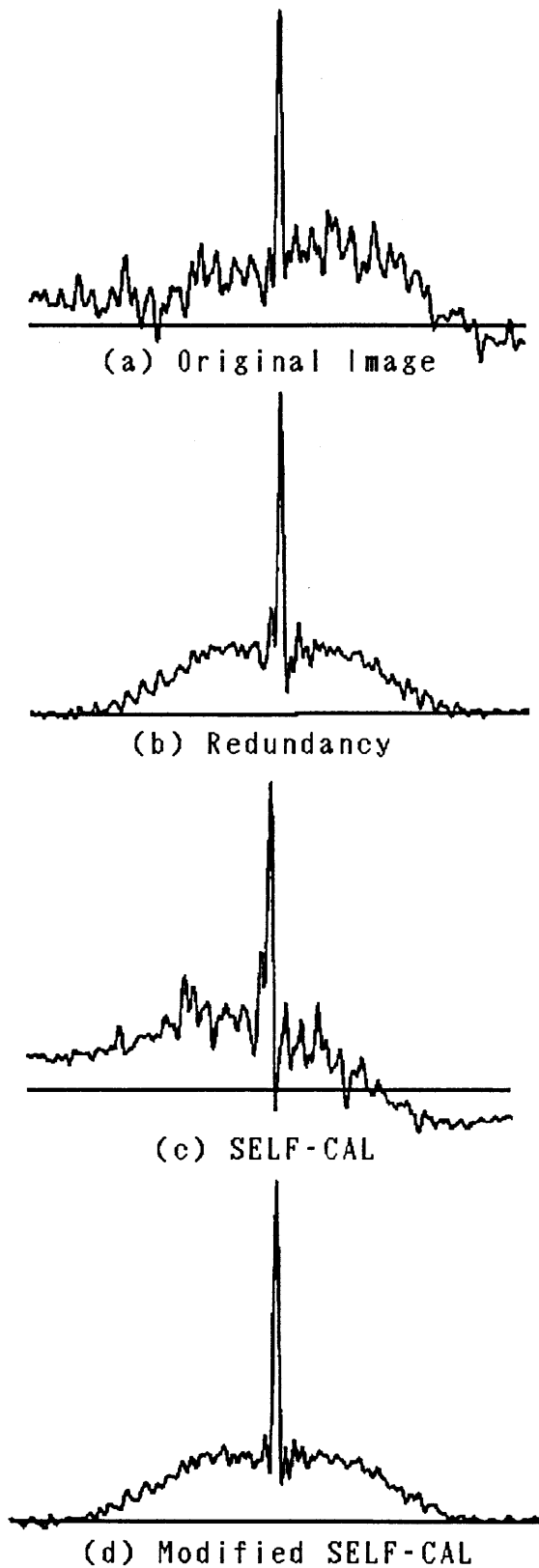


図 4. 8 各較正法による画像補正の例 (a) 原画像、(b) アンテナ配列の冗長性を利用した方法、(c) 画像の特徴抽出を利用した方法、(d) 複合形の方法

位相誤差よりも推定誤差の方が大きくなってしまっており、較正がうまくいっていないと考えられる。以上から、各較正法を適用するにあたって素子アンテナ間の位相及び利得の粗調整を行っておく必要があることがわかる。

位相誤差によって乱された模擬観測画像に対して各較正法を適用して各素子アンテナの位相を推定し、この値を用いて画像補正を行った結果を図4.8に示す。模擬観測画像は、複合干渉計の各素子アンテナにあらかじめ 30° rmsのランダムな位相誤差を与え合成した干渉ビームと図4.3の電波源のモデルのコンボリューションにより生成した。電波源モデルの点状電波源と広がった成分の放射フラックスの比は0.09とした。また、模擬観測画像には全放射フラックスの5% rmsのランダムな雑音成分を加えた。図4.8(a)は補正前の原画像であり、図4.8(b), (c) および(d)は、それぞれ、図4.8(a)の画像に対してアンテナ配列の冗長性を利用した方法、画像の特徴抽出を利用した方法、複合形の方法を適用して補正を行った場合である。このとき、画像の特徴抽出を利用した方法では、CLEANによる画像の特徴抽出の過程で、処理時間を複合形の方法に比べて約5倍かけ、広がった成分がなるべく抽出されるようにしている。また、画像の補正は位相に関してだけ行い、振幅の補正は行っていない。振幅誤差の補正も行った場合には、画像の特徴抽出を利用した方法による補正画像の歪みがさらに大きくなる。アンテナ配列の冗長性を利用した方法を適用して補正した画像は、全体的な歪は小さくなっているが、点電波源の両側に見えるサイドローブレベルが大きくなっている。これは、高い空間周波数成分に含まれている位相誤差がうまく補正されていないことを示している。一方、画像の特徴抽出を利用した方法を適用して補正した画像は、全体的な歪みが大きく、画像は大きく右側に傾いている。これは、低い空間周波数成分に含まれている位相誤差がうまく補正されていないことを示している。これらに比べて、複合形の方法を適用して補正した画像は、図4.3の電波源モデルに最も近く、サイドローブレベルも小さくなっており、補正がうまくいっていることを示している。

4. 4 波長 8 c m 太陽電波干渉計への適用

複合形の方法を国立天文台豊川観測所の波長 8 c m 太陽電波写真儀によって観測された画像に対して適用し、実際の観測に利用可能かどうかを検討した。波長 8 c m 太陽電波写真儀は、第 3 章で述べたように、東西基線上の置かれた (3 2 + 2) 素子または南北基線上に置かれた (1 6 + 2) 素子のパラボラアンテナを組み合わせることによって、東西一次元複合干渉計モードまたは南北一次元複合干渉計モードで観測を行うことができるようになっている。

図 4. 9 は、東西一次元複合干渉計モードで観測された太陽電波像を複合形の方法で補正する場合に、補正の各段階で得られる画像を示す。各画像において、横軸は太陽の東西方向の位置を表し、縦軸は太陽の各位置の電波強度を表す。図 4. 9 (a) は、東西一次元グレーティング干渉計モードによって観測された太陽電波像である。この画像は、複合形の方法の第一段階、すなわち、アンテナ配列の冗長性を利用した方法による利得および位相の較正において、参照用の画像として用いられるものである。図 4. 9 (b) は、東西一次元複合干渉計モードによって観測された太陽電波像である。この画像は、位相誤差のため全体が右上がりになっている。なお、観測日は 1 9 8 3 年 8 月 2 日であり、東西一次元グレーティング干渉計モードの画像と東西一次元複合干渉計モードの画像は、同時観測によって得られたものである。図 4. 9 (c) は、東西一次元複合干渉計モードの画像に対してアンテナ配列の冗長性を利用した方法による一次補正を行った後の画像である。この図を見ると、補正前の画像に見られた画像全体の右上がりの傾きが補正後は取り除かれているのがわかる。図 4. 9 (d) は、アンテナ配列の冗長性を利用した方法で一次補正された画像に対して画像の特徴抽出を利用した方法による二次補正を行った後の画像である。この画像をアンテナ配列の冗長性を利用した方法による一次補正後の画像と比べると、太陽面の中心付近にある活動領域の右側に見えるサイドローブのレベルが二次補正後の方が低くなっているのがわかる。図 4. 9 (e) は、画像の特徴抽出を利用した方法による二次補正後の画像に対して、空間周波数領域でハミング窓をかけたものである。この画像における全体的な電波強度分布は、東西一次元グレーティング干渉計モードによる画像とほぼ同じである。しかしながら、太陽面の中心付近にある活動領域が前者では 2 つの電波源に分かれて見えているのに対し、後者では 1 つの電波源としてしか見えていない。このことから、東西一次元複合干渉計モードによって得られた電波像が東西一次元グレーティング干渉計モードによって得られた電波像より高い空間分解能の画像であることがわ

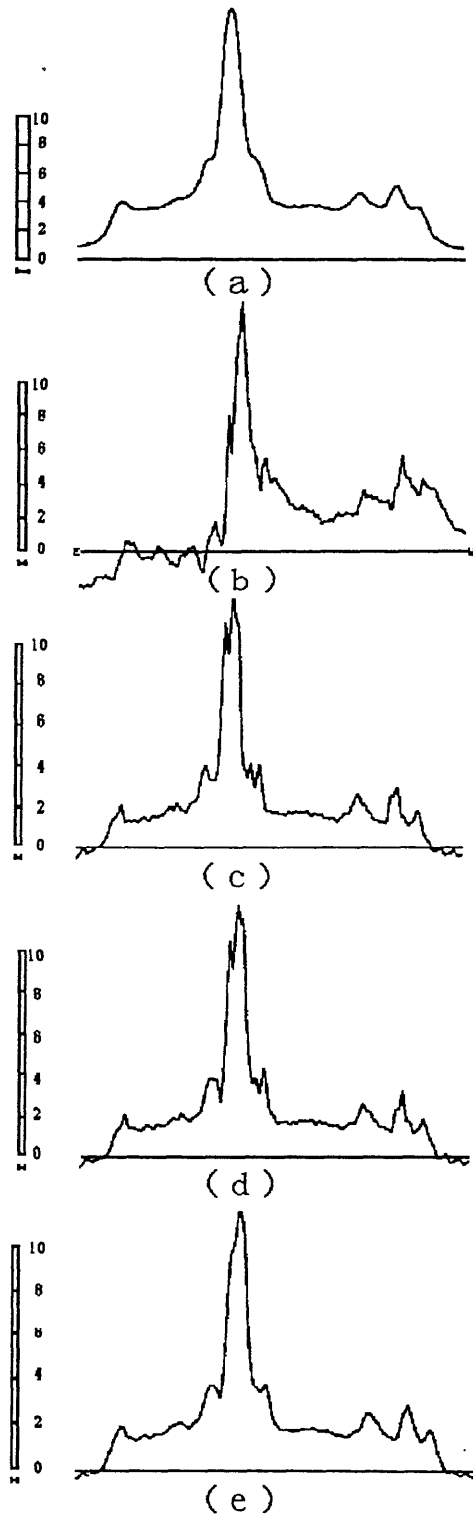


図 4. 9 波長 8 c m 太陽電波写真儀による観測データの補正例 (a) 東西一次元グレ
 ティング干渉計モードによる画像、(b) 東西一次元複合干渉計モードによる
 画像、(c) 一次補正後、(d) 二次補正後、(e) ハミング窓をかけた場合

かる。

図4.10は、図4.9(b)と同じ東西一次元複合干渉計モードの画像に対して、画像の特徴抽出を利用した方法のみを適用して画像補正を行った場合である。この画像を複合形の方法で補正した画像と比べると、画像の特徴抽出を利用した方法のみを適用して補

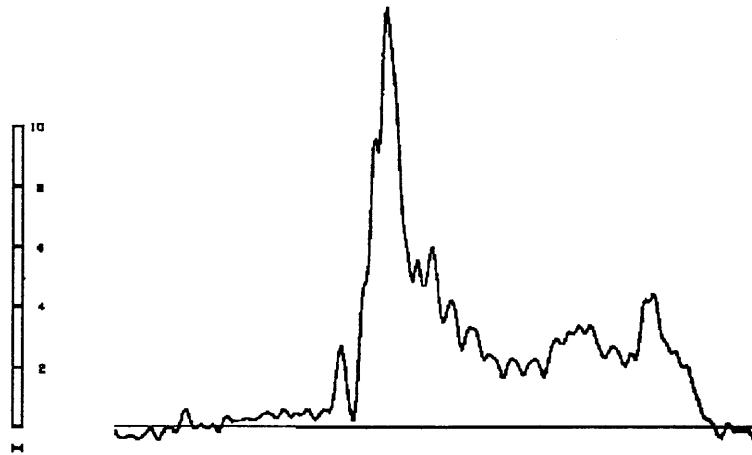


図4.10 画像の特徴抽出を利用した方法のみを利用して、図4.9(b)の画像を補正した場合の例

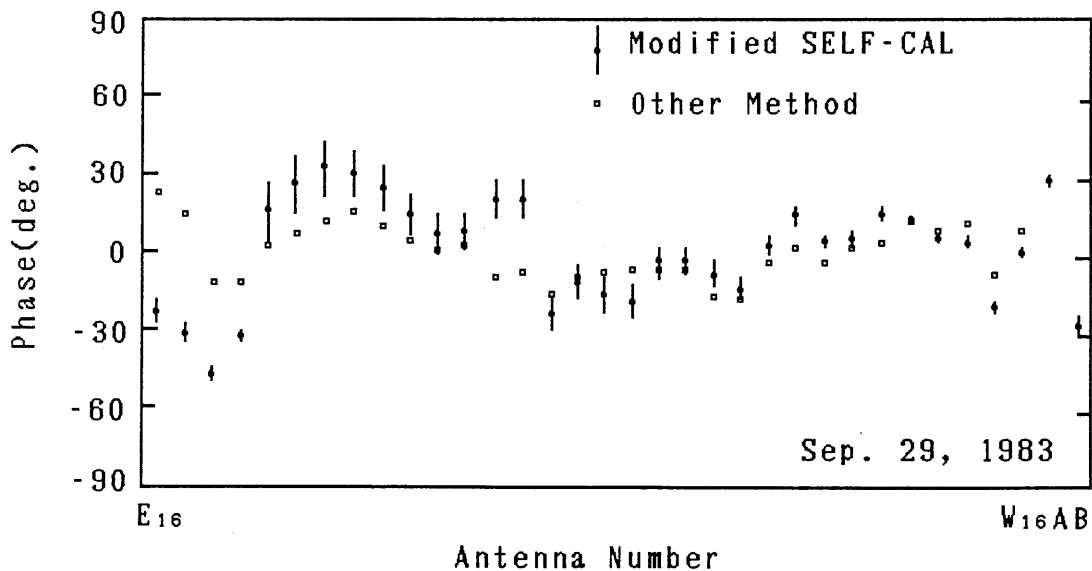


図4.11 複合形の方法 (Modified SELF-CAL) と 3.4.2節で示したアンテナ間隔の冗長性を利用した位相較正法 (Other Method) によって推定された波長8cm太陽電波写真儀の各素子アンテナの位相の比較 丸および四角の点は位相の推定値、縦線は1日分のデータ(約80回)から求めた位相の推定値の標準偏差を表わす。

正した画像では、静かな太陽の成分がうまく補正されておらず、活動領域のまわりのサイドローブも乱れも大きいことがわかる。また、処理時間も複合形の方法の約10倍かかっている。これは、広がった空間構造を含んだ画像に対して、直接、CLEANによる特徴抽出を行っていることに原因している。

図4.11は、複合形の方法によって推定された素子アンテナの位相を、3.4.2節で示した素子アンテナの位相の測定法によって推定された素子アンテナの位相と比較したものである。前者は1983年9月29日に測定されたものであり、後者はその1日前に測定されたものである。なお、東西一次元複合干渉計モードでは3分ごとに1枚の画像が観測され、1日当たり約80枚の画像が得られる。図の中で、複合形の方法によって推定された各素子アンテナの位相は各画像ごとに求めた位相の平均値であり、平均値に重ねて引かれた縦棒は 1σ の推定誤差を表している。図4.11を見ると、複合形の方法によって推定された位相誤差と3.3.2節で示した方法によって推定された位相誤差は、各素子アンテナ間での全体的な位相誤差のばらつきかたは比較的一致している。しかし、アンテナアレイの東端に近い素子アンテナでは、前者は後者に比べてアンテナ間での位相のばらつきが大きくなっている。これは、3.3.2節で示した方法によって求められる素子アンテナの位相が、真の値より小さく見積られる傾向にあること、および、複合形の方法によって求められる素子アンテナの位相の推定精度が基準とする素子アンテナから遠くなるにしたがって悪くなることによる。

4.5 第4章のまとめ

本章では、ビーム走査方式の複合電波干渉計に適した素子アンテナの利得・位相自己較正法を提案した。本章で提案した方法は、石黒によって提案されたアンテナ配列の冗長性を利用した素子アンテナの利得・位相自己較正法とアメリカ国立電波天文台で開発された画像の特徴抽出を利用した素子アンテナの利得・位相自己較正法を組み合わせたものである。

模擬観測データを用いた計算機シミュレーション実験により、太陽電波像のように広がった構造の成分の上に点状電波源が重畳した電波像をビーム走査方式の複合干渉計で観測する場合において、本章で述べた方法が以下の特徴を持つことが確認できた。

(1) アンテナ配列の冗長性を利用した方法に比べて、画像の空間周波数成分の高域側で、振幅誤差および位相誤差の推定精度が高い。

(2) 画像の特徴抽出を利用した方法に比べて、画像の空間周波数成分の低域側で、振幅誤差および位相誤差の推定精度が高い。

(3) 画像の特徴抽出を利用した方法に比べて、比較的短い処理時間で高い推定精度を得られた。

また、本方法を波長8 cm太陽電波写真儀の観測データに適用した結果、以下の結果がえられた。

(1) グレーティング干渉計モードとほぼ同じ品質で空間分解能の高い画像を、複合干渉計モードで得ることができた。

(2) 画像の特徴抽出を利用した方法のみを用いて画像補正を行った場合に比べ、処理時間が短くて済み、補正精度も高かった。

(3) 本方法で求めた各素子アンテナの位相を、これと独立な別の方法で求めた値と比較し、それらがほぼ一致していることが確認できた。

第4章の参考文献

- 1) M. Ishiguro, H. Tanaka, S. Enome, C. Torii, Y. Tsukiji, S. Kobayashi and N. Yoshimi: "8-cm Radioheliograph", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **22**, pp. 1-25 (1975).
- 2) H. Tanaka, S. Enome, C. Torii, Y. Tsukiji, S. Kobayashi, M. Ishiguro and M. Arisawa: "3-cm Radioheliograph", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **17**, pp. 57-74 (1970).
- 3) M. Ishiguro: "Image correction in high-resolution radio interferometer", Proc. Res. Inst. Atmospheric, Nagoya Univ., **18**, pp. 73-88 (1971).
- 4) M. Ishiguro: "Phase error correction in multi-element radio interferometer by data processing", Astron. Astrophys. Suppl., **15**, pp. 431-443 (1974).
- 5) H. Nakajima, H. Sekiguchi, S. Aiba, Y. Shiomi, T. Kuwabara, M. Sawa, H. Hirabayashi, T. Kosugi and K. Kai: "A new 17-GHz solar radio interferometer at Nobeyama", Publ. Astron. Soc. Japan, **32**, pp. 639-650 (1980).
- 6) P. J. Napier, A. R. Thompson and R. Ekers: "The Very Large Array: Design and performance of a modern synthesis radio telescope", Proc. IEEE, **71**, pp. 1295-1320 (1983).
- 7) T. J. Pearson and A. C. S. Readhead: "Image formation by self-calibration in radio astronomy", Ann. Rev. Astron. Astrophys., **22**, pp. 97-130 (1984).
- 8) J. A. Högbom: "Aperture Synthesis with a nonregular distribution of interferometer baseline", Astron. Astrophys. Suppl., **15**, pp. 417-426 (1974).

第5章 波長8cm太陽電波干渉計の時間分解能の改良

5.1 まえがき

電波で太陽を観測するとき、バーストとよばれる電波強度が一時的に増加する現象がしばしば観測される。マイクロ波帯で観測される太陽電波バーストの1つに、インパルスバースト (Impulsive burst) と呼ばれる短時間に激しい強度変化を示すものがある。このバーストは、太陽大気中での粒子の加速過程およびエネルギーの解放過程を解明する上で、興味ある現象の1つである。インパルスバーストは、電波強度の変化が速く、秒以下の継続時間で増減を繰り返すことがある。このような時間変化の速いバーストの電波写真を高い精度で撮影するためには、1枚の電波写真の撮影に要する時間、すなわち時間分解を秒以下にする必要がある。

波長8cm太陽電波写真儀は、建設当初、ビーム走査方式の干渉計として設計された。この方式は、後述するフーリエ変換方式に比べ、受信機の構成が簡単であり、観測後の像処理も比較的少なくて済むという特徴を持つ。第3章で述べたように、ビーム走査方式の場合、1枚の電波写真の撮影に要する時間(時間分解)は、太陽面上の各位置ごとの測定時間、すなわち、電波写真中の各画素の積分時間と太陽電波写真中の画素の数との積で与えられる。波長8cm太陽電波写真儀の場合、二次元電波写真は1024点の画素から成っており、秒以下の時間分解で電波写真を撮影しようとする、各画素あたりの積分時間はミリ秒以下になる。もし、時間分解を0.1秒/枚とすると、各画素あたりの積分時間は0.1ミリ秒となり、最小検出フラックス密度は、静かな太陽の成分の放射フラックス密度の約3分の1(約22 s.f.u.)になる。したがって、ビーム走査方式の電波干渉計は、コロナルホール¹⁾、太陽赤道帯の回りに見られる大規模大気構造²⁾、活動領域における継続時間の長い現象などの準定常的な現象の観測に向いており、インパルスバーストのように非常に時間変化の速い現象には適していない。

最小検出フラックス密度を劣化させることなく、時間分解能を向上させる方法として、ビーム走査方式からフーリエ合成方式への像合成法の改良が考えられる。フーリエ合成方式は、電波源の放射強度分布と観測面上の2点間における信号の相互相関関数との間にフーリエ変換の関係が成り立つ(Ven Cittert-Zernikeの定理)ことを利用して電波写真を合成する方法である。フーリエ合成法では像合成に必要な相互相関関数を1回の測定ですべて求めておけば、計算機処理によって瞬時瞬時の電波像を合成することができ、時間分解

は相互相関値の積分時間によって決まる。各画素の積分時間をビーム走査方式とフーリエ合成方式で等しいとし、電波写真中の独立な画素数を N とすると、フーリエ合成方式における時間分解はビーム走査方式における時間分解の N 倍になる。

以上のことから、波長 8 cm 太陽電波写真儀のバックエンド部をビーム走査方式の装置から多チャンネルの相関器を備えたフーリエ合成方式の装置に置き換え、時間分解能の向上をはかった。まず、フーリエ合成方式のバックエンド部の基本設計およびこの装置の主要な構成要素である1ビットデジタル相関器について基礎実験を行い³⁾、この結果にもとずいて、バックエンド部の製作を行った。本章では、波長 8 cm 太陽電波写真儀に取り付けられたフーリエ合成方式のバックエンド部について述べる。なお、これ以後においてフーリエ合成方式のバックエンド部を実時間太陽電波画像装置 (Real-time Solar Image Processor; 以下、RSIPと略記する) と呼ぶことにする。フーリエ合成の原理を利用した電波像の合成法は電波天文では現在広く用いられている方法である。5.2節では、著者の研究成果ではないが、以降で述べる実時間太陽電波画像装置の動作を理解する上で必要となるフーリエ合成方式による電波像の合成法をビーム走査法との関係も考慮して概説する。また、素子アンテナの組合せとフーリエ合成法によって得られる画像の関係を、波長 8 cm 太陽電波写真儀の場合について示す。5.3節では、実際に開発した実時間太陽電波画像装置の設計方針および所要性能について述べる。5.4節では、設計方針に基づいて製作された実時間太陽電波画像装置の概要について説明する。5.5節では、太陽観測による実時間太陽電波画像装置の性能の評価結果について述べる。最後に、5.6節で本章のまとめを行う。

5. 2 フーリエ合成方式による電波像の合成法

5. 2. 1 広がりを持つ電波源に対する2素子干渉計の応答

図5. 1のように、地上の2点に2台のアンテナを置き、それぞれのアンテナで受信された信号の相互相関値を求める場合を考える。2台のアンテナをそれぞれアンテナ1およびアンテナ2、天頂から角度 θ の方向から来る電波のそれぞれのアンテナの位置における電界強度を $E_1(t, \theta)$ および $E_2(t, \theta)$ 、アンテナの電界指向特性を $p_1(\theta)$ および $p_2(\theta)$ 、実開口面積を A_1 および A_2 とすると、アンテナ1およびアンテナ2で受信される信号 $V_1(t)$ 、 $V_2(t)$ は、

$$V_1(t) = (\eta_1 A_1)^{1/2} G_1 \int_{-\pi}^{\pi} p_1(\theta - \theta_1) E_1(t, \theta) d\theta \quad (5. 1)$$

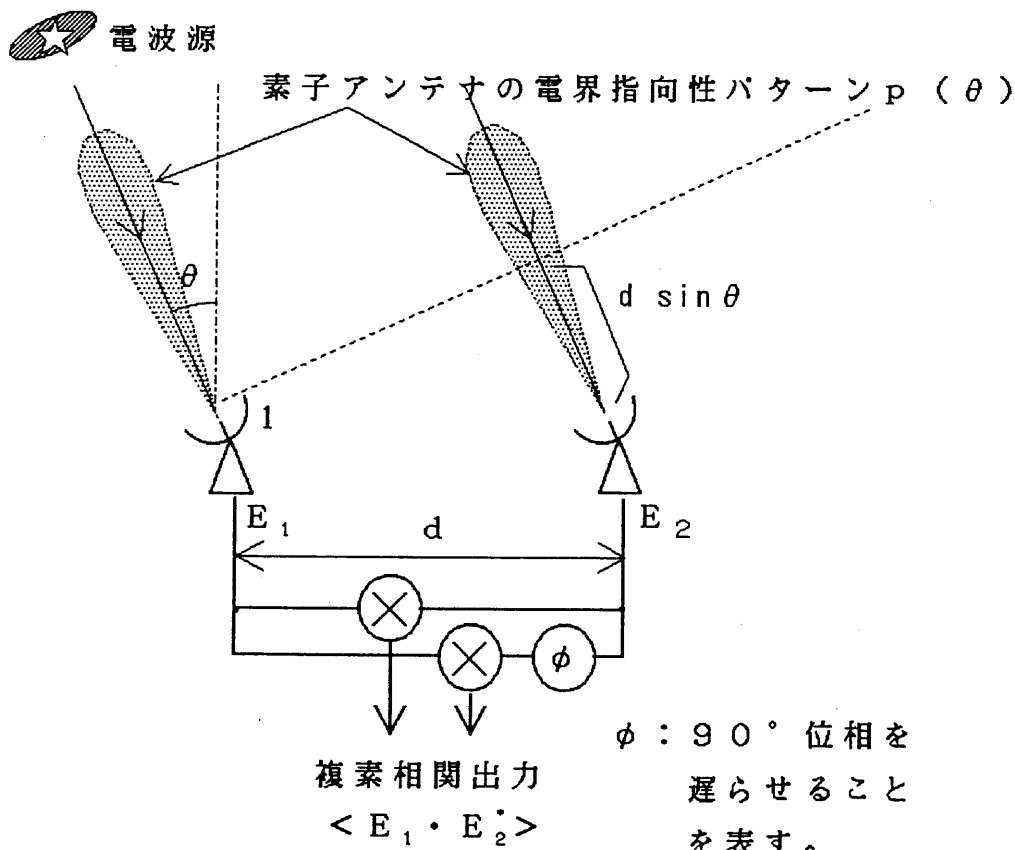


図5. 1 2素子干渉計の構成

$$V_2(t) = (\eta_2 A_2)^{1/2} G_2 \int_{-\pi}^{\pi} p_2(\theta - \theta_2) E_2(t, \theta) d\theta \quad (5.2)$$

と表される。ここで、 η_1, η_2 はアンテナ1およびアンテナ2の開口能率、 G_1, G_2 はアンテナ1およびアンテナ2の信号伝送路における複素利得（信号伝送路中の移相器による位相変化分を含む）、 θ_1, θ_2 はアンテナ1および2の電界指向特性の主ビームの方向である。なお、簡単化のために電波源の広がりおよびアンテナの位置は一次元で扱う。

2台のアンテナで受信された信号間の相互相関値 C_{12} は、

$$\begin{aligned} C_{12} &= \langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle \\ &= (\eta_1 A_1 \eta_2 A_2)^{1/2} G_1 G_2^* \left\langle \int_{-\pi}^{\pi} p_1(\theta - \theta_1) E_1(t, \theta) d\theta \right. \\ &\quad \left. \cdot \int_{-\pi}^{\pi} p_2(\theta' - \theta_2)^* E_2(t, \theta')^* d\theta' \right\rangle \end{aligned} \quad (5.3)$$

と表され、 $\theta' = \theta - \theta''$ とおくと、

$$\begin{aligned} C_{12} &= (\eta_1 A_1 \eta_2 A_2)^{1/2} G_1 G_2^* \left\langle \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} p_1(\theta - \theta_1) E_1(t, \theta) \right. \\ &\quad \left. \cdot p_2(\theta - \theta'' - \theta_2)^* E_2(t, \theta - \theta'')^* d\theta'' d\theta \right\rangle \end{aligned} \quad (5.4)$$

となる。ここで、 $\langle \cdot \rangle$ は時間平均を取ることを表す。また、 $*$ は複素共役をとることを表す。

天体から放射される電波の大部分は空間的に無相関であることから、(5.4)式は、

$$\begin{aligned} C_{12} &= (\eta_1 A_1 \eta_2 A_2)^{1/2} G_1 G_2^* \\ &\quad \cdot \left\langle \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \{ \delta(\theta'') / 2\pi \} p_1(\theta - \theta_1) E_1(t, \theta) \right. \\ &\quad \left. \cdot p_2(\theta - \theta'' - \theta_2)^* E_2(t, \theta - \theta'')^* d\theta'' d\theta \right\rangle \\ &= (\eta_1 A_1 \eta_2 A_2)^{1/2} G_1 G_2^* \\ &\quad \left\langle \int_{-\pi}^{\pi} p_1(\theta - \theta_1) p_2(\theta - \theta_2)^* E_1(t, \theta) E_2(t, \theta)^* d\theta \right\rangle \end{aligned}$$

(5. 5)

とすることができる。

アンテナ1および2の指向特性、実開口面積、開口能率が等しく、主ビームの方向も一致しており、ともに観測者が仮想的に決めた電波源の中心方向 θ_c を向いているとすると、相互相関値 C_{12} は、

$$C_{12} = \eta A G_1 G_2^* \left\langle \int_{-\pi}^{\pi} P(\theta - \theta_c) E_1(t, \theta) E_2(t, \theta)^* d\theta \right\rangle \quad (5. 6)$$

と表される。ここで、 $P(\theta - \theta_c)$ はアンテナの(電力)指向特性であり、 $P(\theta - \theta_c) = p(\theta - \theta_c) p(\theta - \theta_c)^*$ である。また、 A はアンテナの実開口面積、 η は開口能率である。

アンテナ1とアンテナ2の間の距離を d 、観測波長を λ とすると、アンテナ1の位置の電界強度 $E_1(t, \theta)$ とアンテナ2の位置の電界強度 $E_2(t, \theta)$ との積 $E_1(t, \theta) E_2^*(t, \theta)$ は、電波源の信号の強さと電波源から2台のアンテナまでの間の光路差によって決まり、

$$\begin{aligned} E_1(t, \theta) E_2(t, \theta)^* \\ = |E_1(t, \theta)| \cdot |E_2(t, \theta)| \exp\{j 2\pi (d/\lambda) \sin \theta\} \end{aligned} \quad (5. 7)$$

と表される。ここで、受信帯域幅は非常に狭く、帯域幅による効果は無視できるものとする。電波源が十分遠方であり、電波は平面波として地上に到達することから、光路差による信号損失は無視できて、

$$|E_1(t, \theta)| = |E_2(t, \theta)| \quad (5. 8)$$

と置き、(5. 7)式は、

$$E_1(\theta) E_2(\theta)^* = |E_1(t, \theta)|^2 \exp\{j 2\pi (d/\lambda) \sin \theta\} \quad (5. 9)$$

となる。

以上から、2台のアンテナで受信された信号の間の相互相関値 C_{12} は、

$$C_{12} = \eta A G_1 G_2^* \left\langle \int_{-\pi}^{\pi} P(\theta - \theta_c) |E_1(t, \theta)|^2 \cdot \exp\{j 2\pi (d/\lambda) \sin \theta\} d\theta \right\rangle \quad (5.10)$$

と書ける。電波源の位置を仮想的に決めた電波源の中心方向からの角度 $\theta_r = \theta - \theta_c$ に置き換えると、相互相関値 C_{12} は、

$$C_{12} = \eta A G_1 G_2^* \cdot \left\langle \int_{-\pi-\theta_c}^{\pi-\theta_c} P(\theta_r) |E_1(t, \theta_r + \theta_c)|^2 \exp\{j 2\pi (d/\lambda) (\sin \theta_r \cdot \cos \theta_c + \cos \theta_r \cdot \sin \theta_c)\} d\theta_r \right\rangle \quad (5.11)$$

と書き換えられる。

素子アンテナの指向特性 $P(\theta_r)$ が鋭く、素子アンテナの視野内において $\sin \theta_r \approx \theta_r$, $\cos \theta_r \approx 1$ と見なせるとすると、

$$C_{12} \approx \eta A G_1 G_2^* \left\langle \exp\{j 2\pi (d/\lambda) \sin \theta_c\} \cdot \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} P(\theta_r) |E_1(t, \theta_r + \theta_c)|^2 \exp\{j 2\pi (d/\lambda) \theta_r \cdot \cos \theta_c\} d\theta_r \right\rangle \quad (5.12)$$

と書け、 $\phi_F = 2\pi (d/\lambda) \sin \theta_c$, $u = (d/\lambda) \cos \theta_c$ と置くと、

$$C_{12} \approx \eta A G_1 G_2^* \left\langle \exp(j \phi_F) \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} P(\theta_r) |E_1(t, \theta_r + \theta_c)|^2 \exp(j 2\pi u \theta_r) d\theta_r \right\rangle \quad (5.13)$$

と書くことができる。ここで、 θ_A は素子アンテナの視野である。

ϕ_F はフリンジの位相 (Fringe Phase)と呼ばれ、仮想的に与えた電波源の中心と2台のアンテナ間の光路差によって決まる値である。 u は空間周波数と呼ばれ、仮想的に決めた電波源の中心方向から見たアンテナ間の距離を観測波長を単位とした測った値である。地球の自転にともなって仮想的に決めた電波源の中心の位置 θ_c が変化するため、 ϕ_F および u もそれにともなって変化する。素子アンテナ間の距離 d 、観測波長 λ 、観測者が仮想的に決めた電波源の中心方向 θ_c は観測とは独立に与えられる値であることから、 ϕ_F および u は観測に先だって知ることができる量である。

