## 超長基線電波干渉計データを用いた

スパースモデリングによるブレーザージェットの研究

## 広島大学理学部物理科学科 高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室

## B175684

## 福満翔

主查 深沢 泰司 副查 高橋 徹

2021年2月

#### 概要

ブレーザーはジェット成分からの放射がその他の放射成分(降着円盤や分子雲トーラス、可視輝線領域から の放射)と比較して卓越し、激しい短時間変動を示す特徴のある天体である。そのためブレーザーはジェッ トの根本(ブラックホール近傍~1pc の領域)の物理現象を研究する上で最適な観測対象である。本研究 では超長基線電波干渉計(Very Long Baseline Interferometry; VLBI)を用いて過去に観測されたブレーザー 天体 S5 0716+714 と 3C454.3 の VLBI データについて、統計的手法であるスパースモデリングを応用した 画像復元手法を用いて天体画像を再構成した。この新たな手法は従来法に比べ2~4 倍の空間分解能で画 像化することができるが、従来の手順では計算コストが高く解析時間が膨大であるという問題点があった。 そこで新たに統計的な手法を採用することで解析時間をおよそ5 分の1~10 分の1 に短縮させることに成 功した。これにより約 100 マイクロ秒角(約 3600 万分の1 度)まで分解された高解像度画像からブラッ クホール近傍でのジェットの幾何構造とその時間変化を調査することができた。

# 目次

第1章	序論	7
1.1	研究動機	7
1.2	研究目的	8
第2章	活動銀河ジェット	10
2.1	活動銀河核	10
	2.1.1 活動銀河核の統一モデル	10
	2.1.2 AGN の構造	11
	2.1.3 AGN の分類	11
2.2	ジェットの放射メカニズムと多波長スペクトル............................	12
	2.2.1 放射メカニズム	12
	2.2.2 スペクトルエネルギー分布(Spectral Energy Distribution; SED)	14
2.3	ジェットの相対論的現象	14
2.4	ジェットの構造に関する先行研究	17
第3章	電波干渉計と画像の再構成	20
3.1	光の回折・干渉	20
3.2	超長基線電波干涉計(Very Long Baseline Interferometry; VLBI)	20
3.3	電波干渉計による計測および解析の原理	21
	3.3.1 電波源方向とフリンジ位相	21
	3.3.2 電波源の強度分布と到来電場	25
	3.3.3 開口面電場分布と天球面電場分布の関係	27
	3.3.4 開口面電場分布の相関関数と強度分布の関係: van Cittret-Zernike の定理	28
	3.3.5 大気による影響の較正: Self Calibration	29
	3.3.6 Closure Phase & Closure Amplitude	30
	3.3.7 2 次元フーリエ変換と干渉計観測の特徴	31
3.4	イメージングのアプローチ...................................	33
	3.4.1 CLEAN	33
	3.4.2 最大エントロピー法(Maximum Entropy Method; MEM)	34
	3.4.3 スパースモデリングを応用した画像化手法	35
第4章	解析手法	37
4.1	SMILI による画像再構成の手順	37
4.2	Total Flux, FoV (Field of View), Prior FWHM の値の決定	38

		44
	4.3.1 交差検証(Cross Validation; CV)による推定	45
	4.3.2 CV による検証結果	46
	4.3.3 $\chi^2$ -cutoff による推定	48
	4.3.4 <i>χ</i> <sup>2</sup> - cutoff による検証結果(1 <sub>1</sub> , TV, TSV 項)	48
	4.3.5 <i>χ</i> <sup>2</sup> - cutoff による検証結果(1 <sub>1</sub> , TSV 項)	54
4.4	ビジビリティフィッティング....................................	59
	4.4.1 フィッティング方法	59
	4.4.2 フィッティングの検証結果	61
<i>64</i>		
弗5草 ~	解析大体:\$5 0716+714	66
5.1	S5 0/16+714 に関する先行研究	66
5.2	観測アータ	68
5.3	円備 <b>以</b> 囲像	69
5.4		73
	5.4.1 stacked image から示唆されるジェットの連動	73
	5.4.2 ジェットの噴出万回の時間変化の推定	73
第6章	解析天体:3C454.3	74
6.1	3C454.3 に関する先行研究	74
6.2	観測データ	75
6.2 6.3	<ul><li>観測データ</li><li>再構成画像</li></ul>	75 75
6.2 6.3 6.4	観測データ	75 75 77
6.2 6.3 6.4 6.5	<ul> <li>観測データ</li> <li>再構成画像</li> <li>フィッティング結果</li> <li>考察</li> </ul>	75 75 77 81
<ul><li>6.2</li><li>6.3</li><li>6.4</li><li>6.5</li></ul>	<ul> <li>観測データ</li> <li>再構成画像</li> <li>フィッティング結果</li> <li>6.5.1 各物理量の推定</li> </ul>	75 75 77 81 81
<ul><li>6.2</li><li>6.3</li><li>6.4</li><li>6.5</li></ul>	<ul> <li>観測データ</li> <li>再構成画像</li> <li>フィッティング結果</li> <li>そ察</li> <li>6.5.1 各物理量の推定</li> <li>6.5.2 3C454.3 ジェットのヘリカル運動の可能性</li> </ul>	75 75 77 81 81 82
6.2 6.3 6.4 6.5	<ul> <li>観測データ</li> <li>再構成画像</li> <li>フィッティング結果</li> <li>考察</li> <li>6.5.1 各物理量の推定</li> <li>6.5.2 3C454.3 ジェットのヘリカル運動の可能性</li> </ul>	75 75 77 81 81 82
6.2 6.3 6.4 6.5 <b>第7章</b>	<ul> <li>観測データ</li> <li>再構成画像</li> <li>フィッティング結果</li> <li>ろろの</li> <li>そ物理量の推定</li> <li>6.5.2 3C454.3 ジェットのヘリカル運動の可能性</li> <li>まとめと今後</li> </ul>	<ul> <li>75</li> <li>75</li> <li>77</li> <li>81</li> <li>81</li> <li>82</li> <li>87</li> </ul>
6.2 6.3 6.4 6.5 第7章	<ul> <li>観測データ</li> <li>再構成画像</li> <li>フィッティング結果</li> <li>考察</li> <li>6.5.1 各物理量の推定</li> <li>6.5.2 3C454.3 ジェットのヘリカル運動の可能性</li> <li>まとめと今後</li> <li>FoV, Prior FWHMの検証結果</li> </ul>	75 75 77 81 81 82 <b>87</b> <b>89</b>
6.2 6.3 6.4 6.5 第7章 付録A 付録B	<ul> <li>観測データ</li></ul>	75 75 77 81 81 82 <b>87</b> <b>89</b> <b>95</b>
6.2 6.3 6.4 6.5 第7章 付録A 付録B	<ul> <li>観測データ</li> <li>再構成画像</li> <li>フィッティング結果</li> <li>考察</li> <li>6.5.1 各物理量の推定</li> <li>6.5.2 3C454.3 ジェットのヘリカル運動の可能性</li> <li>まとめと今後</li> <li>FoV, Prior FWHM の検証結果</li> <li>χ<sup>2</sup> - cutoff の検証結果 (1<sub>1</sub>, TV 項)</li> </ul>	75 75 77 81 81 82 <b>87</b> <b>89</b> <b>95</b> <b>103</b>
6.2 6.3 6.4 6.5 第7章 付録A 付録B 付録D	<ul> <li>観測データ</li></ul>	75 77 81 81 82 <b>87</b> <b>89</b> <b>95</b> <b>103</b>
6.2 6.3 6.4 6.5 第7章 付録A 付録B 付録D 付録E	<ul> <li>観測データ</li></ul>	75 75 77 81 81 82 <b>87</b> <b>89</b> <b>95</b> <b>103</b>

