

ミリ波電波干渉計におけるバイスペクトルを用いた点状天体の強度測定法

片桐 征治[†] 森田耕一郎^{††} 川口 則幸^{†††} 芳野 起夫^{†*}

Application of the Bispectrum to the Intensity Measurements of Point Sources using Millimeter Array

Seiji KATAGIRI[†], Koh-Ichiro MORITA^{††}, Noriyuki KAWAGUCHI^{†††},
and Takeo YOSHINO^{†*}

あらまし ミリ波電波干渉計による天体観測では、観測データの位相が大気揺らぎにより乱されるため、データを積分しても信号対雑音比を上げられない等の問題がある。これに対し、最近ではバイスペクトルという観測量が注目されている。バイスペクトルは原理的に大気による位相の揺らぎの影響を受けないので、長時間積分により信号対雑音比を上げることができる。本論文では、このバイスペクトルをミリ波干渉計での天体の強度測定に用いることを提案する。従来の干渉計での強度測定では、データの位相誤差を補正したのち、全データを平均し、強度を推定したが、新しい方法では観測された全バイスペクトルを平均し、その実部の3乗根から天体の強度を推定する。新しい方法での精度を議論するために、バイスペクトルの統計的な性質を解析的に明らかにした。更に従来の方法とバイスペクトルを応用した方法とを計算機シミュレーションで比較することにより、新しい方法がより高い精度を達成し得ることを示した。この結論は、実際の観測からも確認された。

キーワード ミリ波、電波干渉計、バイスペクトル、電波天文学

1. ま え が き

電波天文観測に用いる干渉計は、素子アンテナ対ごとに受信された電波の相関 (Visibility) を測定する。この相関値は複素量であり、天体の強度分布のフーリエ成分に相当する。従って、これらをフーリエ合成することにより天体像が得られる [1]。相関値の振幅・位相は、地球大気や電離層等の伝搬路の密度揺らぎにより誤差をもつ。センチ波帯では揺らぎの時間スケールが長いこと、相関値の信号対雑音比 (SNR) が良いこと等から、さまざまな補正法が開発され大きな効果を発揮している。

しかし、揺らぎの時間スケールが短く、SNR もあ

まり良くないミリ波観測では、有効な補正法がないのが現状である。Cornwell は、このような条件下でも有効な観測量としてバイスペクトルという量を提案した [2]。バイスペクトルは三つの相関値の積であり、その位相項は VLBI 等で使われている Closure phase [3] と呼ばれる量と等価で、位相揺らぎが原理的に存在しない。Cornwell はバイスペクトルの統計的な性質についてある程度示し、その天体観測への応用の可能性について示した。その後、Kulkarni [4] はバイスペクトルの統計的な性質を主として光や赤外線干渉計へ応用する立場から詳述した。また、Rogers ら [5] は VLBI におけるフリッジ検出にバイスペクトルを応用している。

本論文では、ミリ波電波干渉計でのバイスペクトルを使った天体の強度測定法を提案する。まず、2. では干渉計の原理および相関値に含まれる誤差を説明する。3. ではバイスペクトルの統計的な性質について論じる。4. では従来の強度測定法とバイスペクトルによる測定法を説明する。そして、5. では計算機シミュレーションにより二つの測定法の比較を行い、バイスペクトルによる方法が優れている点を明らかにする。最後に

[†] 電気通信大学大学院電気通信学研究科, 調布市
Graduate School of Electro-Communications, The University of Electro-Communications, Chofu-shi, 182 Japan

^{††} 国立天文台野辺山宇宙電波観測所, 長野県
Nobeyama Radio Observatory, National Astronomical Observatory, Nagano-ken, 384-13 Japan

^{†††} 国立天文台, 三鷹市
National Astronomical Observatory, Mitaka-shi, 181 Japan

* 電気通信大学名誉教授

6. において、野辺山ミリ波干渉計 (NMA) [6], [7] での天体強度測定観測の結果を示し、これとシミュレーションとの比較を行う。

2. 開口合成の原理と伝搬路誤差

2.1 開口合成の原理

干渉計の測定データ (相関値) は各素子アンテナ対ごとに得られる。相関値は各素子アンテナで受信した電波信号間の相関振幅と到達時間差 (位相差) からなる複素量である。開口合成の理論によれば、これらは天体の電波強度分布の空間周波数成分に相当する [1]。但し、これにはいくつかの仮定がある。第 1 に、観測する電波の帯域幅が観測周波数と比べて十分狭いこと。すなわち、観測周波数が単一であるとみなせること。第 2 に、強度分布を測定する領域が天球の曲率や素子アンテナ感度の角度依存性を無視できるくらい十分小さいこと。このような仮定と、図 1 のような座標系を定義したとき、天体像の強度分布 $I(x, y)$ と相関値 $V(u, v)$ との関係は式 (1) のようなフーリエ変換になる。

$$V(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) \exp[-j2\pi(ux + vy)] dx dy \quad (1)$$

ここで、 x, y はそれぞれ視野の中心から東、北向きに測った角距離、 u, v は素子アンテナ対を結ぶ基線ベクトル (Baseline vector) を天体の方向に垂直な平面に投影したときの東、北向きの成分を表す。天体の方向は地球の自転によって時間と共に変化するため、基線

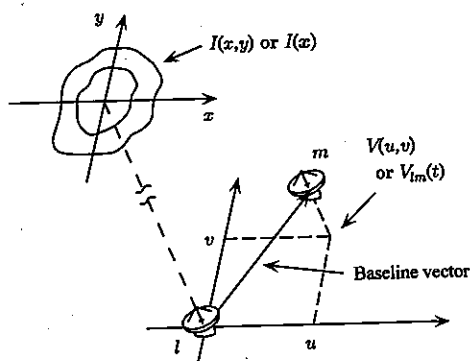


図1 干渉計による開口合成観測の幾何学的関係
Fig.1 Geometry and coordinates for aperture synthesis.