2台のアンテナの複素利得 G_1 、 G_2 の内の一方の位相を ϕ_F の時間変化に対応させて変化させ、

$$G_1 = g_1 \quad (5.14)$$

$$G_2 = g_2 \exp(j\phi_F) \quad (5.15)$$

となるようにとると、相関値 C_{12} は、

$$C_{12} \doteq \eta A g_1 g_2^* \left\langle \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} P(\theta_r) |E_1(t, \theta_r + \theta_c)|^2 \exp(j2\pi u \theta_r) d\theta_r \right\rangle \quad (5.16)$$

となり、フリンジの位相の項を消去することができる。観測におけるこのような操作を位相追尾 (Phase Tracking)またはフリンジストップ (fringe Stopping)という。

地球の自転にともなって電波源の仮想中心 θ_c は移動するため、(5.16)式において u は時間とともに変化している。 u がほぼ一定とみなせる程度に積分時間を短くとり、そのときの u の時間平均値を $\langle u \rangle$ とすると、相関値 C_{12} は、

$$C_{12} \doteq \eta A g_1 g_2^* \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} P(\theta_r) \left\langle |E_1(t, \theta_r + \theta_c)|^2 \right\rangle \cdot \exp(j2\pi \langle u \rangle \theta_r) d\theta_r \quad (5.17)$$

と書くことができる。電波源の輝度分布を $I(\theta)$ とすると、 $\langle |E_1(t, \theta_f + \theta_c)|^2 \rangle \approx I(\theta_f + \theta_c)$ とすることができ、(5.17)式は、

$$C_{12} \approx \eta A g_1 g_2^* \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} P(\theta_f) I(\theta_f + \theta_c) \exp(j 2 \pi \langle u \rangle \theta_f) d \theta_f \quad (5.18)$$

と表される。素子アンテナの指向特性も含めた輝度分布 $P(\theta_f) I(\theta_f + \theta_c)$ を $B(\theta_f)$ とすると、

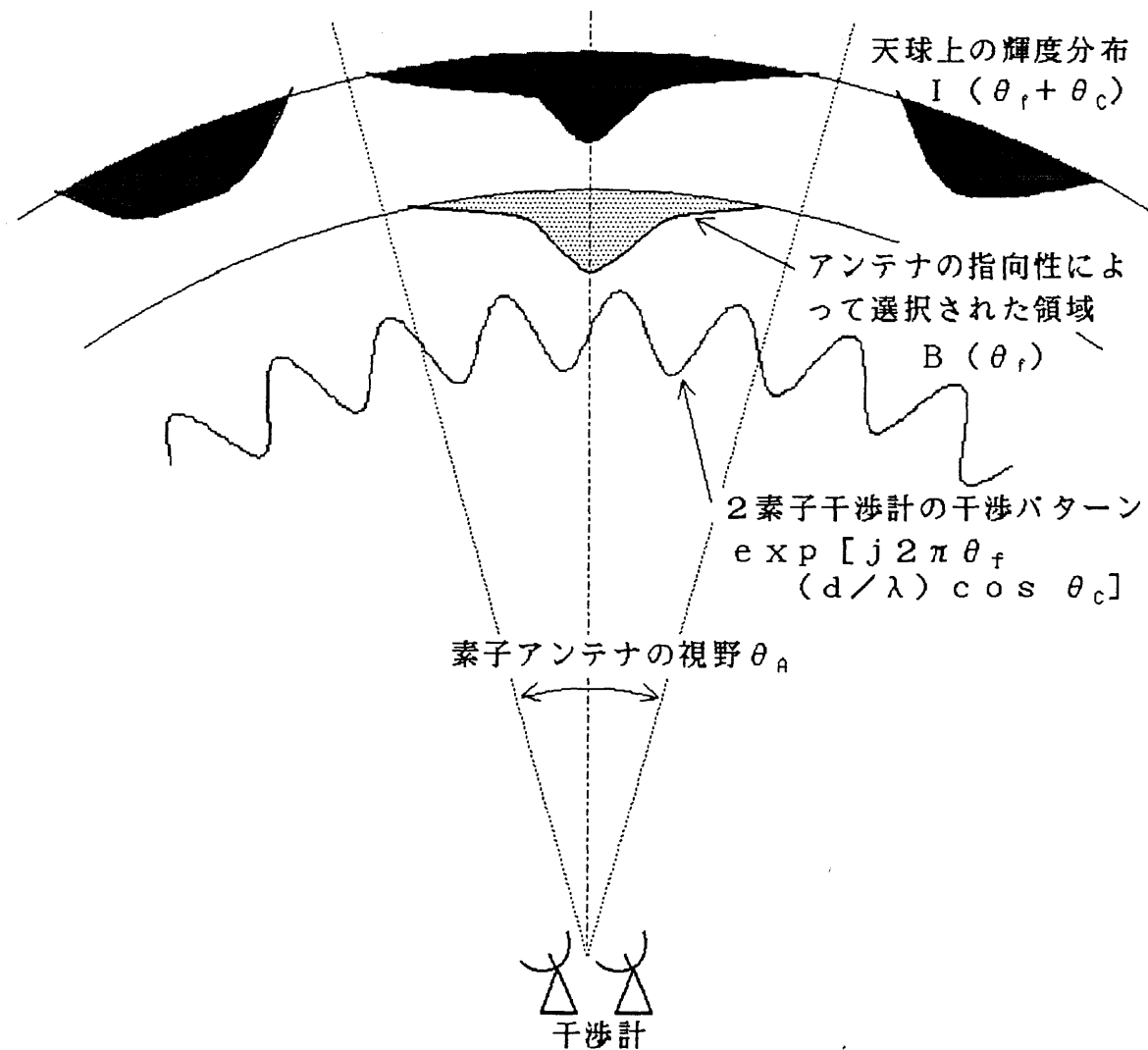


図5. 2 2素子干渉計の広がった電波源に対する応答

$$C_{12} \doteq \eta A g_1 g_2^* \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} B(\theta_r) \exp(j 2 \pi \langle u \rangle \theta_r) d \theta_r \quad (5. 19)$$

となる。(5. 19)式において、相関値 C_{12} を求めることは天球上の輝度分布 $I(\theta_r + \theta_c)$ の一部をアンテナの指向特性 $P(\theta_r)$ によって抜き出し、その中から周期的な構造 $\exp\{j 2 \pi \theta_r (d/\lambda) \cos \theta_c\}$ を取り出すことに相当する。この関係を図5. 2に示す。なお、電波源の分布が素子アンテナの視野の中心近くだけに存在する時には、 $B(\theta_r) \doteq I(\theta_r + \theta_c)$ と考えることができる。

ある角度 θ_w をとり、図5. 3に示すように $B(\theta_r)$ を θ_w ごとに繰り返す周期関数に拡張し、それを $B_k(\theta_r)$ とすると、

$$B_k(\theta_r) = B(\theta_r + k \theta_w), \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5. 20)$$

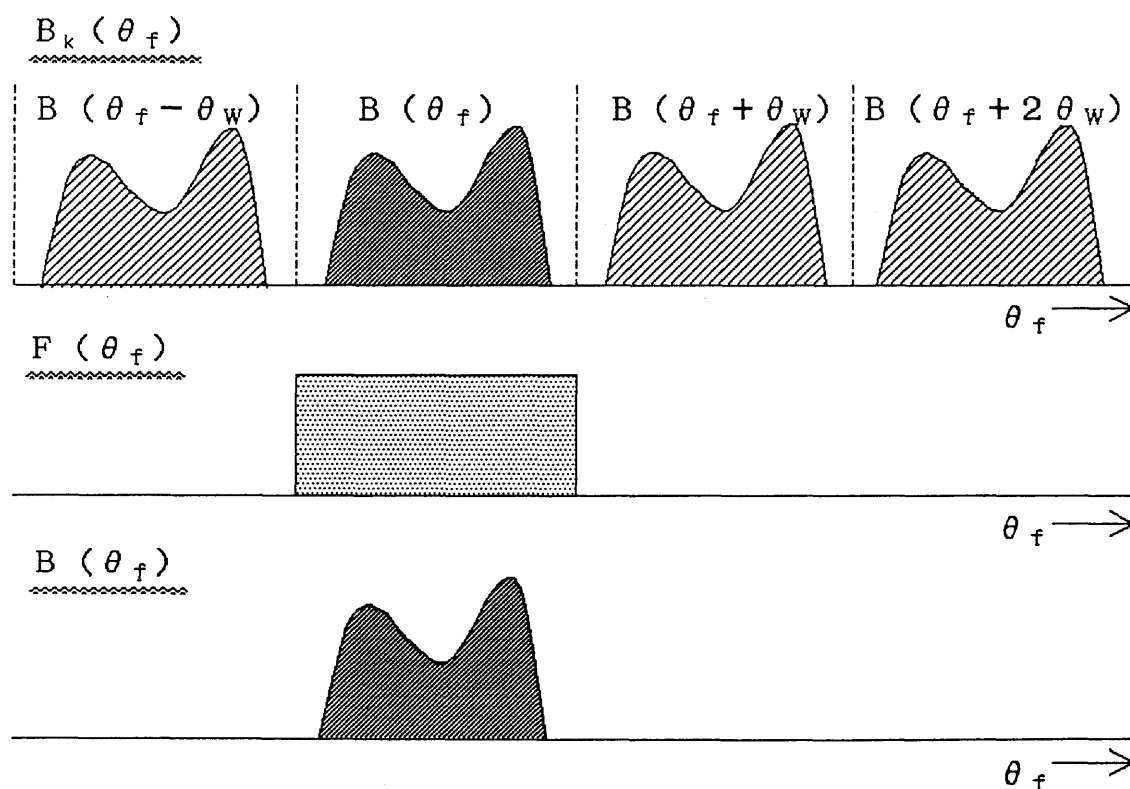


図5. 3 輝度分布 $B(\theta_r)$ と周期関数 $B_k(\theta_r)$ との関係

と表され、 $B(\theta_r)$ が $-\theta_w/2 \sim \theta_w/2$ の中だけで値を持ち、その外側では 0 である場合には、 $B_k(\theta_r)$ より $B(\theta_r)$ が、

$$B(\theta_r) = B_k(\theta_r) F(\theta_r) \quad (5.21)$$

として求められる。ここで、 $F(\theta_r)$ は θ_r が $-\theta_w/2 \sim \theta_w/2$ の間にある時のみ 1 となり、それ以外では 0 である関数であり、

$$F(\theta_r) = \begin{cases} 1 & (|\theta_r| < \theta_w/2) \\ 0 & (|\theta_r| \geq \theta_w/2) \end{cases} \quad (5.22)$$

である。(5.21) 式および (5.22) 式を用いることにより、(5.19) 式の積分範囲は $-\pi \sim \pi$ に拡張することができ、

$$C_{12} \doteq \eta A g_1 g_2^* \int_{-\pi}^{\pi} B_k(\theta_r) F(\theta_r) \exp(j 2 \pi \langle u \rangle \theta_r) d\theta_r \quad (5.23)$$

と表される。

$B_k(\theta_r)$ は周期 θ_w をもつ周期関数であることから、フーリエ級数展開を用いて、

$$B_k(\theta_r) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} b_i \exp(j 2 \pi i \theta_r / \theta_w) \quad (5.24)$$

と表すことができる。ここで、 b_i は複素フーリエ係数であり、

$$b_i = (1 / \theta_w) \int_{-\pi}^{\pi} B_k(\theta_r) \exp(-j 2 \pi i \theta_r / \theta_w) d\theta_r \quad (5.25)$$

である。

(5.23) 式に (5.24) 式を代入すると、

$$\begin{aligned}
C_{12} &\doteq \eta A g_1 g_2^* \int_{-\pi}^{\pi} F(\theta_r) \sum_{i=-\infty}^{\infty} b_i \exp \{j 2 \pi \theta_r (\langle u \rangle - i / \theta_w)\} d \theta_r \\
&= (\eta A g_1 g_2^* / \theta_w) \\
&\quad \sum_{i=-\infty}^{\infty} b_i \int_{-\theta_w/2}^{\theta_w/2} \exp \{j 2 \pi \theta_r (\langle u \rangle - i / \theta_w)\} d \theta_r \\
&= \eta A g_1 g_2^* \sum_{i=-\infty}^{\infty} b_i \frac{\sin \{\pi (\langle u \rangle \theta_w - i)\}}{\pi (\langle u \rangle \theta_w - i)} \quad (5. 26)
\end{aligned}$$

となり、 $\langle u \rangle = m / \theta_w$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) であるときには、

$$C_{12} \doteq \eta A g_1 g_2^* b_m \quad (5. 27)$$

となる。ここで、 $1 / \theta_w$ は基本アンテナ間隔に対応し、干渉計の視野を規定する量である。この式から、アンテナの実効開口面積 A 、アンテナ 1 および 2 の複素利得 g_1, g_2 が既知ならば、2 台のアンテナで受信された信号間の相関値 C_{12} から、

$$b_m \doteq C_{12} / (\eta A g_1 g_2^*) \quad (5. 28)$$

として、電波源の輝度分布の複素フーリエ係数 b_m が得られることがわかる。アンテナ間隔を $1 / \theta_w$ の m 倍で変えることにより、独立なフーリエ級数項が求められる。この関係を図 5. 4 に示す。

このようにして求めた複素フーリエ係数を用いて輝度分布を拡張した周期関数 $B_k(\theta_r)$ を合成することができ、その一部を切り出すことにより電波源の輝度分布 $B(\theta_r)$ を求めることができる。2 素子干渉計では、複素フーリエ係数は 1 度に 1 つしか求められないが、アンテナ間の距離の異なる 2 素子干渉計を複数組用いれば、同時に多数の複素フーリエ係数を求めることができる。K 台のアンテナを用いた場合、それらを組み合わせることによって取り得る 2 素子干渉計の最大数 N_{\max} は、

$$N_{\max} = K C_2 = K(K-1) / 2$$

(5. 28)

である。例えば、 $K = 10$ の場合、 N_{\max} は45となる。ただし、 N_{\max} の中にはアンテナ間の距離が同じものが含まれており、観測によって得られる独立な複素フーリエ係数の数

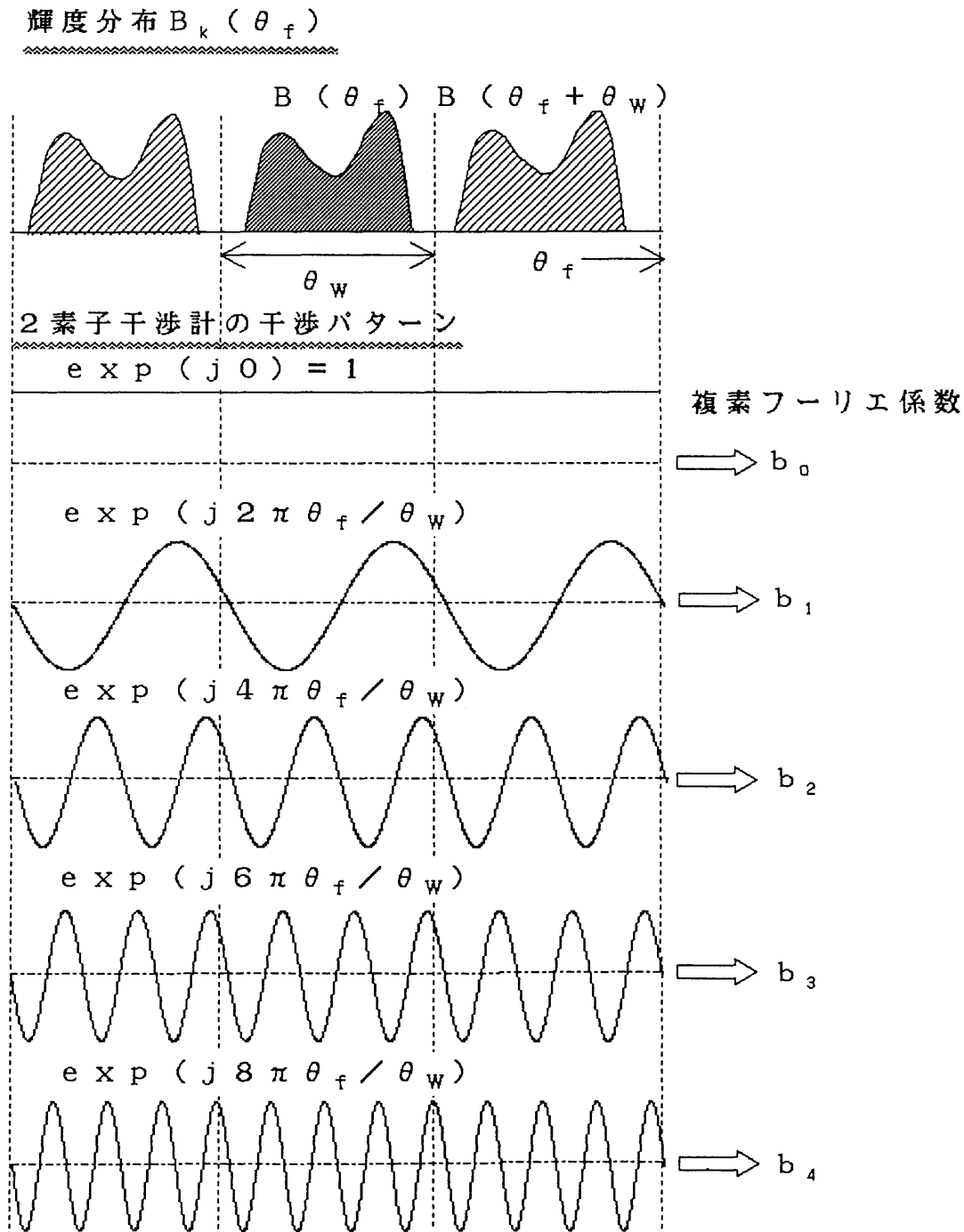


図5. 4 2素子干渉計の出力と複素フーリエ係数の関係

は N_{\max} より少なくなる。K 台のアンテナによって得られる独立な複素フーリエ係数の数は、アンテナの配置によって変化する。アンテナ数 K が与えられたとき、なるべく多くの独立な複素フーリエ係数を求められるアンテナ配置ほど、観測効率が高くなる。アンテナ配置と独立な複素フーリエ係数の数の間については、これまでに多くの研究者によって調べられている^{4~10)}。

5. 2. 2 広がりをもつ電波源に対する複合干渉計の応答と離散フーリエ変換

図5. 5に示すような複合干渉計の点状電波源に対する応答は、2. 3. 1節の(2. 3 2)式および(2. 3 3)式から、

$$\begin{aligned}
 W &= P(\theta - \theta_c) |E_0|^2 \\
 &\cdot \operatorname{Re} \left[\exp(j\phi_0) \sum_{i=1}^n G_0 G_i^* \exp\{j(i-1)\phi\} \right] \\
 &= P(\theta - \theta_c) |E_0|^2 \operatorname{Re} \left[\sum_{i=1}^n G_0 G_i^* \exp\{j(i-1/2)\phi\} \right]
 \end{aligned}
 \tag{5. 30}$$

と表される。ここで、 $P(\theta - \theta_c)$ は基準アンテナの電界指向特性 $p_0(\theta - \theta_c)$ と等間隔で並んだ素子アンテナの電界指向特性 $p_i(\theta - \theta_c)$ の積 $p_0(\theta - \theta_c) p_i(\theta - \theta_c)$ であり、 θ は天頂から測った電波源の方位角、 θ_c は素子アンテナのビームの方向である。

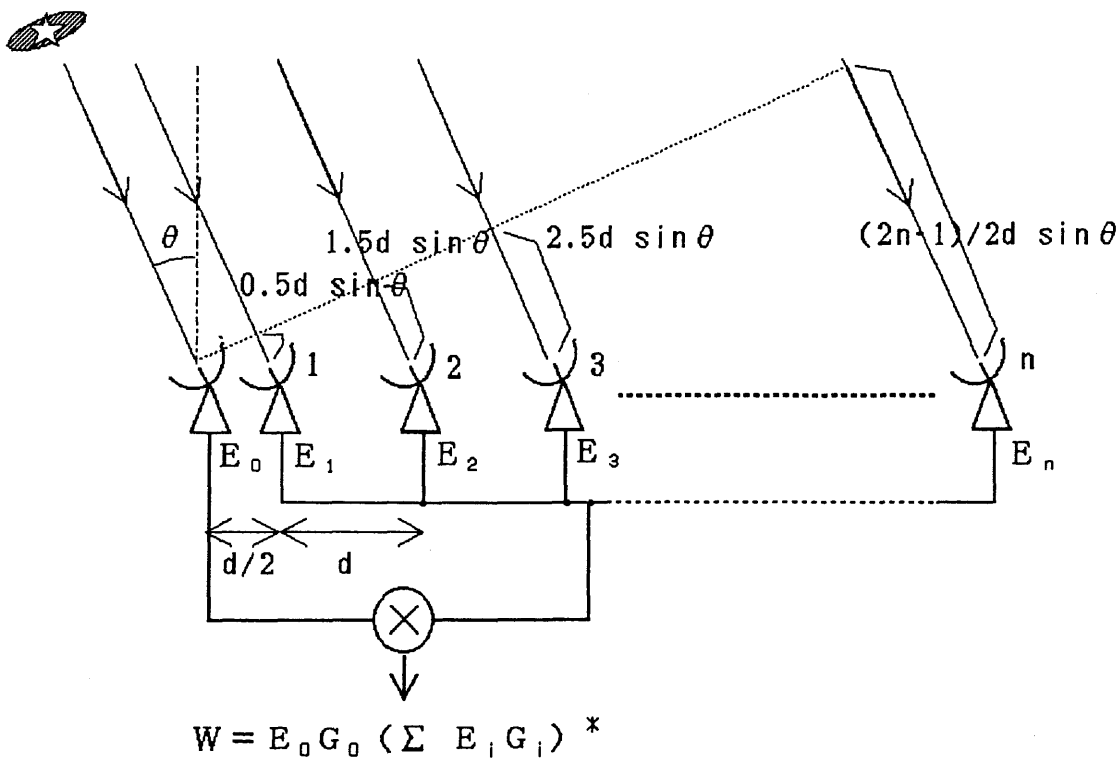


図5. 5 基準アンテナと等間隔で並んだ素子アンテナの間の距離が基本アンテナ間隔 d の半分である複合干渉計

なお、 $p_i(\theta - \theta_c)$ はすべての i について等しいと仮定している。 G_0, G_i は各素子アンテナシステムの複素利得であり、 $\text{Re}[\cdot]$ は計算結果の実部をとることを表す。 ϕ は基本アンテナ間隔 d だけ離れた素子アンテナ間における受信電波の位相差、 ϕ_0 は基準アンテナとその隣の素子アンテナ間の受信信号の位相差であり、 d を基本アンテナ間隔、観測波長を λ とすると、

$$\phi = 2\pi (d/\lambda) \sin \theta \quad (5.31)$$

$$\phi_0 = 2\pi (d/2\lambda) \sin \theta = \phi/2 \quad (5.32)$$

である。

電波源が広がっている場合の複合干渉計の応答は、 $|E_0|^2 \rightarrow I(\theta)$ と置いて、 θ で積分することにより、

$$W = \int_{-\pi}^{\pi} P(\theta - \theta_c) I(\theta) \cdot \text{Re} \left[\sum_{i=1}^n G_0 G_i^* \exp \{ j 2\pi (i-1/2) (d/\lambda) \sin \theta \} \right] d\theta \quad (5.33)$$

と表される。

前節と同様に、 $B(\theta - \theta_c) \equiv P(\theta - \theta_c) I(\theta)$ 、 $\theta_r \equiv \theta - \theta_c$ と置き、素子アンテナの指向特性が鋭いとして (5.33) 式を書き直すと、

$$\begin{aligned} W &= \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} B(\theta_r) \text{Re} \left[\sum_{i=1}^n G_0 G_i^* \exp \{ j 2\pi (i-1/2) (d/\lambda) \sin(\theta_c + \theta_r) \} \right] d\theta_r \\ &= \text{Re} \left[\sum_{i=1}^n G_0 G_i^* \exp \{ j 2\pi (i-1/2) (d/\lambda) \sin \theta_c \} \right. \\ &\quad \cdot \left. \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} B(\theta_r) \exp \{ j 2\pi (i-1/2) (d/\lambda) \theta_r \cdot \cos \theta_c \} d\theta_r \right] \quad (5.34) \end{aligned}$$

となり、 $\phi_F \equiv 2\pi (d/\lambda) \sin \theta_c$, $u_d \equiv (d/\lambda) \cos \theta_c$ とすると、

$$W = \operatorname{Re} \left[\sum_{i=1}^n G_0 G_i^* \exp \{ j (i-1/2) \phi_F \} \right. \\ \left. \cdot \int_{-\theta_A/2}^{\theta_A/2} B(\theta_r) \exp \{ j 2\pi (i-1/1) u_d \theta_r \} d\theta_r \right] \quad (5.35)$$

となる。

図5.6に示すように、 $B(\theta_r)$ を干渉計の視野 θ_w ごとに符号を変えながら交互に繰り返す周期関数に拡張し、それを $B_k(\theta_r)$ とすると、

$$B_k(\theta_r) = B(\theta_r + 2k\theta_w) - B(\theta_r + 2k\theta_w + \theta_w), \\ k = \pm 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5.36)$$

と表され、 $B(\theta_r)$ が $-\theta_w/2 \sim \theta_w/2$ の中だけで値を持ち、その外側では0である場合には、 $B_k(\theta_r)$ より $B(\theta_r)$ が、

$$B(\theta_r) = B_k(\theta_r) F(\theta_r) \quad (5.37)$$

として求められる。ここで、 $F(\theta_r)$ は θ_r が $-\theta_w/2 \sim \theta_w/2$ の間にある時のみ1となり、それ以外では0である関数であり、

$$F(\theta_r) = \begin{cases} 1 & (|\theta_r| < \theta_w/2 \text{ のとき}) \\ 0 & (|\theta_r| \geq \theta_w/2 \text{ のとき}) \end{cases} \quad (5.38)$$

である。

(5.37)式および(5.38)式を用いることにより、(5.35)式の積分範囲は $-\pi \sim \pi$ に拡張することができて、

$$W = \operatorname{Re} \left[\sum_{i=1}^n G_0 G_i^* \exp \{ j (i-1/2) \phi_F \} \right]$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} B_k(\theta_f) F(\theta_f) \exp\{j2\pi(i-1/2)u_d\theta_f\} d\theta_f \quad (5.39)$$

$B_k(\theta_f)$ は $B_k(\theta_f + \theta_w) = -B_k(\theta_f)$ であることから、基本周波数 $1/(2\theta_w)$ の奇数高調波の複素フーリエ係数のみをもつフーリエ級数に展開することができて、

$$B_k(\theta_f) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{2m+1} \exp\{j2\pi(2m+1)\theta_f/(2\theta_w)\} \quad (5.40)$$

と表すことができる。ここで、 b_{2m+1} は $B_k(\theta_f)$ に対する複素フーリエ係数であり、

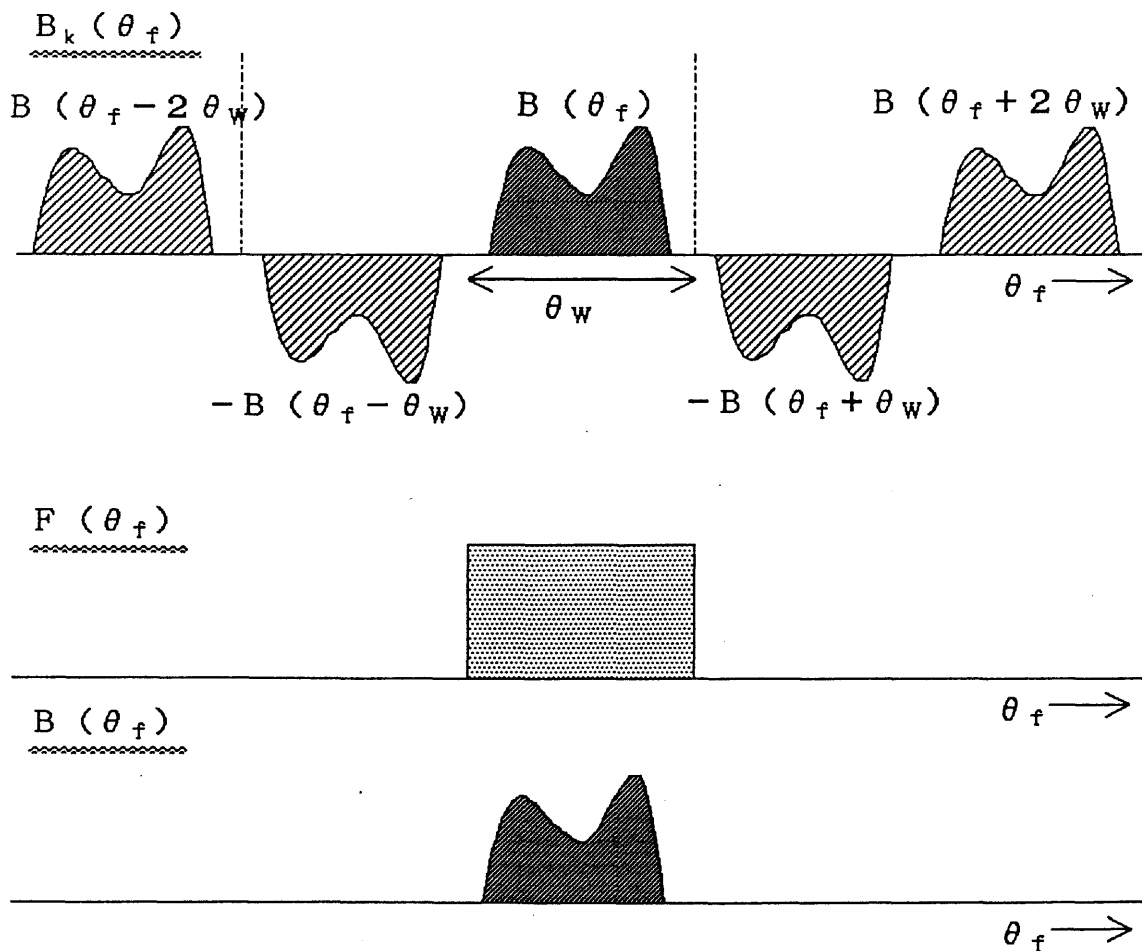


図 5. 6 複合干渉計における輝度分布 $B(\theta_f)$ と周期関数 $B_k(\theta_f)$ との関係

$$b_{2m+1} = (1/2\theta_w) \int_{-\pi}^{\pi} B_k(\theta_r) \cdot \exp\{-j2\pi(2m+1)\theta_r/(2\theta_w)\} d\theta_r \quad (5.41)$$

である。

(5.39) 式に (5.40) 式を代入すると、

$$\begin{aligned} W &= \operatorname{Re} \left[\sum_{i=1}^n G_{\theta} G_i^* \exp\{j(2i-1)\phi_F/2\} \right. \\ &\quad \left. (1/2\theta_w) \int_{-\pi}^{\pi} F(\theta_r) \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{2m+1} \exp\left[j2\pi\theta_r \left\{ (2i-1)u_d/2 \right. \right. \right. \\ &\quad \quad \quad \left. \left. \left. - (2m+1)/(2\theta_w) \right\} \right] d\theta_r \right] \\ &= \operatorname{Re} \left[(1/2\theta_w) \sum_{i=1}^n G_{\theta} G_i^* \exp\{j(2i-1)\phi_F/2\} \right. \\ &\quad \left. \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{2m+1} \int_{-\theta_w/2}^{\theta_w/2} \exp\left[j2\pi\theta_r \left\{ (2i-1)u_d/2 \right. \right. \right. \\ &\quad \quad \quad \left. \left. \left. - (2m+1)/(2\theta_w) \right\} \right] d\theta_r \right] \\ &= \operatorname{Re} \left[(1/2) \sum_{i=1}^n G_{\theta} G_i^* \exp\{j(2i-1)\phi_F/2\} \right. \\ &\quad \left. \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{2m+1} \frac{\sin\left[\pi/2 \left\{ (2i-1)u_d\theta_w - (2m-1) \right\} \right]}{\pi/2 \left\{ (2i-1)u_d\theta_w - (2m-1) \right\}} \right] \quad (5.42) \end{aligned}$$

となり、 $u_d = 1/\theta_w$ であるときには、

$$\begin{aligned} W &= \operatorname{Re} \left[(1/2) \sum_{i=1}^n \exp\{j(2i-1)\phi_F/2\} G_{\theta} G_i^* \right. \\ &\quad \left. \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_{2m-1} \frac{\sin\{\pi(i-m)\}}{\pi(i-m)} \right] \end{aligned}$$

$$= \text{Re} \left[\left(1/2 \right) \sum_{i=1}^n G_0 G_i^* b_{2i-1} \exp \left\{ j \left(2i-1 \right) \phi_F / 2 \right\} \right]$$

(5. 4 3)

となる。これは、電波源の輝度分布に対する複素フーリエ係数と複合干渉計の応答関数の関係を示す式である。この式から、複合干渉計の応答関数 W は、基準アンテナと等間隔で並んだ n 素子のアンテナの組合せによって作られる 2 素子干渉計群で電波源を観測し、それによって得られる相関値 $G_0 G_i^* b_{2i-1}$ に、仮想的に決めた電波源の中心の方位角から i 番目の素子アンテナに到来する電波が基準アンテナに対して持つ位相差 $\exp \left\{ j \left(2i-1 \right) \phi_F / 2 \right\}$ を掛けて足し合わせたものと考えることができる。

複合干渉計では、各素子アンテナで受信された信号の位相を、各信号伝送路で $(2i-1) \Delta \phi$ だけ変化させることによって干渉ビームの主ビームの方向を変えている。素子アンテナ系統の複素利得を、各素子アンテナ系統の伝送路における誤差 g_0, g_i と、移相器によって変化させる成分 $\exp \left\{ j \left(2i-1 \right) \Delta \phi \right\}$ に分けて、

$$G_0 = g_0 \quad (5. 4 4)$$

$$G_i = g_i \exp \left\{ j \left(2i-1 \right) \Delta \phi \right\} \quad (5. 4 5)$$

とすると、(5. 4 3) 式は、

$$W = \text{Re} \left[\left(1/2 \right) \sum_{i=1}^n g_0 g_i^* b_{2i-1} \exp \left\{ j \left(2i-1 \right) \left(\phi_F / 2 + \Delta \phi \right) \right\} \right]$$

(5. 4 6)