# 図目次

1.1	楕円銀河 M87 中心核から噴出するジェットの可視光画像 [4] ...........	7
2.1	AGN のモデル (Urry, C. M. & Padovani, P. 1995 [35])	10
2.2	ブレーザー天体の SED[22]	14
2.3	超光速運動の説明図	15
2.4	相対論的ビーミング効果の説明図....................................	16
2.5	spine-sheathの模式図(Ghisellini et al. 2005 [11])	17
2.6	limb-brightened jet (K.Hada, et al. 2013 [12])	17
2.7	コアからの距離に対するジェット幅	
	(K. Asada & M. Nakamura 2012 [2])	18
2.8	コアからの距離に対するジェット幅	
	(K. Hada, et al. 2013 [12])	18
2.9	M87 ブラックホールシャドウ(EHT collaboration, 2019[6])[5]	19
3.1	VLBI の例. ラベルは VLBI を構成するそれぞれの電波望遠鏡の名前であり, 青線は望遠鏡間	
	を結ぶ基線を表している.(EHT Collaboration, 2019 [6])	21
3.2	天体の方向ベクトル <i>s</i> , 基線ベクトル <i>D</i> , 幾何学的遅延 τ <sub>g</sub> の関係 [42] ........	22
3.3	遅延補正 τ <sub>i</sub> を導入して電波波面を揃える方法 [42]	23
3.4	電波干渉計で観測されたフリンジ(縦軸:相関係数, 横軸:遅延時間 τ <sub>g</sub> )[38] ......	23
3.5	地球固定座標系と天球の座標系 [38]	24
3.6	2次元非対称ガウス分布のフーリエ変換の例	32
3.7	(u,v) coverage. 空間周波数 u,v は基線長の天体方向への投影成分と観測波長の比で決まるた	
	め, 観測波長を単位として表現される	32
3.8	(左) dirty image, (右) CLEAN 画像 [38]	34
4.1	SMILI による画像再構成手順の説明図	38
4.2	$1 \text{ pix} = 6, 8, 10, 12, 14  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1560, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1506 \times 1560, 2048 $	s <sup>2</sup> )
	の再構成画像結果 (平均). ただし表示画像の空間スケールは統一してある. コントアはピーク	
	Intensity Ø 5%, 10%, 20%, 40%, 80%.	40
4.3	$1 \text{ pix} = 6, 8, 10, 12, 14  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1536, 2048 \times 2048, 2560 \times 2560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1560, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1536 \times 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3584 \times 3584  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072  \mu \text{as} (FoV = 1560, 3072 \times 3072, 3072 \times 30$	s <sup>2</sup> )
	の複素ビジビリティにおける reduced χ <sup>2</sup> の結果 (平均)	40
4.4	1 pix = 10 µas ( $\lambda_{l_1} = 10^{-3}, \lambda_{tsv} = 10^{-3}$ )の結果の radial plot(赤:データ,青:モデル). visibility	
	amplitude(左上), visibility phase(右上), log closure amplitude(左下), closure phase(右下)の分布	
	を表す. 記載されている reduced χ² はそれぞれの分布で計算されたものである......	41

4.5	Prior FWHM=1000~1900 µas の再構成画像結果. コントアはピーク Intensity の 5%, 10%,	
	20%, 40%, 80%	42
4.6	Prior FWHM = 1000~1900 $\mu$ as の複素ビジビリティにおける reduced $\chi^2$ の結果	43
4.7	Prior FWHM = 1500 µas ( $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ ) の結果の radial plot	44
4.8	CV の概要図	45
4.9	(左) CV により導出された最適画像結果 (画像右下の楕円は 1/4 ビームサイズ). (右) ボストン	
	大学ブレーザーグループが CLEAN を用いて画像化した結果 (画像右上の楕円はビームサイ	
	ズ). 両者ともにコントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%	46
4.10	Self Calibration 後のデータと CV により得られた最適モデルの radial plot(赤:データ, 青:モ	
	デル). visibility amplitude(左上), visibility phase(右上), log closure amplitude(左下), closure	
	phase(右下) の分布を表す. 記載されている reduced χ² はそれぞれの分布で計算されたもので	
	ある	47
4.11	各正則化パラメータとビジビリティにおける reduced $\chi^2$ の関係. 球の大きさは reduced $\chi^2$ の	
	値に対応し, reduced χ <sup>2</sup> > 1 のモデルを赤, ≤ 1 のモデルを青でプロットしてある......	49
4.12	(上) 正則化パラメータと再構成画像. 各画像の右上の数値は複素ビジビリティの reduced χ <sup>2</sup> ,	
	(下) 正則化パラメータとビジビリティの radial plot の関係. 各パラメータセットで縦軸のス	
	ケールは異なる. (赤:データ, 青:モデル, 緑:residual)	50
4.13	$(\lambda_{l_1}, \lambda_{tv}, \lambda_{tsv}) = (10^{-5}, 10^{-1}, 10^5), (10^3, 10^{-1}, 10^{-5})$ のモデルとデータの radial plot	52
4.14	(左) χ <sup>2</sup> - cutoff により導出された画像の平均. (右) CV により導出された最適画像結果. 両者	
	ともにコントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%. 画像右下を楕円は 1/4 ビーム	
	サイズ	53
4.15	(左) χ <sup>2</sup> - cutoff により導出された画像の標準偏差画像. (右) SN 画像	53
4.16	(左) χ <sup>2</sup> - cutoff により導出された SMILI の画像を CLEAN ビームで畳み込んだ結果. (右) ボ	
	ストン大学ブレーザーグループが CLEAN を用いて画像化した結果.........	54
4.17	各正則化パラメータとビジビリティにおける reduced $\chi^2$ の関係. 球の大きさは reduced $\chi^2$ の	
	値に対応し, reduced χ <sup>2</sup> > 1 のモデルを赤, ≤ 1 のモデルを青でプロットしてある......	55
4.18	(上) 正則化パラメータと再構成画像. 各画像の右上の数値は複素ビジビリティの reduced $\chi^2$ ,	
	(下) 正則化パラメータとビジビリティの radial plot の関係. 各パラメータセットで縦軸のス	
	ケールは異なる. (赤:データ, 青:モデル, 緑:residual)	56
4.19	$(\lambda_{l_1}, \lambda_{tsv}) = (10^{-1}, 1)$ のモデルとデータの radial plot	57
4.20	(左) χ <sup>2</sup> - cutoff (l <sub>1</sub> , TSV 項) により導出された画像の平均. (右) χ <sup>2</sup> - cutoff (l <sub>1</sub> , TV, TSV 項) に	
	より導出された画像の平均. 両者ともにコントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%,	
	80%. 画像右下を楕円は 1/4 ビームサイズ .............................	58
4.21	(左) χ <sup>2</sup> - cutoff (l <sub>1</sub> , TSV 項) により導出された画像の標準偏差画像. (右) SN 画像	58
4.22	ビジビリティフィッティングの概要図................................	59
4.23	楕円ガウス関数のパラメータ...................................	60
4.24	重心の固定座標とそのときの reduced χ <sup>2</sup> の分布.........................	62
4.25	PKS 0528+134 に対するフィッティングの結果. 青線はフィッティングにより決定された楕	
	円ガウス関数の長軸短軸の半値幅を表す................................	63