ベクトルの投影点 u, v も時間と共に変化する。このため、 $V(u, v)$ は素子アンテナ対 l, m と時刻 t を用いて $V_{lm}(t)$ と書くこともできる。

2.2 伝搬路誤差

実際の観測では相関値にはさまざまな誤差が含まれる。すなわち、時刻 t_k に観測される相関値を $V'_{lm}(t_k)$ とすれば、次のように表される。

$$\begin{aligned} V'_{lm}(t_k) &= [1 + a_l(t_k)][1 + a_m(t_k)]V_{lm}(t_k) \\ &\quad \times \exp\{j[\phi_l(t_k) - \phi_m(t_k)]\} + n_{lm}(t_k) \\ &= [1 + a_l(t_k)][1 + a_m(t_k)]|V_{lm}(t_k)| \\ &\quad \times \exp\{j[\psi_{lm}(t_k) + \phi_l(t_k) - \phi_m(t_k)]\} \\ &\quad + n_{lm}(t_k) \end{aligned} \quad (2)$$

但し、

- $V_{lm}(t_k)$: 真の相関値
- $\psi_{lm}(t_k)$: $V_{lm}(t_k)$ の位相
- $a_l(t_k), \phi_l(t_k)$: 素子アンテナ l を通る系で生じる振幅誤差, 位相誤差
- $n_{lm}(t_k)$: 時刻 t_k に素子アンテナ対 $l-m$ が観測する相関値に加わる熱雑音

である。ここで、 $n_{lm}(t_k)$ を除くすべての値は時刻 t_k における τ_s 秒間の平均値である。 τ_s は干渉計から出力される相関値の最小の時間単位であり、最も変化の激しい $\phi_l(t_k)$ が一定とみなせるくらい短いことが望ましい。

これらのうち、熱雑音 $n_{lm}(t_k)$ の標準偏差 σ は、ボルツマン定数を k 、大気放射雑音および受信機雑音を含めた素子アンテナからのシステム雑音温度を T_{sys} 、各素子アンテナの開口能率、開口面積が等しく η, A 、受信機の帯域幅を B とし、ミリ波のような天体の強度が T_{sys} に比べて十分小さいような場合、 $\sigma = \sqrt{2kT_{sys}/(\eta A \sqrt{B\tau_s})}$ となる。

$a_l(t_k), a_m(t_k)$ は大気の吸収率や受信機利得の変化等による誤差であり、変動の時間スケールはゆっくりとしている。このため、位相誤差のような深刻な問題はない。

$\phi_l(t_k), \phi_m(t_k)$ はセンチ波帯では電離層の密度揺らぎにより、ミリ波帯以上の周波数では大気中の水蒸気の密度揺らぎにより変動する。

これらの誤差の実例を図 2(a) に示した。(a) は電波銀河 3C84 を NMA [6], [7] で観測したときの相関値で、2 秒ごとに平均値をプロットしてある。3C84 は

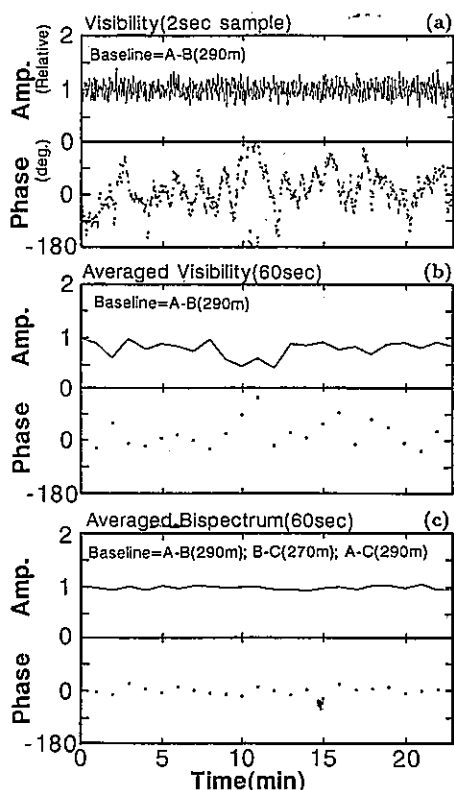


図2 野辺山ミリ波干渉計で87 GHzで観測された電波銀河3C84の相関値とバイスペクトル

Fig.2 The visibility and the bispectrum of the radio galaxy 3C84 at 87 GHz as observed with the Nobeyama Millimeter Array (NMA).

NMAの分解能では点状とみなすことができる。この観測例では、3C84が視野中心にあるものとしているので、誤差がなければ、振幅・位相とも一定値を示すはずである。しかし、式(2)に示される誤差により乱されていることがわかる。特に位相誤差の影響が大きい。

センチ波帯の観測では、一般的に、位相変動の時間スケールが長く、相関値のSNRが良いことが多い。このため、位相誤差はSelf Calibration [8]と呼ばれる手法等を用いて補正できる場合が多い。Self Calibrationは次のような手順で位相誤差を補正する。まず初めに、観測する天体の強度分布を適当なモデルで仮定し、そのモデルから $V_{lm}(t_k)$ の推定値を計算する。モデルは点状電波源等の単純なものでもかまわない。つぎに、式(2)とこの値を用いて $a_l(t_k)$, $\phi_l(t_k)$ 等を最小2乗法を用いて求める。得られた $a_l(t_k)$, $\phi_l(t_k)$ より $V'_{lm}(t_k)$ を補正する。補正された相関値をフーリエ変換し天体像を推定する。この天体像を新たな天体のモデルとし

て以上の操作を繰り返す。この方法はセンチ波の大規模干渉計やVLBIで大きな成果を上げた[1]。また、この手法は後で述べるようにミリ波でも天体の強度測定等には用いられてきた。

2.3 ミリ波での問題点

ミリ波帯以上の高周波観測では一般的に、天体の電波強度が小さい、低雑音の受信機が作成しにくい、大気放射が強く熱雑音が大きい、等の理由により相関値のSNRは悪い。また、位相誤差の揺らぎの時間スケールが短く、長時間積分をするとコヒーレンスロス(振幅低下)を起こしてしまうので、時間的に平均しても相関値のSNRは向上しない場合が多い。このためSelf Calibration等の位相補正法もうまく機能しないことが多い。(b)は(a)の相関値を60秒ごとに時間平均してプロットしたものであり、コヒーレンスロスの様子を示している。60秒の間に位相が大きく変動しているため、平均値の振幅は低下し、位相は正しく求まっていない。また、振幅の低下の度合は位相誤差の程度が時間によって異なるため一定になっていない。このように、ミリ波観測では、長時間積分し平均した相関値の利用は困難である。