となる。

(5. 4 6) 式からわかるように、基準アンテナと等間隔で並んだ n 素子のアンテナの組合せによって得られる 2 素子干渉計群によって相関値 $g_0 g_i^* b_{2i-1}$ をそれぞれ独立に求めた後、移相器による位相変化分 $\Delta \phi$ を変えながら左辺の計算を行うことにより、干渉ビームの掃引を行ったのと同じ結果が得られる。この場合、2 素子干渉計群によって得られた相関値を同時に記録しておけば、計算機処理によって電波源の構造を瞬時に合成する

ことが可能である。2素子干渉計群の相関値から電波像を合成するこのような方法をフーリエ合成法という。

5. 2. 3 多チャンネル相関器を用いた二次元電波像の撮影法

本節では、波長 8 cm 太陽電波写真儀においてフーリエ合成法により二次元電波写真を求める方法について述べる。二次元電波写真は、波長 8 cm 太陽電波写真儀のアンテナアレイのうち、東西方向に等間隔で並んだ 32 素子および南北方向に等間隔で並んだ 16 素子を組み合わせることにより求められる。

東西基線上の 32 素子および南北基線上の 16 素子のアンテナの位置は、アンテナアレイの位相中心を原点として、

$$\vec{r} = \zeta \cdot \delta \{0.5 \times (2m - 1) \times d - \zeta\} \cdot \vec{e}_x \quad (5. 47)$$

$$\vec{y} = \zeta \cdot \delta \{0.5 \times (2n - 1) \times d - \zeta\} \cdot \vec{e}_y \quad (5. 48)$$

と表すことができる。ここで、 ζ はアンテナアレイの位相中心からの幾何学的な距離、 $\delta \{ \cdot \}$ は δ 関数、 d は素子アンテナ間の間隔 ($= 6.88 \text{ m}$)、 \vec{e}_x と \vec{e}_y は東向き及び南向きの単位ベクトルである。また、 m および n は位相中心から東向きおよび南向きを正として数えたアンテナの番号であり、

$$m = \{-15, -14, -13, \dots, -1, 0, 1, \dots, 15, 16\}$$

$$n = \{1, 2, 3, \dots, 15, 16\}$$

である。

天球上で電波源の位置を方位ベクトル \vec{a} で表すとすると、干渉計の東西基線および南北基線から測った電波源の方向余弦 k , l は、

$$k = \vec{a} \cdot \vec{e}_x \quad (5. 49)$$

$$l = \vec{a} \cdot \vec{e}_y \quad (5. 50)$$

であり、天球上の 1 点から来る信号 S がアンテナアレイの位相中心から \vec{r} の位置にある素子アンテナに到達する時刻は、アンテナアレイの位相中心から \vec{y} の位置にある素子アンテナに対して、

$$\tau = (\vec{x} - \vec{y}) \cdot \vec{a} / c \quad (5.51)$$

だけ遅れを生ずる。ここで、 c は自由空間における電波の伝播速度である。

信号伝播時間差によって生ずる \vec{x} の位置にある素子アンテナの位相の遅れ ϕ は、 \vec{y} の位置にある素子アンテナに対して、

$$\phi = 2\pi (c/\lambda) \tau = 2\pi (\vec{x} - \vec{y}) \cdot \vec{a} / \lambda \quad (5.52)$$

で表される。ここで、 λ は観測波長である。

したがって、東西基線上のアンテナによって受信された信号と南北基線上のアンテナによって受信された信号の間の複素相関出力 $C(\vec{x}, \vec{y})$ および $C(\vec{y}, \vec{x})$ は、

$$\begin{aligned} C(\vec{x}, \vec{y}) &= |C(\vec{x}, \vec{y})| \exp(j\phi) \\ &= |C(\vec{x}, \vec{y})| \exp\{j2\pi (\vec{x} - \vec{y}) \cdot \vec{a} / \lambda\} \end{aligned} \quad (5.53)$$

$$\begin{aligned} C(\vec{y}, \vec{x}) &= |C(\vec{y}, \vec{x})| \exp(-j\phi) \\ &= |C(\vec{y}, \vec{x})| \exp\{-j2\pi (\vec{x} - \vec{y}) \cdot \vec{a} / \lambda\} \end{aligned} \quad (5.54)$$

となる。ここで、 $C(\vec{x}, \vec{y})$ は南北基線上のアンテナから東西基線上のアンテナに向かう空間ベクトルに対する複素相関出力であり、 $C(\vec{y}, \vec{x})$ は東西基線上のアンテナから南北基線上のアンテナに向かう空間ベクトルに対する複素相関出力である。通常は、 $|C(\vec{x}, \vec{y})| = |C(\vec{y}, \vec{x})|$ であるので、(5.53) 式および (5.54) 式から、複素相関出力は、

$$C(\vec{y}, \vec{x}) = C^*(\vec{x}, \vec{y}) \quad (5.55)$$

という関係をもつことがわかる。したがって、複素相関値のうち、 $C(\vec{x}, \vec{y})$ または $C(\vec{y}, \vec{x})$ のどちらか一方を求めれば、複素共役をとることによってもう一方を求めることができる。

素子アンテナの電界指向特性を $p_x(\vec{a})$ および $p_y(\vec{a})$ 、天球上の信号強度分布（輝

度分布) を $I(\vec{a})$ とすると、 $I(\vec{a})$ に対する複素相関出力 $C(\vec{x}, \vec{y})$ は、

$$C(\vec{x}, \vec{y}) = \int_{4\pi} p_x(\vec{a}) p_y(\vec{a}) I(\vec{a}) \exp\{j 2\pi(\vec{x} - \vec{y}) \cdot \vec{a} / \lambda\} d\Omega \quad (5.56)$$

となる。ここで、 Ω は立体角であり、簡単化のために相関値は輝度分布で較正されているものとする。

$d\Omega$ は、電波源の位置に対する天頂角を z とすると、

$$d\Omega = dk dl / \cos z \quad (5.57)$$

であり、 $\cos^2 z = 1 - k^2 - l^2$ であるので、

$$d\Omega = (1 - k^2 - l^2)^{-1/2} dk dl \quad (5.58)$$

と表せる。したがって、(5.56) 式は、

$$C(\vec{x}, \vec{y}) = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 p_x(k, l) p_y(k, l) I(k, l) \exp\{j 2\pi(xk - yl) / \lambda\} (1 - k^2 - l^2)^{-1/2} dk dl \quad (5.59)$$

となる。ここで、 x と y は、 \vec{x} および \vec{y} のスカラー量である。

$I(k, l)$ は $|k| \leq 1$ 、 $|l| \leq 1$ の時のみ値をもち、それ以外では 0 であるので、積分の範囲を $-\infty$ から $+\infty$ に拡張することができ、

$$C(\vec{x}, \vec{y}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_x(k, l) p_y(k, l) I(k, l) \exp\{j 2\pi(xk - yl) / \lambda\} (1 - k^2 - l^2)^{-1/2} dk dl \quad (5.60)$$

とすることができる。2つの素子アンテナの合成視野 $p_x(k, l)$ $p_y(k, l)$ および天頂角に関する補正項 $(1 - k^2 - l^2)^{-1/2}$ を含んだ輝度分布を $B(k, l)$ とすると、(5.60)式は、

$$C(\vec{x}, \vec{y}) \cong \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(k, l) \exp\{j 2\pi(xk - yl) / \lambda\} dk dl \quad (5.61)$$

となり、複素相関値 $C(\vec{x}, \vec{y})$ は $B(k, l)$ のフーリエ分解によって求められることがわかる。通常、素子アンテナの視野は、観測する電波源の広がりより十分広く、かつ、2つのアンテナで一致しているので、 $p_x(k, l)$ $p_y(k, l) \cong 1$ と置くことができる。また、観測する電波源の広がりが天頂から数度以内であるとすると、 k^2 及び l^2 は 1 に比べて十分小さく、

$$I(k, l) \cong B(k, l) \quad (5.62)$$

とすることができる。観測する電波源の中心が天頂から離れているときには、 $x' = x(1 - k^2)^{1/2}$, $y' = y(1 - l^2)^{1/2}$ という変換を行い、それに合わせて素子アンテナ間の位相の関係及び遅延時間の関係を調整することにより、上式の条件を満たすことができる。

アンテナの組合せを変えることによって様々な \vec{x} , \vec{y} に対する相関出力 $C(\vec{x}, \vec{y})$ が得られる。したがって、天球上の輝度分布 $B(k, l)$ は、様々な \vec{x} および \vec{y} に対する相関値 $C(\vec{x}, \vec{y})$ のフーリエ合成を行い、

$$B(k, l) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C(\vec{x}, \vec{y}) \exp\{-j 2\pi(xk - yl) / \lambda\} dx dy \quad (5.63)$$

として求めることができる。

\vec{x} および \vec{y} は (5.47) 式および (5.48) 式から分かるように離散的な値をとるので、 $C(\vec{x}, \vec{y})$ は東西方向 \vec{e}_x と南北方向 \vec{e}_y で表される2次元のベクトル平面上で離散的に存在する。 \vec{x} および \vec{y} を観測波長 λ で割ったものを u および v で表し、この u およ

び v で表される二次元のベクトル平面を $u-v$ 平面という。 $C(\vec{u}, \vec{v})$ の存在する点を $u-v$ 平面上に描くと、図 5. 7 のようになる。この図から、 $C(\vec{u}, \vec{v})$ は $u-v$ 平面上で $\{(2m-1)d/2\lambda, (2n-1)d/2\lambda\}$ の場所に格子状に存在していることがわかる。(5. 61) 式に (5. 47) 式および (5. 48) 式を代入し、 $C(\vec{u}, \vec{v})$ を素子アンテナに付けた番号をパラメータにして書き直すと、

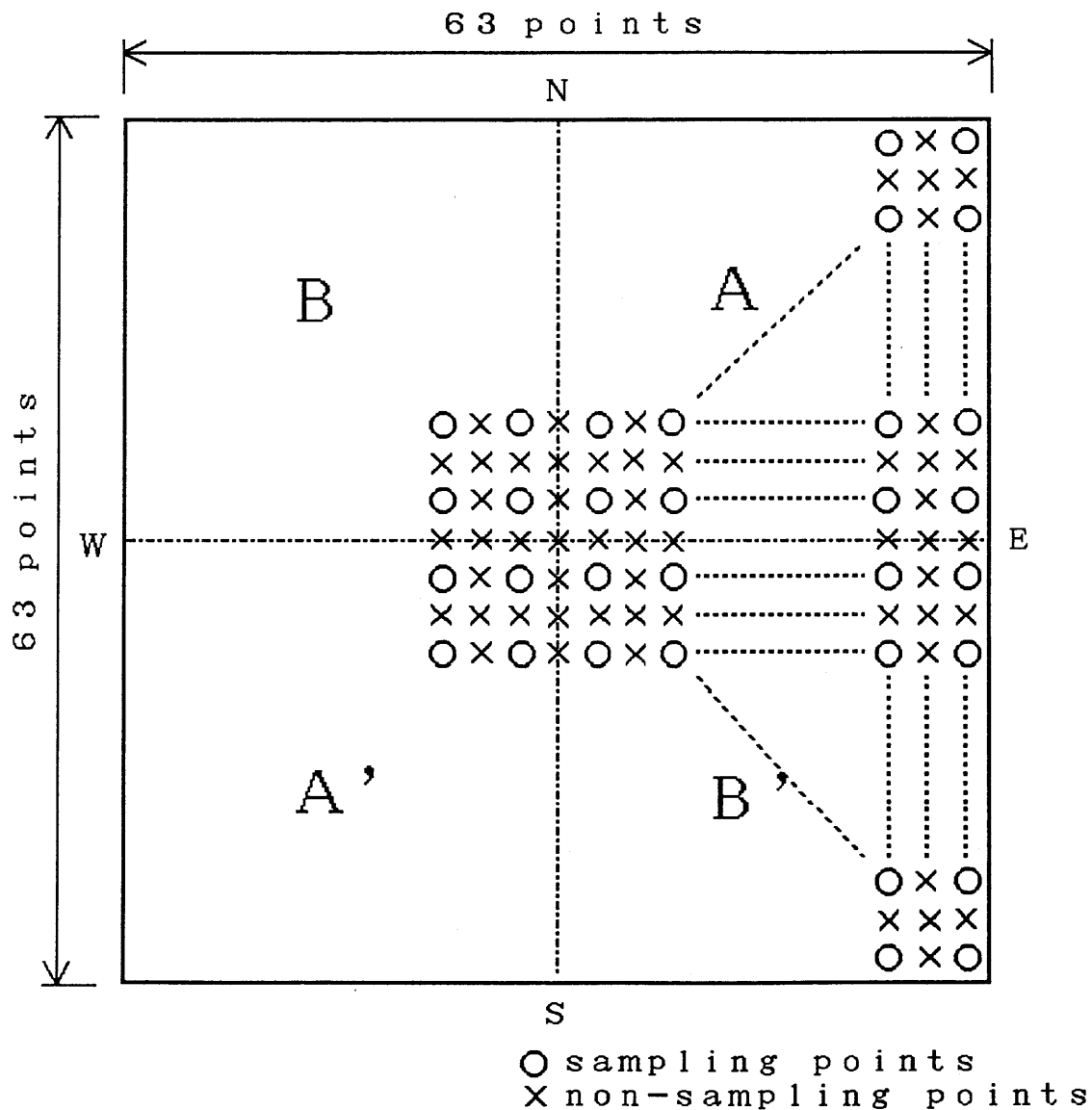


図 5. 7 $u-v$ 平面上でのサンプル点の分布

$$C(m, n) = \sum_{m=-15}^{16} \sum_{n=1}^{16} B(k, l) \exp [j 2 \pi \{ (2 m - 1) k - (2 n - 1) l \} d / 2 \lambda] \quad (5. 6 4)$$

となる。

(5. 6 4) 式は、南北基線上のアンテナから東西基線上のアンテナに向かう空間ベクトルに対する相関値を表しているが、東西基線上のアンテナから南北基線上のアンテナに向かう空間ベクトルに対する相関値 $C(n, m)$ は、(5. 5 5) 式の関係を用いて、

$$C(n, m) = C^*(m, n) = \sum_{m=-15}^{16} \sum_{n=-15}^0 B(k, l) \exp [-j 2 \pi \{ (2 m - 1) k - (2 n - 1) l \} d / 2 \lambda] \quad (5. 6 5)$$

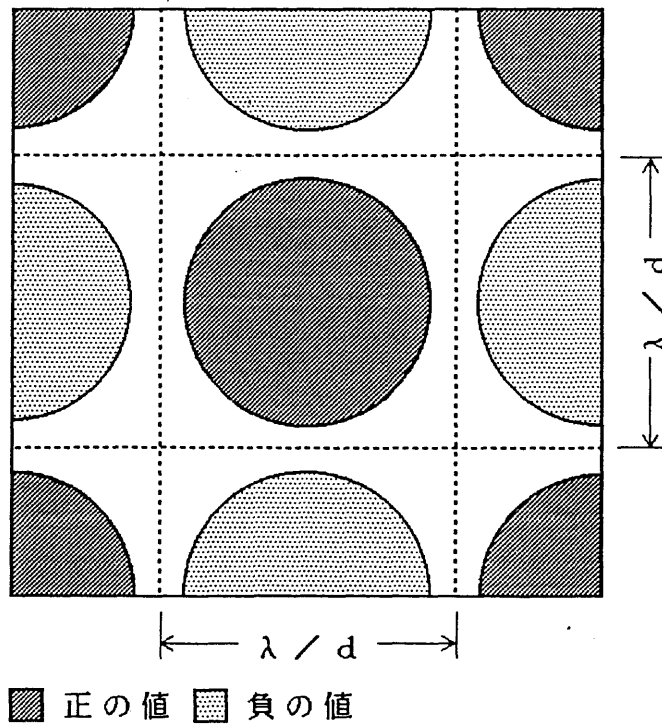


図5. 8 波長8cm太陽電波写真儀におけるフーリエ変換後の画像

となる。

(5. 6 4) 式および (5. 6 5) 式を (5. 6 3) 式に代入することによって、波長 8 c m 太陽電波写真儀による観測からえられる電波源の輝度分布 $B_8(k, l)$ が与えられ、

$$B_8(k, l) = \sum_{m=-15}^{16} \sum_{n=-15}^{16} C(m, n) \exp[-j 2 \pi \{(2m-1)k - (2n-1)l\} d / 2\lambda] \quad (5. 6 6)$$

となる。この式から、波長 8 c m 太陽電波写真儀によって観測される輝度分布 $B_8(k, l)$ は、 $2\lambda/d$ を基本周期とし、奇数高調波成分のみをもつ周期関数であることがわかる。したがって、波長 8 c m 太陽電波写真儀によって得られる二次元電波像は、図 5. 8 に示されるように λ/d ごとに符号が反転した画像が繰り返すものとなる。波長 8 c m 太陽電波写真儀の視野 λ/d が観測対象の広がりよりも大きければ、電波源の輝度分布は重なり合うことなく得られる。 λ/d は、波長 8 c m 太陽電波写真儀の視野に相当する。波長 8 c m 太陽電波写真儀では、 $\lambda/d = 40$ 分角に設定されており、波長 8 c m 帯における太陽の視直径 ~ 36 分角に比べて広がっている。

5. 3 設計方針および所要性能

実時間太陽電波画像装置の設計にあたって、以下に示す2つの条件を考慮した。

- (1) 0.1秒あたり1枚の電波写真が撮影できるようにする。ただし、波長8cm太陽電波写真儀の受信感度は、これまでのビーム走査形の装置の場合より低下させない。
- (2) 太陽活動の監視のために、太陽電波写真を実時間で処理して表示させる。

フーリエ合成方式では、素子アンテナで受信された信号間の相互相関関数を様々な素子アンテナの組合せについて求め、それらを組み合わせてフーリエ変換し、電波写真を合成する。したがって、時間分解能を向上させるためには、電波写真の合成に必要なとされる素子アンテナ間の相関情報を同時にできるだけ多く求めるようにすればよい。波長8cm太陽電波写真儀では、二次元像合成用に1024組、東西一次元像合成用に128組、南北一次元像合成用に64組の相関情報が必要である。実時間太陽電波画像装置では、これらの相関情報をすべて同時に求めている。電波写真を実時間で表示させるためには、フーリエ変換処理および画像データの可視化のための処理を高速に行う必要がある。実時間太陽電波画像装置には、これらの処理を高速に行うために専用のフーリエ変換器および画像処理装置を組み込んである。

太陽から放射される電波は平均値が0であるガウス分布に従う振幅確率分布を持っている。このような振幅確率分布を持っている信号に対する相関値Cは、その信号の符号情報のみを取り出して求めた相関値rとの間に、

$$C = \sigma^2 \sin \left\{ \left(\pi / 2 \right) r \right\} \quad (5.67)$$

の関係があることがわかっている^{11,12)}。ここで、 σ は信号強度の実効値である。この関係を利用した相関器を1ビット相関器という(付録B参照)。1ビット相関器は、振幅情報も用いる多ビット相関器に比べて回路が簡単である。このため、多数の相関器を用いる場合、多ビット相関器に比べて装置を小型化することが可能である。また、1ビット相関器は入力信号レベルの変動に対する許容範囲が大きく、太陽電波観測のように入力信号レベルの変動範囲が大きい場合に適している。これまでの豊川における観測から、波長8cmにおける太陽の電波放射フラックス密度は、太陽活動が極小期には約70 s.f.u.であり、最大級のバーストが起こったときには32,000 s.f.u.に達する。したがって、受信システムに必要なとされる入力信号レベルの許容変動幅は27dB以上である。多ビット相関器を用

いた場合、減衰器および自動レベル調整器（ALC）を用い、受信信号の強度が変化しても相関器の入力信号レベルを一定に保つ必要がある。通常、減衰器またはALCによって減衰量を変化させると、位相も同時に変化する。1ビット相関器を用いることによって、ALCの省略および減衰器の段数の圧縮ができる。以上から、実時間太陽電波画像装置では、相関器として1ビットデジタル相関器を用いた。

実時間太陽電波画像装置では、最終段の周波数変換を両側波帯（Double sideband）方式とし、位相追尾および遅延時間追尾の制御を簡略化している。最終段の周波数変換を両側波帯方式にした場合、各アンテナシステムの遅延時間を変更しても、相関値の位相は影響を受けない。このため、位相追尾と遅延時間追尾を独立に行うことが可能となる¹³⁾。ただし、単側波帯（Single sideband）方式と同じ受信感度を得るために相関器の数が2倍必要となる（付録C参照）。

波長8cm太陽電波写真儀に実時間太陽電波画像装置を取り付けた場合の諸元を表4.1に示す。観測モードは、二次元干渉計モード、東西一次元複合干渉計モード、南北一次元複合干渉計モードの3つであり、これ以外に、位相誤差の測定モードがある。これらの観測モードは、すべて同時に実行される。最高時間分解はすべてのモードにおいて0.1秒/枚であり、このときの最小検出フラックス密度は、3.3.1節の(3.4)式により、二次元干渉計モードで0.061 s.f.u.、東西一次元複合干渉計モードで0.17 s.f.u.、南北一次元複合モードで0.24 s.f.u.である。ここで、雑音レベルの増加率Mは、1ビット相関器を用いたことによる増加分1.57と右回り円偏波と左回り円偏波を時分割で観測していることによる増加分 $1/\sqrt{2}$ の積であり、2.2としている。また、受信機の等価雑音温度 T_R は800 K、受信信号の等価アンテナ温度 T_A は1100 K、素子アンテナの実開口面積Aは7.07 m²、素子アンテナの開口能率 η は60%、受信帯域幅は10 MHz、検出限界は雑音レベルの10倍としている。ビーム走査方式の場合の最高時間分解（公称値）は、二次元干渉計モードおよび一次元複合干渉計モードにおいて、それぞれ40秒/枚、10秒/枚であり、最小検出フラックス密度は、データの積分時間を0.3秒としたとき、二次元モードで0.072 s.f.u.、東西一次元複合干渉計モードで0.20 s.f.u.、南北一次元複合干渉計モードで0.29 s.f.u.である。以上から、実時間太陽電波画像装置による時間分解能の向上は、二次元干渉計モードに対して400倍、一次元複合干渉計モードに対して100倍である。観測された相関値は、10秒ごとに実時間で処理され、二次元電波像、東西一次元電波像および南北一次元電波像として画像表示装置の画面に表示される。実時間太陽電波画像装置を取り付けた波

長 8 c m 太陽電波写真儀において、画像中の電波源のうちでもっとも強いものと検出可能な電波源のうちで最も弱いものの電波強度の比、すなわち、画像のダイナミックレンジの目標値は 2 0 d B である。これは、 $1 0^6$ K の輝度温度を持つ活動領域が重畳した画像中から、静かな太陽の成分の輝度温度の半分の輝度温度をもつ電波構造を検出する場合に相当する。

表 5. 1 実時間太陽電波画像装置を取り付けた波長 8 c m 太陽電波写真儀の諸元

観測周波数	3 7 4 8 . 5 M H z (= 中心周波数)	
受信帯域幅	1 0 M H z	
観測時間	南中 ± 3 時間	
観測視野	4 0 秒角 × 4 0 秒角	
観測モード	二次元 [干渉計] 東西一次元 [複合干渉計] 南北一次元 [複合干渉計] 位相誤差測定	
空間分解		注 1
二次元	2 . 6 分角 × 2 . 6 分角	
東西一次元	3 8 秒角	
南北一次元	1 . 3 分角	
最高時間分解	0 . 1 秒 / 枚	注 2
最小検出フラックス密度		
二次元	0 . 0 6 s . f . u .	注 3 , 4
東西一次元	0 . 1 7 s . f . u .	
南北一次元	0 . 2 4 s . f . u .	
偏波成分	右回りおよび左回りの円偏波成分を時分割で観測	
画像の表示速度	1 0 秒に 1 回、実時間で表示	

注 1 (2 . 4 0) 式および (2 . 6 2) 式参照

注 2 ビーム走査方式の場合、二次元電波像は 4 0 秒に 1 枚、東西および南北一次元像は 1 0 秒に 1 枚である。

注 3 偏波成分を時分割で観測するため、積分時間は時間分解の半分 (= 5 0 ミリ秒) である。

注 4 $1 \text{ s.f.u.} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ H z}^{-1}$

5. 4 システムの概要

実時間太陽電波画像装置 (RSIP) を取り付けた場合の波長 8 cm 太陽電波写真儀のブロック構成図を図 5. 9 に示す。この図の中で、実時間太陽電波画像装置は 1 点鎖線で囲んだ部分である。アンテナから第 2 中間周波増幅部までの部分はビーム走査方式の場合と同じであり、実時間太陽電波画像装置は第 2 中間周波増幅部の出力端に接続される。実時間太陽電波画像装置は、第 3 中間周波増幅部 (3rd IF)、A/D 変換部 (A/D converter)、相関器部 (Correlator)、フーリエ変換部 (Fourier Transformer)、データ収録部 (Data storage system)、画像表示部 (Image display) の 6 つの部分から成っている。このうち、第 3 中間周波増幅部は、アンテナアレイの位相中心近くに第 2 中間周波増幅部とともに設置されており、それ以外の部分はアンテナアレイの位相中心から南西に約 150 m 離れた観測棟内に設置されている。図 5. 10 に、第 3 中間周波増幅部の外観を示す。また、図 5. 11 に、A/D 変換部、相関器部、フーリエ変換部の外観を示す。各素子アンテナで受信された信号は、前置増幅部 (Front end) で増幅および周波数変換が行われた後、低損失・高位相安定度同軸ケーブルによってアンテナアレイの位相中心にある第 2 中間周波増幅部 (2nd IF) に伝送される。第 2 中間周波増幅部の出力信号は、第 3 中間周波増幅部で 200 KHz ~ 5 MHz のベースバンド信号に変換された後、5 D 2 W の同軸ケーブルによって観測棟内の A/D 変換部に伝送され、ここで、1 ビットのデジタル信号に変換される。相関器部では、1 ビットに量子化された受信信号から、太陽の二次元電波像および東西・南北一次元電波像の合成のために必要な相互相関値および素子アンテナ間の位相誤差測定のための相互相関値が計算される。これらの相関値は、詳細な解析を行うためにデータ記録部に一旦蓄えられた後、磁気テープに記録される。これと同時に、太陽活動を実時間で監視するために、相関値はフーリエ変換部で太陽の二次元像および東西・南北一次元像に変換され、画像表示部の画面に表示される。

第 3 中間周波増幅部は、各素子アンテナ系統に対応して分割された 52 系統の第 3 中間周波増幅器から成っている。第 3 中間周波増幅器の増幅度は、太陽活動が極小のときに A/D 変換部の入力端で -7 dBm の実効電力レベルが得られるように設定されている。この値は、A/D 変換部の入力インピーダンスを 50 Ω としたとき、100 mV の実効電圧に相当する。図 5. 12 に第 3 中間周波増幅器 1 系統分に対する回路構成を示す。第 3 中間周波増幅器では、相関器部において空間周波数成分の実部および虚部を同時に計算するため、受信信号を 2 分割し、それぞれを 90 度位相の異なった局部発信信号により周波数

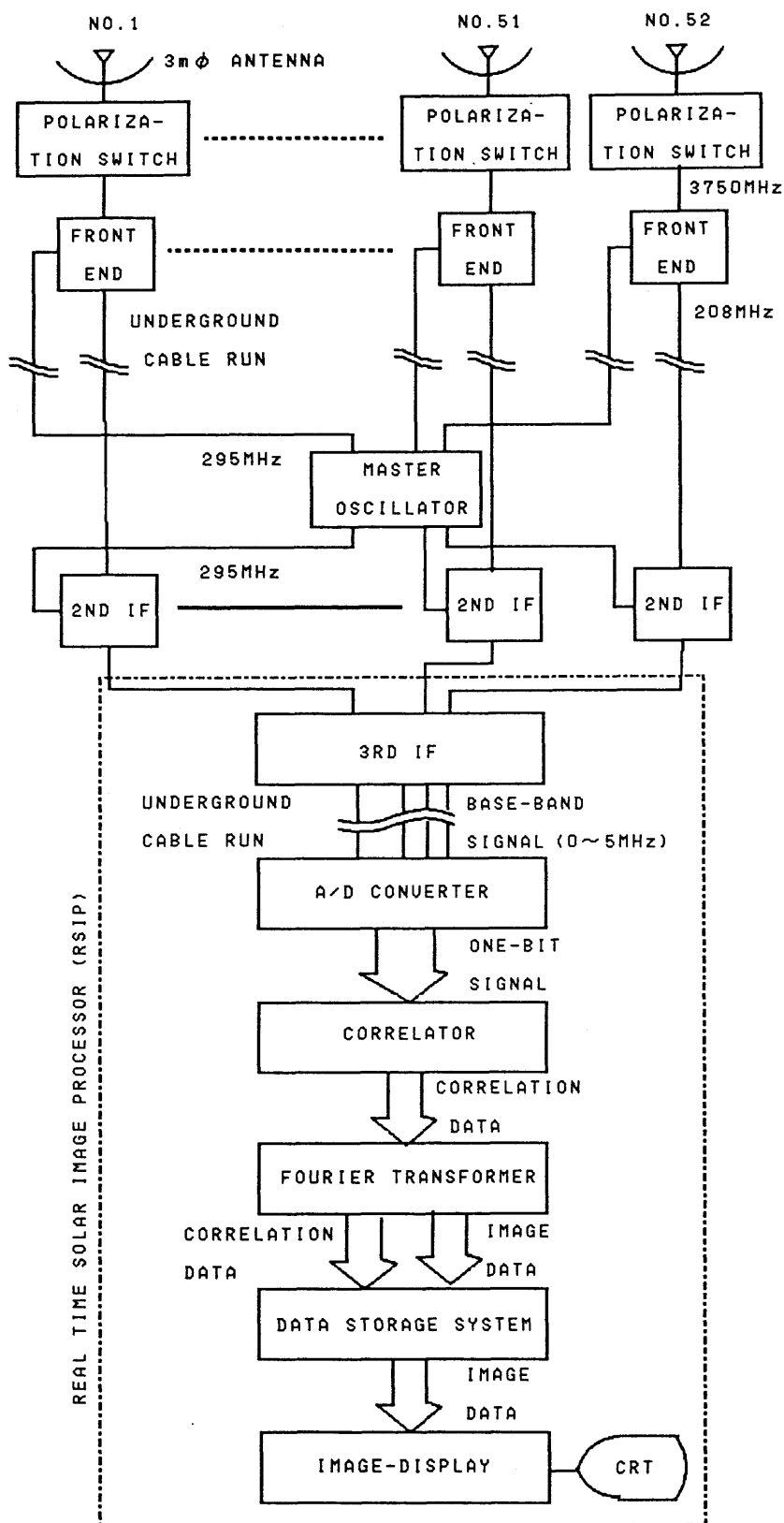


図5. 9 実時間太陽電波画像装置 (RSIP) を取り付けた波長8cm太陽電波写真儀のブロック構成図

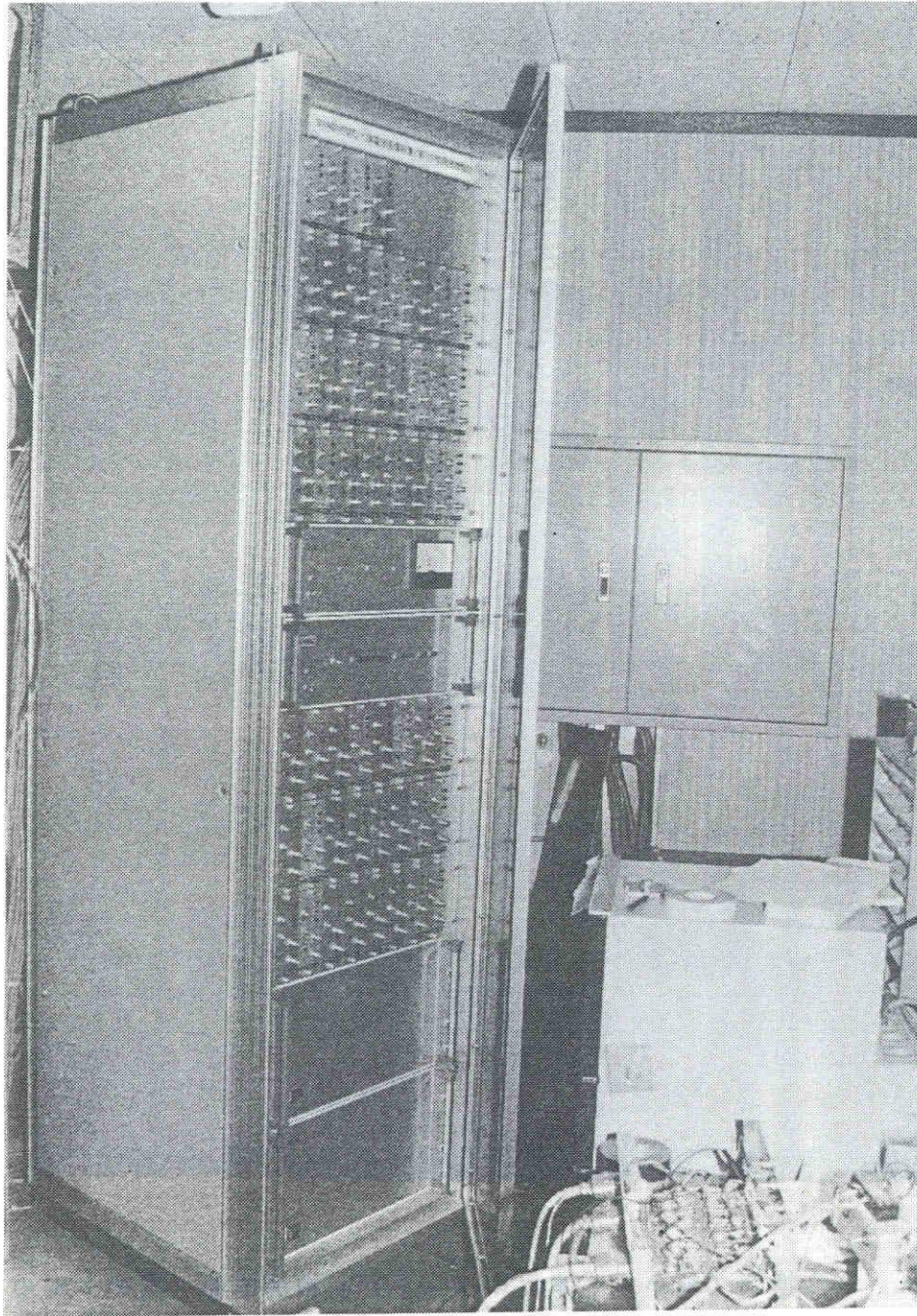


図 5. 1 0 第 3 中間周波増幅部の外観

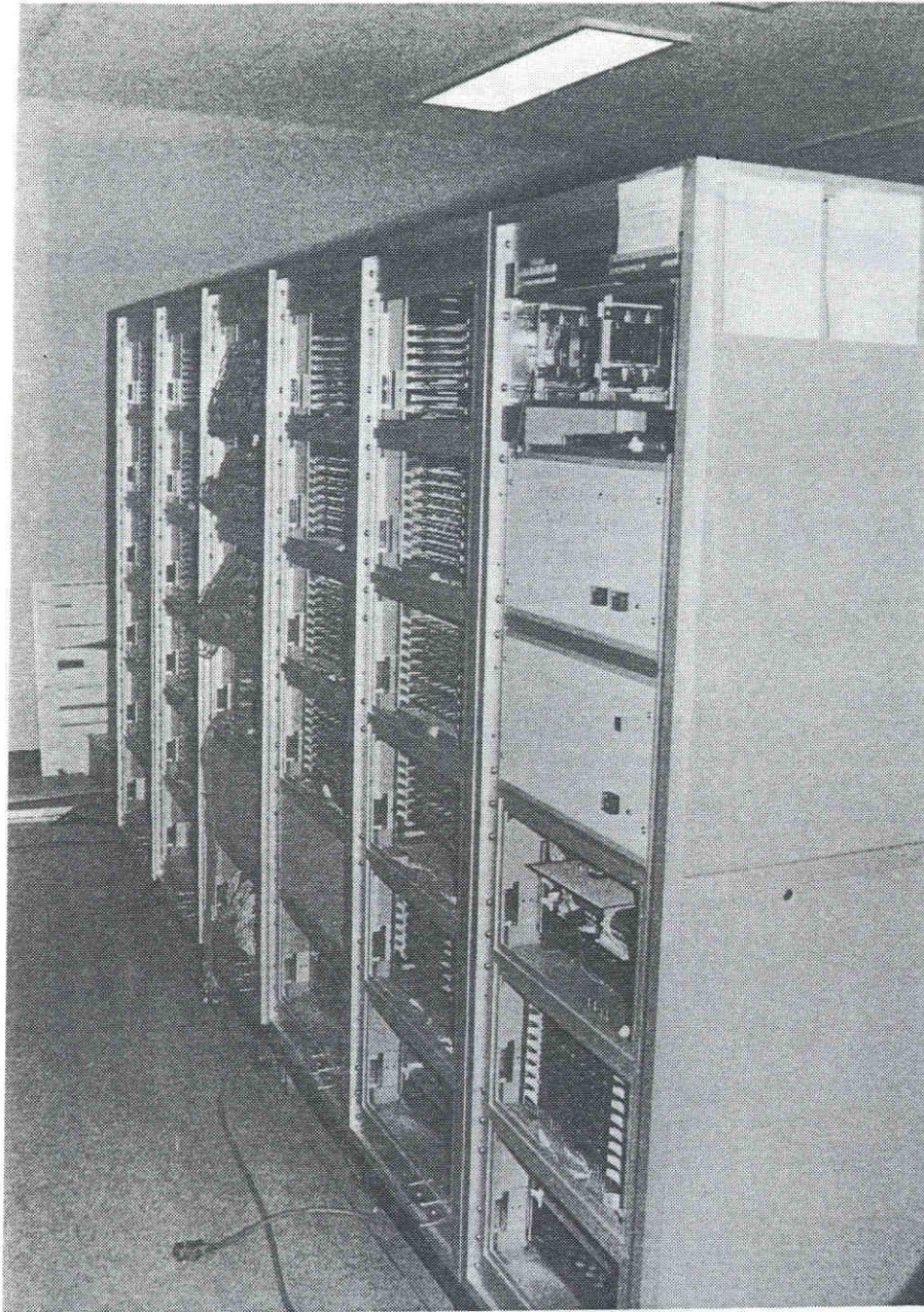


図5. 1 1 A/D変換部（奥から3本目のラック）、相関器部（奥の2本のラック、いちばん手前のラックの下半分、手前から2本目と3本目のラック）、フーリエ変換部（いちばん手前のラックの上半分）の外観