4.26	Self Calibration 後のデータとフィッティング結果の radial plot. 表示してある reduced $\chi^2$ は式 (4.3) で定義した複素ビジビリティの $\chi^2$ から計算された値.	63
4.27	3C454.3 に対するフィッティングの結果	64
4.28	Self Calibration 後のデータとフィッティング結果の radial plot. 表示してある reduced $\chi^2$ は式	
	(4.3) で定義した複素ビジビリティの $\chi^2_2$ から計算された値	64
5.1	43GHz VLBA 画像 (計 23 エポックの天体画像をまとめて表示). ジェット構造の時間変化を 観測したものであり, 各画像下部に記載されている数字は観測日 (JD - 2454000) を表す. また	
5.0	十子の図形は合観側におけるヒームサイス $(0.25 \times 0.18 \text{ mas})$ を衣 $g$ . [29]	67
5.2	22GHz RadioAstron 画像. (左): natural, (中央): uniform, (右): super-uniform weighting. [21].	67
5.3	S50/16+/14(2008年11月~2019年10月)の再構成した平均画像の結果、大体の明るさはIn-	
	tensity (Jy / beam) カラーハー で表記しており、コントア はビーク Intensity $0.1\%, 0.5\%, 2.5\%$ ,	
	12.5%, 62.5%を小り. 縦軸/ 傾軸は相対的な小程 (Declination, Dec)/ 小栓 (Right Ascension,	6
5 4	KA) を衣 9. (µas: マイクロ秒用 ≃ 2.8×10 ~ 度)	70
5.4 5.5	55 0716+714(2010 年 8 月~2011 年 1 月)の再構成した十均画像の紀末	71
5.5	55 0716+714(2013 年 7 月~11 月)の再構成した十岁回家の福米	71
5.0 5.7	55 0716+714(2014 年 12 月~2013 年 7 月)の再構成した十均回隊の和未	71
5.8	(左) 2010 年 8 日~2011 年 1 日の stacked image (右) 2017 年 7 日~12 日の stacked image	72
5.8	$(\pm) 2010 \pm 6 \beta^{-2} 2011 \pm 1 \beta^{-0} \text{ stacked image.} (\pm) 2017 \pm 7 \beta^{-1} 2 \beta^{-0} \text{ stacked image.}$	12
6.1	他波長で観測されたライトカーブ. 上からガンマ線、X 線、紫外線、可視光、電波帯域にお ける観測結果を表している. 全ての波長で同期して増光していることがわかる.[19]	74
6.2	3C454.3 (2018 年 7 月~2019 年 7 月) の再構成した平均画像の結果. コントアはピーク Intensity	
	Ø 5%, 10%, 20%, 40%, 80%	76
6.3	3C454.3(2018 年 7 月~2019 年 7 月)の stacked image	77
6.4	フィッティング結果. (青線) フィッティングにより決定されたコア成分とジェット成分のそ	
	れぞれの楕円ガウス関数の長軸短軸の半値幅	78
6.5	コア成分とジェット成分の相対重心位置の時間変化..............	79
6.6	ビジビリティフィッティングによるライトカーブ. (上) コア成分. (下) ジェット成分	80
6.7	コア成分とジェット成分の相対位置の時間変化. データ点 : 6.4 節のビジビリティフィッティ	
	ングから求めた重心の相対距離. 直線 : 平均の速度のフィッティング結果	81
6.8	ヘリカル運動モデル(W. Steffen et al. 1995)[33]	82
6.9	シンプルモデルによるジェット構造のシミュレーション結果. 青線はジェット質点の軌跡を	
	表す	84
6.10	(map) 観測結果の stacked image. (青線) シミュレーションによるジェットの質点の軌跡. (緑	
	印) ビジビリティフィッティングから求めたジェット成分の重心位置........	84
6.11	シミュレーション結果のジェット成分のライトカーブ. (縦軸) 真の明るさを 1 としたときの	
	見かけの明るさ <b>δ</b> <sup>4</sup> . (横軸) 観測者系での時間 (年)	85
A.1	1 pix = 6 µas, $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot	89

A.2	1 pix = 8 µas, $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot	90
A.3	1 pix = 12 µas, $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot	90
A.4	1 pix = 14 µas, $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot	91
A.5	Prior FWHM = 1000 µas, $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot	92
A.6	Prior FWHM = 1300 µas, $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot	93
A.7	Prior FWHM = 1600 µas, $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot	93
A.8	Prior FWHM = 1900 µas, $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ , $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot	94
C.1	(左) χ <sup>2</sup> - cutoff (l <sub>1</sub> , TV 項) により導出された画像の平均. (右) χ <sup>2</sup> - cutoff (l <sub>1</sub> , TSV 項) により導 出された画像の平均. 両者ともにコントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%. 画	
	像右下を楕円は 1/4 ビームサイズ ....................................	103
C.2	(左) χ <sup>2</sup> - cutoff (l <sub>1</sub> , TV 項) により導出された画像の標準偏差画像. (右) SN 画像	103
D.1 D 2	reduced $\chi^2$ の値と再構成画像	105
D.2	ラメータのうち $\lambda_1$ の値のみを横軸にとり、検証したモデルについてプロットしてある	105
D.3	正則化パラメータと reduced $\chi^2$ の関係. 点線はそれぞれのデータに対して再定義した reduced $\chi^2$	
	の値	106

## 第1章 序論

## 1.1 研究動機

宇宙ジェットとは、中心の天体システムから細く絞られたプラズマガスを高速で双方向へと噴出する現象 である。その中心には、原始星や白色矮星、中性子星やブラックホールなどの重力を及ぼす天体が存在して いる。中でも、とくに活発に活動をしている活動銀河と呼ばれる銀河の中心、活動銀河核(Active Galactic Nucleus; AGN)に位置するブラックホールからは、莫大なエネルギーがジェットとして放出され、その速 度はしばしば光速の 99%にもなることがわかっている。この現象は 1918 年におとめ座銀河団の中心に位置 する巨大楕円銀河 M87 で初めて発見され、のちに電波から X 線にいたる観測装置の進歩によってその実態 は次第に明らかになってきた。



図 1.1: 楕円銀河 M87 中心核から噴出するジェットの可視光画像 [4]

しかしながら、ジェットの形状や噴出のメカニズムなどについてはいまだに多くの謎が残っている。代 表的なものとして宇宙ジェットについては以下のような3つの未解決問題がある。[39]

- 1. 加速機構:宇宙ジェットの噴出速度はしばしば光速に近い値をとる。どのようにしてプラズマガスを それほどの速度にまで加速しているのか、ジェットの駆動のメカニズムについて議論が続いている。
- 2. 収束問題:ジェットの形状の特徴として、きわめて細長く収束されているという点が挙げられる。これは例えるなら、ホースで水を撒いたときに長さ10kmの水流の先端が10m~100mしか拡がってい

ない計算になる。なぜこのような現象が可能であるのか、明確な理由は今もなおわかっていない。

 エネルギー源:宇宙ジェットのエネルギー源には重力エネルギーが関与していると考えられている。 すなわち重力源へと降着する物質の重力エネルギーの一部を熱エネルギーや放射エネルギー、電磁エ ネルギーへと転換し、ジェットとして放出しているというモデルが有力である。しかしながらその詳 しいメカニズムについてはいまだに謎である。

このことからジェットそのものが非常に興味深い研究対象であると言える。

また、中心天体の周りでは角運動量をもったガスが天体を中心に回転しながらゆっくりと落ちていくた め、降着円盤と呼ばれるガスの円盤を形成している。中心天体がブラックホールの場合はガスは最終的にブ ラックホールに吸い込まれてしまうため、ガスがもともともっていた情報は質量と角運動量を除きほとんど が損なわれてしまう。しかしジェットの場合は、放出されるエネルギーや磁場の情報、さらにはジェットそ のものの幾何構造など多くの情報をもったガスとして宇宙空間へと戻される。そのためジェットを詳しく 研究することで、天体の構造や周辺の宇宙環境に与える影響などについて議論することができるのである。

ジェットをほぼ真正面から観測していると考えられる天体をブレーザーと呼ぶ。このような天体では放 射された光が前方へ集中する相対論的ビーミング効果という現象が起きるため、ジェットがきわめて明る く、また激しい短時間変動を示すという特徴がある。ジェットからの放射はその他の放射成分(降着円盤や 分子雲トーラス、可視輝線領域からの放射)と比較してきわめて明るくなるため、ジェットの根本(~1pc のスケール)での現象を研究する上でブレーザーは最適な天体である。