3. バイスペクトルについて

3.1 バイスペクトルの定義

バイスペクトル(Bispectrum)は、光学・赤外線領域の高分解能観測の手法であるスペckル・マスキング法[9]で用いられていたTriple correlationのフーリエ変換として定義される。このバイスペクトルの概念を初めて電波干渉計の分野にもち込んだのは、Cornwell [2]である。Cornwellは電波干渉計におけるバイスペクトルは三つの素子アンテナ l, m, n で観測される三つの相関値の積であることを示した。すなわち、時刻 t_k でのバイスペクトル $B_{lmn}(t_k)$ は式(3)のように表される。ここで、*は複素共役を示す。

$$B_{lmn}(t_k) = V'_{lm}(t_k)V'_{mn}(t_k)[V'_{ln}(t_k)]^* \quad (3)$$

ここに式(2)を代入し、 $a_l(t_k)$, $a_m(t_k)$, $n_{lm}(t_k)$ を無視すると

$$\begin{aligned} B_{lmn}(t_k) &= |V_{lm}(t_k)||V_{mn}(t_k)||V_{ln}(t_k)| \\ &\quad \times \exp\{j[\psi_{lm}(t_k) + \psi_{mn}(t_k) - \psi_{ln}(t_k)]\} \end{aligned} \quad (4)$$

となる。無視した値のうち、 $a_l(t_k)$, $a_m(t_k)$ は変動の

タイムスケールが長く、ほぼ一定であるため、適当な間隔で基準天体を観測することで補正が可能である。このため、以降の議論では無視する。

式(4)はバイスペクトルの位相項が VLBI 等で用いられてきた Closure phase [3] と等価であることを示している。すなわち、バイスペクトルには原理的に大気揺らぎによる位相誤差が存在しない。従って、バイスペクトルは地球の自転で基線ベクトル (u, v) があまり変化しないうちは、いくらでも積分可能である。図 2(c) は NMA の素子アンテナ組 A-B-C で 2 秒ごとに計算されたバイスペクトルを 60 秒間積分し、平均した値である。(b), (c) と比較すると、(c) では位相誤差がないため、長時間積分で振幅、位相共に乱れることなく、SNR を上げることに成功している。

3.2 バイスペクトルの統計的性質

バイスペクトルの統計的性質は、Cornwell [2], Kulkarni [4], Rogers ら [5] が論じている。このうち、Cornwell は簡単な議論で終わっている。Kulkarni は光・赤外干渉計の精度のための詳細な議論をしている。しかし、彼らはベクトル量であるバイスペクトルをスカラー的に扱っており、ミリ波干渉計観測にとっては十分な議論ではない。Rogers らは VLBI 観測におけるフリンジ検出にバイスペクトルを用いる場合の議論をしている。

本論文では、バイスペクトルをミリ波干渉計の天体強度測定に適用する際に必要となる統計的性質について詳しく論じる。ミリ波では天体の強度がシステム雑音に比べて十分小さいため、各 $n_{lm}(t_k)$ は独立としてよい [4]。このことを前提として以降の議論を進める。まず式(3)のバイスペクトル $B_{lmn}(t_k)$ を式(2)を用いて書き下すと

$$\begin{aligned} B_{lmn}(t_k) &= (V_{lm}e_{lm} + n_{lm})(V_{mn}e_{mn} + n_{mn}) \\ &\quad \times (V_{ln}e_{ln} + n_{ln})^* \\ &= V_{lm}V_{mn}V_{ln}^* \\ &\quad + e_{lm}^*n_{lm}V_{mn}V_{ln}^* + V_{lm}e_{mn}^*n_{mn}V_{ln}^* \\ &\quad + V_{lm}V_{mn}e_{ln}n_{ln}^* \\ &\quad + V_{lm}e_{lm}n_{mn}n_{ln}^* + n_{lm}V_{mn}e_{mn}n_{ln}^* \\ &\quad + n_{lm}n_{mn}V_{ln}^*e_{ln}^* + n_{lm}n_{mn}n_{ln}^* \end{aligned} \quad (5)$$

となる。但し、 $e_{lm} = \exp\{j[\phi_l(t_k) - \phi_m(t_k)]\}$ であり、ここでは右辺の全変数の (t_k) は省略した。

つぎに、 $B_{lmn}(t_k)$ を時間方向に $\tau = M\tau_s$ 秒間積分し、平均した量を $\overline{B_{lmn}}$ とし、その期待値 $\langle \overline{B_{lmn}} \rangle$ を求める。積分時間中、真の相関値は変化しないものとし $V_{lm}(t_k) = V_{lm}$ とする。また、熱雑音の実部・虚部の期待値が 0 ($\langle \Re[n_{lm}(t_k)] \rangle = \langle \Im[n_{lm}(t_k)] \rangle = 0$) であることを考慮すると $\langle \overline{B_{lmn}} \rangle$ は式(6)となり、位相誤差や熱雑音の影響を全く受けない。

$$\begin{aligned} \langle \overline{B_{lmn}} \rangle &\equiv \left\langle \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M B_{lmn}(t_k) \right\rangle \\ &= V_{lm}V_{mn}V_{ln}^* \end{aligned} \quad (6)$$

つぎに、 $\overline{B_{lmn}}$ の実部の分散 $\sigma_{\Re[\overline{B_{lmn}}]}^2$ を求める。ここで、想定する干渉計は各素子アンテナの性能が等しいとし、熱雑音の実部・虚部の 2 乗の期待値は l, m, k によらず一定 ($\langle \Re[n_{lm}(t_k)]^2 \rangle = \langle \Im[n_{lm}(t_k)]^2 \rangle = \sigma^2$) とすると、以下のように表される。

$$\begin{aligned} \sigma_{\Re[\overline{B_{lmn}}]}^2 &= \frac{1}{M} [\sigma^2(|V_{mn}|^2|V_{ln}|^2 + |V_{lm}|^2|V_{ln}|^2 \\ &\quad + |V_{lm}|^2|V_{mn}|^2) \\ &\quad + 2\sigma^4(|V_{lm}|^2 + |V_{mn}|^2 + |V_{ln}|^2) + 4\sigma^6] \end{aligned} \quad (7)$$