変換することによって、受信信号から互いに独立な直交2成分を求めている。このため、第3中間周波増幅部の出力信号線数は、素子アンテナ数の2倍、すなわち104本である。周波数変換は両側波帯(Double sideband)方式で行い、周波数変換後の周波数帯域が200KHzから5MHzであることから、受信帯域幅は約10MHzとなる。

A/D変換部は、各入力信号系統ごとに分割された104系統のA/D変換器から成っている。各A/D変換器は、符号判定回路、サンプリング回路、遅延時間補正回路、零点安定化回路によって構成されている。図5.13に、A/D変換器1系統分に対する回路構成を示す。入力信号は、符号判定回路で信号の電圧極性に対応した1または0の1ビットの情報をもつ信号に量子化された後、20MHzのサンプリング周波数でサンプルされ

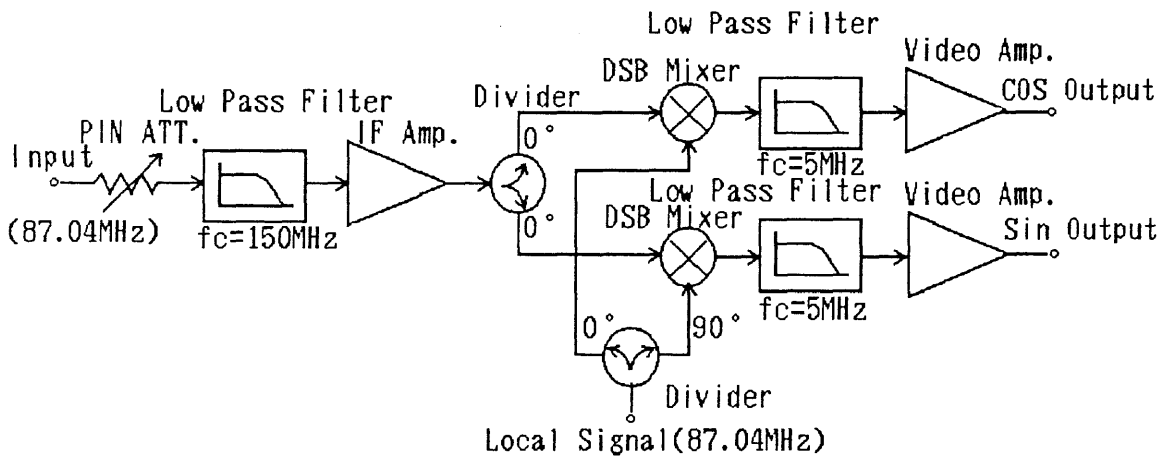


図5.12 第3中間周波増幅部1系統分の回路構成

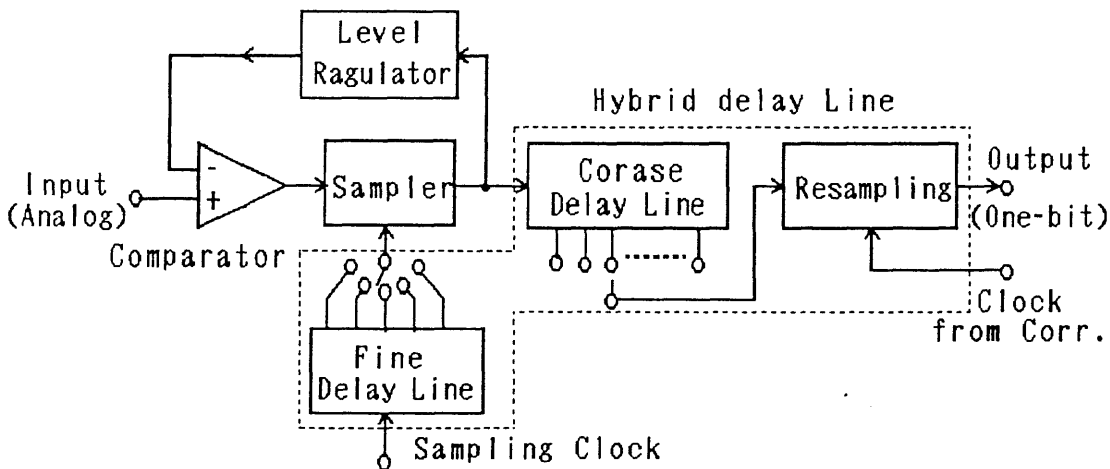


図5.13 A/D変換器1系統分の回路構成

る。遅延時間補正回路では、各信号系統間の相対的な伝送遅延時間差の補正が行われる。A/D変換部において、入力信号にDC成分が重畳している場合あるいは入力信号の符号判定のための基準電圧が変動する場合、相関値に誤差を生ずる。これらの変動の影響を抑えるため、位相ロックループ回路(PLL)を用いた零点安定化回路¹⁴⁾が用いられている。これは、符号判定回路において正に判定された回数と負の判定された回数の差を一定時間数え、その結果に比例した電圧を符号判定回路の基準電圧側に帰還させるものである。遅延時間補正回路は、微小遅延回路と粗遅延回路の2種類の遅延回路で構成されている。微小遅延回路は、遅延時間の切り換えの刻みが10ナノ秒、遅延時間の可変範囲が0~40ナノ秒であり、入力信号のサンプリングの時間をずらすことによって信号系統間の相対的な時間遅延を行っている。粗遅延回路は、遅延時間の切り換えの刻みが50ナノ秒、遅延時間の可変範囲が0~1050ナノ秒であり、デジタル遅延素子を組み合わせて入力信号の伝達時間を変えている。これらを組み合わせることによって、各素子アンテナ系統間に最大で1090ナノ秒の相対遅延時間を与えることができる。

二次元電波像は、東西基線上に等間隔に並んだ32素子と南北基線上に等間隔に並んだ16素子の間の相関値から求められる。東西一次元電波像は、東西基線上に等間隔に並んだ32素子と複合干渉計用の2素子の間の相関値から求められる。南北一次元電波像は、南北基線上に等間隔に並んだ16素子と複合干渉計用の2素子の間の相関値から求められる。一方、3.4.2節で示した原理を用いて素子アンテナ間の相対位相誤差の推定を行うために、東西および南北基線上で等間隔に並んだ素子アンテナについて、隣合う素子アンテナ間の相関値も同時に求めている。素子アンテナの位相誤差の推定に必要な相関値はすべて同時に求められるので、実時間で位相較正が可能である。以上から、実時間太陽電波画像装置では、654対アンテナに対して複素相関値を同時に求めている。図5.14に相互相関情報を求める素子アンテナの組合せを示す。この図で、縦軸および横軸は各素子アンテナに付けられた番号であり、斜線および点によって塗りつぶされた部分が相関値を求めるアンテナの組合せを示している。素子アンテナの番号は、東西基線上に等間隔に並べられた32素子に対して東から西に向かって1, 2, 3, ..., 32とし、南北基線上に等間隔に並べられた16素子に対して北から南に33, 34, 35, ..., 48としている。また、東西基線上の複合干渉計用の2素子のうち、東側のアンテナをA、西側のアンテナをBとし、南北基線上の複合干渉計用の2素子は、アンテナアレイの位相中心にあるアンテナをC、南端にあるアンテナをDとしている。各素子アンテナで受信さ

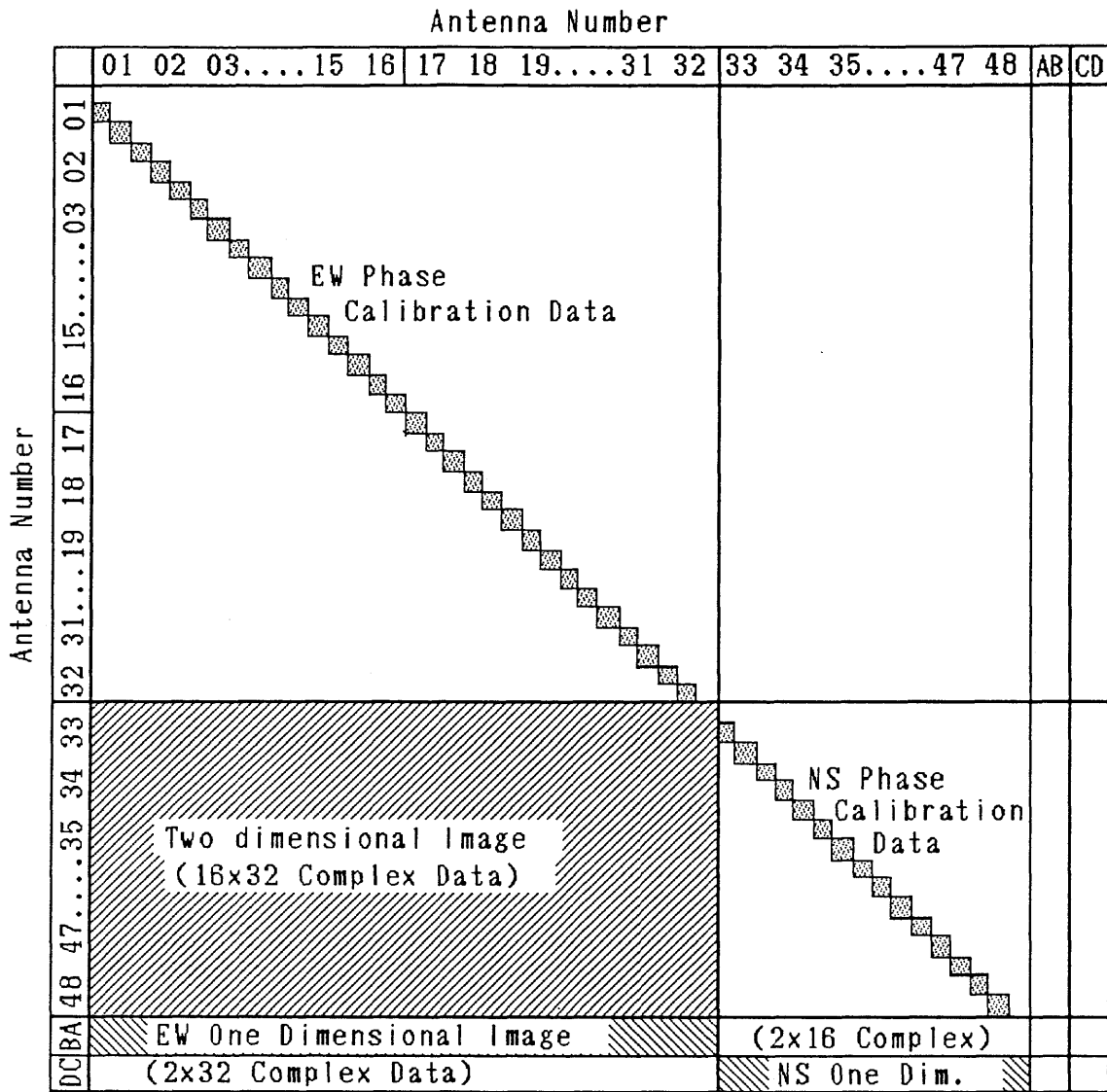


図 5. 1 4 相互相関情報を求める素子アンテナの組合せ 縦軸および横軸はアンテナに付けた番号であり、通番の 0 1 から 1 6 はアンテナアレイの位相中心の東側 1 6 素子、1 7 から 3 2 はアンテナアレイの位相中心の西側 1 6 素子、3 3 から 4 8 はアンテナアレイの位相中心の南側 1 6 素子、A と B は東西基線上の西端の 2 素子、C と D は位相中心および南端の 2 素子を表す。二次元像、東西一次元像、南北一次元像は、それぞれ、0 1 から 3 2 までのアンテナと 3 3 から 4 8 までのアンテナの組合せ、0 1 から 3 2 までのアンテナと A B のアンテナの組合せ、3 3 から 4 8 までのアンテナと C D のアンテナの組合せによって与えられる。0 1 から 4 8 までのアンテナに対しては、位相誤差の自己較正のために、隣合うアンテナ間の相関値が求められる。

れた信号の0度位相成分を V_c 、それに対して90度だけ位相の遅れた成分を V_s とすると、1対のアンテナに対して得られる信号の組合せは、 $V_{c,i} \times V_{c,j}$ 、 $V_{c,i} \times V_{s,j}$ 、 $V_{s,i} \times V_{c,j}$ 、 $V_{s,i} \times V_{s,j}$ の4つである。ここで、 i および j は、アンテナに付けられた番号である。このうち、 $V_{c,i} \times V_{c,j}$ と $V_{s,i} \times V_{s,j}$ は空間周波数成分の実部、 $V_{c,i} \times V_{s,j}$ と $V_{s,i} \times V_{c,j}$ は空間周波数成分の虚部に対応しており、空間周波数情報としては冗長である。周波数変換を両側波帯方式で行った場合、各相関値には上側波帯(Upper sideband)同士の相関成分および下側波帯(Lower sideband)同士の相関成分の他に上側波帯と下側波帯の間の相関成分も含まれている。上側波帯と下側波帯の間の相関成分は、空間周波数成分には寄与せず雑音成分となる。このため、周波数変換を単側波帯方式で行った場合に比べて、各相関値に含まれる雑音成分が2倍になっている。 $V_{c,i} \times V_{c,j}$ と $V_{s,i} \times V_{s,j}$ の和および $V_{c,i} \times V_{s,j}$ と $V_{s,i} \times V_{c,j}$ の差を求めると、各相関値に含まれる上側波帯と下側波帯の間の相関成分が打ち消しあい、上側波帯同士の相関成分および下側波帯同士の相関成分のみが結果として得られる¹³⁾(付録C参照)。実時間太陽電波画像装置では、周波数変換を両側波帯方式で行っていることから、1対のアンテナに対して上記の4つの相関値をすべて求めた後、空間周波数情報として冗長である相関値同士を組合せて、信号対雑音比を改善している。したがって、相関器部の内部では、2616組の相関計算を同時に行なっている。相関器部は、2616個の前置計数器(Pre-scaler)と1個の積分回路(Integration circuit)から成っている。各前置計数器は、排他的論理和回路(Exclusive OR)、16ビットの長さをもつ2進回数回路(16-bit binary counter)、9ビットのデータ保持回路(9-bit latch)から成っている。また、積分回路は、12ビットの加算器1個、記憶回路2個、Van Vleck補正回路1個から成っている。図5.15に、相関器部の内部構成を示す。各前置計数器では、排他的論理和回路と2進計数回路により1ビット相関計算が6ミリ秒間行われ、その結果の上位9ビットがデータ保持回路に書き込まれる。データ保持回路の出力側は、3ステートのゲート回路およびバスラインを介して積分回路に接続されており、各前置計数器で計算された相関値は、ゲート回路に順番に与えられる読み出し要求信号によって積分回路に読み出される。この手順は、約8.3ミリ秒ごとに発生する偏波切換のタイミングと同期して繰り返される。したがって、前置計数器では、右回り円偏波成分に対する相関値と左回り円偏波成分に対する相関値を交互に計算していることになる。積分回路に読み出された1ビット相関値は、加算回路と記憶回路により各偏波成分ごとに8回分ずつ足し合わされ、約50ミリ秒の積分時間を持った1ビット

相関値が求められる。この後、1ビット相関値は、Van Vleck補正回路により、多ビット相関の結果に読み換えられる。Van Vleck補正回路は、(6.67)式で与えられる1ビット相関値 r と多ビット相関係数 ρ の関係が書き込まれたROMにより構成されており、1ビット相関値をROMの番地として与えることにより多ビット相関値がデータとして読み出されるようになっている。相関器の動作クロックの周波数は10MHzである。このとき、1ビット相関を行ったことによる雑音レベルの増加率は多ビット相関を行った場合に対して1.57倍である(付録B参照)。なお、相関器の動作クロックの周波数を、A/D変換器のサンプリング周波数と等しくすると、雑音レベルの増加率を14%下げることができる¹⁵⁾。

T字形のアンテナアレイの場合、デカルト座標上の格子点で空間周波数成分をサンプルすることになり、高速フーリエ変換(FFT)に適したサンプル点の配置になっている。フーリエ変換部では、高速フーリエ変換(FFT)用の計算回路基板を用い、画像の合成を高速化している。相関器部では0.1秒ごとに像合成に必要な相関値がすべて計算されるので、付加情報も含めた相関器部とデータ収録部間のデータ転送速度は最高で每秒60キロバイトである。データ収録部において、すべてのデータを記録するとすると、1日当りの総データ量は1.3ギガバイトとなる。データ収録部におけるデータ記録密度は、データ圧縮のために、0.1秒ごとに送られてくる全データを記録するモードから10秒に1度だけデータを記録するモードまで11段階で切り換えることができるようになっている。データの積分時間は、データ記録密度に関係なく一定(50ミリ秒)である。した

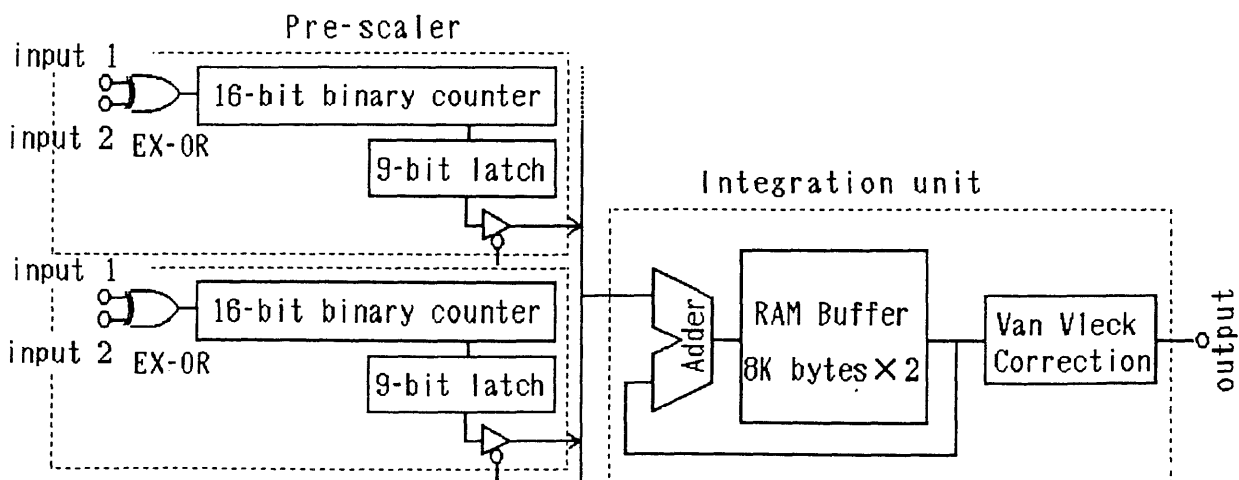


図5. 15 相関器部の内部構成

がって、最も記録密度の低いモードでは観測データのうちの1%のみを記録し、残りは捨てていることになる。最も記録密度の低いモードで記録したとき、1日当りの総データ量は13メガバイトとなる。画像表示部の画面に表示される二次元電波写真および一次元電波画像は、最高で256枚分、すなわち、25.6秒分を重ね合わせて積分することができる。これは、太陽以外の弱い電波源を検出するための機能である。

5. 5 太陽観測による性能の確認

実時間太陽電波画像装置を用いた試験観測は1986年2月に行い、定常観測は同年3月から開始した。実時間太陽電波画像装置を取り付けた波長8cm太陽電波写真儀によって撮影された二次元太陽電波像を図5. 16に示す。この図において、上方向は太陽の北極、左方向は太陽の東に対応しており、電波の強度は輝度温度で表してある。波長8cm太陽電波写真儀で撮影された二次元電波像の公称空間分解は、2.6分角×2.6分角であり、32×32の画素から成っている。この図には、円盤状に広がった空間構造と、それより輝度が大きいいくつかの空間構造が見られる。円盤状に広がった空間構造は、静かな太陽の成分である。この成分は、熱運動している電子からの制動輻射と考えられており、波長8cmにおける輝度温度は約2万度Kである。静かな太陽の成分の東の縁および西の縁に見える弧状の構造は、周辺増光と呼ばれ、マイクロ波帯における電波観測の場合、特徴的な構造である。図5. 16において、周辺増光の輝度温度は、静かな太陽の成分の輝度温度の50%増になっている。静かな太陽の成分の上にある局所的に輝度温度が高く

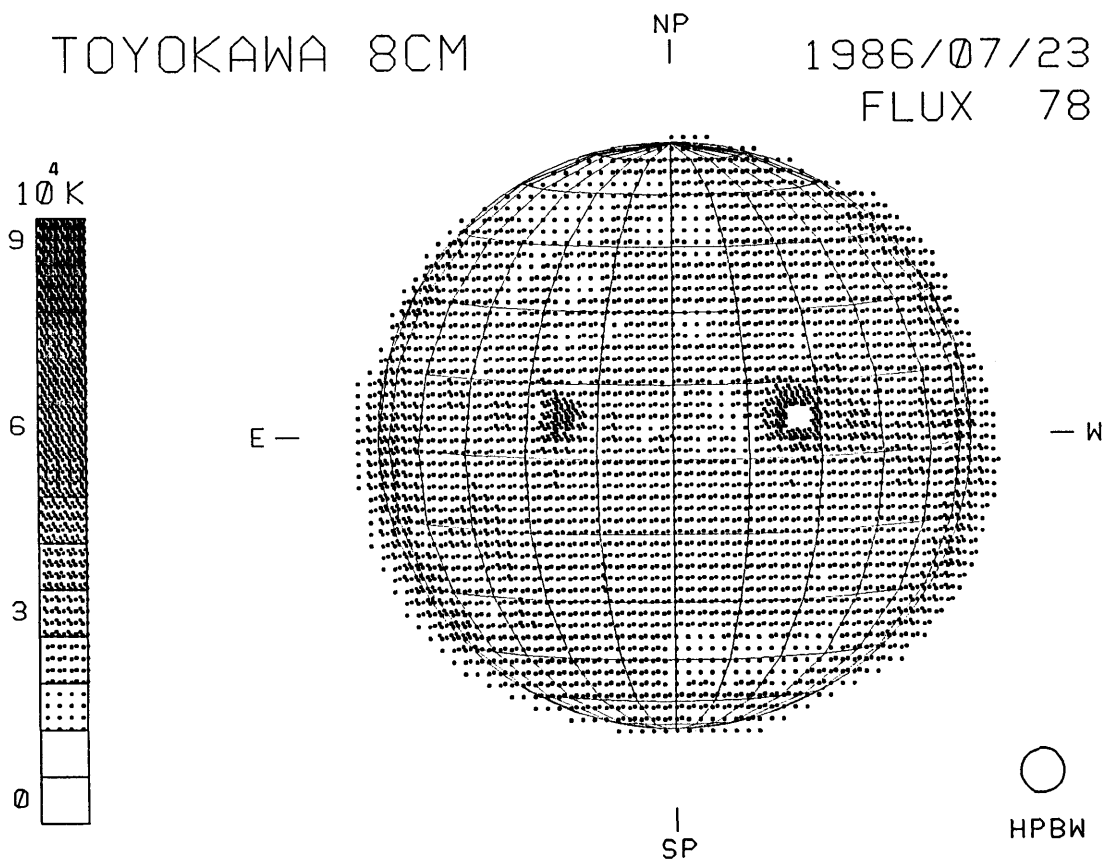


図5. 16 実時間太陽電波画像装置（RSIP）を取り付けた波長8cm太陽電波写真儀によって撮影された二次元太陽電波像

なった場所は、S成分 (Slowly varying component) である。図5. 16は、約160秒分の観測データを重ね合わせて求めたものである。画像の各空間周波数成分に含まれている位相誤差は、画像の撮影と同時に測定された各素子アンテナ間の相対位相誤差データをもとにして補正されている。位相補正後の画像のダイナミックレンジは約15 dBである。この値は、5. 3節で示した目標値に比べて少し小さい。したがって、コロナルホールや暗条 (Dark filament) などの輝度温度の変化が小さい空間構造の解析において、条件が厳しくなる。画像のダイナミックレンジをさらに向上させるためには、画像の空間周波数成分に含まれる利得誤差を補正してやる必要がある。

装置の改良による時間分解能の向上の確認のために、ビーム走査方式のバックエンド部によって得られた画像と実時間太陽電波画像装置を用いて得られた画像を比較した。図5. 17 (a) はビーム走査方式によって撮影された二次元電波写真であり、図5. 17 (b) は実時間太陽電波画像装置を用いて撮影された二次元電波写真である。これらの画像はほぼ同時に撮影され、撮影に要した時間は、図5. 17 (a) は約20分、図5. 17 (b) では約1秒である。ビーム走査方式で撮影した場合、電波写真の各画素の積分時間は、”撮影に要した時間/画素数”で与えられることから、図5. 17 (a) の各画素あたり積分時間は約1秒となる。一方、実時間太陽電波画像装置を用いて撮影した場合、各画素の

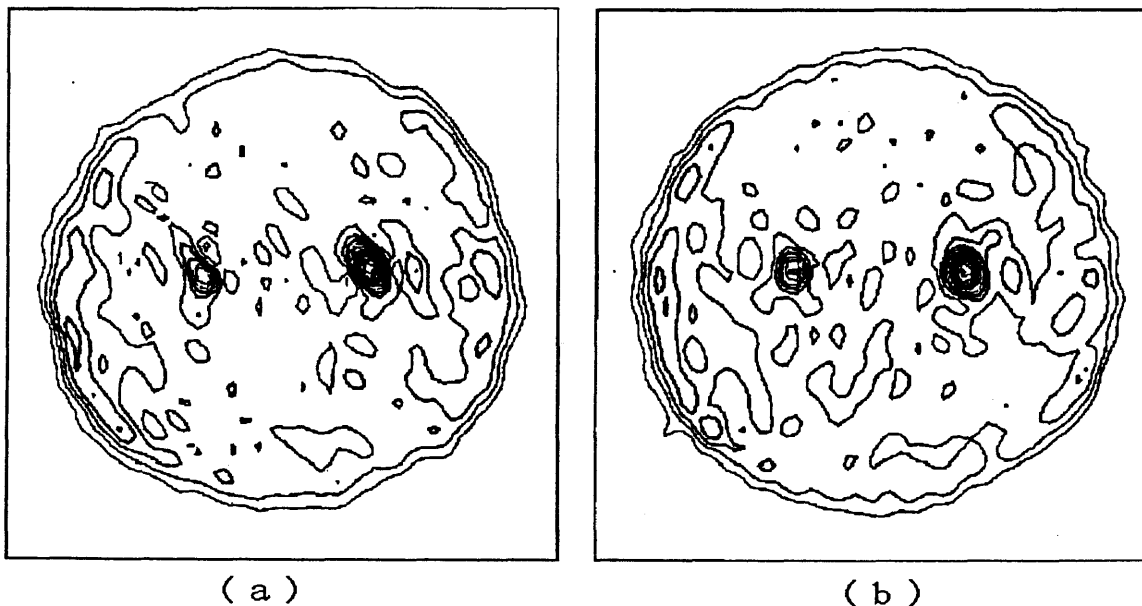
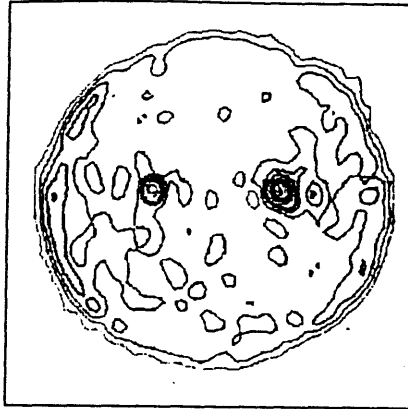
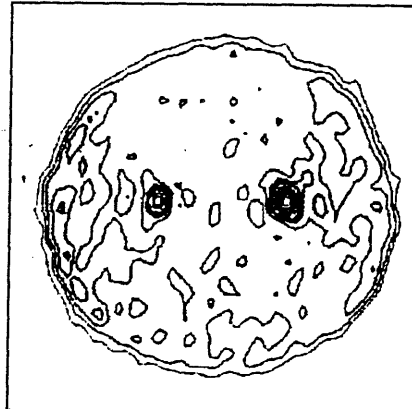


図5. 17 ビーム走査方式のバックエンド部と実時間太陽電波画像装置 (RSIP) によって撮影された二次元電波像の比較 (a) ビーム走査方式、(b) RSIP

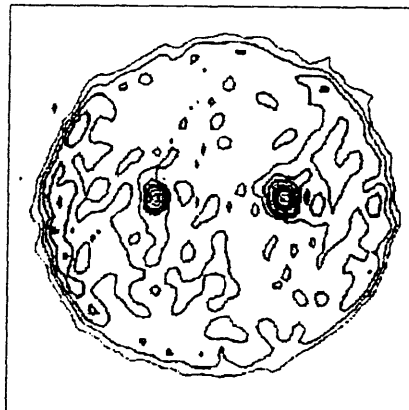
030125UT



030131UT



030138UT



030144UT

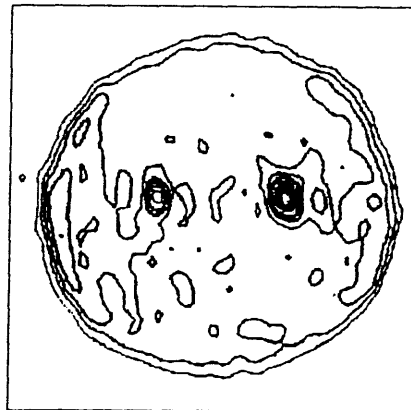


図5. 18 実時間太陽電波画像装置 (RSIP) による太陽二次元電波像の連続写真

積分時間は観測に要した時間と等しいので、図 17 (b) の各画素の積分時間は 1 秒となる。したがって、図 5. 17 の (a) と (b) の二次元電波像の公称感度はほぼ等しい。図 5. 17 (a) および (b) を見ると、両者でほぼ同じ画質の電波写真が得られていることがわかる。以上のことから、波長 8 cm 太陽電波写真儀に実時間太陽電波画像装置を取り付けた場合の時間分解能は、ビーム走査方式の場合に比べて約 1000 倍に向上したことになる。