このような天体現象を観測する上で非常に有効な手段の一つとして、超長基線電波干渉計(Very Long Baseline Interferometry; VLBI)がある。VLBIとは複数の電波望遠鏡を離して配置し、データを合成して像 を得る手法である。この手法により高い空間分解能で天体を観測することができ、ジェットの根本の非常に 狭い領域を詳細に観測することができる。例えば口径 8.2m のすばる望遠鏡の可視光での空間分解能は高く て 0.1 秒角程であるが、VLBIでは 100 マイクロ秒角を切る空間分解能が実現している [36]。近年 VLBI デー タの解析手法において、従来の手法とは異なる統計手法を用いた画像再構成方法が提案された。これは観測 データから画像を再構成する過程において、スパースモデリングを応用した新たな画像復元手法である。そ してこの技法を用いた VLBI データ用の画像解析ソフト(Sparse Modeling Imaging library for Interferometry; SMILI)が開発された。この方法を用いることにより従来と比較して 3~4 倍ほど高い解像度で画像を再構成することができるようになった。

## 1.2 研究目的

本研究の目的は、ジェットの根本(ブラックホール近傍または電波コア近傍 ~ 1pc の領域)の幾何構造 とその時間変化を調査し、ジェットの物理的現象を解明することである。1.1 節で説明したようにジェット についてはいまだ未解決の問題が存在する。様々な観測手法の中でも VLBI による撮像は最も直接的な手 法であり、ジェットの根本付近において噴出するプラズマガスがどこでどのように生み出されて細い形状 になるか、またどこでどのように加速されているのかということを観測的に画像から研究することによっ て、収束問題や加速機構の謎を解明できる可能性がある。その解明のためには噴出現場のジェットの形状や プラズマガスが実際に加速されている様子をより狭い領域において詳細に調べる必要がある。そのような 研究を行うにあたって、ジェットからの放射成分が卓越する天体であるブレーザーは最適な研究対象とな る。ブレーザーをはじめとする AGN に関する研究は以前から多く行われており、研究方法として様々なア プローチが存在する。電波干渉計観測による研究においては、これまでは得られたデータに対して CLEAN を用いて解析したものがほとんどであり、スパースモデリングを応用した画像復元手法を用いて解析した結 果はまだ多くはない。(画像復元手法の詳細については 3.4 節で説明する。)そこで本研究では、Very Long Baseline Array; VLBA によって観測されたデータから解析ソフト SMILI を用いて画像を再構成し、ジェッ トの幾何構造について研究を行う。過去に観測されたデータに対して SMILI を用いて解析し直すことで従 来法に比べ高い空間分解された画像を得ることができるため、ジェットの根元をより詳細に調査すること が可能となる。データはボストン大学ブレーザーグループが取得したアーカイブデータを使用する。

電波干渉計観測からは波数空間のデータが得られ、画像を再構成するためにはデータを逆フーリエ変換 する必要がある。しかし、観測される波数空間のデータは不完全であり、画像を逆フーリエ変換によって再 構成することができない。このように電波干渉計観測データの画像再構成は劣決定な問題であり、推定さ れる画像は無限に存在し得る。SMILIでは以下に示すような正則化付き最小化問題を解くことにより、画 像を再構成する。(正則化付き最小化問題については 3.4.3 項で説明する。)

$$C(I) = \chi^{2} + \lambda_{l_{1}} ||I||_{l_{1}} + \lambda_{tv} ||I||_{tv} + \lambda_{tsv} ||I||_{tsv}$$
(1.1)

ここで正則化パラメータ λ<sub>l1</sub>, λ<sub>tv</sub>, λ<sub>tsv</sub> を計算時に与える必要があるが、もっともらしい画像を再構成するた めには最適なパラメータセットを与えなければならない。このとき交差検証(Cross Validation; CV)などを 用いることによって適切な値を推定することができるが、解析時間が膨大であるという問題点がある。そ こで本研究では、CV を用いることなく適切な天体画像を取得できる比較的計算コストのかからない方法を 模索する。この新たな方法を用いて、過去に取得された電波干渉計観測データから従来に比べ最大 4 倍の 高空間分解なジェットの画像を取得し、ジェットの噴出領域近傍の幾何構造について研究を行う。

## 第2章 活動銀河ジェット

(以下の説明は主に [26] [37] [39] [41] [44] を参考に記述した。)

## 2.1 活動銀河核

## 2.1.1 活動銀河核の統一モデル

宇宙には通常銀河の他、中心部の非常に狭い領域のみで銀河全体の明るさに匹敵するほどの電磁波を放射 する銀河が存在する。このような活発な銀河を活動銀河といい、その中心核を活動銀河核(Active Galactic Nucleus; AGN)という。AGN は電波領域での明るさや可視スペクトルの輝線などの特徴、または発見に 至った観測手段(電波サーベイや分光観測)などの理由により、セイファート銀河や電波銀河、ブレーザー などに分類される。このようにいくつかの種類に分類された AGN は、現在では図 2.1 に示したような構造 の銀河を別々の角度から観測することにより生じた見かけ上の差異であると考えられており、これを AGN の統一モデルという。



図 2.1: AGN のモデル (Urry, C. M. & Padovani, P. 1995 [35])

#### 2.1.2 AGN の構造

AGN は図 2.1 で示したような構造をしていると考えられている。中心には超巨大ブラックホールがあり、 その質量は  $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$  (太陽質量) にもなる。また中心付近から対称軸の方向に光速に近い速度でジェッ トが噴き出している。さらにブラックホールの周りでは角運動量をもったガスがブラックホールを中心に 回転しながらゆっくりと落ちていくため、降着円盤と呼ばれるガスの円盤を形成している。降着円盤内で はガスの粘性による散逸で重力ポテンシャルを熱エネルギーへと転化させ、電磁波を放射している。降着 円盤から放射された紫外線はその周りに広がるガスを電離させ、電離ガス領域から輝線が観測される。降 線を放射する物質が運動しているとき、輝線の波長はドップラーシフトにより推移する。そのため、高速で さまざまな方向へ移動する物質から放射される輝線の幅は広くなり、輝線の幅を測ることで物質の速度を 推定することが可能となる。また連続光と輝線の光度変化のタイムラグから領域の大きさや形状を決定す ることができる。この電離ガス領域からの輝線は幅の広いものと狭いものの2種類がある。前者の領域を 広輝線領域 (Broad-Line Region; BLR) といい、中心から 0.1pc 以下の極めて小さな領域にあると推定され ている。一方で後者の領域を狭輝線領域 (Narrow-Line Region; NLR) といい、~100pc のスケールをもつ大 きな領域であると推定される。さらに、BLR を取り囲むようにトーラスと呼ばれるドーナツ状の光学的に 厚いガスの領域が存在する。このトーラスにより、AGN を対称軸に対して真横から観測したとき、中心付 近からの放射は観測者には直接的に届かないため、観測される特徴に大きな差異が生じることになる。

## 2.1.3 AGN の分類

2.1.2 項では AGN のそれぞれの構造について説明した。このように複雑な構造をもつ AGN は観測され る角度の違いにより様々な特徴を見せるため、いくつかの種類に分類されている。

#### セイファート銀河

セイファート銀河は AGN をもつ銀河の一種であり、 $M_{\rm B} > -21.5 + 5 \log h_0$  ( $M_{\rm B}$ :絶対等級, $h_0$ :ハッブル 定数)を満たすような比較的低光度の銀河である。ここで、絶対等級とは天体の真の明るさを表す指標であ り、天体を地球から 10pc の距離に置いたときの等級を表す。絶対等級と実視等級 m、天体までの距離 d [pc] の間には $m - M_{\rm B} = 5 \log_{10} d - 5$ という関係がある。セイファート銀河は 1943 年にセイファート (C.Seyfert) によって発見された。可視光から紫外線領域にわたる青い連続光スペクトルと、電離ガス (プラズマ)から 生じる様々な原子やイオンからの輝線スペクトルが見られるという特徴がある。セイファート銀河は電離 ガス輝線スペクトルについて注目すると 2 種類あり、輝線の半値幅から計算される速度が ~ 1000 km/s、大 きいものでは ~ 1 万 km/s を超える非常に幅の広い輝線が見られるものと、~ 100 km/s の幅の輝線しか見ら れないものがある。前者が 1 型セイファート銀河、後者が 2 型セイファート銀河と分類されている。セイ ファート銀河は渦巻銀河、とくに早期型渦巻銀河であることが多いが、楕円銀河であるものも存在する。