また、同様の導出過程により $\overline{B_{lmn}}$ の虚部の分散は実部の分散と等しいことが求められる。

$$\sigma_{\Im[\overline{B_{lmn}}]}^2 = \sigma_{\Re[\overline{B_{lmn}}]}^2 \quad (8)$$

つぎに、天体として最も単純な点状電波源を想定した場合を考える。点状電波源の強度を S 、天球上の位置を $(x_0, y_0) = x_0$ とすると相関値は式(1)より、

$$V_{lm} = S \exp[-j2\pi u_{lm} \cdot x_0] \quad (9)$$

と表記される。但し、 $u_{lm} = (u_{lm}, v_{lm})$ である。そして、式(7)~(9)を用いると、点状電波源でのバイスペクトルの実部・虚部の分散は以下ようになる。

$$\begin{aligned} \sigma_{\Re[\overline{B_{lmn}}]}^2 &= \sigma_{\Im[\overline{B_{lmn}}]}^2 \\ &= \frac{1}{M} (3S^4\sigma^2 + 6S^2\sigma^4 + 4\sigma^6) \end{aligned} \quad (10)$$

図 3 は、 $M = 1$ として式(10)を変形し、相関値の SNR(S/σ) を横軸に、バイスペクトルの実部の SNR ($S^3/\sigma_{\Re[\overline{B_{lmn}}]}$) を縦軸にしてプロットしたものである。図の $S/\sigma \ll 1$ の領域では $S^3/\sigma_{\Re[\overline{B_{lmn}}]} \sim (S/\sigma)^3/2$ 、 $S/\sigma \gg 1$ の領域では $S^3/\sigma_{\Re[\overline{B_{lmn}}]} \sim (S/\sigma)/\sqrt{3}$ とな

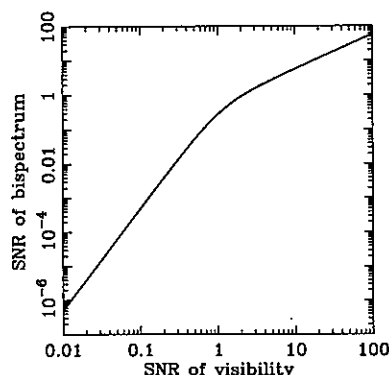


図3 バイスペクトルの SNR
Fig. 3 SNR of the bispectrum as a function of the visibility.

り、 S/σ が悪いところではバイスペクトルの SNR は極端に低下することがわかる。

つぎに、点状天体の強度を干渉計で測定する場合を考える。 N 素子干渉計では同時に NC_3 個のバイスペクトルが得られ、 τ 秒間で観測されるバイスペクトルの総数は MNC_3 個となる。これらは l, m, n, t_k によらず、すべて実部が S^3 、虚部が 0 となる。強度を推定するときにはこれらのバイスペクトルをすべて積分し、平均値を求め、実部の 3 乗根をとる。

そこで、以下は MNC_3 個のすべてのバイスペクトルを積分し、平均した値 \bar{B} の期待値とその分散を求める。このうち、まず、期待値 $\langle \bar{B} \rangle$ を求める。式 (6)、(9) および点状天体の Closure phase は 0 であるという関係を用いると、以下のように表される。

$$\langle \bar{B} \rangle \equiv \left\langle \frac{1}{MNC_3} \sum_{k=1}^M \sum_{l < m < n} B_{lmn}(t_k) \right\rangle = S^3 \quad (11)$$

ここで、 l, m, n に関する \sum は、下に書かれた条件を満たすすべての l, m, n の組で \sum 内の関数を加算することを意味する。なお、 $l, m, n = 1, 2, \dots, N$ である。以降 l, m, n に関する \sum はこの規則に従うものとする。

つぎに \bar{B} の実部の分散 $\sigma_{\Re[\bar{B}]}^2$ を求める。

$$\sigma_{\Re[\bar{B}]}^2 \equiv \left\langle \Re \left[\frac{1}{MNC_3} \sum_{k=1}^M \sum_{l < m < n} B_{lmn}(t_k) \right]^2 \right\rangle - (S^3)^2$$

$$= \frac{1}{M^2(NC_3)^2} \left\langle \Re \left[\sum_{k=1}^M \left\{ S^3 NC_3 + S^2 \sum_{i=1}^{N-1} \{ (N-i-1) \sum_{m=l+i} e_{lm}^* n_{lm} \exp(-j\psi_{lm}) \} + (i-1) \sum_{m=l+i} e_{lm} n_{lm}^* \exp(j\psi_{lm}) \} + S \sum_{l < m < n} \{ \exp(j\psi_{lm}) e_{lm} n_{mn} n_{ln}^* + n_{lm} \exp(j\psi_{mn}) e_{mn} n_{ln}^* + n_{lm} n_{mn} \exp(-j\psi_{ln}) e_{ln}^* \} + \sum_{l < m < n} n_{lm} n_{mn} n_{ln}^* \} \right] \right\rangle - (S^3)^2 \quad (12)$$

ここで、(1) ミリ波干渉計では各 $n_{lm}(t_k)$ は独立であり、すべて平均 0・標準偏差 σ のガウス雑音である、(2) 積分時間中 $V_{lm}(t_k) = V_{lm}$ (一定) である、という条件を用いると、式 (12) は以下のように単純になる。

$$\sigma_{\Re[\bar{B}]}^2 = \frac{3(N-2)S^4\sigma^2 + 6S^2\sigma^4 + 4\sigma^6}{MNC_3} \quad (13)$$

つぎに \bar{B} の虚部の分散を求めると、以下のようになり、実部とは異なった値を示す。

$$\sigma_{\Im[\bar{B}]}^2 = \frac{NS^4\sigma^2 + 6S^2\sigma^4 + 4\sigma^6}{MNC_3} \quad (14)$$