実時間太陽電波画像装置を取り付けた波長 8 cm 太陽電波写真儀により、電波写真の連続撮影を行い、各画像間での像のゆらぎについて調べた。図 5. 18 に、実時間太陽電波画像装置を取り付けた波長 8 cm 太陽電波写真儀により撮影した太陽電波像の連続写真を示す。撮影間隔は 6 秒であり、各電波像の積分時間は 1 秒である。図 5. 18 を見ると、全体的な空間構造は、4 枚の画像すべてについて同じである。しかし、静かな太陽の成分の 3 分の 1 程度の強度をもつ揺らぎが局所的に見えている。これらの揺らぎの主な要因は、相関値出力に含まれるスパイク状の雑音と考えられる。この雑音のため、実際の観測における電波写真の最高時間分解は 1 秒程度に制限されている。スパイク状の雑音は、相関器部の前置計数器における相関値の計数誤りによって発生していると考えられ、A/D 変換部から相関器部の前置計数器までの各信号系統の伝達遅延時間を調整して等しくすることによって減らすことが可能である。

5.6 第5章のまとめ

本章では、波長8 cm太陽電波写真儀の時間分解能の向上を目的として開発した、フーリエ合成方式のバックエンド部について述べた。このバックエンド部では、多チャンネルの1ビットデジタル相関器により、電波写真の合成に必要な素子アンテナ間の相互相関値をすべて同時に求めている。また、相関器で求められた相関値の一部を、高速フーリエ変換器により実時間で電波写真に変換し、監視用画面に表示している。電波写真の撮影速度は0.1秒に1回であり、監視用画面への太陽電波写真の表示速度は10秒に1回である。これにより、太陽電波バースト現象のように電波強度、電波源の位置、電波源の構造等が短時間で変化する現象を精度良く捕らえることが可能となった。また、太陽活動を実時間で監視することが可能となった。相関器では、電波写真の合成のための相互相関値と同時に、素子アンテナ間の相対位相誤差の測定のためのデータも求めている。このデータを用いて電波写真の空間周波数成分に含まれる位相誤差を補正することにより、観測を中断することなく電波写真の画質を大幅に改善することが可能となった。

波長8 cm太陽電波写真儀に本装置を取り付けて撮影した太陽二次元電波像から、画像のダイナミックレンジが15 dB以上であることを確認した。また、本装置と従来のビーム走査方式のバックエンド部によってほぼ同時に撮影された太陽二次元電波像を比較し、従来のビーム走査方式のバックエンド部を用いた場合に比べて時間分解能が1000倍以上に向上していることを確認した。これは、設計当初に期待した性能に近いものである。しかし、時間分解を上げて撮影した連続写真をみると、しばしば画像中に揺らぎが見られた。これは、多チャンネル相関器の内部で発生するスパイク状の雑音によるものと考えられる。高時間分解能での電波写真の連続撮影のためには、相関器の各チャンネル間で信号の伝播遅延時間を精度良く合わせ込む必要がある。

第5章の参考文献

- 1) K. Shibasaki, M. Ishiguro, S. Enome and H. Tanaka: "A coronal hole observation with a λ 8-cm radioheliograph", Publ. Astron. Soc. Japan, **30**, pp. 589-600 (1978).
- 2) M. Ishiguro, K. Shibasaki and S. Enome: "Observation of the quiet sun during the solar minimum (Cycles 20-21) with the Toyokawa λ 8-cm radioheliograph", Publ. Astron. Soc. Japan, **32**, pp. 533-541 (1980).
- 3) M. Nishio, Y. Tsukiji, S. Enome, K. Shibasaki and K.-I. Morita: "A design study and some experiments of digital correlator backend for λ 8-cm radioheliograph at Toyokawa", **29**, pp. 47-60 (1982).
- 4) N. C. Mathur : "A Pseudodynamic programming technique for the design of correlator synthesis array", Radio Sci., **4**, pp. 235-243 (1969).
- 5) Y. L. Chow, "On designing a supersynthesis antenna array", IEEE Trans, Antenna Propagat., **AP-20**, pp. 30-35 (1972).
- 6) G. W. Swenson Jr. : "On the geometry of the VLBI Network", VLBI Network Studies, 4, Vermilion River Observ., Univ. of Ill., Urbana (1977).
- 7) G. A. Seielstad, G. W. Swenson Jr. and J. C. Webber: "A new method of array evaluation applied to very long baseline interferometry", Radio Sci., **14**, pp. 509-517 (1979).
- 8) M. Ishiguro : "Minimum redundancy linear array for a large number of antennas", Radio Sci., **15**, pp. 1163-1170 (1980).
- 9) K.-I. Morita and M. Ishiguro : "A computer simulation for evaluating the array performance of 10-m ϕ 5-element super-synthesis telescope", Proc. Res. Inst. Atmospherics, Nagoya Univ., **27**, pp. 49-60 (1980).
- 10) 森田、石黒 : "「重みつきホール数」による超合成観測の最適化", 電子通信学会論文誌, **J65-B**, pp. 1013-1020 (1982).
- 11) J. H. Van Vleck and D. Middleton: "The spectrum of clipped noise", Proc. IEEE, **54**, pp. 2-19 (1966).
- 12) J. B. Hargen and D. T. Farley: "Digital-correlator technique in radio sci-

- ence", Radio science, **8**, pp. 775-784 (1973).
- 13) J. D. O'Sullivan: "Outline of a proposed broadband backend system for the SRT", Netherlands Fundation for Radio Astronony-Internal technical report, 146, pp. 1-61 (1976).
- 14) J. D. O'Sullivan: "Level regulation in the DCB analogue to digital converter", Netherlands Fundation for Radio Astronomy-Note, **329**, pp. 1-14 (1980).
- 15) F. K. Bowers and R.J. Klingler: "Quantization noise of correlation spectrometer", Astron. Astrophys. Suppl., **15**, pp. 373-380 (1974).

第6章 波長8cm太陽電波干渉計用小型多チャンネル相関器の開発

6.1 まえがき

電波天文学の分野では、電波干渉計やスペクトル計などに多チャンネルの相関器が使われている。多チャンネルの相関器を汎用の小規模集積回路（SSI）または中規模集積回路（MSI）で組み立てた場合、外形が大型化し、チャンネル間の信号伝播時間差の調整が困難となる。また、消費電力が非常に大きくなる。近年、集積回路の製造技術が向上し、様々な分野で専用の集積回路の開発が行われるようになってきた。電波天文学の分野においても、アメリカ国立電波天文台の大型電波干渉計（VLA）の相関器^{1,2)}、国立天文台野辺山宇宙電波観測所のフーリエスペクトル相関器³⁾、オーストラリアで建設中の電波干渉計（オーストラリアテレスコープ）の相関器⁴⁾などには、それらの装置に対して専用に開発された超大規模集積回路（VLSI）が使用されている。また、オランダのドゥインゲロー天文台においても相関処理用にVLSIの開発が提案されている⁵⁾。

第5章で述べたように、波長8cm太陽電波写真儀のバックエンド部は、1984年から1985年にかけてビーム走査方式の装置から多チャンネルの相関器を用いたフーリエ合成方式の装置に変更され⁶⁾、従来1枚当たり約20分かけて得ていた二次元電波像とほぼ同じ画質の像を1秒程度の時間分解で得ることができるようになった。これにより、太陽電波バーストなどの時間変化の速い現象をより精度よく捉えることが可能となった。波長8cm太陽電波写真儀の改良当初に導入された相関器は、すべて汎用の小規模集積回路および中規模集積回路を用いて組み立てられていたため外形が比較的大型であり、相関器のチャンネル間の信号伝達時間差を高い精度で調整することが困難であった。このため、相関器内部でしばしばスパイク状の雑音が発生した。また、伝送線間での信号のクロストークによる相関器内部での雑音が大きかった。これらにより、得られる電波写真の画質の劣化が起こっており、連続撮影における最高時間分解を1秒程度より短くできないことがわかった。以上のことから、オーストラリアテレスコープ用に開発された相関器VLSI（以下、ATチップと呼ぶ）を用いて相関器を新たに開発し、これを波長8cm太陽電波写真儀で従来用いていた相関器と置き換えることにより、電波写真の画質を向上させ、時間分解0.1秒の達成を図った。同時に、相関器の保守性および拡張性の向上も図った。

本章では、新たに設計、製作された小型多チャンネル相関器の概要について述べる。また、この相関器の性能を太陽観測によって確認する。6.2節では、まず、ATチップの構造

について説明し、これを用いて構成した相関器の内部構成および相関器の小型化のための手法について述べる。6. 3節では、新しい相関器を用いた観測の結果を従来の相関器を用いた観測結果と比較し、新しい相関器の性能について検討する。6. 4節では、新しい相関器を用いて行った部分日食の高時間分解能観測について述べる。6. 5節では、本章のまとめを行う。

6. 2 相関器の概要

6. 2. 1 相関器 V L S I

使用した相関器 V L S I は、オーストラリアで建設されている電波干渉計（オーストラリア望遠鏡：A T）の相関器用として、A U S T E K 社で開発されたものである。この V L S I は 6 4 個の相関器モジュールを持っており、1 個で 8 入力× 8 入力の相関計算が処理できるようになっている。動作モードとしては、1 ビットモードと 2 ビットモードがあり、どちらか一方を選択できるようになっている。1 ビットモードでは正か負かの符号情報を持った入力信号間の相関計算を行うことができ、2 ビットモードでは符号情報と振幅情報を各 1 ビットずつを持った入力信号間の相関計算を行うことができる。最高動作周波数は、1 ビットモードのとき 1 2 M H z であり、2 ビットモードではその半分である。各相関器モジュールは 2 4 ビットの長さの積分器を持っており、1 ビットモードで 2^{24} 回、2 ビットモードで 2^{23} 回の積分ができる。波長 8 c m 太陽電波写真儀の相関器では、A T チップは 1 ビットモードで使用している。2 4 ビットの積分器のうち、上位 1 6 ビットを外部に読み出すことができ、読み出しと同時に外部から各相関器モジュールに任意のデータを設定することができる。外部からデータを設定する機能を用いると、各相関器モジュールの計算値に任意の初期値を与えることができる。相関計算の結果は、6 4 組のデータが直列につながった 1 0 2 4 ビットの長さのシリアルデータとして A T チップから送り出されてくる。同様に、A T チップの各相関器モジュールに設定するデータも 6 4 組の 1 6 ビットデータを直列につないだ 1 0 2 4 ビットの長さのシリアルデータとして与える必要がある。

A T チップには、以上に示した機能以外に、入力信号の遅延時間を外部制御信号によって変更する機能がある。これは、入力信号の周波数スペクトルを計算するために用意されている機能であり、波長 8 c m 太陽電波写真儀の相関器では用いていない。

6. 2. 2 相関器 V L S I を用いた多チャンネル相関器の構成

相関器は、入力インターフェース基板 (INPUT INTERFACE BOARD) 1 枚、相関計算基板 (CORRELATOR BOARD) 2×4 枚、出力インターフェース基板 (OUTPUT INTERFACE BOARD) 1 枚の合計 10 枚の基板から成り、これらが 1 台のケースに入っている。相関器に送り込まれた 1 ビットデジタル信号は、入力インターフェース基板を通して各相関計算基板に分配される。相関計算基板内で相関値が計算され、計算結果は出力インターフェース基板を通して相関器の外へ取り出される。図 6. 1 に相関器の外観、図 6. 2 にボード構成図を示す。ケースは縦 44 cm × 横 43 cm × 奥行き 44 cm の大きさであり、ほぼ立方体の形をしている。波長 8 cm 太陽電波写真儀では、二次元像は東西 32 素子と南北 16 素子の組合せ、東西一次元像は東西 32 素子と東西一次元複合干渉計用の 2 素子との組合せ、南北一次元像は南北 16 素子と南北一次元複合干渉計用の 2 素子との組合せによって求められる。また、相関器の入力信号が両側波帯方式によって周波数変換された信号であることから、1 対のアンテナに対して 4 つの相関器が必要とされる。このため、二次元像合成用に 2048 組、東西一次元像合成用に 256 組、南北一次元像合成用に 128 組の相関値を同時に求めている。また、位相・振幅較正用に 990 組 (東西 32 素子および南北 1

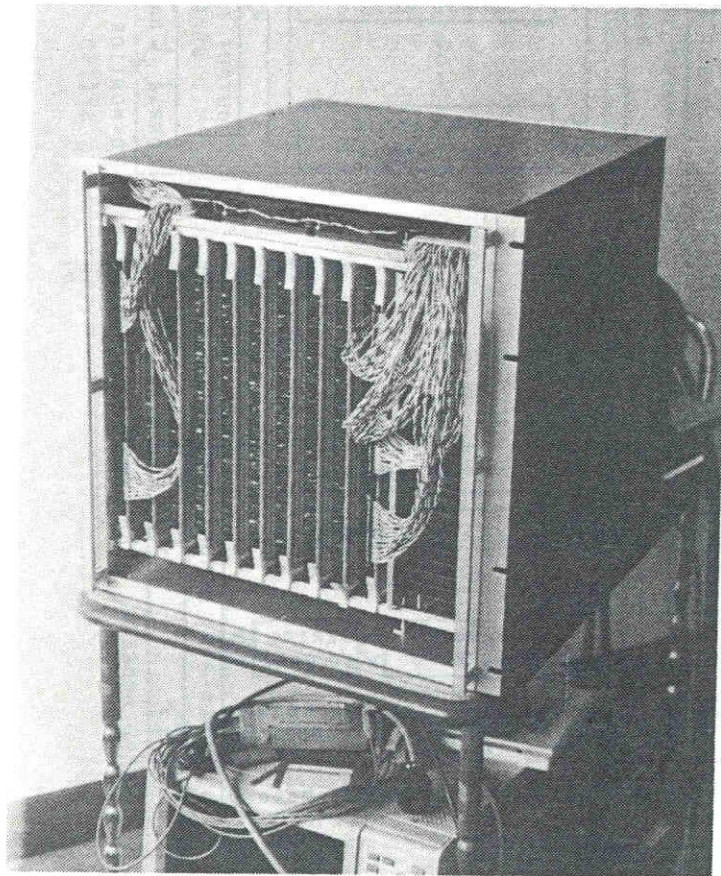


図 6. 1 小型多チャンネル相関器の外観

6素子それぞれにたいして基本アンテナ間隔およびその2倍、3倍、4倍、5倍、6倍のアンテナ間隔を持つアンテナ間の組合せ)の相関値を求めている。以上から、改良後の相関器では合計3416組の相関値を同時に求めている。

相関計算基板1枚あたりには16個のATチップが載せてあり、32入力×32入力の相関計算を10MHzの動作クロックで計算できるようになっている。この相関計算基板を2枚1組にし、お互いに180度位相の異なる動作クロックを加えることにより、20MHzと等価の動作クロックで32入力×32入力の相関計算が行えるようになっている。この相関基板の対を4組使い、20MHzの動作クロックで像合成及びアンテナ間の位相・振幅校正に必要なすべての相関値を同時に計算している。なお、対になっている相関計算基板のうち一方のみを用いた場合には、動作クロックが10MHzとなるが、求められる相関値の数は2枚で1対とした場合と同じである。図6.3に相関計算基板の回路構成

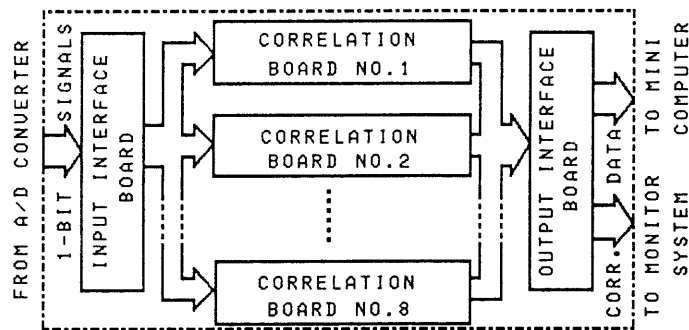


図6.2 小型多チャンネル相関器のボード構成

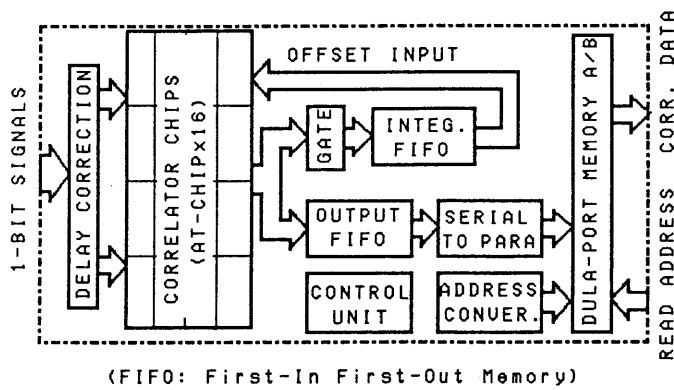


図6.3 相関計算ボードの内部構成

を示す。1枚の相関計算基板は、先書き先読み方式メモリ（First-In First-Out Memory；以後、FIFOメモリと略記する）、双方向メモリ、ROM等のメモリ素子を組み合わせることで制御回路の簡略化および高集積化を図っている。相関計算基板では、信号間の伝播遅延誤差の補正（DELAY CORRECTION）が行われた後、ATチップで相関値が計算される。波長8cm太陽電波写真儀では、各素子アンテナに取り付けられた偏波切換器を1/120秒ごとに切換えて左右円偏波成分を時分割で測定するようになっているので、ATチップも時分割で使用し、偏波切り換え信号に同期させて交互に左右円偏波成分の相関値を計算するようにしている。これにより、ボードに搭載するATチップの数を左右円偏波成分を独立のATチップで計算する場合に比べて半分に減らしている。ATチップで計算された相関値は偏波切り換え信号に同期して積分用FIFOメモリ（INTEG. FIFO）に送り出されてくるが、偏波の切り換え周期（1/120秒）が所要のデータ積分時間（50ミリ秒）より短いので、ATチップの相関データ出力端子と積分用FIFOメモリのデータ入力端子および積分用FIFOメモリのデータ出力端子とATチップの初期データ入力端子をつないで環状にし、次サイクルの偏波切り換え信号により再度ATチップにデータを送り込むようにしている。これにより、ATチップの積分器のデータは偏波切り換え信号ごとに交互に入れ替わり、左右円偏波を独立に所要の回数だけ積分することができる。ATチップで所要の回数の積分が完了すると、相関出力データは積分用FIFOメモリと別に用意したデータ読み出し用FIFOメモリ（OUTPUT FIFO）に書き込まれる。このとき、積分用FIFOメモリは初期化される。ATチップは24ビットの積分器のうち下位8ビットを書き換えることができないため、時分割で用いると最大で0.3%の左右円偏波成分の混ざり合わせが起こる。これによって、高い偏波率を持った電波源を観測する場合に画像のダイナミックレンジが25dB以下に制限されるが、これは実用上は問題ない値である。各ATチップで計算された相関値は1024ビットの直列データとしてATチップから送り出されてくるので、直列-並列変換回路（SERIAL TO PARA.）を通して各相関器モジュールごとの並列データに変換され、双方向メモリ（DUAL-PORT MEMORY A/B）に書き込まれる。左右円偏波成分は、0.1秒ごとに双方向メモリの別々の場所に書き込まれる。ATチップに送り出されてくる相関データの並びは、相関器以降のフーリエ変換器等における処理に適した並びには成っていないので、双方向メモリへデータを書き込む時点で、ROMを用いたアドレス変換回路（ADDRESS CONVER.）によって以降の処理に適した並びに変換される。双方向メモリは2組用意され、データの書き込みと読みだしは交互

に別のメモリに対して行われるようになっている。このようにすることにより、データの読み出し中にメモリの内容が書き換えられることを防ぐことができ、アドレスデータと読みだし要求信号によってA Tチップの動作とは非同期で相関計算の結果を基板の外へ読み出すことができる。

出力インターフェース基板では、まず、180度位相の異なった動作クロックにより計算された同一の入力信号の組合せに対する2つの相関値が足し合わされて20MHzの等価動作クロックに対する相関値が求められる。その後、様々な入力信号の組合せに対する相関値から空間周波数成分の実部および虚部が求められる。各素子アンテナ系統から送られて来る信号は0度位相成分（受信信号の実部）およびそれに対して90度位相の遅れた成分（受信信号の虚部）から成っており、相関計算基板では、1対のアンテナに対して可能な全ての信号の組合せ、すなわち、受信信号の実部と実部、実部と虚部、虚部と実部、虚部と虚部の間の相互相関値を独立に求めている。空間周波数成分の実部は受信信号の実部と実部および虚部と虚部の間の相互相関値の和、空間周波数成分の虚部は受信信号の実部と虚部および虚部と実部の間の相互相関値の差を取ることによって求められる。以上によって求められた空間周波数成分は1ビット相関値なので、V a n V l e c k補正回路を通して多ビット相関値に変換される。多ビット相関値に変換されたデータは、12ビットの並列データとして、各相関値につけられた番号に従って順次データ記録部およびフーリエ変換器部に送られるとともに、出力インターフェース基板内の監視回路にも書き込まれる。監視回路に書き込まれたデータは、相関器部の動作に影響を与えることなくマイクロコンピュータ等を用いて比較的容易に読み出せるようになっている。この機能を用いることにより、相関器部単体の調整や動作確認を簡便に行うことができる。

6. 3 相関器の性能

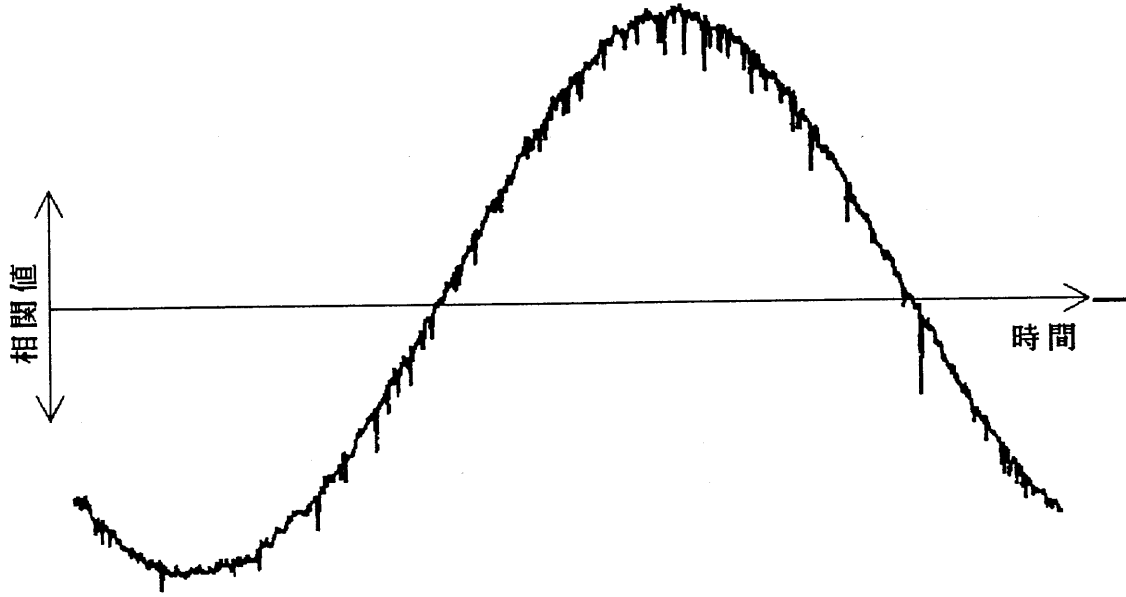
本章で述べた小型多チャンネル相関器は、波長8cm太陽電波写真儀の受信システムに組み込んで用いる。基本的な機能は、第5章で示したフーリエ合成方式のバックエンド部に組み込まれた相関器部と同じであり、波長8cm太陽電波写真儀で電波写真を撮影する場合に必要な素子アンテナ間の信号の相互相関値および素子アンテナ間の位相誤差の較正を行う場合に必要な相互相関値をすべて同時に求めることができるようになっている。太陽の日周運動に対する位相の追尾を行わない場合、各素子アンテナ間の相関値には日周運動による正弦波状の時間変動（干渉パターン）が見られる。図6.4は、波長8cm太陽電波写真儀によって太陽を観測したときに得られる2素子アンテナ間の相関値の時間変動を示したものである。図6.4(a)は波長8cm太陽電波写真儀に従来の多チャンネル相関器を取り付けた場合、図6.4(b)はATチップを用いた小型多チャンネル相関器を取り付けた場合であり、横軸は時間、縦軸は相関値である。図6.4(a)、(b)とも、東西基線上の隣合うアンテナ間の信号に対する相関値である。図6.4の(a)と(b)を比較すると、図6.4(b)は滑らかな正弦波状の変動とランダムで振幅の小さい成分から成っているのに対し、図6.4(a)は滑らかな正弦波状の変動とランダムで振幅の小さい変動以外に、スパイク状の変動が見られる。図6.4の(a)と(b)の測定において、相関器以外はすべて同じ装置構成であることから、スパイク状の変動は相関器内部で発生したものと考えられる。従来の相関器では、装置が大型であったために前置計数回路の入力信号と動作クロックの立ち上がり時間および立ち下がり時間を全チャンネルで完全に同期させることができず、両者の時間のずれが2進計数回路を誤動作させてスパイク状の変動が発生したと考えられる。一方、ATチップを用いた小型多チャンネル相関器では、小型化によって信号の伝播遅延時間が短くなり、これによって相関器の各チャンネル間で入力信号と動作クロックの立ち上がり時間および立ち下がり時間のずれも短くなり、2進計数回路の誤動作が減ったものと考えられる。

1ビット相関器を用いてアナログ相関値を求めた場合、アナログ相関値の推定値に含まれる雑音レベルの実効値 ε_A は、付録Bより、

$$\varepsilon_A = \sigma^2 (\pi / 2) / N_c^{1/2} \quad (6.1)$$

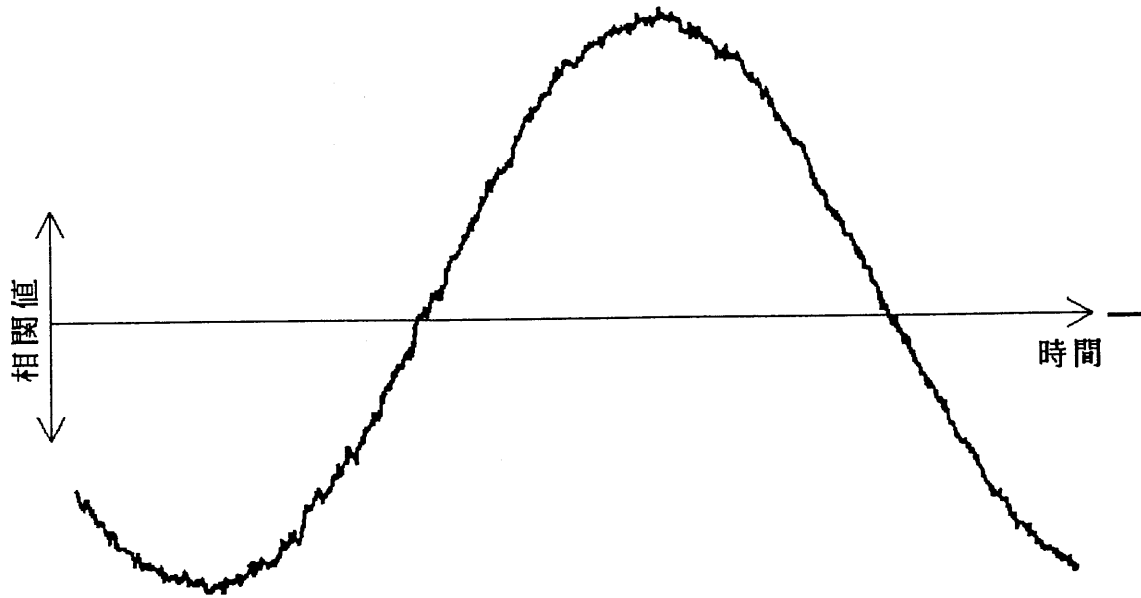
で与えられる。ここで、 σ^2 は相関器への入力信号レベル、 N_c は推定値に含まれる独立な

1987.06.20 115554-115854 W5-W6



(a)

1987.08.22 115712-120012 W5-W6



(b)

図6. 4 従来の相関器とATチップを用いた小型多チャンネル相関器によって得られた
フリッジパターン (a) 従来の相関器、(b) ATチップを用いた相関器

サンプル数である。独立なサンプル数 N_c は、受信帯域幅を B 、積分時間を τ とすると、

$$N_c = B \tau \quad (6.2)$$

であるので、

$$\varepsilon_A \approx \sigma^2 (\pi / 2) / (B \tau)^{1/2} \quad (6.3)$$

となり、入力信号レベル σ^2 で規格化すると、

$$\varepsilon_N = \varepsilon_A / \sigma^2 \approx (\pi / 2) (B \tau)^{1/2} \quad (6.4)$$

と表され、帯域幅と積分時間のみによって与えられる。波長 8 cm 太陽電波写真儀では受信帯域幅 B は 10 MHz であり、0.1 秒間に左右円偏波成分を時分割で求めることから

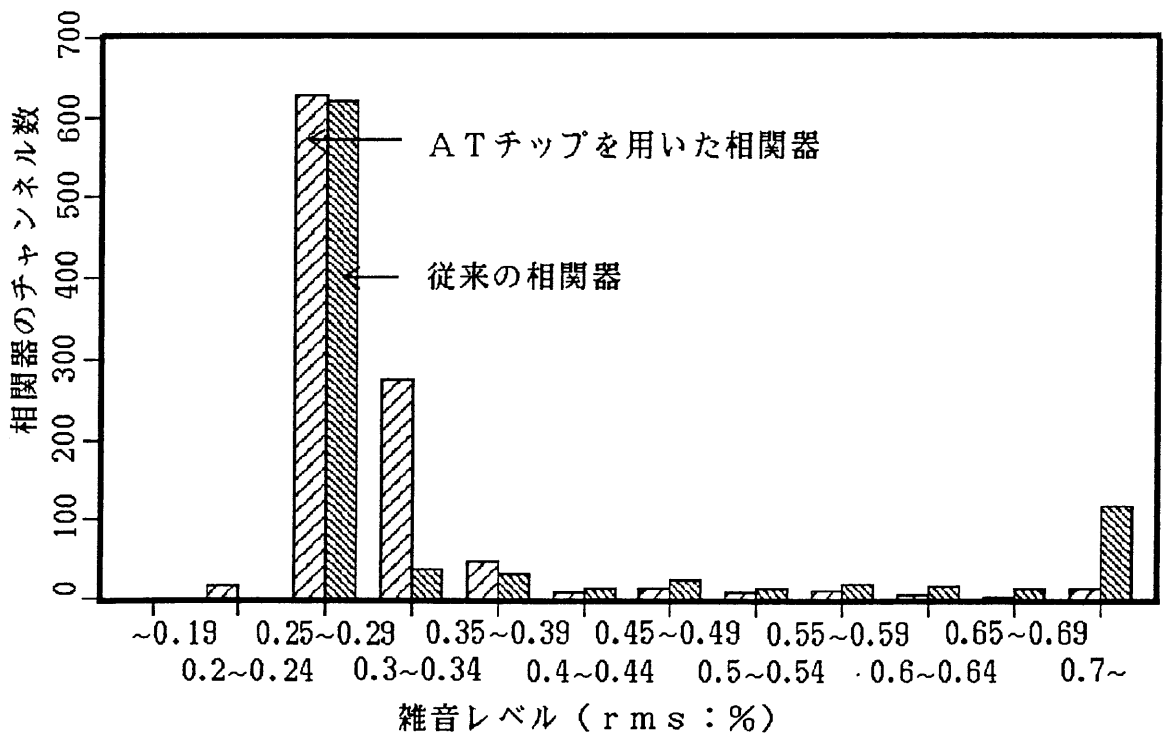
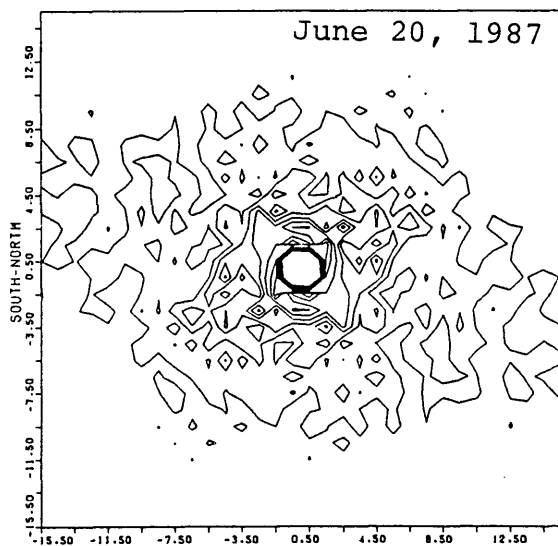