#### 電波銀河

電波放射の弱いセイファート銀河に対して、電波を強く放射している AGN を電波銀河という。同程度 の可視光光度をもつセイファート銀河と比較して電波銀河は 100 倍から 1000 倍もの強い電波を放射してい る。電波銀河もセイファート銀河の場合と同様に、輝線スペクトルの幅から1型電波銀河と2型電波銀河に 分類される。前者を広輝線電波銀河(broad-line radio galaxy:BLRG)、後者を狭輝線電波銀河(narrow-line radio galaxy:NLRG)という。セイファート銀河との大きな違いは、電波銀河のほとんどが楕円銀河である ことである。また電波銀河の特徴として、可視光で見えている銀河本体のスケールと比較してはるかに大 きなスケールの電波ジェットや電波ローブと呼ばれる構造が見られることがある。さらに、ジェットの根 本付近では中心核に対応した電波コアと呼ばれる点状の構造が見られることもある。

#### クェーサー

セイファート銀河や電波銀河よりもさらに明るく、AGNの中で最も明るいクラスに属するものがクェー サーである。クエーサー中心核の絶対等級は *M*<sub>B</sub> < -21.5+5log*h*<sub>0</sub> である。クェーサーは発見当時は十分 に空間分解できず、恒星状に見える電波天体として観測されたが、現在では観測技術の進歩により高空間 分解能撮像観測が可能になったことでクェーサーの母銀河が検出されるようになった。クェーサーは光度 が非常に大きいため遠方宇宙にあっても観測することができる。

#### ブレーザー

ブレーザーはクェーサーの一種であり、銀河中心から噴出するジェットをほぼ真正面から観測している (ジェットが地球方向へ噴出している)と考えられる天体である。現在知られている AGN の中では 2-3%程 度を占める。ブレーザーに関する観測的特徴として、以下のようなものが挙げられる。

- 1. 線スペクトルに対して卓越した連続スペクトルを示し、その放射源はほぼ点源である。
- 2. 可視光において、短いものでは数分、長いものでは 10 年以上の時間スケールで大きな振幅の変光を 示す。
- 3. 可視光での偏光度が >10%を示す場合もあるなど高く、また時間変動する。
- 4. 電波で非常に明るく、時間変動する。

ブレーザーが電波で非常に明るいのは高エネルギー電子からのシンクロトロン放射が相対論的ビーミング 効果によって増幅されるためである。これによりジェットからの放射はその他の放射成分(降着円盤や分 子雲トーラス、可視輝線領域からの放射)と比較して卓越するため、ジェットの根本(~1pc のスケール) での現象を研究する上でブレーザーは最適な天体である。

ブレーザーで観測される相対論的な現象の詳細については 2.3 節で説明するものとする。

## 2.2 ジェットの放射メカニズムと多波長スペクトル

## 2.2.1 放射メカニズム

#### シンクロトロン放射

シンクロトロン放射とは、磁場中で光速に近い速度を持った高エネルギー荷電粒子が磁力線の回りを加 速度運動することにより電磁波を放射する現象である。天文学においては、電波銀河やブレーザー、クエー サーなどで相対論的速度の電子からシンクロトロン放射により電磁波が放射されるため非常に重要な現象 であると言える。電波望遠鏡ではジェットからのシンクロトロン放射由来の電波を捉えることでその構造 を観測することができる。また、シンクロトロン放射により放出された電磁波は偏光度が高く、その方向は 磁場に垂直であるという特徴がある。このことからシンクロトロン放射由来の偏光(偏波)を捉えることで 磁場の構造を理解することができるのである。

#### シンクロトロン自己コンプトン放射(Synchrotron Self-Compton radiation; SSC radiation)

高エネルギー荷電粒子が光子を散乱すると、光子は荷電粒子からエネルギーを与えられることでもとよ り高いエネルギーに叩き上げられる。この現象を逆コンプトン散乱(inverse-Compton scattering)という。 ジェット内における逆コンプトン散乱のモデルは種光子の起源により分類される。

このうち、シンクロトロン放射の源となった電子による逆コンプトン散乱によって、シンクロトロン放 射の光子が高エネルギーに叩き上げられる現象をシンクロトロン自己コンプトン放射という。この現象は シンクロトロン放射の光子密度が十分高いときに効き、AGN ジェットからの GeV-TeV ガンマ線放射を説明 する最も標準的なモデルである。

#### 外部光子コンプトン放射(External Compton radiation; EC radiation)

ジェットの外部から内部に進入した光子を高エネルギー電子が逆コンプトン散乱することにより、光子 が高エネルギーに叩き上げられる現象を外部光子コンプトン放射という。外部から進入する光子の起源は 降着円盤からの熱放射やそれが BLR の物質と相互作用した結果生成された輝線であると考えられている。

観測的には GeV ガンマ線帯域において光度の低いものはシンクロトロン自己コンプトン放射が主であり、光度の大きなものは外部光子コンプトン放射が主となっている。

## 2.2.2 スペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distribution; SED)



図 2.2: ブレーザー天体の SED [22]

スペクトルエネルギー分布 (SED) とは、放射の各エネルギー (振動数・周波数) に対する電磁波の強度 分布である。ブレーザーの SED の観測的特徴として、図 2.2 に示したような電波からガンマ線までの広い 放射が見られることと、形状に 2 つの山が見られることが挙げられる。SED におけるこの 2 つの山は 2.2.1 項で説明したシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱放射のモデルによって説明される。低エネルギー側 の山は電波から軟 X 線の範囲に位置し、シンクロトロン放射に対応する。一方で高エネルギー側の山は X 線からガンマ線の範囲に位置し、逆コンプトン散乱放射に対応する。それぞれの山のピーク波長は電子の最 大加速エネルギーを反映しており、それは放射による冷却率と加速率の釣り合いで決定される。光子密度 がより大きいときは逆コンプトン散乱による冷却が効くため、電子の粒子加速効率が抑えられ、山のピー クは低エネルギー側へとシフトする。このように観測されたスペクトルの形を解析することでジェットの 物理量を求めることが可能となる。

## 2.3 ジェットの相対論的現象

## 超光速運動

超光速運動とは、中心核領域から噴出するブローブ(電波で明るく見えるジェットの構造)の速度が見 かけ上光速を超えて移動して見える現象である。ここでジェットの実際の速度をv、ジェットの噴出方向 と地球から観測したときの視線方向のなす角を θ とし、見かけの速度を導出する。



図 2.3: 超光速運動の説明図

図 2.3 では電波コアの位置を O をし、P に向かってブローブが移動している様子を表している。O  $\rightarrow$  E P  $\rightarrow$  E で放射された光が観測者に届くまでのそれぞれの時間  $t_1, t_2$  は、

$$t_1 = \frac{d}{c}, \quad t_2 = \frac{r}{v} + \frac{d-x}{c}$$
 (2.1)

となる。観測者にはブローブが  $\mathbf{Q} \rightarrow \mathbf{P}$  に移動しているように見えるため、見かけの速度  $v_{\mathrm{app}}$  は以下の式で表される。

$$v_{\rm app} = \frac{y}{t_2 - t_1} = \frac{v \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}$$
(2.2)