4. バイスペクトルの天体強度測定への応用

干渉計による天体の電波強度測定は、天体の広がった成分に感度がないので、天体の中心部分の強度が正確に測定できる。このような観測は、例えば電波銀河やクエーサ等の中心にあるとされるブラックホールの物理を解明するのに重要である。しかし、観測周波数が高くなると相関値に図 2(a) に示されるような大気揺らぎが存在し、これを補正するときに誤差が混入し、精度良い観測は困難となる。大気揺らぎの影響を受けないためには前章までに述べたバイスペクトルを用いることが考えられる。バイスペクトルを用いれば、ミリ波以上の高周波の干渉計観測においても天体強度の正確な測定が期待できる。

4.1 従来の強度測定法

位相誤差がなければ、全相関値を平均し、その実部が天体の強度を表す。このときの SNR は $\sqrt{MNC_3}S/\sigma$

で与えられる。 $N C_2$ は N 素子干渉計で同時に観測される相関値の数である。実際には位相誤差が存在するため、Self Calibration 法等を用いて位相誤差の補正を行ったのち、全相関値の平均をとることになる。

4.2 バイスペクトルを用いた新しい強度測定法

バイスペクトルには位相誤差がないため、単純にすべてのバイスペクトルを平均し、実部の3乗根をとれば、それが天体の強度を表す。このバイスペクトル法は、位相誤差の補正を必要としないため、計算時間は従来の方法より少なくてすむ。実際、5.でのシミュレーションにおいて、強度の計算に要した時間は従来の方法の1/20以下であった。

5. 天体強度測定観測のシミュレーション

干渉計による三つの天体強度測定法(従来の方法、バイスペクトル法)の精度を比較するため、計算機シミュレーションを行った。干渉計としては野辺山ミリ波干渉計(NMA) [6], [7]を想定し、シミュレーションの各パラメータは6.での1995年3月8日の1800+440という天体の観測をもとに決定した。主なものは、素子アンテナ数(以下、単に「素子数」)4~6, 観測時間 $\tau = 450$ s, 最大基線長 163 m, 観測周波数 88.2 GHz である。

5.1 相関値の生成

相関値の生成は式(2)をもとに行った。 τ_s は 2 s, 振幅誤差はないものとし、熱雑音 $n_{lm}(t_k)$ は実部, 虚部共に平均 0, 標準偏差 σ の正規分布時系列雑音を発生させた。天体は点状電波源で視野の中心にあるものとし, $V_{lm}(t_k) = S$ (実数) とした。

位相誤差 $\phi_l(t_k)$ は正規分布の時系列雑音を発生させ低域通過フィルタをかけて実際の観測に近い変動の時間スケールをもつようにする。このとき、低域通過フィルタのカットオフの周期を ϕ_c (s), 位相誤差の変動の P-P 値を ϕ_w (radian) とする。

以上の $V_{lm}(t_k)$, $\phi_l(t_k)$, $n_{lm}(t_k)$ を式(2)に代入して生成した相関値 (Visibility) の一例を図 4(a) に示す。図では $S/\sigma = 5$, 位相誤差のパラメータは野辺山での典型的な位相変動に近付くように $\phi_w = 4$, $\phi_c = 32$ としてある。

5.2 データ処理

5.2.1 従来の方法

4.1 に示した従来の測定法に従って強度を求める。位相誤差の補正には Self Calibration を用いた。具体的には米国国立天文台 (NRAO) が開発した天文画像

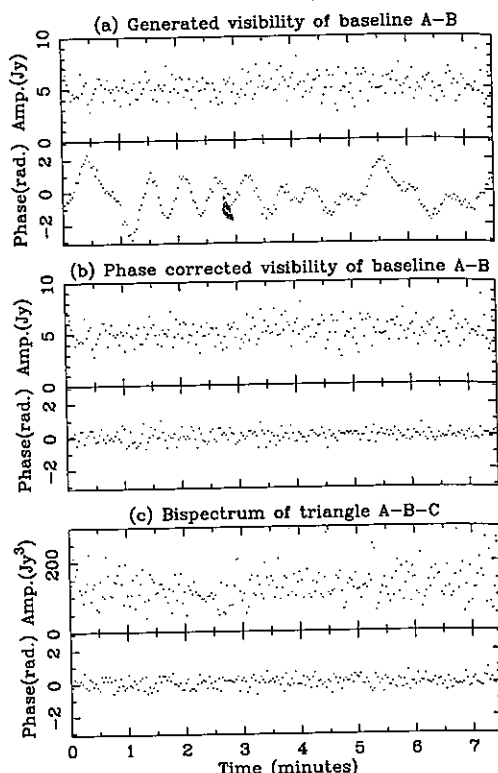


図 4 シミュレーションでの相関値とバイスペクトルの例
Fig.4 Examples of simulated visibility and the bispectrum.

処理パッケージ AIPS 中の ASCAL というタスクを用いた。Self Calibration における天体モデルは視野中心に点状天体があるものを用い、誤差補正は 1 回だけとした (2.2 参照)。このとき、位相誤差の推定精度を向上させるために、コヒーレンスロスの影響があまり出ない範囲で、時間平均した相関値を用いるのがよい。このシミュレーションの場合、時間平均の長さは 8 秒程度が妥当である。そこで、相関値を 8 秒ごとに平均し、それより誤差を求めた。図 4(b) は (a) の位相誤差を Self Calibration によって補正した例である。この方法の精度を調べるために、測定シミュレーションを 100 回繰り返し、得られた 100 個の強度から平均と標準偏差を求めた。

5.2.2 バイスペクトルによる処理

生成した相関値からバイスペクトルを計算し、後は 4.2 に示したバイスペクトルによる測定法に従って強度を計算する。図 4(c) は (a) の相関値からバイスペクトルを求めた一例である。測定精度を調べるため、こ

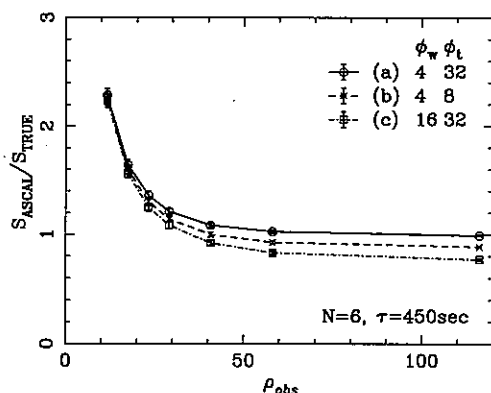


図5 従来の方法により求められた天体強度
Fig.5 Estimated intensity using the conventional (self calibration) method.