図 6. 5 従来の相関器と A T チップを用いた小型多チャンネル相関器の雑音レベル

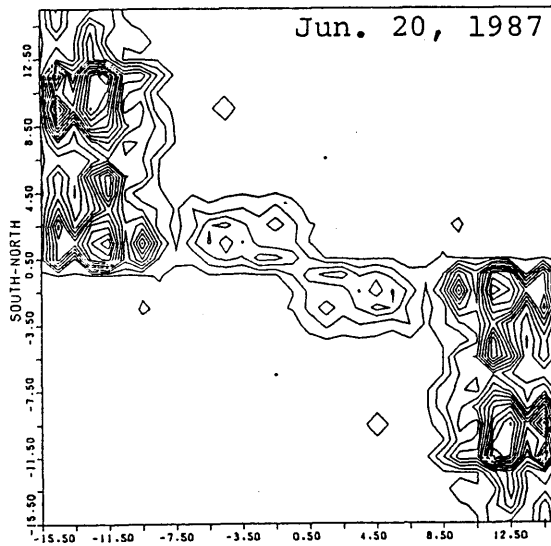
積分時間 τ は 50 ミリ秒であり、

$$\varepsilon_N = 2.22 \times 10^{-3} = 0.222\% \quad (6.5)$$

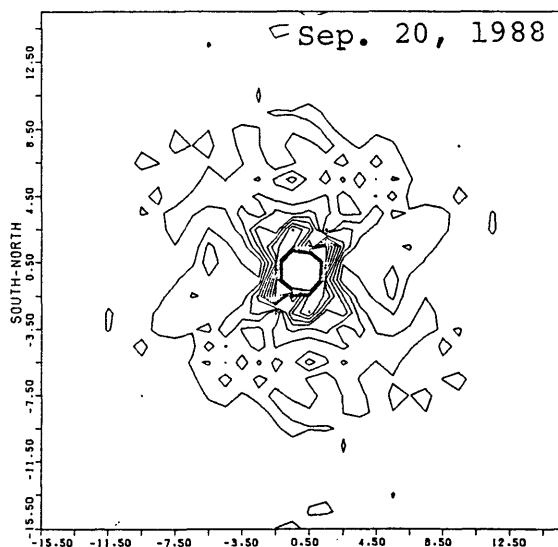
となる。図 6.5 は、波長 8 cm 太陽電波写真儀で太陽を観測したときに相関器の各チャンネルで得られる相互相関関数の推定値の変動レベル、すなわち、各推定値に含まれている雑音レベルを頻度分布で示したものである。この図において、横軸は相関器の出力の最大値で規格化した雑音のレベルの実効値であり、縦軸は雑音レベルの実効値がある範囲内にある相関器のチャンネルの数である。右下がりの細かい斜線であらわした棒グラフが従来の多チャンネル相関器に対する頻度分布であり、右上がりの荒い斜線で表した棒グラフが A T チップを用いた小型多チャンネル相関器に対する頻度分布である。図 6.5 を見ると、両方の相関器とも、大部分のチャンネルの雑音レベルは 0.25% ~ 0.29% の間にあり、式 (6.5) に示した値にはほぼ近い値であることがわかる。0.7% 以上の大きな雑音レベルをもつチャンネルの数を調べると、A T チップを用いた小型多チャンネル相関器では全チャンネル数の約 1% 程度であるのに対し、従来の相関器では、全チャンネル数の約 11% である。これは、相関器内部で発生する雑音のレベルが、A T チップを用いた小型多チャンネル相関器に比べて、従来の相関器の方が大きいことを示している。以上から、A T チップを用いた相関器により、観測される相関値の推定精度が改善され、安定した画質の電波写真が得られることがわかる。図 6.6 に、波長 8 cm 太陽電波写真儀によって得られた太陽電波像および雑音成分の二次元空間周波数スペクトルを示す。各データは、パワースペクトルで表してある。(a) および (b) は従来の相関器を用いた場合の太陽電波像および雑音成分のスペクトルで、(c) および (d) は A T チップを用いた場合の太陽電波像および雑音成分のスペクトルである。図の横軸は南北方向の空間周波数、縦軸は東西方向の空間周波数であり、中央が空間周波数の直流成分である。電波干渉計で空間周波数成分を求める場合、直流成分に対して点対称の位置に相当する空間周波数成分が互いに複素共役の関係になっていることを利用して、空間周波数平面の下半面を観測し、複素共役をとって上半面を求めるている。従って、図 6.6 はすべて画面の中心に対して点対称になっている。図 6.6 の (a) と (c) から、従来の相関器を用いて観測した場合と A T チップによる相関器を用いて観測した場合で、ほぼ同様なパワースペクトル分布が得られていることがわかる。一方、雑音成分の空間周波数スペクトル分布は、従来



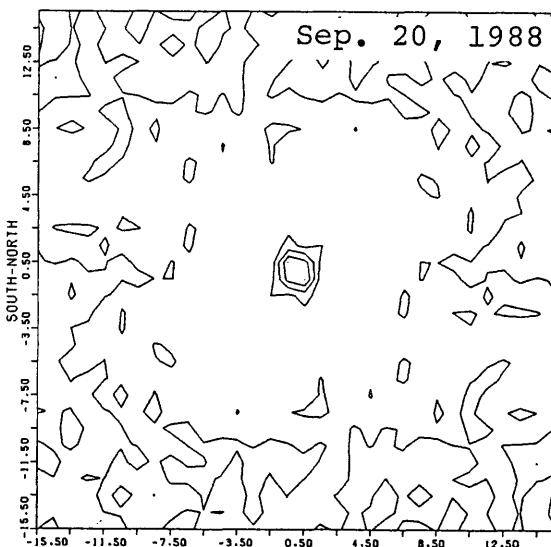
(a)



(b)



(c)



(d)

図 6. 6 太陽電波像および雑音成分の二次元空間周波数スペクトル (a) と (b) は、従来の相関器で得られた太陽電波像および雑音成分のスペクトル分布、(c) と (d) は、ATチップを用いた相関器で得られた太陽電波像および雑音成分のスペクトル分布。縦軸は南北方向の空間周波数(=基線長/観測波長)、横軸は東西方向の空間周波数であり、各図の中央が直流成分である。

の相関器によって得られたデータでは右下（または、左上）の部分において局所的に非常に大きくなっているのに対し、A Tチップを用いた相関器によって得られたデータでは全面にわたってほぼ一様であり、かつその値は従来の相関器によって得られたデータに比べて小さくなっている。

波長8cm太陽電波写真儀では、二次元電波像を0.1秒ごとに連続して求めることができるように設計されている。しかし、従来の相関器では、相関器モジュールで発生する雑音が大きかったため、0.1秒ごとの画像を求めた場合、各フレーム間での画質の乱れが大きかった。それに対して、A Tチップを用いた相関器では、0.1秒ごとの各フレームではほぼ同様の画質が得られている。図6.7は、A Tチップを用いた相関器を取り付けた波長8cm太陽電波写真儀によって撮影された太陽の二次元電波像の例である。図の上方向が太陽の北、左方向が東に対応している。この図は、波長8cm太陽電波写真儀で撮影可能な最高時間分解、すなわち、0.1秒の時間分解で求められたものである。図中には、円盤状の静かな太陽面の上に局所的に電波強度の強くなっている領域が見えている。局所的に電波強度の強くなっている領域は、活動領域に対応している。図6.7において、静かな太陽の輝度温度は約2万度K、活動領域の輝度温度のピーク値は8万度K程度である。

表6.1は、従来の相関器とA Tチップを用いた相関器の性能を比較したものである。消費電力は、従来の相関器に比べてA Tチップを用いた相関器は約8分の1になっている。

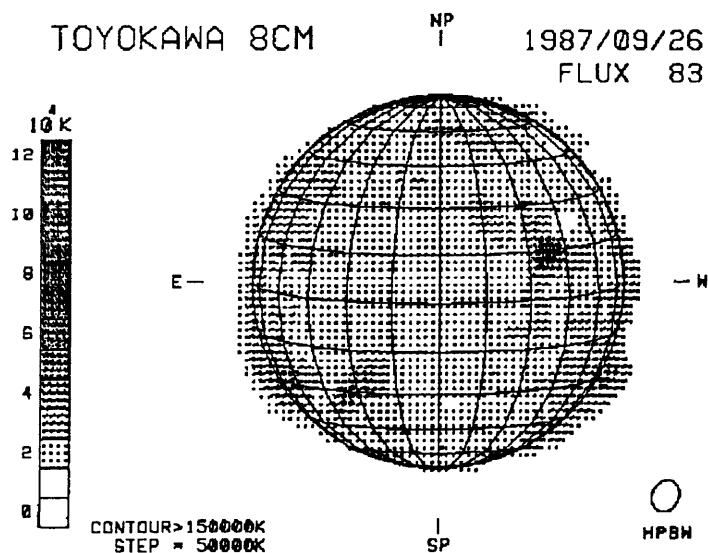


図6.7 A Tチップを用いた小型多チャンネル相関器によって得られた太陽電波像

表 6. 1 相関器の性能の比較

	従来の装置	改良後の装置
チャンネル数	2 6 1 6	3 4 1 6
格納容積	4 ラック	1 ケース
積分時間(秒)	0. 1 3 3	0. 1
動作クロック	1 0 M H z	1 0 / 2 0 M H z
動作監視	観測を停止	観測と同時
補正データ	1 d	1 d ~ 6 d
消費電力	4 K W	0. 5 / 1 K W

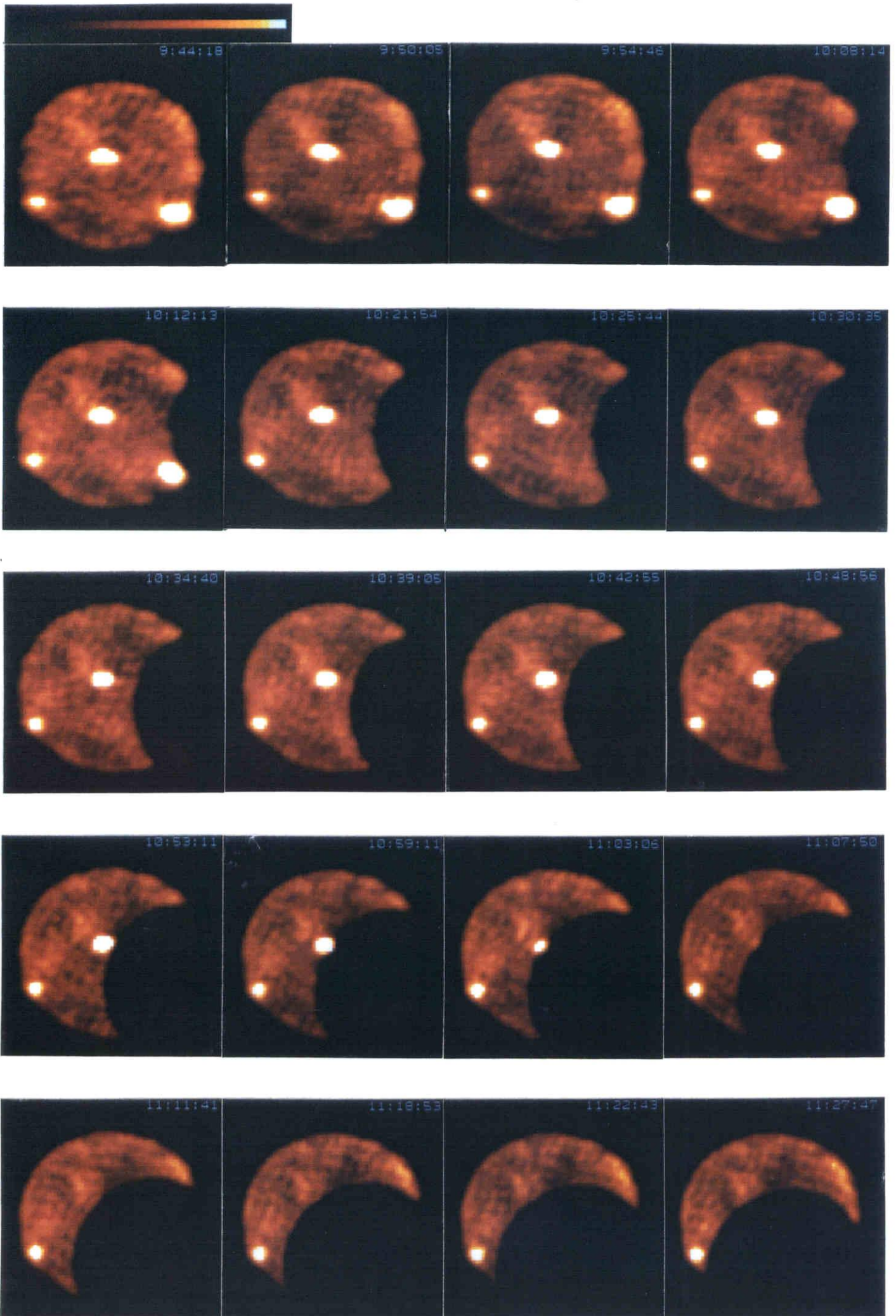
(注) d = 基本アンテナ間隔

また、装置全体の大きさも、従来の相関器に比べて約 1/3 になっている。現在、A T チップを用いた相関器は、相関計算ボードを 4 枚使い、2 相の動作クロックのうちの 1 相のみを用いているので、実効動作クロックは 1 0 M H z である。しかし、相関計算ボードを 4 枚追加することで容易に実効動作クロックを 2 0 M H z にすることができる。そのときは、消費電力は実効動作クロックが 1 0 M H z のときのほぼ 2 倍になる。

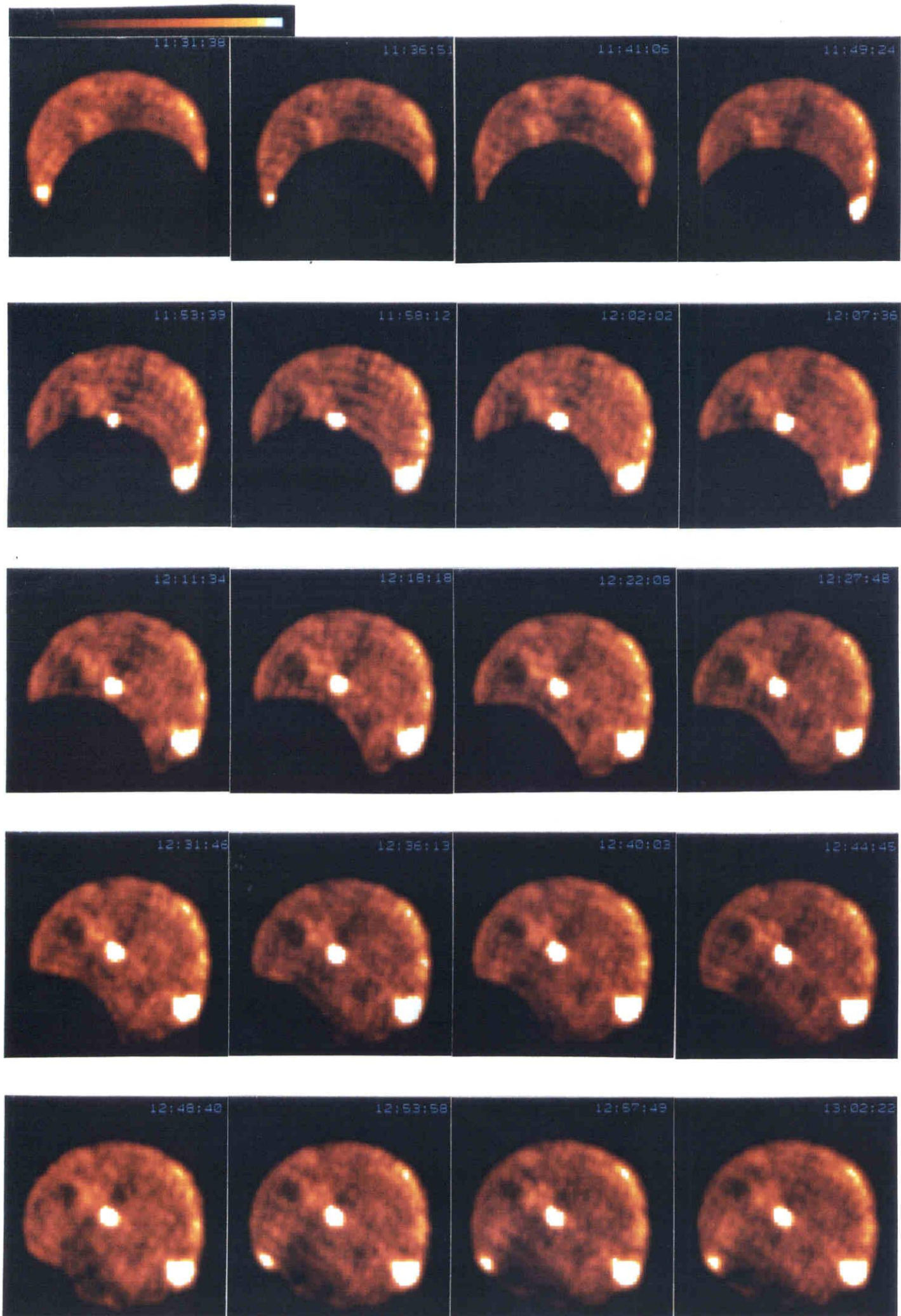
6. 4 部分日食の高時間分解能観測

波長 8 cm 太陽電波写真儀によって、1987年9月23日の日食の観測を行った。豊川では部分日食であり、 $(\text{太陽の視半径} + \text{月の視半径} - \text{太陽の中心と月の中心の視差の最小値}) / (\text{太陽の視直径})$ によって与えられる最大食分は約 0.65 であった。観測は、1 画像 / 0.1 秒の最も速い観測モードで行なった。磁気ディスクの記憶容量による制限から、1 回の観測を約 10 分とし、このうち最初の 4 分間を観測に割り当て、残りの 6 分間を観測データの磁気テープへの記録に割り当てるようにした。この手順を繰り返し行うことにより、日食の開始から終了までを含む約 3 時間に渡って、時間分解能 0.1 秒の二次元電波像を撮影した。総データ量は、0.1 秒の時間分解能の二次元電波像約 5 万枚分である。図 6. 8 は、この観測で得られた部分日食の二次元電波像の一部を示したものである。日食は、太陽の西の縁から始まり、南東の縁で終了した。日食の前後に撮影された電波像には、太陽面の南西の縁近く、中央近く、南東の縁近くの 3 箇所に弱い活動領域が見られた。これらは、それぞれ NOAA によって付けられている活動領域番号で AR 4857、AR 4855、AR 4858 に対応する。3 つの活動領域は、すべて月による掩蔽を受けた。AR 4855 の左上には、静かな太陽よりもやや輝度温度の高い、広がった領域が見られた。この領域は月による掩蔽を受けず、観測中に常に見えていた。観測時間中、バーストは観測されなかった。図 6. 8 の各画像において、AR 4855 の左上の広がった領域はほぼ同じ形状および電波強度で見えている。これは、観測および画像処理が安定に行われていることを示す。

異なる時間に撮影した 2 枚の電波像の差をとると、その時間の中に掩蔽を受けた領域および掩蔽が終了した領域を示す電波像を得ることができる。図 6. 9 は、1987年9月23日の日食のときの豊川での太陽と月の位置関係を示したものである。太陽の対する月の相対位置が、10 分ごとに描いてある。この図で、上方向が太陽の北方向、右方向が太陽の西方向に対応する。図中の塗りつぶされた領域は、10 分間に月の位置が太陽に対して相対的に移動するによって掩蔽を受ける領域および掩蔽が終了する領域である。2 枚の電波像を撮影する時間間隔を短くして、太陽に対する月の移動距離を干渉計の空間分解能より十分小さくなるように取ると、差分画像は干渉計の空間分解能より狭い領域の電波強度分布を示すことになる。したがって、電波像の撮影を短い時間間隔で連続的に行なって差分画像を求めると、月の移動方向に対する一次元電波強度分布を干渉計の空間分解能より高い分解能で調べることができる。太陽の視直径を r_{sun} 、最大食分を e_{max} 、日食の継



波長 8 cm 太陽電波写真儀で撮影された部分日食の二次元電波像 (その 1)



波長 8 c m 太陽電波写真儀で撮影された部分日食の二次元電波像 (その 2)

続時間を t_e とすると、月の縁が太陽に対して移動する速さ v は、付録 D より、

$$v \approx 4 r_{sun} \{1 - (1 - e_{max})^2\}^{1/2} / t_e \quad (6.5)$$

として求めることができる。この式に、観測当日の太陽の視半径 $r_{sun} = 954$ 秒角、最大食分 $e_{max} = 0.65$ 、日食の継続時間 $t_e = 10780$ 秒を代入すると、月の縁が太陽に対して移動する速さ v は約 0.33 秒角/秒となる。したがって、 0.1 秒間隔で電波像を撮影した場合、約 0.033 秒角の空間分解能で太陽の電波強度分布を調べることができることになる。ただし、月の縁の乱れ、観測された画像のダイナミックレンジなどによる制限によって、実際の空間分解能はこの値より低くなる。

0.1 秒間に掩蔽を受ける領域は 0.033 秒角の幅を持つスリット状の領域であり、波長 8 cm 太陽電波写真儀の空間分解 (2.5 分角 \times 2.5 分角) に比べて非常に狭い領

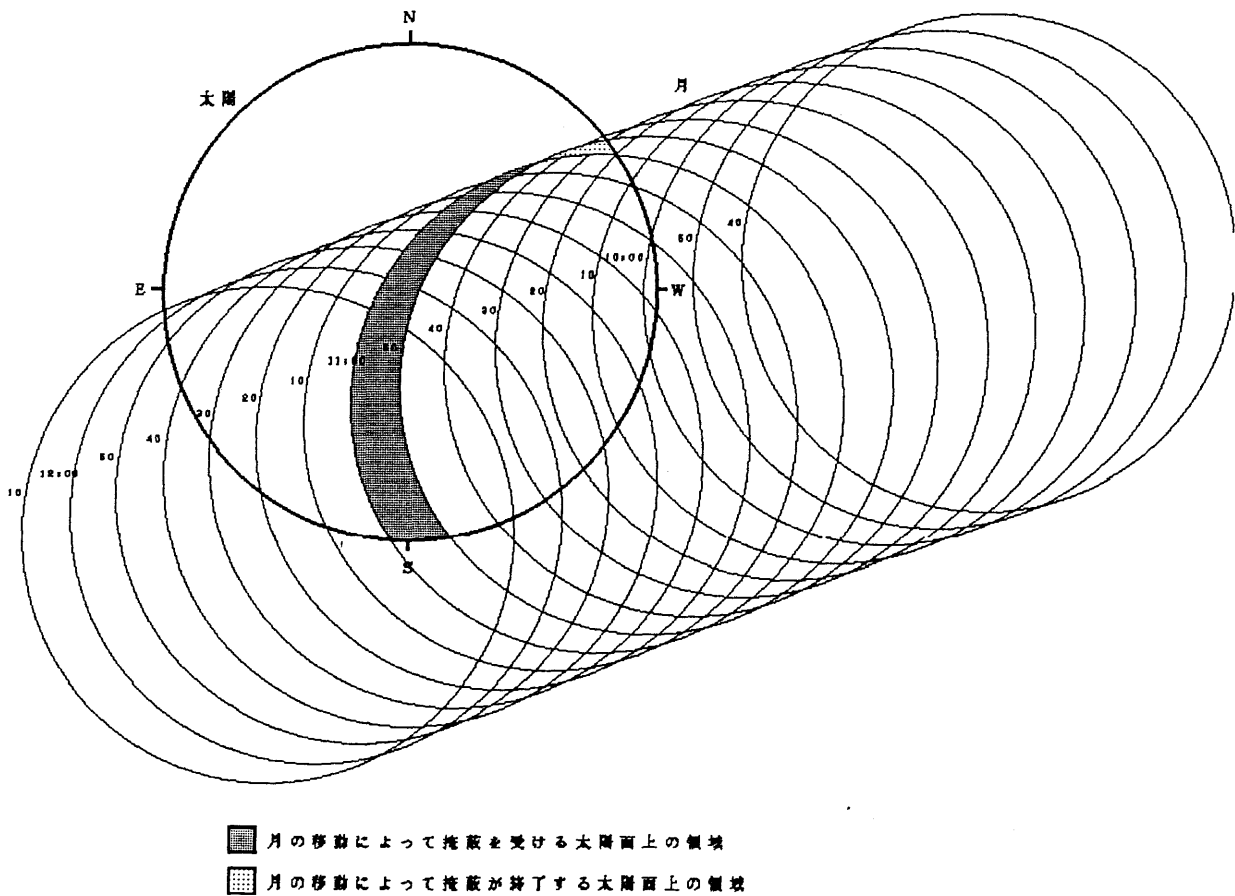


図 6. 9 豊川における日食時の太陽と月の位置関係

域である。このため、月の縁によって掩蔽が始まる位置に対応する画素の電波強度は、月による掩蔽の進行に従って緩やかに低下してゆく。図6. 10 (a) は、AR 4855 が月による掩蔽を受けたときの電波強度の変化を示したものである。横軸は世界時 (UT) で表した観測開始時間、縦軸はAR 4855 の位置に対応する画素の電波強度を輝度温度で表したものである。データには9秒の方形窓による移動平均をかけている。図中のRは右回り円偏波成分、Lは左回り円偏波成分を表す。なお、時間の経過は、右から左になっている。図6. 10 (a) を見ると、電波強度は02時00分55秒 (世界時) 頃までは非常に緩やかに低下しており、それ以降、急激に低下している。このことから、AR 4855 の掩蔽は02時00分55秒 (世界時) 頃に始まったと考えられる。一方、掩蔽が始まる前は左回り円偏波成分の電波強度が右回り円偏波成分の電波強度に対して強く、掩蔽が始まると左回り円偏波成分の電波強度が右回り円偏波成分の電波強度に比べて急激に低下していることがわかる。右回り円偏波成分の強度を W_R 、左回り円偏波成分の強度を W_L 、静かな太陽の成分の電波強度を W_q とすると、活動領域の偏波率 Π は、

$$\Pi = (W_R - W_L) / (W_R + W_L + 2W_q) \quad (6. 6)$$

で表される。図6. 10 (a) から、 $W_R \approx 9 \times 10^4 \text{K}$ 、 $W_L \approx 12 \times 10^4 \text{K}$ であり、波長8cmにおける静かな太陽の成分の輝度温度を $2 \times 10^4 \text{K}$ とすると、 $\Pi \approx 18\%$ となる。輝度温度が低下する速さから、掩蔽の開始から静かな太陽の輝度温度に達するまでの時間を求めると約210秒となり、太陽に対して月の縁の移動する速度が0.33秒角/秒であることから、波長8cmにおけるAR 4855全体の広がり約1分角となる。静かな太陽の成分も掩蔽を受けることを考慮すると、波長8cmで見たときのAR 4855の広がり約1分角より広いと推定される。掩蔽による電波強度の低下は一定ではなく、波うちながら低下している。これは、活動領域の微細構造によるものと考えられる。図6. 10 (b) に、電波強度の変化に対して20秒の時間差で差分を取った結果を示す。この図は、太陽に対する月の移動方向に沿った電波源の一次元分布に対応する。横軸は時間、縦軸は輝度温度で表した電波強度である。差分値 $\Delta W(t)$ は、電波強度を $W(t)$ 、時間差を Δt 、移動平均を $\langle \cdot \rangle$ として、

$$\Delta W(t) = \langle W(t) \rangle - \langle W(t - \Delta t) \rangle \quad (6. 7)$$

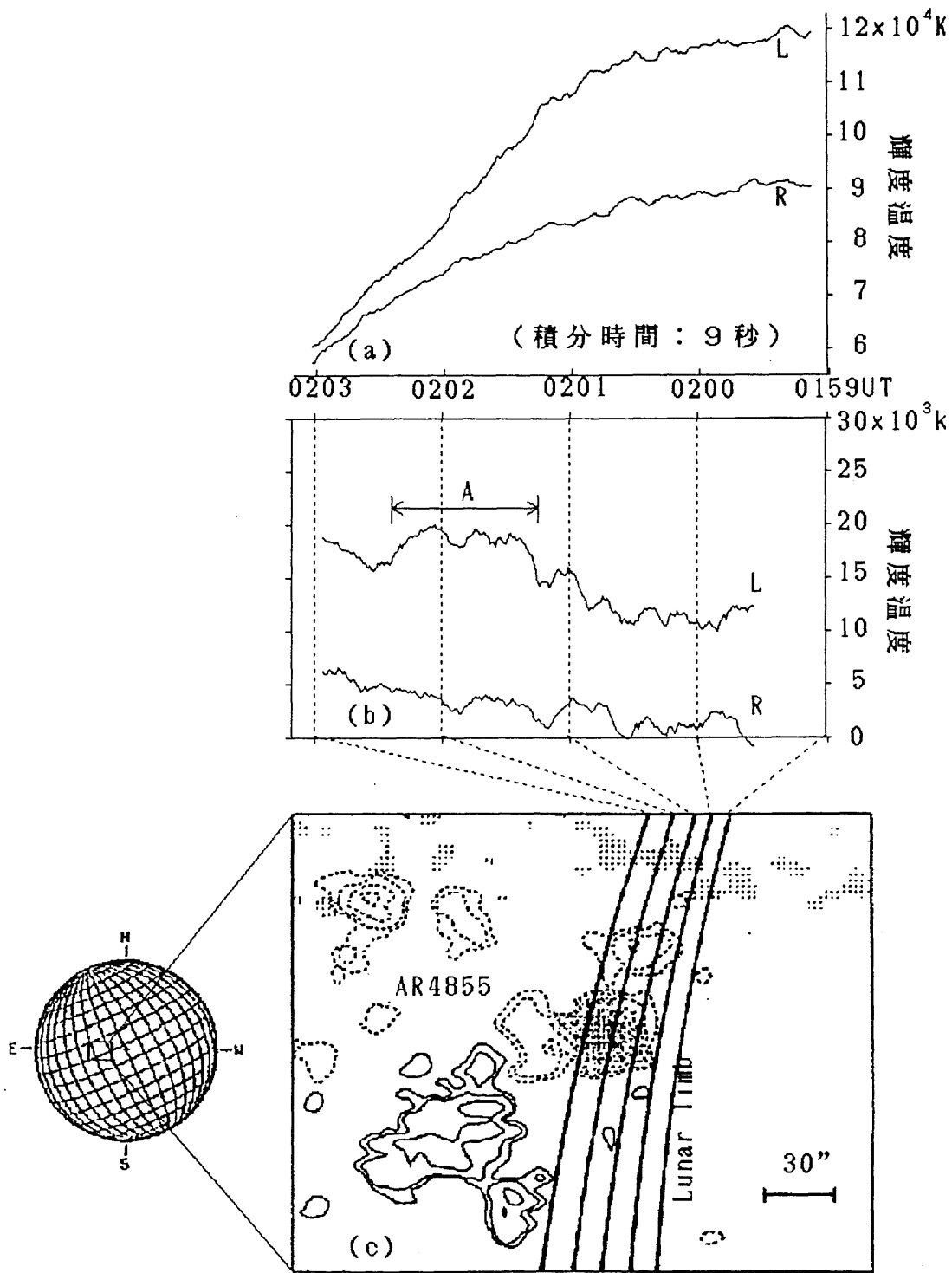


図6. 10 月の掩蔽による活動領域の電波強度の変化と太陽微細構造の関係 (a) 輝度温度の時間変化、(b) 輝度温度の20秒の時間差による差分の結果。(a) (b) 図とも、縦軸は輝度温度、横軸は世界時である。図中のRとLは右回りおよび左回りの円偏波成分、Aは微小電波源の候補を表す。(c) 活動領域AR4855の光球面磁場分布。実線がN極、破線がS極を表す。

により求めている。W (t) には 9 秒の方形窓による移動平均、W (t + Δ t) には 2 1 秒の方形窓による移動平均をかけている。図 6. 1 0 (b) には、02時01分15秒 (世界時) から02時02分25秒 (世界時) にかけて左回り円偏波成分の差分値に増加が見られる。これより、広がり角が 1 0 秒角程度、見かけの輝度温度が 5 0 0 0 K 程度の左回り円偏波成分の微小電波源があることがわかる。電波源の見かけの輝度温度を T c'、電波源の大きさを Δ θ、電波写真の空間分解を Δ θ' とし、電波源が円形であると仮定すると、電波源の真の輝度温度 T c は、

$$T_c = T_{c'} (\Delta \theta' / \Delta \theta)^2 \quad (6. 8)$$

によって与えられるので、T c' = 5 0 0 0 K、Δ θ = 1 0 秒角、Δ θ' = 2. 5 分角を代入すると、図 6. 1 0 (b) に見られる微小電波源の真の輝度温度 T c は約 1. 1 × 1 0⁶ K となる。これは、太陽のコロナの温度にほぼ等しい。図 6. 1 0 (c) は、1 9 8 7 年 9 月 2 2 日に国立天文台岡山天体物理観測所のマグネットグラフにより観測された A R 4 8 5 5 の光球面における視線方向磁場成分の分布である。磁場の強さは等高線で示してあり、等高線の値は低い方から 1 0, 2 0, 5 0, 1 0 0, 2 0 0, 5 0 0, 1 0 0 0 ガウスである。実線は N 極 (ベクトルの向きが観測者に向かう方向) であり、破線は S 極 (ベクトルの向きが観測者から遠ざかる方向) である。図の中央にある S 極の領域は黒点であり、その左下の N 極の領域は羊斑である。図中には、9 月 2 3 日の 01 時 5 9 分 (世界時) から 02 時 0 3 分 (世界時) までの月の縁の位置が 1 分おきに書き込んである。図 6. 1 0 (c) から、図 6. 1 0 (b) で 02 時 0 1 分 1 5 秒 (世界時) から 02 時 0 2 分 2 5 秒 (世界時) にかけて左回り円偏波成分に見られる微小電波源の位置は、黒点領域の位置と一次元方向で一致していることがわかる。活動領域の電波放射が黒点領域から出ていると仮定すると、電波の伝播モードは E モード (Extra-ordinary mode; 磁場中での電子の旋回方向と同じ回転方向を持つ円偏波成分) となる。

6.5 第6章のまとめ

国立天文台豊川観測所の波長8 cm太陽電波写真儀用に、小型多チャンネル相関器を開発した。この相関器は、オーストラリアテレスコープの相関器用に作られた専用VLSI (ATチップ)を用いて製作し、縦44 cm×横43 cm×奥行き44 cmのほぼ立方体の形をした1個のケースに納められている。動作クロックは10 MHzまたは20 MHzであり、3416チャンネル分の相互相関計算を同時に行うことができるようになっている。消費電力は、10 MHzの動作クロックのときに約0.5 KW、20 MHzのときに約1 KWである。

波長8 cm太陽電波写真儀で従来用いていた相関器は、製作時に各相関チャンネル間の信号の伝達時間差の調整に時間を要したのに対し、ATチップを用いた小型多チャンネル相関器では、ほぼ無調整で所要の性能を得ることができた。ATチップを用いた小型多チャンネル相関器は、従来の相関器に比べて、全体の大きさが約1/3であり、消費電力が約1/8である。相関器全体の大きさが縮小されたことにより、相関器内部の信号線長を短くすることができた。これにより、信号の時間遅延誤差および信号線間のクロストークが減り、相関器の内部雑音を減らすことができた。実際に太陽を観測したデータから、ATチップを用いた相関器では従来の相関器に比べて相関器内部で発生する雑音レベルが下がっていることが確認できた。この相関器を用いて部分日食の観測を行い、0.1秒の時間分解で日食の電波写真の連続撮影に成功した。これにより、太陽活動領域の微細構造を調べることができた。

以上から、ATチップを用いた小型多チャンネル相関器により、波長8 cm太陽電波写真儀の性能が向上したことが確認できた。本章で述べた方法を拡張することにより、さらに広帯域で多チャンネルの相関器を実現することが可能である。

第6章の参考文献

- 1) "Giant Radio Telescope Uses 19,500 chips for Complex Signal Processing at 100 MHz", *Electronics*, **51**, 21, pp. 44-45 (1978).
- 2) P. J. Napier, A. R. Thompson and R. D. Ekers: "The Very Large Array: Design and Performance of a Modern Synthesis Radio Telescope", *Proc. IEEE*, **71**, 11, pp. 1295-1320 (1983).
- 3) Y. Chikada, M. Ishiguro, H. Hirabayashi, M. Morimoto, K.-I. Morita, K. Miyazawa, K. Nagane, K. Murata, A. Tojo, S. Inoue, T. Kanzawa and H. Iwashita: "A Digital FFT Spectro-Correlator for Radio Astronomy" in *Indirect Imaging*, J. A. Roberts, Ed., Cambridge University Press, Cambridge, England, pp. 387-404 (1984).
- 4) J. B. Whiteoak: "The Australia Telescope Project: Going Along Nicely, Thank you!", *Proc. Astron. Soc. Aust.*, **6**, 3, pp. 290-297 (1986).
- 5) A. Bos: "The N. F. R. A. Correlator Chip", Netherlands Foundation for Radio Astronomy, Internal Technical Report, **176**, pp. 1-34 (1986).
- 6) M. Nishio, Y. Tsukiji, S. Kobayashi, K. Shibasaki and S. Enome: "A Real-Time Solar Image Processor with Multi-Channel Correlator for Solar Radio Observations", *Astron. Astrophys.*, **198**, pp. 370-374 (1988).