ここで  $\beta = v/c$  である。上の式 (2.2) からわかるように、ジェットの速度が光速に近く( $\beta \sim 1$ )、かつジェットの噴出する方向が視線方向とほぼ一致している場合( $\theta \sim 0$ )にこの現象は起こり、観測結果から計算される速度は見かけ上光速を超えることとなる。例えば、ジェットの速度を光速の 90%、噴出する方向と視線方向のなす角を 10 度とすると、見かけの速度は光速の 10 倍になる。

### 相対論的ビーミング効果

相対論的ビーミング効果とは、光速に近い速度で噴出するジェットから放射された光が運動方向へと集 中し、ジェットとほぼ同じ角度から観測したとき見かけの明るさが増幅する現象である。超光速運動が観 測される天体では、双方向に噴出するジェットのうち一方向のみしか観測されない。これにはこの相対論 的ビーミング効果によりジェットの見かけの明るさと電磁波を放射する角度が大きく変化していることが 影響していると考えられる。噴出するジェットが光速に近い速度で運動しているときを考える。図 2.4 のよ うにジェットの実際の速度を ν、ジェットの噴出方向と地球から観測したときの視線方向のなす角を θ と する。このときローレンツ因子 γ は、

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \tag{2.3}$$

のように与えられ、放射源の固有系で測った電磁波の振動数を v<sub>s</sub>、観測される振動数を v<sub>obs</sub> とするとロー レンツ変換の関係より、

$$v_s = \gamma (v_{\rm obs} - \beta v_{\rm obs} \cos \theta) \tag{2.4}$$

となる。ここでビーミング因子と呼ばれる量を、

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} \tag{2.5}$$

のように定義すると、

$$v_{\rm obs} = v_{\rm s}\delta \tag{2.6}$$

となり、観測される振動数は放射源の固有系の振動数より $\delta$ 倍大きなものとなる。また時間間隔について は振動数の逆数のように振舞うため、放射源の固有系で測った時間間隔 $\Delta t_s$ と観測される時間間隔 $\Delta t_{obs}$ の 間には、

$$\Delta t_{\rm obs} = \frac{\Delta t_{\rm s}}{\delta} \tag{2.7}$$

の関係がある。これにより観測者から見ると時間間隔は 1/δ 倍になるため、ブレーザーでは激しい短時間 変動が観測されることとなる。



図 2.4: 相対論的ビーミング効果の説明図

次に放射された電磁波が運動方向へ集中する程度と明るさの変化について考える。放射源の固有系で見た光子の進行方向 *θ*。と観測者の見る方向 *θ* の間には、

$$\cos\theta_{\rm s} = \frac{\cos\theta - \beta}{1 - \beta\cos\theta} \tag{2.8}$$

の関係があるため、放射源における立体角  $\Delta \Omega_{\rm s} = 2\pi\Delta\cos\theta_{\rm s}$ の範囲に放射された電磁波は観測者の系においては、

$$\Delta\Omega_{\rm s} = \delta^2 \Delta\Omega \tag{2.9}$$

の範囲に対応する。これにより放射された電磁波は運動方向の $\delta^2$ ほど小さな立体角の範囲に集中することになる。放射源の系での光度  $L_s$  と観測されるフラックス F の間の光子数の保存を考えると、

$$\frac{L_{\rm s}}{v_{\rm s}}\Delta t_{\rm s}\frac{\Delta\Omega_{\rm s}}{4\pi} = \frac{F}{v_{\rm obs}}d^2\Delta\Omega\Delta t_{\rm obs}$$
(2.10)

$$L_{\rm s} = 4\pi d^2 F \delta^{-4} \tag{2.11}$$

となる。このため観測者から見ると放射された電磁波は本来の明るさの $\delta^4$  倍明るく観測されることがわかる。ブレーザーの光度が高いのはこのためである。

## 2.4 ジェットの構造に関する先行研究

ジェットの形状に関する先行研究として、Ghisellini et al. 2005 [11] では spine-sheath というモデルが提唱 されている(図 2.5)。このモデルによると、ジェットは軸(spine)の部分と鞘(sheath)の部分に分類され る多層構造をしており、また spine 部分が sheath 部分と比較して速度が大きいという特徴がある。



図 2.5: spine-sheath の模式図 (Ghisellini et al. 2005 [11])

そのため spine 部分はより相対論的ビーミング効果の影響が効き、電磁波を放射する角度が小さくなるため、観測上は sheath 部分のみが見えることがある。このようなメカニズムにより、ジェットを観測すると図 2.6 のように縁の部分のみが明るく見られる現象がある。この現象を limb-brightening という。



⊠ 2.6: limb-brightened jet (K.Hada, et al. 2013 [12])

ジェットの収束構造に関する先行研究として、Asada & Nakamura 2012 [2] および Hada, et al. 2013 [12] で は天体 M87 のジェットにおいてコアからの距離とジェットの幅の関係を詳細に調査し、ジェットの形状につ いて研究を行った(図 2.7 および 2.8)。研究には VLBI が用いられており、観測する周波数に応じてジェッ トを広い領域から狭い領域まで異なる空間スケールで調査している。limb-brightening の構造からジェット の幅を定義し、コアからの距離ごとに調査した結果が以下に示すものである。





図 2.7: コアからの距離に対するジェット幅 (K. Asada & M. Nakamura 2012 [2])

図 2.8: コアからの距離に対するジェット幅 (K. Hada, et al. 2013 [12])

Asada & Nakamura 2012 によると、ジェットの形状はコアからの距離に応じて変化している。ジェットの幅をr、コアからの距離をzとしたとき、ジェットの形状にはおおよそz∝r<sup>a</sup>の関係がある。ジェット上流においては形状は放物線状であり  $a = 1.73 \pm 0.05$  となるが、ある箇所を境に下流ではジェットの形状は円錐状になり  $a = 0.96 \pm 0.1$  となる。また Hada, et al. 2013 では放物線状の構造のさらにコアに近い領域について調査を行っており、 $W_j \propto r^a$  ( $W_j$ : ジェットの幅, r: コアからの距離)とすると図 2.8 の実線部分では $a = 0.56 \pm 0.03$ 、点線部分では $a = 0.76 \pm 0.13$ という結果であった。これらの結果はジェットの形状(aの値)がコアからの距離に対して変化していることを表し、コアに近い領域( $\sim 10^5 r_s$ )においてジェットが収束されている様子を説明したものである。

また AGN 中心ブラックホールに関する研究として、The Event Horizon Telescope (EHT) collaboration, 2019[6] では EHT を用いて天体 M87 中心のブラックホールシャドウを世界で初めて直接撮像した(図 2.9)。



図 2.9: M87 ブラックホールシャドウ(EHT collaboration, 2019[6])[5]

ブラックホールの存在はこれまで一般相対性理論やブラックホールが周囲の環境に及ぼす影響の観測結果などから確実ではあったが、この研究ではそれが直接画像として得られたことに大きな科学的意義がある。またリングの直径から計算された中心ブラックホールの質量は  $(6.5 \pm 0.7) \times 10^9 M_{\odot}$  であり、過去の研究から議論されていたものの1つと一致した。

一方で、この研究結果ではブラックホール周辺にジェットが観測できていなかったことから、ブラック ホールとジェットの根本との繋がりについてはさらなる研究が必要である。

## 第3章 電波干渉計と画像の再構成

(以下の説明は主に [38][42] を参考に記述した。)

## **3.1** 光の回折・干渉

回折とは、波が障害物の背後に回り込んで伝わる現象であり、ホイヘンスの原理から説明される。この 現象により、点光源から放射された光がたとえ大気の揺らぎなどが全く存在しない理想的な状態で望遠鏡 に入射し、幾何光学的に焦点の1点に集まるときでも、像は必ずある大きさに広がって観測されることに なる。像の広がる大きさ(角度)は光の波長をλ、望遠鏡の口径をDとするとおよそλ/Dである。これは 望遠鏡の角度分解能の回折による限界であり、回折限界と呼ばれる。一般に回折限界の数分の1以下に接 近した2点や細かい構造を見分けることは難しい。