の方法ではシミュレーションを1,000回繰り返し、平均と標準偏差を求めた。

5.3 結果

5.3.1 推定強度の偏り

図5は従来の方法で求めた天体の強度の平均 S_{ASCAL} とその標準偏差を示す。縦軸はそれぞれの値を真の天体強度 S_{TRUE} で割って正規化した値である。横軸は位相誤差がないときすべての相関値を平均して達成されるはずの天体強度のSNR, ρ_{obs} ($=\sqrt{M_N C_2 S}/\sigma$) を表す。図の(a)は素子数 $N=6$ 、観測時間 $\tau=450$ s、位相誤差のパラメータは5.1で述べたように $\phi_w=4$, $\phi_t=32$ とした。(b), (c)は、観測条件が悪くなったときを想定し、位相誤差のパラメータをそれぞれ $\phi_w=4$, $\phi_t=8$, $\phi_w=16$, $\phi_t=32$ としてある。図より従来の方法で求めた天体強度は相関値のSNRが悪くなればなるほど本来の値より大きいほうへ偏ることが読み取れる。これは Cornwell [2] も指摘している。これに加え、図の(b), (c)のグラフより、揺らぎが激しくなると、推定強度は減少することがわかる。これは位相誤差を解くときの相関値の8秒間の平均でコヒーレンスロスが生じていることを意味する。この時間を短くすれば、コヒーレンスロスの影響は少なくなるが、SNRが悪くなり位相誤差の補正できる割合が減少する。

図6は $\phi_w=4$, $\phi_t=32$, $\tau=450$ で素子数 N を変えたときのシミュレーションである。図より ρ_{obs} が同じなら N が少ないほうが偏りは少ないことが読み取れる。これは別の言い方をすると、相関値の1サンプル当りのSNRが高いほど偏りは少ない、というこ

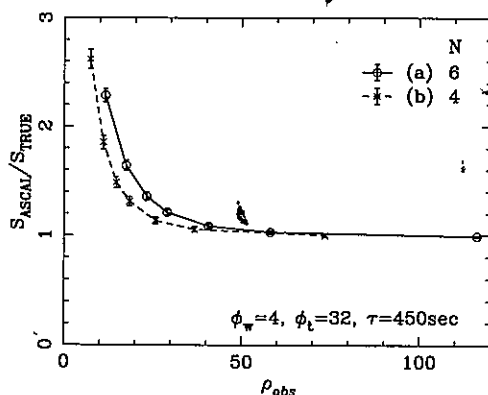


図6 強度の偏りと素子数との関係
Fig.6 Recovered intensity as a function of the SNR of the data for arrays of different number of antennas.

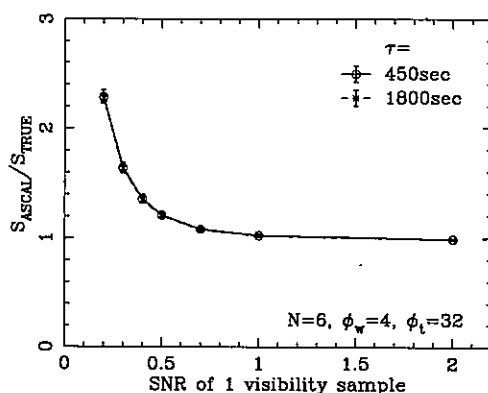


図7 従来の方法で求められた天体強度の偏りと観測時間の関係

Fig.7 Recovered intensity as a function of the SNR of one visibility sample for arrays of different observation time.

とを示している。

図7は全観測時間を長くしたとき、従来の方法における強度の偏りが改善されるかどうか示したものである。横軸は1相関値当りのSNRを示し、縦軸は図5と同じである。結局、図6の結果と同様で、全体の観測時間を長くしても、1相関値当りのSNRが等しいので、偏りは改善されないことがわかる。

図8はバイスペクトルによる処理の結果をプロットしたものである。横軸・縦軸は図5と同じである。バイスペクトルの場合は3.のバイスペクトルの性質で示したように原理的に強度の偏りは起こらない。

図9のシンボルはシミュレーションで求められたバ

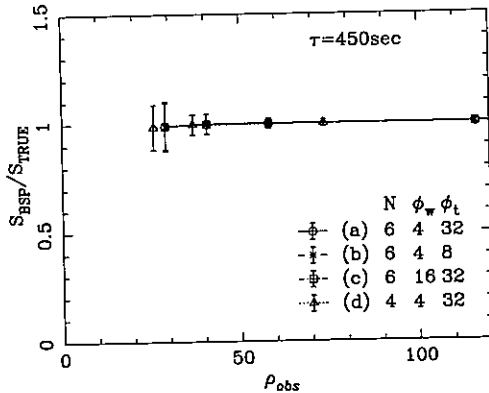


図8 バイスpekトルにより求められた天体強度
Fig. 8 Estimated intensity from the bispectrum.

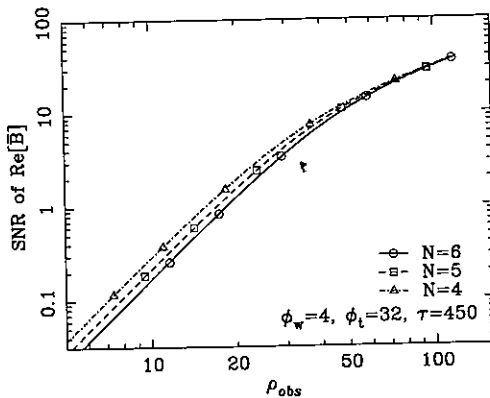


図9 バイスpekトルの平均値の実部の SNR
Fig. 9 SNR of the real part of the averaged bispectrum.