第7章 結論

7.1 研究のまとめ

電波干渉計による太陽電波写真の撮影は、電波を放射している領域を空間的に分離して求めることができ、電波の放射に寄与している電子の空間的な分布、太陽大気の構造や太陽大気中における電子の加速、加熱などのエネルギーの流れを調べる場合に有効な手段の1つである。電波干渉計で太陽の電波写真を撮影する場合、

- 1) 画像のダイナミックレンジが広いこと、
- 2) 短時間で撮影できること、

という点において、電波銀河や星間ガスなどから放射される、いわゆる、宇宙電波の電波源の電波写真を撮影する場合と異なっている。本研究は、この観点に立って、太陽電波写真の撮影を目的とした電波干渉計の1つである波長8 cm太陽電波写真儀の性能向上のために行ったものである。

第1章では、マイクロ波帯における太陽電波の特性について概説し、本研究の意義および目的について明らかにした。

第2章では、第3章および第4章で述べる内容に関して必要となるビーム走査方式の電波干渉計の原理および用語について概説した。また、電波干渉計の素子アンテナ系統が持つ利得誤差および位相誤差と干渉ビームの歪みの関係について調べ、複合干渉計の場合、観測によって得られる画像のダイナミックレンジを100対1以上、すなわち、サイドローレベルの歪を1% rms以下に抑えるためには、各素子アンテナの利得誤差を0.2 dB rms、位相誤差を3度 rms以下にする必要があることを述べた。なお、第5章および第6章で述べる内容に関して必要となるフーリエ合成方式の電波干渉計の原理については、第5章のはじめで説明した。

第3章では、電波像のダイナミックレンジを向上させるのために行った波長8 cm太陽電波写真儀の受信システムの改良について述べた。画像のダイナミックレンジは、素子アンテナ間の位相関係と受信システムの感度に強く依存する。このため、素子アンテナ間の位相安定度および感度の向上に重点をおいて改良を行い、それまで用いていた導波管による信号伝送回路を、前置増幅部、高位相安定度・低損失同軸ケーブル、中間周波増幅部を各素子アンテナ系統ごとに取り付けた信号伝送回路に置き換えた。前置増幅器を恒温槽内に設置し、同軸ケーブルを地下1.5 mに埋設することにより、外気温による位相変動を

抑え、較正された位相関係が長時間一定に保たれるようにした。また、中間周波増幅部にデジタル移相器および信号切換器を取り付け、素子アンテナ間の位相の較正が容易に行えるようにした。一方、前置増幅部に低雑音増幅器、周波数変換器、位相ロック発信器を組み込み、受信信号を増幅し、中間周波信号に変換してから、干渉計のアンテナアレイの位相中心に伝送するようにして、受信システムの内部雑音を減らした。以上の改良の結果、受信器の等価雑音温度として900 K以下、素子アンテナ間の相対利得変動として2.5% rms以下、素子アンテナ間の相対位相変動として4カ月あたり6度 rms以下を達成することができた。これらにより、波長8 cm太陽電波写真儀の感度を1.8倍に向上させることができ、グレーティング干渉計モードでの干渉パターンの歪みを0.5%以下、複合干渉計モードでの干渉ビームの歪みを2%以下に抑えることができた。

第4章では、第2章で述べたようなビーム走査型の複合電波干渉計に適した素子アンテナの利得・相対位相自己較正法を提案した。この方法は、石黒によって提案されたアンテナ配列の冗長性を利用した多素子干渉計の素子アンテナの利得・位相自己較正法とアメリカ国立電波天文台で開発された画像の特徴抽出を利用した素子アンテナの利得・位相自己較正法を組み合わせたものである。アンテナ配列の冗長性を利用した較正法は、ビーム走査型の複合干渉計で太陽を観測する場合において、処理速度が速く、かつ、画像の空間周波数成分の低域側で推定精度が高い方法であるが、画像の空間周波数成分の高域側で推定精度が急激に悪くなる。一方、画像の特徴抽出を利用した較正法は、画像の空間周波数成分の高域側で推定精度が高いが、低域側での推定精度が悪く、また、アンテナ配列の冗長性を利用した方法に比べて処理速度が遅い。これらの方法を組み合わせることにより、位相誤差の推定精度および処理速度を改善することを試みた。シミュレーション実験により、アンテナ配列の冗長性を利用した方法および画像の特徴抽出を利用した方法に比べて、提案した方法の方が、素子アンテナ間の相対利得および相対位相の推定精度が高く、かつ、処理速度が速いことが確認できた。波長8 cm太陽電波写真儀に適用した場合、東西基線上の素子アンテナ群によって構成される東西一次元複合干渉計モードによって得られる太陽の一次元画像を精度良く、かつ効率良く補正できることが確認できた。

第5章では、波長8 cm太陽電波写真儀の時間分解能を向上させるために開発したフーリエ合成方式の受信機バックエンド装置について述べた。ビーム走査方式の電波干渉計の場合、1枚の電波写真を撮影するのに要する時間、すなわち、干渉計の時間分解は、電波写真中の各画素の積分時間と画素数の積で与えられる。したがって、時間分解を上げるに

は、各画素の積分時間を短くして、干渉ビームを高速に掃引すればよい。しかし、各画素の積分時間が短くなるため、最小検出感度が大きく低下する。フーリエ合成方式の電波干渉計の場合、間隔の異なる様々の素子アンテナ間に対して相関値を同時に測定することにより電波源を合成できるので、時間分解は基本的には1対のアンテナ間で相関値を測定する時間に等しい。したがって、ビーム走査方式の干渉計をフーリエ合成方式の干渉計に改良することにより、最小感度を低下させることなく、時間分解能を向上させることができる。以上の理由により、像合成に必要な相関値をすべて同時に測定できる多チャンネル相関器を用いたフーリエ合成方式の受信システムを開発し、それまで用いていたビーム走査方式の受信システムと置き換えた。これにより、時間分解として1画像/秒が達成された。また、相関器で求められたデータを10秒に1回の割合で取り出し、高速フーリエ変換器により電波写真に変換して画面に表示することにより、太陽活動の監視が実時間で行えるようになった。波長8cm太陽電波写真儀にこの装置を取り付けて太陽の観測を行った結果、画像のダイナミックレンジが15dB以上であることが確認された。また、ビーム走査方式の受信システムによる観測に比べて、時間分解能が1000倍以上に向上したことが確認された。しかし、1秒以下の時間分解で電波写真の連続撮影を行った場合、しばしば電波像に大きな揺らぎが見られた。これは、相関器チャンネル間での信号伝播時間のばらつきおよび信号線間のクロストークにより相関器内部で発生しているスパイク状の雑音によるものであった。このため、波長8cm太陽電波写真儀の時間分解は1秒より短くすることができなかった。

第6章では、波長8cm太陽電波写真儀への応用を目的とした、小型多チャンネル相関器の開発について述べた。この相関器には、オーストラリアテレスコープの相関器用に作られたVLSIを用いた。この相関器は、第5章で示した相関器に比べ、外形が約1/3分の1、消費電力が約8分の1である。相関器の大きさを縮小したことにより、相関器内部の信号線長が短くなり、相関器チャンネル間での信号の伝播時間差あるいは信号線間のクロストークによって発生する相関器の内部雑音を減らすことができた。波長8cm太陽電波写真儀にこの相関器を取り付けて太陽の観測を行った結果、相関器内部で発生する雑音のレベルが従来用いていた相関器に比べて低く、0.1秒の時間分解で撮影を行っても、長時間安定した画質の電波写真が得られることが確認できた。また、1987年9月24日の部分日食の観測を行い、0.1秒の時間分解で部分日食の連続写真の撮影に成功した。これは、マイクロ波帯における日食の二次元電波写真としては、これまでで最も時間分解

の高いデータである。

7. 2 電波ヘリオグラフ計画への応用

太陽を観測するための電波干渉計の多くは、広い視野で高いダイナミックレンジの画像を得るために、素子アンテナが狭いアンテナ間隔で密に配置されており、素子アンテナ数が多いにも関わらず、宇宙電波観測に使われている電波干渉計に比べて空間分解能が低く、数十秒角から数分角の空間分解である。一方、太陽フレアに関する研究の発展に伴って、活動領域の内部構造をより詳細に解析することが必要となってきた。このため、現用の太陽観測用の電波干渉計よりも高い空間分解能の観測が必要となり、宇宙電波観測用の電波干渉計を用いた太陽観測がしばしば行われている。例えば、オランダ電波天文台のウェスターボーク干渉計やアメリカ国立電波天文台のVLAなどの宇宙電波観測用の電波干渉計を用いて数秒角以下の高空間分解の電波写真が得られており、電波バーストの発生領域や電波バーストの前後における活動領域の状態に関して、興味ある結果を与えている。しかし、宇宙電波観測用の干渉計を用いて得られた太陽電波バーストの観測回数は、素子アンテナが大きいことによる視野の制限や太陽観測に割り当てられた観測時間の制限などにより、きわめて少ない。特に、大規模なバーストに関しては、まったく観測が行われていない。したがって、宇宙電波用の干渉計を用いて行われた観測の結果が、どの程度普遍的であるのかは、多くの電波バーストについて調べてみる必要がある。波長8cm太陽電波写真儀の場合、空間分解は二次元干渉計モードで約2.6分角であり、これは活動領域全体の大きさと同程度である。このため、活動領域内部の物理状態を詳しく調べるためには、現在より1桁以上の高い空間分解能の装置が必要である。

電波ヘリオグラフは、太陽フレアの観測を主目的とする大学共同利用の観測装置として、国立天文台から提案されている装置であり、T字形の基線上に139台の小口径パラボラアンテナを配置したアンテナアレイをもつ電波干渉計である。この装置は、フレアの発生機構および物理状態の解明を目的としており、秒角以下の空間分解、50ミリ秒の時間分解で、100:1以上のダイナミックレンジを持った電波写真を短センチ波帯で撮影できるように設計されている。少ない素子アンテナ数で高い空間分解能を得るために、アンテナアレイの位相中心から外側に向かってアンテナ間隔が4段階で広がっており、アンテナ間隔の異なる4組のT字形アレイが重ね合わされた形をしている。このうち、最も内側の32素子×16素子のT字形アレイは、波長8cm太陽電波写真儀とほぼ同じアンテナ配置である。電波像の合成方式は、フーリエ合成方式であり、各素子アンテナで受信された信号間の相互相関情報が、総計約6000チャンネルの複素相関器により測定され、高

速の計算機により画像に変換される。相関値は、1ビット相関器によって求められる。

現在、より簡便で高性能の装置とするために詳細な設計作業や観測データの処理方法に関するシミュレーション実験などが進められている。電波ヘリオグラフの受信システムは、波長8cm太陽電波写真儀の受信システムと基本的には同じ装置構成になっており、本研究の成果は電波ヘリオグラフの建設に直接応用することが可能である。電波ヘリオグラフは、今期（第22期）の太陽活動の極大期後半に観測を開始するため、建設の開始から本観測の開始までを約2年に設定している。このため、装置の設計および建設を非常に短期間に、かつ詳細に行なう必要がある。波長8cm太陽電波写真儀で明らかになった装置の問題点を検討し、解析することは、電波ヘリオグラフの設計および建設をより効率的かつ詳細に行なう上において重要と考えられる。

7. 3 今後の課題

本研究の結果、太陽電波バーストを解析する上で、時間分解能の点ではこれまでで最も良好なデータを得ることができた。しかし、これによって、観測で得られるデータ量が膨大になり、その保存方法が今後の課題となってきた。最高の時間分解能で定常観測を行うと仮定すると、1日当りの観測時間を6時間として、1.2ギガバイト/日以上 of 相関データが生成される。現在、記録装置の容量による制限のため、これだけのデータ量を記録することが不可能であり、太陽が南中する時刻の直後の数分間を除いて電波写真の撮影間隔を10秒間に1枚の割合に抑えている。波長8cm太陽電波写真儀を、最高性能で常時働かせるためには、大容量で高速の記録装置が必要である。一方、全観測時間中を最高の時間分解能で観測することが必要な場合は少ないので、太陽の活動状態に従ったデータの圧縮法を開発することも必要である。多量のデータの保存方法とともに、多量のデータの処理方法および処理後の画像の表示方法も今後の課題である。現在、処理能力が数MIPSの大型汎用計算機で1枚の電波像を処理するのに、20分程度の計算時間を必要としている。1回のバーストの継続時間は数秒から数十分であり、この間の電波源の変化を0.1秒毎に調べようとした場合、数時間から数千時間かかることになる。また、処理後に得られる電波像の枚数も数十枚から数千枚になり、これまでの空間的な情報のみを表示する方法では、データ解析が困難である。このため、動画による表示法などが必要となる。以上から、電波干渉計向き的高速データ処理装置の開発と効率的なデータ処理のアルゴリズムの研究が必要である。

波長8cm帯における太陽の観測は、天候による影響をほとんど受けない。したがって、常時、太陽観測を行うことができ、太陽活動の監視に適している。現在、波長8cm太陽電波写真儀では、フーリエ変換と素子アンテナ間の位相誤差の補正のみを行った画像を、10秒に1回の速さで実時間に表示している。太陽活動の監視のためには、より高精度の画像を実時間で表示できるようにすることが必要である。また、表示速度をあげることも必要である。

電波干渉計の場合、多数の素子アンテナ、多チャンネルの受信システムが用いられており、これらをすべて常時安定に動作させるためには、制御装置および動作状態の監視装置が不可欠である。現在、波長8cm太陽電波写真儀では、3台のマイクロコンピュータを緩く結合した制御・監視装置が取り付けられており、アンテナの駆動装置の制御、受信システムの制御および状態監視を観測棟から行えるようになっている。しかし、監視項目が

少なく、装置の動作異常の発見に時間を要している。今後、監視項目の追加、校正信号による動作試験装置の追加などが必要である。

太陽大気の状態を解析する上では、太陽電波の周波数スペクトルも重要な情報である。1台の電波干渉計を多周波の観測に用いることができれば、装置を有効に利用することができる。現在、周波数選択膜を用いた電波干渉計の観測周波数の多周波化のための研究が進められている。

謝辞

本研究をまとめるにあたり懇切なる御指導御鞭撻を賜りました名古屋大学工学部築島隆繁教授に謹んで感謝の意を表します。また御指導御助言をいただきました名古屋大学工学部菅井秀郎教授、高村秀一教授に厚く感謝の意を表します。

本研究の推進にあたって直接御指導、ご援助いただきました名古屋大学岩井章名誉教授、国立天文台電波天文学研究系鎌目信三教授、石黒正人教授、柴崎清登助教授に心よりお礼申し上げます。

なお、本研究の途上、種々御討論いただきました国立天文台野辺山宇宙電波観測所森田耕一郎助手、野辺山太陽電波観測所鷹野敏明助手、ならびに種々のご援助をいただきました国立天文台鳥居近吉技官、名古屋大学空電研究所高柳利夫技官、築地義男技官、吉見直彦技官、名古屋大学工学部小林勝司技官、静岡大学理学部高田重利技官に深謝致します。

付録 A. 日周運動による電波像の空間フーリエ成分の位相変化

電波干渉計で観測した場合に得られる電波像は、天球上の分布をアンテナアレイを含む平面上に投影したのになっている。ここでは、アンテナアレイを含む面上に投影された見かけ上の電波像の形が日周運動によりどの様に変化するかを示し、次に、見かけ上の電波源の形の変化が2素子干渉計にどの様に影響を与えるかを示す。

図 A. 1 は、干渉計の基線ベクトルと太陽の位置関係を天球座標で示したものである。「天の北極および太陽の位置を通る大円（子午線）」上で天の赤道から太陽の位置までの角度 δ は太陽の赤緯と言われ、「天の北極および天頂を通る大円」と「天の北極および太陽の位置を通る大円」とのなす角度 $H A$ は時角と言われる。日周運動は、時角 $H A$ の時間変化と考えることができる。天球上にある太陽が円盤状であるとすると、干渉計によって得られる画像は、真南から測った観測点における太陽の方位角 $A Z$ と短軸方向が一致する楕円になる。この関係を、図 A. 2 に示す。

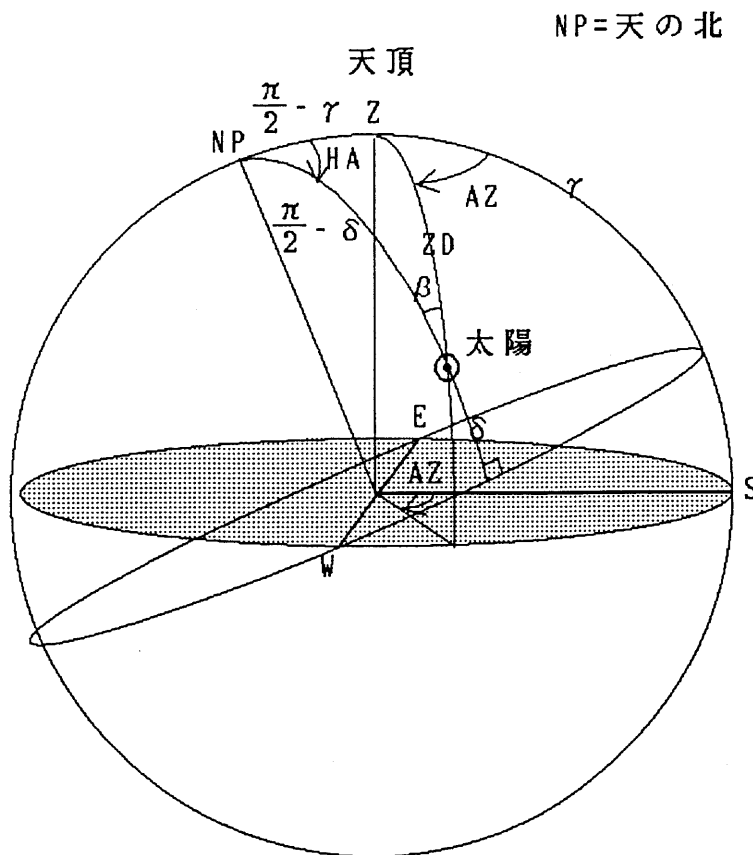


図 A. 1 天球座標におけるかんしょうけいの基線ベクトルと太陽の位置関係

地球上における観測点の緯度を γ 、真南から測った観測点における太陽の方位角を AZ 、天頂から太陽までの角度（天頂角）を ZD とすると、赤緯 δ および時角 HA とこれらの値との間には、

$$\sin ZD \cdot \sin AZ = \cos \delta \cdot \sin HA \quad (A. 1)$$

$$\begin{aligned} \sin ZD \cdot \cos AZ \\ = -\cos \gamma \cdot \sin \delta + \sin \gamma \cdot \cos \delta \cdot \cos HA \end{aligned} \quad (A. 2)$$

$$\cos ZD = \sin \gamma \cdot \sin \delta + \cos \gamma \cdot \cos \delta \cdot \cos HA \quad (A. 3)$$

という関係がある。また、「天の北極および太陽の位置を通る大円（子午線）」と「天頂および太陽の位置を通る大円」とによって作られる角を β とすると、球面三角形における正弦法則より、

$$\sin \beta \cdot \sin ZD = \sin HA \cdot \cos \gamma \quad (A. 4)$$

という関係が得られる。

(A. 1) 式、(A. 3) 式、(A. 4) 式から、方位角 AZ 、天頂角 ZD および天の北極・太陽・天頂を結んでできる角 β は、

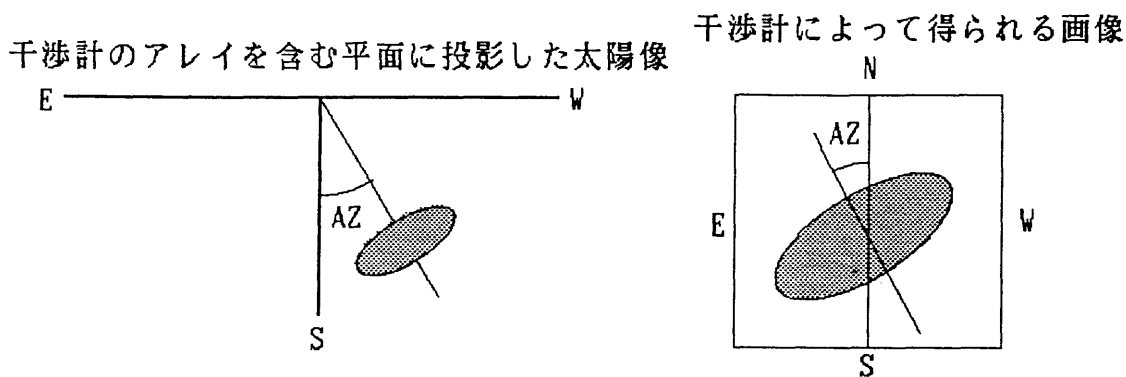
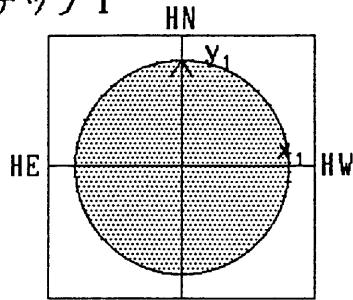


図 A. 2 円盤状の空間構造を干渉計によって観測したときに得られる画像

ステップ 1

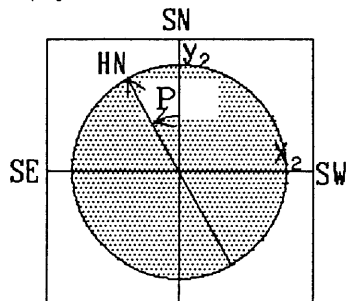


太陽の東西方向と南北方向を軸とする座標系 (x_1, y_1)

HN: 太陽の北極

HE: 太陽の東、HW: 太陽の西

ステップ 2



角度 $\xi (= P - \beta)$ だけ回転

天の東西方向と南北方向を軸とする座標系に変換

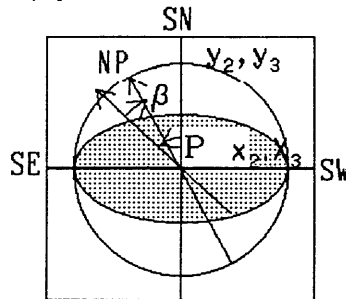
P ; 天の北に対する太陽の北の傾き

SN: 天の北、SE: 天の東、SW: 天の西

$$x_2 = x_1 \cos \xi - y_1 \sin \xi$$

$$y_2 = x_1 \sin \xi + y_1 \cos \xi$$

ステップ 3



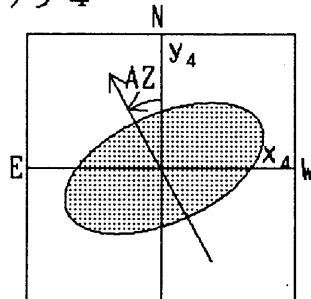
伸縮

干渉計のアレイを含む平面上に投影

$$x_3 = x_2$$

$$y_3 = y_2 \cos(ZD)$$

ステップ 4



回転

座標の軸を観測点における東西方向と南北方向にとる

N: 干渉計の北

E: 干渉計の東、W: 干渉計の西

$$x_4 = x_3 \cos(AZ) - y_3 \sin(AZ)$$

$$y_4 = x_3 \sin(AZ) + y_3 \cos(AZ)$$

図 A. 3 太陽面上に取った座標系と干渉計の上を取った座標系の変換

$$ZD = \cos^{-1} \{ \sin \gamma \cdot \sin \delta + \cos \gamma \cdot \cos \delta \cdot \cos HA \} \quad (\text{A. 5})$$

$$AZ = \sin^{-1} \{ \cos \delta \cdot \sin HA / \sin ZD \} \quad (\text{A. 6})$$

$$\beta = \sin^{-1} \{ \sin HA \cdot \cos \gamma / \sin ZD \} \quad (\text{A. 7})$$

と表すことができる。

天球面と太陽の位置で接する平面を考え、その上に太陽の東西方向を x_1 軸、南北方向を y_1 軸とする直交座標系を取る。また、干渉計の基線ベクトルを含む平面を考え、干渉計の東西方向を x_4 軸、南北方向を y_4 軸とする直交座標系を取る。 (x_1, y_1) を (x_4, y_4) に投影する変換は、図 A. 3 に示すように座標の回転および伸縮によって与えられ、

$$\begin{aligned} x_4 = & x_1 (\cos \xi \cdot \cos AZ - \sin \xi \cdot \cos ZD \cdot \sin AZ) \\ & + y_1 (-\sin \xi \cdot \cos AZ - \cos \xi \cdot \cos ZD \cdot \sin AZ) \end{aligned} \quad (\text{A. 8})$$

$$\begin{aligned} y_4 = & x_1 (\cos \xi \cdot \sin AZ + \sin \xi \cdot \cos ZD \cdot \cos AZ) \\ & + y_1 (-\sin \xi \cdot \sin AZ + \cos \xi \cdot \cos ZD \cdot \cos AZ) \end{aligned} \quad (\text{A. 9})$$

と表される。ここで、 $\xi = P - \beta$ であり、 P は太陽の北が天の北に対して傾いている角度である。

電波像の見かけ上の形が日周運動で変化することによって起こる東西基線上の 2 素子干渉計の出力の変化は、干渉計の東西基線方向に対応する成分 x_4 の変化によって表される。図 A. 4 は、 (x_1, y_1) の位置にある点状電波源の見かけ上の位置 x_4 の日周運動（時角の変化）による変化を、 x_1 および y_1 を変えて示したものである。この図で、横軸は時角、縦軸は点状電波源の見かけ上の位置の変化量である。見かけ上の位置の変化量は、南中時の位置を基準とし、干渉計の視野に対する百分率で表してある。この図から、見かけ上の位置の変化は、二次曲線で近似できることがわかる。

次に、電波像の見かけ上の形が日周運動で変化することによって起こる東西基線上の 2 素子干渉計の出力の位相変化について示す。ここでは、簡単化のために、太陽が静かな太陽の成分と 1 つの点状電波源のみから成っている場合を考える。

静かな太陽の成分に対する 2 素子干渉計の出力 C_0 および点状電波源に対する 2 素子干渉

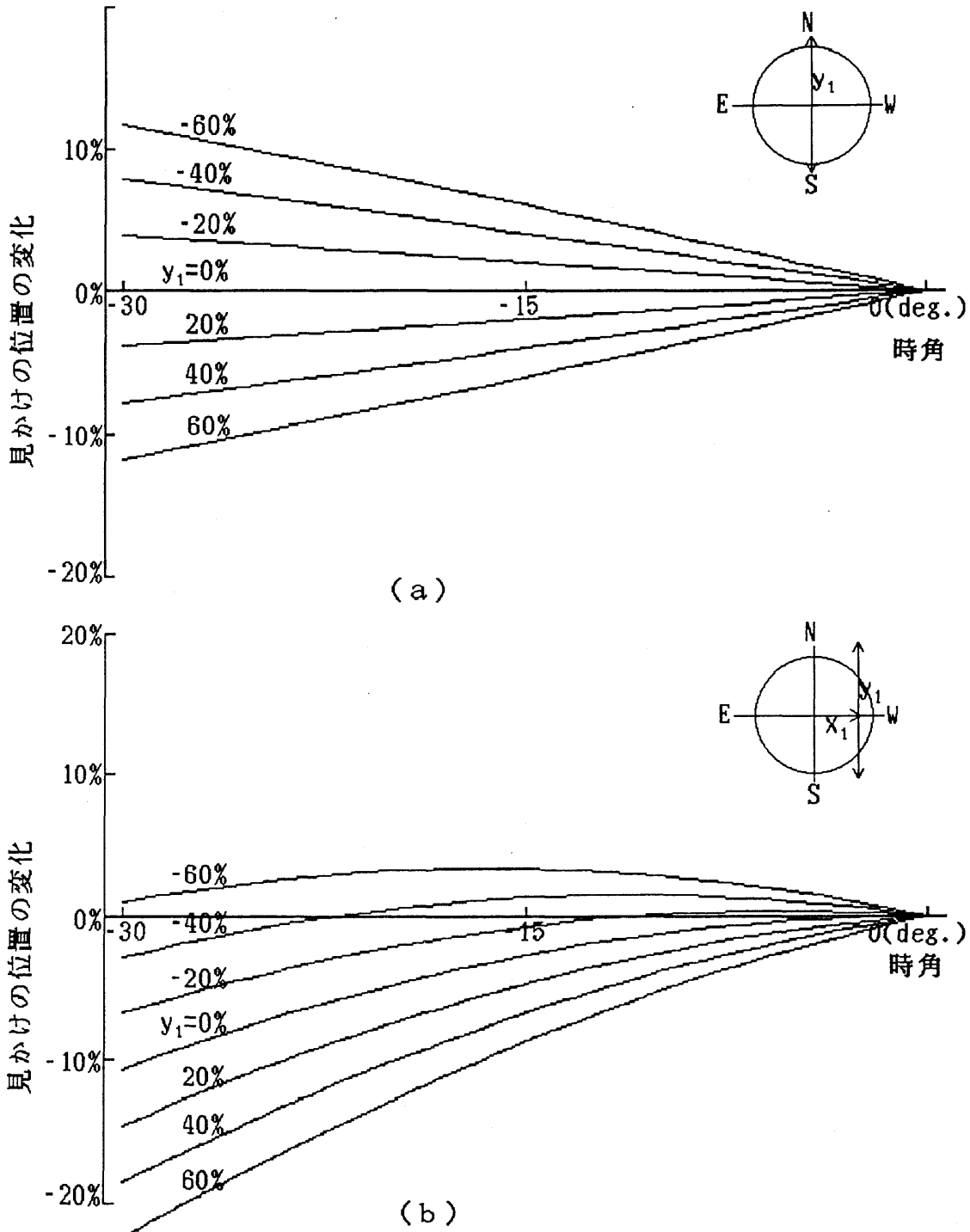


図 A. 4 時角 $H A$ の変化による静かな太陽の重心に対する点状電波源の見かけの位置の変化 (a) 赤緯 = 23 度、 $x_1 = 0\%$ の場合、(b) 赤緯 = 23 度、 $x_1 = 80\%$ の場合 見かけの位置の変化は、南中時の位置を基準に取り、干渉計の視野に対する百分率で示した。太陽面上の点状電波源の位置は、太陽の視直径の -60% から 60% まで南北方向に 20% 刻みで移動させた。

計の出力 C_P は、

$$C_Q = W_Q \exp \{ -j 2 \pi (d / \lambda) \sin \theta_Q \} \quad (\text{A. 10})$$

$$C_P = W_P \exp \{ -j 2 \pi (d / \lambda) \sin (\theta_Q + x_P) \} \quad (\text{A. 11})$$

と書くことができ、太陽を 2 素子干渉計で観測したときに得られる出力 C は、 C_Q と C_P ベクトル和により与えられ、

$$\begin{aligned} C &= C_Q + C_P \\ &= W_Q \exp \{ -j 2 \pi (d / \lambda) \sin \theta_Q \} \\ &\quad + W_P \exp \{ -j 2 \pi (d / \lambda) \sin (\theta_Q + x_P) \} \\ &\cong \exp \{ -j 2 \pi (d / \lambda) \sin \theta_Q \} \\ &\quad \cdot [W_Q + W_P \exp \{ -j 2 \pi x_P (d / \lambda) \cos \theta_Q \}] \end{aligned} \quad (\text{A. 12})$$

と書くことができる。ここで、 W_Q は静かな太陽の成分の信号強度に比例した出力電圧、 W_P は点状電波源の信号強度に比例した出力電圧、 θ_Q は 2 素子干渉計の基線に垂直な平面

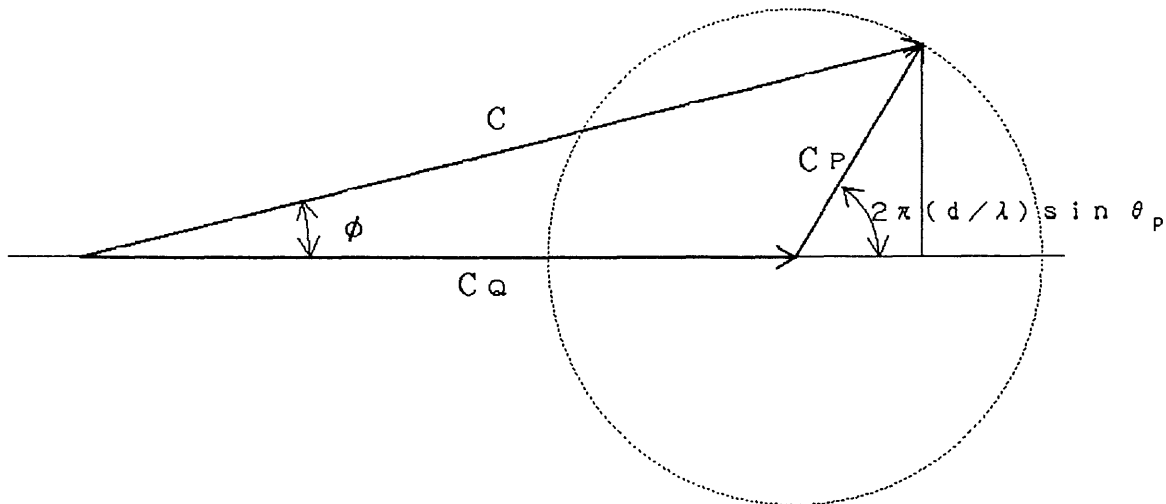


図 A. 5 太陽が静かな太陽の成分に対する 2 素子干渉計出力 C_Q 、1 つの点状電波源に対する 2 素子干渉計出力 C_P およびそれらが重畳した場合の 2 素子干渉計出力 C の関係