干渉とは、同一光源から放射された光が異なる光路を経て1点に到達したとき、それらが光の波としての 性質から強めあったり弱めあったりする現象である。単一波長  $\lambda$  の光が 2 つの光路で 1 点に到達する場合 を考える。波数を  $k = 2\pi/\lambda$ 、角周波数を  $\omega = 2\pi c/\lambda$  とすると、ある時刻の電場は  $E_1 e^{i(k_1 - \omega t)}, E_2 e^{i(k_2 - \omega t)}$ と考えることができる。ここで  $l_1, l_2$  はそれぞれの光路長、 $E_1, E_2$  は電場振幅である。これらが重なり合う 場所での電場を  $E_{12}$  とすると、

$$E_{12} = (E_1 e^{ikl_1} + E_2 e^{ikl_2})e^{-i\omega t}$$
(3.1)

となる。強度1は電場の絶対値の2乗で定義し、

$$I_{12} = |E_{12}|^2 = E_{12}^* E_{12}$$
  
=  $|E_1|^2 + |E_2|^2 + 2E_1 E_2 \cos(k\Delta l)$   
=  $I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(k\Delta l)$  (3.2)

となる。ここで2つの光の光路差を $\Delta l = l_2 - l_1$ とした。最初の2項はそれぞれの光の強度で、それらの和 が平均の強度となる。第3項は干渉を表し、 $\Delta l = n\lambda$  (n: 整数)となる周期で強弱を繰り返す。電波干渉計 ではこの干渉という現象が極めて重要であり、各望遠鏡で取得した電波のデータを電気的に干渉させるこ とで相関データを得る。[36]

## 3.2 超長基線電波干涉計(Very Long Baseline Interferometry; VLBI)

電波干渉計とは複数の電波望遠鏡を離して配置し、それらで受信された電波データを干渉させ、相関デー タから画像を再構成することで高い空間分解能を有した画像を得る観測装置である。一般に望遠鏡の分解能 (解像度) Θは、観測波長をλ、望遠鏡の口径をDとすると Θ ∝ λ/D の関係があるため、観測波長が短いほ どまたは望遠鏡の口径が大きいほど分解能が高くなる。しかし実際には単一の望遠鏡の口径を大きくする には物理的および技術的な限界がある。そのため電波干渉計のように複数の望遠鏡を離して配置し、それら で観測したデータを合成することで、望遠鏡間の最大距離を口径にもつ仮想的な単一望遠鏡と同等の分解 能で天体を観測することができるのである。この技術を用いて、図 3.1 のようにさらに望遠鏡間の距離を地 球規模に拡張することによって、分解能を飛躍的に向上させた装置が超長基線電波干渉計(VLBI)である。



図 3.1: VLBI の例. ラベルは VLBI を構成するそれぞれの電波望遠鏡の名前であり, 青線は望遠鏡間を結ぶ 基線を表している. (EHT Collaboration, 2019[6])

## 3.3 電波干渉計による計測および解析の原理

以下では電波干渉計によってどのように天体画像を取得しているのかということについて説明する。

## 3.3.1 電波源方向とフリンジ位相

フリンジ

簡単のため、点源で周波数  $v_0$ の単色波だけを放射する天体を考える。天体からの放射電場を  $E(t) = E_0 \cos(2\pi v_0 t)$ と表す。このとき  $E_0$ は電場の振幅、t は時間である。素子アンテナで受信すると放射電場に 比例した電圧  $V_1(t) = a_1 E(t), V_2(t) = a_2 E(t)$ が得られる。ここで放射電場と受信電圧の間の比例定数 a はア ンテナの複素利得であり、素子アンテナ固有の量である。天体が干渉計の正面にあるとき二つの素子アン テナで観測される電波は同一波面が同時に入射するため、それぞれの素子アンテナで受信した電圧  $V_1(t)$  と  $V_2(t)$ は位相が揃い強め合う。2 つの素子アンテナで受信した信号から得られる出力  $r_{1,2}$ を、 $V_1$ と  $V_2$ を加 算、2 乗検波、時間平均した量として定義すると、

$$r_{1,2} = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{t=-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \{V_1(t) + V_2(t)\}^2 dt$$
(3.3)

となる。電波放射が定常確率過程(強度や位置が時間によって変化しない)であるとすると、

$$r_{1,2} = \langle [V_1(t) + V_2(t)]^2 \rangle = \frac{1}{2} (a_1 + a_2)^2 E_0^2$$
(3.4)

となる(図 3.2 (左))。一方、天体が干渉計の正面からずれた位置にあるときは位置に応じて強め合う場合 と弱め合う場合が存在する。電波源の方向ベクトルをsとし、アンテナ間を結ぶベクトル(基線ベクトル) をDとすると、光路差 $D \cdot s = |D| \sin \theta$ が生じる。これによる波面の到達時間の差のことを幾何学的遅延 といい、 $\tau_g$ で表す。光速をcとすると、 $c\tau_g = D \cdot s$ となる。このときの干渉計の出力を計算すると、

$$r_{1,2} = \frac{1}{2}(a_1^2 + a_2^2)E_0^2 + a_1a_2E_0^2\cos\left(2\pi\nu_0\tau_g\right)$$
  
=  $\frac{1}{2}(a_1^2 + a_2^2)E_0^2 + a_1a_2E_0^2\cos\left(2\pi\frac{D\cdot s}{\lambda_0}\right)$  (3.5)

となる(図 3.2 (右))。ここで波長  $\lambda_0 = c/v_0$  である。この関係からわかるように天体の方向 *s* によって干 渉計出力が変化し、 $D \cdot s$  が波長  $\lambda_0$  の整数倍なら強め合い半整数倍なら弱め合う。このパターンのことを フリンジ(縞模様)といい、図 3.4 のような模様となる。また周期  $\lambda_0/|D|$  をフリンジ間隔、cos 項の引数  $2\pi v_0 \tau_g = 2\pi \frac{D \cdot s}{\lambda_0}$  をフリンジ位相という。基線 D が長く波長  $\lambda_0$  が短いほどフリンジ位相の変化は大きく なる。



図 3.2: 天体の方向ベクトル s, 基線ベクトル D, 幾何学的遅延 tg の関係 [42]

天体が天頂にない場合でも干渉計全体を天体方向に傾ければ、原理上は各素子アンテナに同一波面の電 波が入射するためそれぞれの電圧は強め合う。現実には干渉計全体を傾けることはできないため、その代 わりに遅延補正  $\mathbf{r}_{i} = \mathbf{D} \cdot \mathbf{s}_{0}/c$ を導入することで干渉計を動かさずに波面を同期している。ここで  $\mathbf{s}_{0}$ は位相 を0にする方向で、位相中心という。



図 3.3: 遅延補正 ti を導入して電波波面を揃える方法[42]



図 3.4: 電波干渉計で観測されたフリンジ(縦軸:相関係数,横軸:遅延時間 τg) [38]



図 3.5: 地球固定座標系と天球の座標系 [38]

地上に設置されているアンテナの位置は、地球に固定した座標系を用いて記述すると値が変化しないた め扱いやすい。図 3.5 のように地球固定座標系として北極を Z 軸、経度  $\lambda_l = 0$ ,緯度  $\phi_l = 0$ の方向を X 軸、  $\lambda_l = \pi/2, \phi_l = 0$ の方向を Y 軸とする。すなわちアンテナの位置ベクトルを **P** とすると、(X,Y,Z) 座標系で は ( $P_X, P_Y, P_Z$ ) = |**P**|(cos  $\lambda_l$  cos  $\phi_l$ , sin  $\lambda_l$  cos  $\phi_l$ , sin  $\phi_l$ ) となる。