イスpekトルの実部の SNR を ρ_{obs} に対してプロットしたものである。更に、図中の線は式 (13) から求めた理論曲線であり、シミュレーション結果と一致していることがわかる。すなわち、3.2 の統計的性質の解析が正しいことを示せた。また、図より ρ_{obs} が同じなら素子数が少ないほうがバイスペクトルの SNR が良いことがわかる。これは図 6 でも示されており、天体強度の測定では従来の方法・バイスペクトル法ともに 1 相関値当りの SNR が高いほうが精度良い観測ができることを意味する。別の言い方をすれば、小口径のアンテナを多数用いるより、大口径のアンテナを少数用いるほうが良いということになる。

5.3.2 天体の強度を求められる限界

一般的に天体強度の測定誤差は大きくても rms で強度の 10% から 20% 程度に抑えることが要請される。図

5~図 7 からわかるように、従来の方法では値のばらつきより偏りのほうが問題である。従って、偏りの大きさから強度測定の限界を求める。誤差を 10% 以内とすると、図 7 から 1 相関値当りの SNR は 0.65 程度必要となる。ここで、 σ は NMA での典型的な値、システム雑音温度 400 K、開口能率 0.5、帯域幅 320 MHz、 $\tau_s = 2$ s を用いると、約 800 mJy ($Jy = 10^{-26} W m^{-2} Hz^{-1}$) となる。従って、従来の方法での測定限界強度は約 520 mJy となる。

つぎに、バイスペクトル法での測定限界強度を求める。まず、 $\Re[B]$ の 3 乗根から得られる天体強度の SNR ρ_f とバイスペクトルの実部の SNR $\rho_{\Re[B]}$ ($= S^3 / \sigma_{\Re[B]}$) の関係を示す。これは、 $\rho_{\Re[B]}$ の SNR がある程度良いときには次のように書ける。

$$\rho_f \sim 3\rho_{\Re[B]} \quad (15)$$

つぎに、ここに式 (13) を代入すると、以下の関係が得られる。

$$\rho_f \sim 3 \sqrt{\frac{(\tau/\tau_s) N C_3}{3(N-2)(\frac{\sigma}{S})^2 + 6(\frac{\sigma}{S})^4 + 4(\frac{\sigma}{S})^6}} \quad (16)$$

いま、測定に求められる最小の SNR を ρ_{min} とすると、式 (16) で $\rho_f = \rho_{min}$ と置いて、測定限界強度 S_{min} は次のように表される。

$$\begin{aligned} S_{min} &\sim \frac{0.87\rho_{min}^{1/3}}{(\tau N C_3 / \tau_s)^{1/6}} \sigma \\ &= \frac{0.87\rho_{min}^{1/3} k T_{sys}}{\eta A \sqrt{B} (\tau N C_3)^{1/6} \tau_s^{1/3}} \end{aligned} \quad (17)$$

まず、式 (16) において、 $N = 6$ 、 $\tau_s = 2$ s、 $\sigma = 800$ mJy として、横軸 τ 、縦軸 ρ_f のグラフを書くと図 10 となる。図で $\rho_f < 9$ の領域は、 $\rho_{\Re[B]} < 3$ となる。この領域は、 $\Re[B]$ に負の値がある程度存在するため、天体強度を推定することが不可能な領域とみなすことができる。

また、図 10、式 (16)、(17) より、以下のことがわかる。

- (1) 強度の推定精度は $\sqrt{\tau}$ に比例して良くなる。
- (2) 測定限界強度は $\tau^{-1/6}$ に比例し、積分時間を長くすれば下げられる。但し、 $-1/6$ 乗というべき数は、積分によって S_{min} を低減するには限界があることを意味する。

以上より、NMA におけるバイスペクトル法での測定限界強度は式 (17) で、測定精度 10% ($\rho_{min} = 10$)、

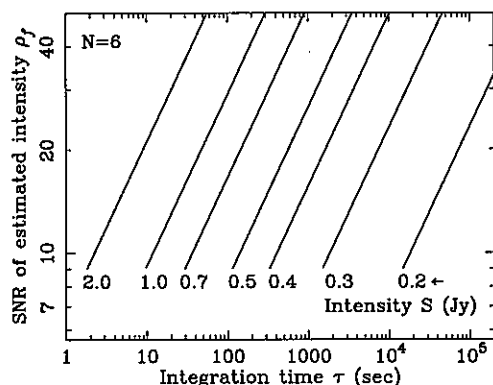


図10 バイスペクトル法での強度のSNRと観測時間との関係

Fig.10 SNR of the estimated intensity using bispectrum as a function of the integration time for arrays of different source intensity.

$T_{sys} = 400$ K, $\eta = 0.5$, $B = 320$ MHz, $\tau = 450$ s, $N = 6$, $\tau_s = 2$ sを与えると, $S_{min} \sim 400$ mJyであることがわかる。

6. 実際の観測データの処理

以上のシミュレーションの結果が実際の観測と矛盾しないものか, NMAの天体の強度測定の結果を用いて検証した。

6.1 観測

観測はNMAを用いて1995年3月8日, 4月30日, 5月6日の3日間行った。観測天体の選択基準は米国国立天文台キットピーク天文台の12mパラボラアンテナで90 GHzで測定された天体強度が1 Jy前後の天体とした。なお, 5月6日の観測は4月30日に観測された天体のすべてを含んでいる。その他のパラメータは表1となっている。

6.2 観測データの処理

振幅誤差 $a_i(t_k)$ 等は観測時間中は変化しないものとし, 観測中に惑星を観測し, それからすべての天体について校正した。校正された相関値は4.の強度の測定法で示した従来の方法とバイスペクトル法で処理した天体強度を求めた。従来の方法で位相誤差を解く時間間隔は位相誤差があまり変化しない8秒とした。

6.3 測定結果

結果は図11に示した。この図の横軸はバイスペクトルから求めた天体の強度 S_{BSP} , 縦軸は従来の方法で求めた天体強度 S_{ASCAL} と S_{BSP} の比である。この図は弱い天体に対して, 従来の方法がバイスペクトル

表1 観測のパラメータ

Table 1 Parameters of the observations.