から測った太陽の重心までの角度、 x_p は2素子干渉計の基線に垂直な平面から測った静かな太陽の重心までの角度と点状電波源の位置までの角度の差、 d はアンテナ間隔、 λ は観測波長である。なお、 x_p は1に対して十分小さいと仮定している。

太陽を2素子干渉計で観測したときに得られる出力 C と静かな太陽の成分に対する2素子干渉計の出力の位相差を ϕ とすると、(A. 12)式および図A. 5から、

$$\tan \phi = \frac{(W_p/W_q) \sin \{2\pi x_p (d/\lambda) \cos \theta_q\}}{1 + (W_p/W_q) \cos \{2\pi x_p (d/\lambda) \cos \theta_q\}} \quad (\text{A. 13})$$

という関係が得られる。

点状電波源の位置が電波源の位置が x_p 方向から Δx_p だけずれた場合を考え、それによる2素子干渉計の出力 C の位相の変化を $\Delta \phi$ とすると、

$$\begin{aligned} \tan(\phi + \Delta \phi) &= \frac{(W_p/W_q) \sin \{2\pi (x_p + \Delta x_p) (d/\lambda) \cos \theta_q\}}{1 + (W_p/W_q) \cos \{2\pi (x_p + \Delta x_p) (d/\lambda) \cos \theta_q\}} \\ & \quad (\text{A. 14}) \end{aligned}$$

であり、 $2\pi \Delta x_p (d/\lambda) \cos \theta_q \ll 1$ の場合には、

$$\begin{aligned} \tan(\phi + \Delta \phi) &= \frac{(W_p/W_q) \sin \{2\pi (x_p + \Delta x_p) (d/\lambda) \cos \theta_q\}}{1 + (W_p/W_q) \cos \{2\pi (x_p + \Delta x_p) (d/\lambda) \cos \theta_q\}} \\ &\approx \tan \phi \\ &\quad + \frac{(W_p/W_q) \cos \{2\pi x_p (d/\lambda) \cos \theta_q\}}{1 + (W_p/W_q) \cos \{2\pi x_p (d/\lambda) \cos \theta_q\}} \\ &\quad \cdot 2\pi \Delta x_p (d/\lambda) \cos \theta_q \\ & \quad (\text{A. 15}) \end{aligned}$$

となる。さらに、 W_p が W_q に対して非常に小さい場合には、 $\Delta \phi \approx \tan(\phi + \Delta \phi) - \tan \phi$ であり、

$$\Delta \phi = 2 \pi (d / \lambda) (W_p / W_q) \cos \theta_q \cos \{2 \pi x_p (d / \lambda) \cos \theta_q\} \cdot \Delta x_p \quad (\text{A. 16})$$

と表すことができる。したがって、2素子干渉計の出力の位相 $\Delta \phi$ と電波源の位置の基準となる位置 x_p からの見かけ上の移動量 Δx_p の間には線形の関係が得られる。

東西基線上の2素子干渉計において、基線に垂直な平面から測った電波源の位置 θ と電波源の赤緯 δ 、時角 HA の間には、

$$\sin \theta = \cos \delta \cdot \sin HA \quad (\text{A. 17})$$

という関係が成り立つ。この式と(A. 1)式から、東西基線上の2素子干渉計において、基線に垂直な平面から測った静かな太陽の重心の位置 θ_q と静かな太陽の重心の天頂角 ZD 、方位角 AZ の間には、

$$\sin \theta_q = \sin ZD \cdot \sin AZ \quad (\text{A. 18})$$

という関係が得られる。(A. 18)式を(A. 16)式に代入し、更に、 $x_p = x_4$ 、 $\Delta x_p = (\partial x_4 / \partial t) \Delta t$ と置くと、

$$\Delta \phi = 2 \pi (d / \lambda) (W_p / W_q) (1 - \sin^2 ZD \cdot \sin^2 AZ)^{1/2} \cos \{2 \pi x_4 (d / \lambda) (1 - \sin^2 ZD \cdot \sin^2 AZ)^{1/2}\} \cdot (\partial x_4 / \partial t) \Delta t \quad (\text{A. 20})$$

となる。(A. 8)式と(A. 20)式から、日周運動と東西基線上の2素子干渉計の位相の変化の間関係が得られる。図A. 4から南中付近を除いて $(\partial x_4 / \partial t) \Delta t$ は Δt の二次関数で近似できることがわかり、(A. 20)式から東西基線上の2素子干渉計の出力の位相変化 $\Delta \phi$ が $(\partial x_4 / \partial t) \Delta t$ の一次関数で近似できることがわかる。以上から、日周運動による東西基線上の2素子干渉計の出力の位相変化 $\Delta \phi$ は二次関数で近似できることがわかる。

多数の点状電波源が静かな太陽の上に重畳している場合、日周運動による位相変化は複

雑になり、2次関数では近似できない。しかし、あまり高次の関数を近似関数として用いると、基本アンテナ間隔をもつ素子アンテナ対によって測定された相対位相値から日周運動による位相変化を引き去るときに、素子アンテナ対の間の相対位相誤差も一緒に引き去られてしまい、素子アンテナの位相の推定精度は逆に低下することになる。

付録 B 1 ビット相関の結果とアナログ相関の結果との関係

1 ビット相関方式では、相関を求める 2 つの入力信号を電圧の極性に対応した + 1 または - 1 の値を持つ 1 ビットデジタル信号に変換した後、かけ合わせ、その結果を時間積分する。図 B. 1 に示すように、1 ビットのデジタル信号同士のかけ算の結果は + 1 または - 1 の値をもつ 1 ビットの情報で表すことができるので、このかけ算の結果に従って加減算カウンタを 1 カウントずつ増減させることにより時間積分を行うことができる。図 B. 2 に、1 ビット相関器のブロック構成図を示す。1 ビット相関器は、電圧比較器とサンプリング回路からなる 1 ビット A / D 変換器 (1-bit A/D converter)、1 ビットのかけ算器に相当する排他的論理和回路 (Exclusive OR)、積分器に相当する加減算カウンタ (Up-down counter) により構成することができる。

1 ビット A / D 変換器の入力信号電圧を $V_x(t)$ および $V_y(t)$ とする。通常、天体から放射される電波は、平均値 0 の正規分布で表される確率分布を持っている。また、エルゴートの過程と考えることができる。したがって、時間関数 $V_x(t)$ および $V_y(t)$ を振幅確率変数に置き換えて議論することができる。

		Input-X	
		-1	1
Input-Y	-1	1	-1
	1	-1	1

図 B. 1 + 1 および - 1 の値を持つ 1 ビットデジタル信号同士のかけ算の結果

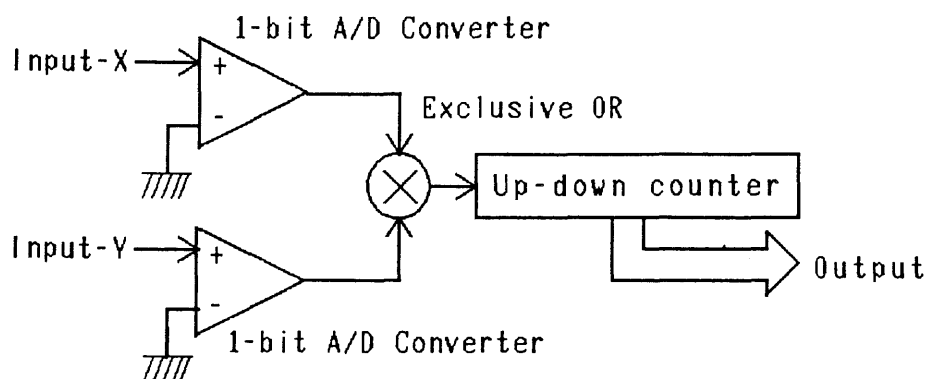


図 B. 2 1 ビット相関方式のブロック構成図

$V_x(t)$ および $V_y(t)$ に対する振幅確率変数を x および y とすると、それらの振幅確率分布 $p(x)$ および $p(y)$ は、

$$p(x) = 1 / \{2\pi\sigma_x^2\}^{1/2} \cdot \exp\{-V_x^2 / (2\sigma_x^2)\} \quad (\text{B. 1})$$

$$p(y) = 1 / \{2\pi\sigma_y^2\}^{1/2} \cdot \exp\{-V_y^2 / (2\sigma_y^2)\} \quad (\text{B. 2})$$

と表される。 σ_x および σ_y は x および y の標準偏差であり、ここでは入力信号の実効値にあたる。電波干渉計においては、相関を求める2つの信号は同一の電波源から放射されたものであり、 $\sigma_x = \sigma_y$ である。

x および y の結合確率分布を $p(x, y)$ とすると、

$$\begin{aligned} p(x, y) &= 1 / \{2\pi\sigma^2(1-\rho^2)\}^{1/2} \\ &\cdot \exp\left[-(x^2 + y^2 - 2xy\rho) / \{2\sigma^2(1-\rho^2)\}\right] \quad (\text{B. 3}) \end{aligned}$$

と表すことができ、2つの信号間の相関値をアナログ相関器によって求めた結果 R は、

$$\begin{aligned} R &= \langle V_x(t) V_y(t) \rangle \\ &= \overline{xy} \\ &= \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial \theta_x \partial \theta_y} \right) g(\theta_x, \theta_y) \right]_{\theta_x=0, \theta_y=0} \\ &= \sigma^2 \rho \quad (\text{B. 4}) \end{aligned}$$

と表される。ここで、 ρ は2つの信号間の相互相関係数、 σ は入力信号の実効値である。また、 $\langle \cdot \rangle$ は入力信号の時間平均を求めることを表し、 $\overline{\quad}$ は振幅確率変数の期待値を求めることを表す。 $g(\theta_x, \theta_y)$ は特性関数 (characteristic function) または積率母関数 (moment generating function) であり、

$$\begin{aligned} g(\theta_x, \theta_y) &= \overline{\exp(\theta_x x + \theta_y y)} \\ &= \exp\{\sigma^2(\theta_x^2/2 + \theta_y^2/2 + \rho\theta_x\theta_y)\} \quad (\text{B. 5}) \end{aligned}$$

で表される。

1ビットA/D変換器の入力と出力の関係は、入力信号を a 、出力信号を $f(a)$ とすると、

$$f(a) = \begin{cases} +1 & (a > 0) \\ -1 & (a < 0) \end{cases} \quad (\text{B. 6})$$

と表され、 $V_x(t)$ と $V_y(t)$ に対する1ビットA/D変換器の出力 $f\{V_x(t)\}$ と $f\{V_y(t)\}$ の間の相関値 r は、

$$r = \frac{\langle f\{V_x(t)\} f\{V_y(t)\} \rangle}{\overline{f(x) f(y)}} \quad (\text{B. 7})$$

によって与えられる。

相互相関係数 ρ を持つ2つの正規確率変数 a 、 b と、それらを結合して与えられる任意の関数 $h(a, b)$ の間には、 a と b の標準偏差を σ_a および σ_b 、 a と b の間の相互相関係数を ρ とすると、

$$\left\{ \frac{\partial^n}{\partial (\sigma_a \sigma_b \rho)^n} \right\} \overline{h(a, b)} = \overline{\left(\frac{\partial^{2n}}{\partial a^n \partial b^n} \right) h(a, b)} \quad (\text{B. 8})$$

という関係 (Price's theorem) があるので、 $h(a, b) = f(a) f(b)$ 、 $a = x$ 、 $b = y$ 、 $n = 1$ とすると、相関値 r と相関器への入力信号 $f(x)$ 、 $f(y)$ の間には、

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial \rho} \right\} r = \frac{\sigma^2 \overline{\left(\frac{\partial^2}{\partial y \partial x} \right) f(x) f(y)}}{\overline{\left(\frac{\partial}{\partial x} \right) f(x) \left(\frac{\partial}{\partial y} \right) f(y)}} \quad (\text{B. 9})$$

という関係が得られる。

$\delta(\cdot)$ をデルタ関数とすると、図B. 3から分かるように、

$$(\partial / \partial x) f(x) = 2 \delta(x)$$

$$(\partial / \partial y) f(y) = 2 \delta(y)$$

(B. 10)

であり、これを (B. 9) 式に代入すると、1 ビット相関の結果 r と相関器への入力信号の間の関係は、

$$(\partial / \partial \rho) r$$

$$= 4 \sigma^2 \overline{\delta(x) \delta(y)}$$

$$= 4 \sigma^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) \delta(y) / \{2 \pi \sigma^2 (1 - \rho^2)^{1/2}\}$$

$$\cdot \exp[-(x^2 + y^2 - 2xy\rho) / \{2 \sigma^2 (1 - \rho^2)\}] dx dy$$

$$= 2 / \{\pi (1 - \rho^2)^{1/2}\}$$

(B. 11)

となる。この式に対して、 ρ に関する不定積分を行い、 $\rho = 0$ のとき $r = 0$ あることを用いると、1 ビット相関の結果 r と相互相関値 ρ の間の関係が得られ、

$$r = (2 / \pi) \sin^{-1}(\rho)$$

(B. 12)

となる。

(B. 4) 式と (B. 12) 式から、アナログ相関の結果 C と 1 ビット相関の結果 r の間の関係が得られ、

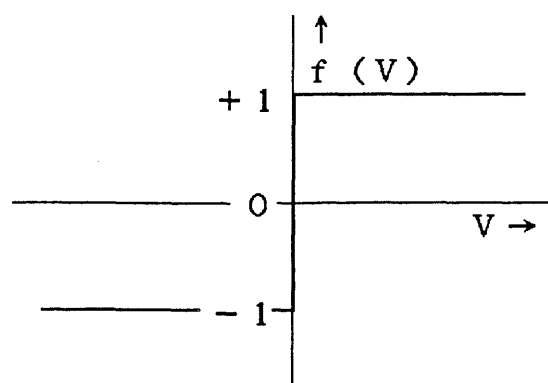


図 B. 3 1 ビット A/D 変換器の入力 V と出力 $f(V)$ の関係

$$C = \sigma^2 \sin \{ (\pi / 2) r \} \quad (\text{B. 13})$$

となる。(B. 13)式から分かるように、1ビット相関の結果は信号強度に関する情報を持っていない。したがって、1ビット相関の結果をアナログ相関の結果に変換する場合には、信号強度に関する情報を別の手段で求める必要がある。信号強度の情報は、1ビットA/D変換器に直前でアナログ信号を取り出して自乗検波することによって求められる。

1ビット相関器では、入力信号の振幅を+1および-1に量子化することにより、信号の持っているエネルギーの一部がもとの信号の高調波に分散されるので、アナログ相関器に比べて感度の低下が起こる。この感度の低下を表す係数(Degradation Factor)は、1ビット相関の結果 r の標準偏差を調べることによって求められる。

1ビット相関の結果 r の分散を ε_r^2 とすると、

$$\varepsilon_r^2 = \overline{r'^2} - \overline{r}^2 \quad (\text{B. 14})$$

である。ここで、 r' は r の推定値(サンプル平均)であり、 $f_{x,i} = f(V_x(t_i))$ 、 $f_{y,i} = f(V_y(t_i))$ 、 $f_{x,j} = f(V_x(t_j))$ 、 $f_{y,j} = f(V_y(t_j))$ とおき、サンプル数を N_c とすると、

$$r' = N_c^{-1} \sum_{i=1}^{N_c} f_{x,i} f_{y,i} \quad (\text{B. 15})$$

$$r'^2 = N_c^{-2} \sum_{i=1}^{N_c} \sum_{j=1}^{N_c} f_{x,i} f_{y,i} f_{x,j} f_{y,j} \quad (\text{B. 16})$$

によって与えられる。

(B. 16)式より、

$$\overline{r'^2} = N_c^{-2} \sum_{i=1}^{N_c} \sum_{j=1}^{N_c} \overline{f_{x,i} f_{y,i} f_{x,j} f_{y,j}} \quad (\text{B. 17})$$

となり、 $i = j$ の項と $i \neq j$ の項を分けて示すと、

となる。(B. 13) 式の関係を用いて、この値をアナログ相関の結果に換算すると、

$$\begin{aligned}\varepsilon_A &= \sigma^2 \sin \left\{ \left(\pi / 2 \right) \xi_r \right\} \\ &= \sigma^2 \sin \left\{ \left(\pi / 2 \right) \left(1 - r^2 \right)^{1/2} N_c^{-1/2} \right\}\end{aligned}\quad (\text{B. 27})$$

となる。ここで、 ε_A は1ビット相関の結果における標準偏差 ε_r をアナログ相関の結果に換算した値である。 N_c が十分大きければ $\varepsilon_r \ll 1$ であり、 ε_A は、

$$\begin{aligned}\varepsilon_A &= \sigma^2 \left(\pi / 2 \right) \varepsilon_r \\ &= \sigma^2 \left(\pi / 2 \right) \left(1 - r^2 \right)^{1/2} N_c^{-1/2}\end{aligned}\quad (\text{B. 28})$$

となる。一方、アナログ相関の結果における標準偏差 ε は、

$$\varepsilon = \sigma^2 N_c^{-1/2} \quad (\text{B. 29})$$

であり、(B. 28) 式と (B. 29) 式から、アナログ相関に対する1ビット相関の感度の低下を表す係数 β_d は、

$$\begin{aligned}\beta_d &= \varepsilon_A / \varepsilon \\ &= \sigma^2 \left(\pi / 2 \right) \left(1 - r^2 \right)^{1/2}\end{aligned}\quad (\text{B. 30})$$

となる。

2角入力信号の間の相互相関係数 ρ が小さいときには $r \ll 1$ とすることができ、 ε_A は、

$$\varepsilon_A = \sigma^2 \left(\pi / 2 \right) N_c^{-1/2} \quad (\text{B. 31})$$

となり、アナログ相関に対する1ビット相関の感度の低下を表す係数 β_d は、

$$\beta_d = \pi / 2 \quad (\text{B. 32})$$

となる。

付録C 両側波帯方式によって周波数変換された信号の相関値

周波数 f をもつ単周波信号を局部発信信号 f_{L0} で周波数変換した時、 f と f_{L0} との大小関係で出力信号がそのように変わるかを考える。

入力信号を $\cos(2\pi f t)$ 、局部発信信号を $\cos(2\pi f_{L0} t)$ とし、 $H(f)$ を $f - f_{L0}$ の近傍の周波数を通過させる帯域通過フィルタとすると、周波数変換器の出力 $V_{R,c}$ は、

$$\begin{aligned} V_{R,c} &= H(f) \{ \cos(2\pi f t) + \cos(2\pi f_{L0} t) \}^2 \\ &= (1/2) \cos \{ 2\pi (f - f_{L0}) t \} \end{aligned} \quad (C. 1)$$

となり、 $f_{IF} = f - f_{L0}$ とおき、 $f > f_{L0}$ の場合の出力を V_{R,c^+} 、 $f < f_{L0}$ の場合の出力を V_{R,c^-} とすると、

$$V_{R,c^+} = (1/2) \cos(2\pi f_{IF} t) \quad (C. 2)$$

$$\begin{aligned} V_{R,c^-} &= (1/2) \cos(-2\pi f_{IF} t) \\ &= (1/2) \cos(2\pi f_{IF} t) \end{aligned} \quad (C. 3)$$

と表すことができる。入力信号が $\cos(2\pi f t - \pi/2) = \sin(2\pi f t)$ の場合には、周波数変換器の出力 $V_{I,c}$ は、

$$\begin{aligned} V_{I,c} &= H(f) \{ \sin(2\pi f t) + \cos(2\pi f_{L0} t) \}^2 \\ &= (1/2) \sin \{ 2\pi (f - f_{L0}) t \} \end{aligned} \quad (C. 4)$$

となり、 $f > f_{L0}$ の場合の出力を V_{I,c^+} 、 $f < f_{L0}$ の場合の出力を V_{I,c^-} とすると、

$$V_{I,c^+} = (1/2) \sin(2\pi f_{IF} t) \quad (C. 5)$$

$$\begin{aligned} V_{I,c^-} &= (1/2) \sin(-2\pi f_{IF} t) \\ &= - (1/2) \sin(2\pi f_{IF} t) \end{aligned} \quad (C. 6)$$

と表すことができる。

次に、局部発信信号の位相を $\pi/2$ だけ遅らせて $\cos(2\pi f_{L0}t - \pi/2) = \sin(2\pi f_{L0}t)$ として周波数変換した場合、入力信号 $\cos(2\pi ft)$ に対して得られる出力 $V_{R,s}$ および $\sin(2\pi ft)$ に対して得られる出力 $V_{I,s}$ は、

$$V_{R,s} = H(f) \{ \cos(2\pi ft) + \sin(2\pi f_{L0}t) \}^2$$

$$= - (1/2) \sin \{ 2\pi (f - f_{L0}) t \} \quad (C. 7)$$

$$V_{I,s} = H(f) \{ \sin(2\pi ft) + \sin(2\pi f_{L0}t) \}^2$$

$$= (1/2) \cos \{ 2\pi (f - f_{L0}) t \} \quad (C. 8)$$

となり、 $f > f_{L0}$ の場合の出力を V_{R,s^+} 、 V_{I,s^+} 、 $f < f_{L0}$ の場合の出力を V_{R,s^-} 、 V_{I,s^-} とすると、

$$V_{R,s^+} = - (1/2) \sin(2\pi f_{IF}t) \quad (C. 9)$$

$$V_{R,s^-} = - (1/2) \sin(-2\pi f_{IF}t)$$

$$= (1/2) \sin(2\pi f_{IF}t) \quad (C. 10)$$

$$V_{R,s^+} = (1/2) \cos(2\pi f_{IF}t) \quad (C. 11)$$

$$V_{R,s^-} = (1/2) \cos(-2\pi f_{IF}t)$$

$$= (1/2) \cos(2\pi f_{IF}t) \quad (C. 12)$$

と表される。以上をまとめると、表 C. 1 のようになる。

表 C. 1 周波数変換における上側波帯出力および下側波帯出力の間の位相関係

入力信号と局部発信信号の組合せ		出力信号	
入力信号	局部発信信号	上側波帯	下側波帯
$\cos(\omega t)$	$\cos(\omega_{L0}t)$	$\cos(\omega_{IF}t)$	$\cos(\omega_{IF}t)$
$\sin(\omega t)$	$\cos(\omega_{L0}t)$	$\sin(\omega_{IF}t)$	$-\sin(\omega_{IF}t)$
$\cos(\omega t)$	$\sin(\omega_{L0}t)$	$-\sin(\omega_{IF}t)$	$\sin(\omega_{IF}t)$
$\sin(\omega t)$	$\sin(\omega_{L0}t)$	$\cos(\omega_{IF}t)$	$\cos(\omega_{IF}t)$

(注) $\omega = 2\pi f$, $\omega_{L0} = 2\pi f_{L0}$, $\omega_{IF} = 2\pi f_{IF}$

電波干渉計で受信される信号 V_{input} は狭帯域のガウス雑音と考えることができ、 V_R および V_I を正規確率分布をもつランダムな変動とすると、

$$V_{input} = V_R \cos(2\pi f t) + V_I \sin(2\pi f t) \quad (C. 13)$$

と書くことができる。局部発信信号を $\cos(2\pi f_{LO} t)$ として両側波帯方式で周波数変換した結果を V_C とすると、

$$V_C = (1/2) (V_R^+ + V_R^-) \cos(2\pi f_{IF} t) + (1/2) (V_I^+ - V_I^-) \sin(2\pi f_{IF} t) \quad (C. 14)$$

となり、局部発信信号を $\sin(2\pi f_{LO} t)$ として両側波帯方式で周波数変換した結果を V_S とすると、

$$V_S = (1/2) (V_I^+ + V_I^-) \cos(2\pi f_{IF} t) - (1/2) (V_R^+ - V_R^-) \sin(2\pi f_{IF} t) \quad (C. 15)$$

となる。ここで、 V_R^+ は周波数変換後の上側波帯成分の実部、 V_I^+ は周波数変換後の上側波帯成分の虚部、 V_R^- は周波数変換後の下側波帯成分の実部、 V_I^- は周波数変換後の下側波帯の虚部を表す。

図 C. 1 のように、2つの入力信号 V_{input1} , V_{input2} を局部発信信号 $\cos(2\pi f_{LO} t)$ および $\sin(2\pi f_{LO} t)$ で周波数変換を行い、それらの出力の相互相関を求める場合を考える。 V_{input1} , V_{input2} を $\cos(2\pi f_{LO} t)$ で周波数変換した結果を $V_{C,1}$, $V_{C,2}$ 、 $\sin(2\pi f_{LO} t)$ で周波数変換した結果を $V_{S,1}$, $V_{S,2}$ とすると、それらの間の相互相関値は、

$$\begin{aligned} & \langle V_{C,1} V_{C,2} \rangle \\ &= (1/4) \langle (V_{R1}^+ + V_{R1}^-) (V_{R2}^+ + V_{R2}^-) \\ & \quad \cos(2\pi f_{IF} t) \cos(2\pi f_{IF} t) \rangle \\ &+ (1/4) \langle (V_{I1}^+ - V_{I1}^-) (V_{I2}^+ - V_{I2}^-) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \sin(2\pi f_{IF}t) \sin(2\pi f_{IF}t) \rangle \\
= & (1/4) \\
& (\langle V_{R1^+}V_{R2^+} \rangle + \langle \underline{V_{R1^+}V_{R2^-}} \rangle + \langle \underline{V_{R1^-}V_{R2^+}} \rangle + \langle V_{R1^-}V_{R2^-} \rangle \\
& + \langle V_{I1^+}V_{I2^+} \rangle - \langle \underline{V_{I1^+}V_{I2^-}} \rangle - \langle \underline{V_{I1^-}V_{I2^+}} \rangle + \langle V_{I1^-}V_{I2^-} \rangle) \\
& \hspace{15em} (C. 16)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle V_{s,1}V_{s,2} \rangle \\
= & (1/4) \langle (V_{I1^+} + V_{I1^-}) (V_{I2^+} + V_{I2^-}) \\
& \hspace{10em} \cos(2\pi f_{IF}t) \cos(2\pi f_{IF}t) \rangle \\
& + (1/4) \langle (V_{R1^+} - V_{R1^-}) (V_{R2^+} - V_{R2^-}) \\
& \hspace{10em} \sin(2\pi f_{IF}t) \sin(2\pi f_{IF}t) \rangle \\
= & (1/4) \\
& (\langle V_{I1^+}V_{I2^+} \rangle + \langle \underline{V_{I1^+}V_{I2^-}} \rangle + \langle \underline{V_{I1^-}V_{I2^+}} \rangle + \langle V_{I1^-}V_{I2^-} \rangle \\
& + \langle V_{R1^+}V_{R2^+} \rangle - \langle \underline{V_{R1^+}V_{R2^-}} \rangle - \langle \underline{V_{R1^-}V_{R2^+}} \rangle + \langle V_{R1^-}V_{R2^-} \rangle) \\
& \hspace{15em} (C. 17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle V_{c,1}V_{s,2} \rangle \\
= & (1/4) \langle (V_{R1^+} + V_{R1^-}) (V_{I2^+} + V_{I2^-}) \\
& \hspace{10em} \cos(2\pi f_{IF}t) \cos(2\pi f_{IF}t) \rangle \\
& - (1/4) \langle (V_{I1^+} - V_{I1^-}) (V_{R2^+} - V_{R2^-}) \\
& \hspace{10em} \sin(2\pi f_{IF}t) \sin(2\pi f_{IF}t) \rangle \\
= & (1/4) \\
& (\langle V_{R1^+}V_{I2^+} \rangle + \langle \underline{V_{R1^+}V_{I2^-}} \rangle + \langle \underline{V_{R1^-}V_{I2^+}} \rangle + \langle V_{R1^-}V_{I2^-} \rangle \\
& - \langle V_{I1^+}V_{R2^+} \rangle + \langle \underline{V_{I1^+}V_{R2^-}} \rangle + \langle \underline{V_{I1^-}V_{R2^+}} \rangle - \langle V_{I1^-}V_{R2^-} \rangle) \\
& \hspace{15em} (C. 18)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\langle V_{s,1}V_{c,2} \rangle \\
= & (1/4) \langle (V_{I1^+} + V_{I1^-}) (V_{R2^+} + V_{R2^-}) \\
& \hspace{10em} \cos(2\pi f_{IF}t) \cos(2\pi f_{IF}t) \rangle \\
& - (1/4) \langle (V_{R1^+} - V_{R1^-}) (V_{I2^+} - V_{I2^-}) \\
& \hspace{10em} \sin(2\pi f_{IF}t) \sin(2\pi f_{IF}t) \rangle \\
= & (1/4) \\
& (\langle V_{I1^+}V_{R2^+} \rangle + \langle \underline{V_{I1^+}V_{R2^-}} \rangle + \langle \underline{V_{I1^-}V_{R2^+}} \rangle + \langle V_{I1^-}V_{R2^-} \rangle
\end{aligned}$$

$$-\langle V_{R1^+} V_{I2^+} \rangle + \langle \underline{V_{R1^+} V_{I2^-}} \rangle + \langle \underline{V_{R1^-} V_{I2^+}} \rangle - \langle V_{R1^-} V_{I2^-} \rangle \quad (\text{C. 19})$$

となる。ここで、 $\langle \cdot \rangle$ は時間積分を表す。また、添え字” 1 ”は V_{input1} に対する成分であることを表し、添え字” 2 ”は V_{input2} に対する成分であることを表す。

(C. 16) 式から (C. 19) 式において、下線 で示した項は上側波帯の成分と下側波帯の成分の間の相関値であり、両側波帯方式で周波数変換した信号に対して相関演算を行ったことにより出てきた項である。これらの項は、本来は相関がなく、時間積分の長さが無限大のときには 0 となる項である。積分時間が有限の時には、下線 で示した項は相関値に対して雑音成分として含まれる。(C. 16) 式と (C. 17) 式の和および (C. 18) 式と (C. 19) 式の和をとると、下線 で示した項は打ち消し合って上側波帯成分同士および下側波帯同士の相関値のみが残る。

付録D 月が太陽面を移動する速度

太陽の視半径を r_{sun} 、月の視半径を r_{moon} 、太陽の中心と月の中心の離角を Θ とすると、日食の場合の食分 e は、

$$e = (r_{\text{sun}} + r_{\text{moon}} - \Theta) / 2 r_{\text{sun}} \quad (\text{D. 1})$$

で表される。簡単化のために r_{moon} が r_{sun} と等しいとすると、

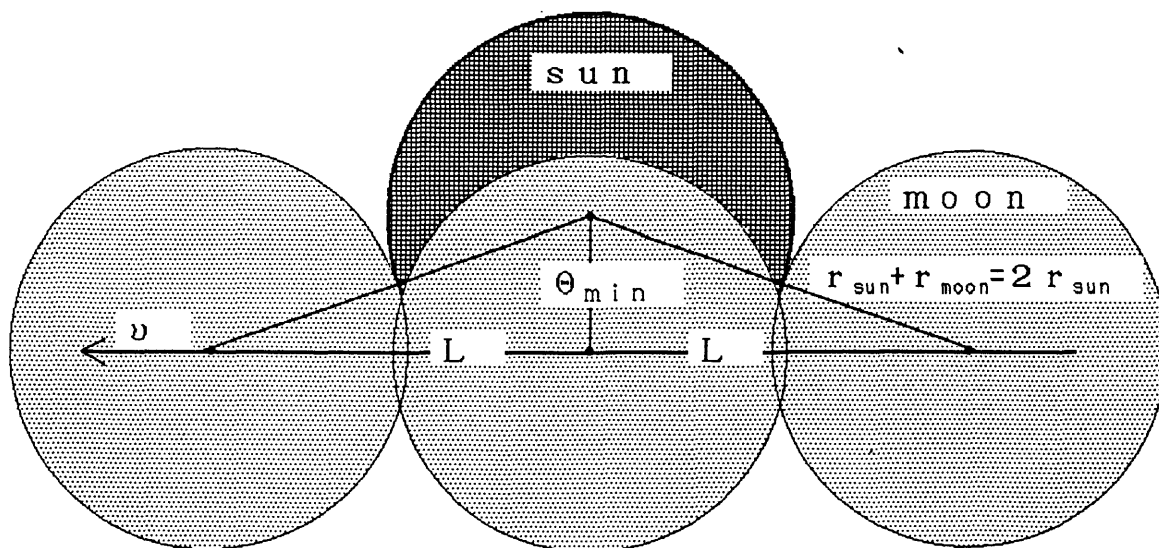
$$e \approx 1 - \Theta / (2 r_{\text{sun}}) \quad (\text{D. 2})$$

となり、最大食分を e_{max} とすると、そのときの太陽の中心と月の中心の離隔 Θ_{min} は、(D. 2) 式から、

$$\Theta_{\text{min}} = 2 r_{\text{sun}} (1 - e_{\text{max}}) \quad (\text{D. 3})$$

と表される。

日食の開始時と終了時 ($e = 1$) および日食最大時 ($e = e_{\text{max}}$) の太陽の中心と月の中心の関係は図D. 1 のようになっている。日食の開始から日食の終了までの間に月の中心



図D. 1 日食の開始と終了時および食の最大時の太陽と月の位置関係

が太陽の中心に対して移動した角距離を $2L$ とすると、

$$\begin{aligned} 2L &= 2 \{ (2r_{\text{sun}})^2 - \Theta_{\text{min}}^2 \}^{1/2} \\ &= 4r_{\text{sun}} \{ 1 - (1 - e_{\text{max}})^2 \}^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{D. 4})$$

となり、日食の開始から終了までの時間を t_e とすると、月の中心の太陽の中心に対する移動速度 v は、

$$\begin{aligned} v &= 2L / t_e \\ &= 4r_{\text{sun}} \{ 1 - (1 - e_{\text{max}})^2 \}^{1/2} / t_e \end{aligned} \quad (\text{D. 5})$$

となる。