Date	3/8	4/30	5/6
No. of antennas	6	5	5
Frequency (GHz)	88.6	98.0	88.5
τ (sec.)	150~450	270~450	270~450
No. of obs. sources	18	6	8

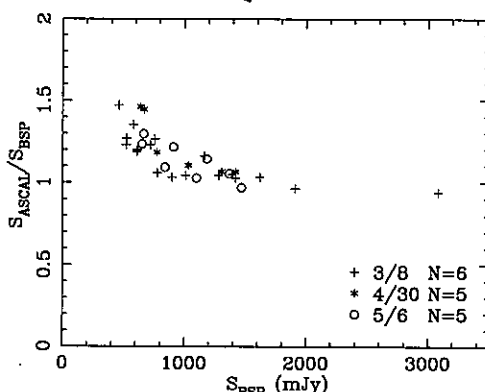


図11 NMAによる天体強度の測定結果

Fig.11 Results of the intensity measurements with the NMA.

から求める強度より大きい値を推定しやすいことを表している。このことは従来の方法での推定強度には偏りがあり, バイスペクトルによる推定強度には偏りがないという5.のシミュレーションの結果を示したものと考えられる。

7. むすび

本論文では電波干渉計におけるバイスペクトルという観測量を天体の強度測定に用いることを提案した。そして, 推定強度の誤差についても, 評価できるようにした。

このために, まず多素子干渉計で観測できるすべてのバイスペクトルを平均したときの統計的性質を明らかにした。つぎに, ミリ波電波干渉計での天体の強度測定の計算機シミュレーションを行い, バイスペクトルの統計的性質を確かめると共に, バイスペクトルによる強度測定には以下のような優れた点があることを明らかにした。

(1) 干渉計を用いた従来の強度測定法では相関値のSNRが悪いとき, 強度の偏りが起こる。これは観測時間を長くしても改善されないが, バイスペクトルによる測定ではこのような偏りは存在しない。

(2) 従来の方法で観測できる最低の強度は観測時

間には関係なく、干渉計システムと大気による位相誤差によって決定されていたが、バースペクトル法の場合は観測時間を伸ばすことで、より微弱な天体の強度も測定可能となる。

最後に、実際に野辺山ミリ波干渉計を用いて天体強度測定を行い、バースペクトル法の推定強度に偏りがないことを確認し、シミュレーションの結果が正しいことを示した。

本論文では、バースペクトルによる強度推定のミリ波観測での応用について述べたが、位相誤差の性質が似ており、その影響が更に大きいサブミリ波等の観測においても、本方法は応用可能だと思われる。広がった天体の観測においては、バースペクトルから直接的に天体像を推定する方法の開発が必要であり、これは今後の課題である。

謝辞 野辺山ミリ波干渉計の観測に御協力頂きました干渉計スタッフの皆さんに感謝します。

文 献

- [1] A.R. Thompson, J.M. Moran, and G.W. Swenson Jr., *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, Krieger Publishing Company, Malabar, 1991.
- [2] T.J. Cornwell, "Radio-interferometric imaging of weak objects in conditions of poor phase stability: the relationship between speckle masking and phase closure methods," *Astron. Astrophys.*, vol.180, pp.269-274, 1987.
- [3] R.C. Jennison, "A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent," *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, vol.118, no.3, pp.276-284, Feb. 1958.
- [4] S.R. Kulkarni, "Self-noise in interferometers: radio and infrared," *Astron. J.*, vol.98, no.3, pp.1112-1130, Sept. 1989.
- [5] A.E.E. Rogers, S.S. Doeleman, and J.M. Moran, "Fringe detection methods for very long baseline arrays," *Astron. J.*, vol.109, no.3, pp.1391-1401, March 1995.
- [6] M. Ishiguro et al., "The Nobeyama millimeter-wave interferometer," in *Proceedings of the International Symposium on Millimeter and Submillimeter Wave Radio Astronomy*, pp.78-84, Granada, 1984. (Instrumentation and Techniques for Radio Astronomy, ed. P.F. Goldsmith, pp.151-155, IEEE Press, New York, 1988 に再録.)
- [7] K.-I. Morita, "The nobeyama millimeter array," in *Astronomy with Millimeter and Submillimeter Wave Interferometry*, eds. M. Ishiguro and Wm.J. Welch, pp.18-26, Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, 1994.
- [8] T.J. Cornwell and P.N. Wilkinson, "A new method for making maps with unstable radio interferometers," *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, vol.196, pp.1067-1086, Feb. 1981.

- [9] A.W. Lohmann, G. Weigelt, and B. Wirtzner, "Speckle masking in astronomy: triple correlation theory and applications," *Applied Optics*, vol.22, no.24, pp.4028-4037, Dec. 1983.

(平成 7 年 8 月 18 日受付, 12 月 14 日再受付)

片桐 征治 (学生員)



平 3 電通大・応用電子工卒。平 5 同大学院博士前期過程了。現在、同大学院博士後期過程在学中。主に、電波干渉計の像再生の研究に従事。日本天文学会会員。

森田耕一郎 (正員)



昭 52 名大・工・電気卒。昭 57 同大学院博士過程了。同年東大東京天文台(現、国立天文台)野辺山宇宙電波観測所研究員。大型宇宙電波望遠鏡の建設に参加。昭 58 より同助手。現在、国立天文台電波天文学研究系助教授。干渉計による像合成に関する研究、干渉計による銀河系および銀河系外天体の観測的研究に従事。日本天文学会、IAU (国際天文学連合) 各会員。

川口 則幸



昭 50 電通大大学院修士過程了。同年郵政省電波研究所に入所。衛星搭載中継器の非直線応答の研究に従事。昭 52 同研究所鹿島支所に移動。電波天文応用の研究、VLBI 観測システムの開発研究に従事。平元より国立天文台電波天文学研究系助教授。以後、スペース VLBI 観測システムの開発に従事。

芳野 赴夫 (正員)



昭 28 電通大電波工卒。同年同大助手、同大講師、助教授を経て、昭 48 より同大教授。平 5 同大名誉教授。この間、昭 33-35 第 3 次南極観測隊長、昭 50-52 第 17 次南極観測隊長。昭 42 IEEE アンテナ伝搬研究会最優秀論文賞、平 4 ポーランド EMC シンポジウム環境電磁工学に関する功績賞受賞。URSI, IAGA, COSPAR のメンバー。ローウェル天文台、スイス連邦工業大 EMC シンポジウム、ポーランドのヴァツラフ EMC シンポジウムの運営委員を委嘱されている。日本天文学会、日本地球電磁気惑星学会、IEEE、AGU 各会員。