一方天体の座標系として、位相中心  $s_0$  で天球面に接する平面内に (l,m,n) 座標系を導入する。 $s_0$  の赤 経を  $\alpha$ , 赤緯を  $\delta$  とし、 $s_0$  方向を n 軸、 東方向を l 軸、 北方向を m 軸とする。天球面は単位球面である ため  $l^2 + m^2 + n^2 = 1$  である。地球は自転するため地球固定座標系は慣性系ではなく、天体の座標系との関係は時間により変化する。天球の座標系 (l,m,n) に平行で地球中心を原点とする座標系を (x,y,z) とし、二 つの座標系の間の関係を考える。 $z \to X, x \to Y, y \to Z$  に対応するため (z,x,y) と順番を入れ替える。変換  $(z,x,y) \to (X,Y,Z)$  は Z 軸回りに  $\theta = \text{GST} + \lambda - \alpha$ の回転の後に、Y 軸回りに  $-\delta$ の回転を施す。ここで、GST のことをグリニッジ恒星時(Greenwich Sidereal Time)という。ゆえに、アンテナの位置ベクトル P の (z,x,y) 座標系と (X,Y,Z) 座標系での関係は、

$$\begin{pmatrix} P_z \\ P_x \\ P_y \end{pmatrix} = R_Y(-\delta) R_z(\theta) \begin{pmatrix} P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{pmatrix}$$
(3.6)

となるので、

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ -\cos\theta\sin\delta & \sin\theta\sin\delta & \cos\delta \\ \cos\theta\cos\delta & -\sin\theta\cos\delta & \sin\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix}$$
(3.7)

$$\begin{pmatrix} P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\theta & -\cos\theta\sin\delta & \cos\theta\cos\delta \\ \cos\theta & \sin\theta\sin\delta & -\sin\theta\cos\delta \\ 0 & \cos\delta & \sin\delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_X \\ P_Y \\ P_Z \end{pmatrix}$$
(3.8)

となる。地上に設置してある干渉計の場合は地球固定座標系は変化しないが、人工衛星によるスペース VLBI では衛星の軌道運動により時間変化する。

#### 空間周波数

基線ベクトル Dの(l,m,n)座標系における成分(u,v,w)を波長単位で以下のように表す。

$$(u, v, w) = \left(\frac{\boldsymbol{D} \cdot \boldsymbol{e}_l}{\lambda_0}, \frac{\boldsymbol{D} \cdot \boldsymbol{e}_m}{\lambda_0}, \frac{\boldsymbol{D} \cdot \boldsymbol{e}_n}{\lambda_0}\right)$$
(3.9)

ここで  $e_l, e_m, e_n$  はそれぞれ l, m, n 軸方向の単位ベクトルである。これら u, v を空間周波数という。(実際 の観測において w は微小な量であるため無視できる。)よく知られた周波数は単位時間あたりの波の振動回 数であり、振動の位相を時間微分した量に比例する。つまり位相は  $\phi = 2\pi v (t - t_0) + \phi_0$  であり、周波数は  $v = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial t}$  である。

一方でu, vは $u = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial t}, v = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi}{\partial m}$ であり、フリンジ位相を方向余弦l, mで微分した量で表される。すな わち空間周波数u, vはそれぞれ東方向と北方向余弦あたりのフリンジの振動回数を表している。空間周波 数が大きいとわずかな天体位置の違いでも大きなフリンジの位相差として観測されるため、空間周波数と 角度分解能は密接な関係にある。

また空間周波数は式 (3.9) で示したように、基線長の天体方向への投影成分と観測波長の比で決まる。そのため空間周波数の大きさを波長単位(例えば kλ:キロラムダ, Mλ:メガラムダ など)で表現することが 多い。

#### 3.3.2 電波源の強度分布と到来電場

#### 空間的非可干渉性の仮定

方向 *s* にある天体から放射されアンテナ開口面の単位面積を単位時間に通過する電磁波のエネルギー、 すなわちポインティングベクトル *S* は、電場 *E*,磁場 *H*,真空のインピーダンス *Z*<sub>0</sub> を用いて以下のように 表される。

$$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{s}) = \boldsymbol{E}(\boldsymbol{s}) \times \boldsymbol{H}(\boldsymbol{s}) = -\frac{1}{Z_0} |\boldsymbol{E}(\boldsymbol{s})|^2 \boldsymbol{s}$$
(3.10)

観測者はアンテナの受信電力が *S*(*s*) に比例すると期待して測定を行うが、それは放射が空間的に非可干渉 であるという仮定に基づいている。以下で例を用いて説明する。

天球面上 s の方向にある点源 A が周波数  $v_0$  の電波を放射し、アンテナ開口面に電場  $E_A \cos(v_0 t + \phi_A)$  が 到来したとする。このとき受信電力は  $E_A^2$  に比例するので S(s) に比例する。さらに点源 A のすぐ隣で点源 B が同じ周波数  $v_0$  で放射を始めたとし、点源 B 単体での放射電場を  $E_B \cos(v_0 t + \phi_B)$  とする。このとき両 者をまとめた放射電場は、

$$E_{\rm A}\cos(v_0 t + \phi_{\rm A}) + E_{\rm B}\cos(v_0 t + \phi_{\rm B})$$
(3.11)

であり、受信電力はその2乗であるから、

$$E_{\rm A}^2 + E_{\rm B}^2 + 2E_{\rm A}E_{\rm B}\cos(\phi_{\rm A} + \phi_{\rm B})$$
(3.12)

となる。よって両者をまとめた受信電力は cos 項の引数  $\phi_A + \phi_B$  によって値が変化し、点源 A,B 単体での 受信電力の和  $E_A^2 + E_B^2$  と常に一致するとは限らない。期待通りに受信電力がそれぞれの S(s) の総和に比 例するのは  $2E_A E_B \cos(\phi_A + \phi_B) = 0$  となるときであり、 $E_A = E_A e^{i\phi_A}$ ,  $E_B = E_B e^{i\phi_B}$  とベクトル表示すると、  $E_A \cdot E_B^* = 0$ 、すなわち直交するときである。

放射源が N 個の場合を考える。それぞれの放射電場を  $E_i(t)$  とすると、N 個の放射電場の総和は  $E(t) = \sum_{i}^{N} E_i(t)$  で、その2乗  $|E(t)^2|$ の期待値は、

$$\langle |\boldsymbol{E}(t)^{2}| \rangle = \sum_{i} \langle |\boldsymbol{E}_{i}(t)^{2}| \rangle + \sum_{i} \sum_{j \neq i} \langle \boldsymbol{E}_{i}(t) \cdot \boldsymbol{E}_{j}^{*}(t) \rangle$$
(3.13)

となる。それぞれの放射源が互いに独立な放射をしているとすると、 $i \neq j$ に対して右辺第2項は0となるため 〈 $|E(t)^2|$ 〉=  $\sum_i$ 〈 $|E_i(t)^2|$ 〉となり、期待通りにすべてをまとめた受信電力はそれぞれの受信電力の総和と一致する。

さらに一般化して放射源が空間的に連続な強度分布をもつ場合を考える。天体の方向ベクトルsを中心とする微小立体角 $d\Omega$ からアンテナ開口面の面素 $d\sigma$ に到来する放射電場を $E(s,t)d\Omega d\sigma$ とすると、全立体角から到来する電場は、

$$\boldsymbol{E}(t) = d\sigma \int_{\boldsymbol{s}} \boldsymbol{E}(\boldsymbol{s}, t) \cos \theta_n d\Omega$$
(3.14)

となる。ここで  $\theta_n$  は方向ベクトル *s* と面素の法線ベクトルのなす角である。受信電力を求めるために電場の時間変化が定常確率過程であるとし、 $\langle E(t) \cdot E^*(t') \rangle$ が時間 *t* には依存せずに時間差  $\tau = t - t'$ だけに依存すると考えると、

$$\langle \boldsymbol{E}(t) \cdot \boldsymbol{E}^{*}(t') \rangle = \int_{\boldsymbol{s}} \int_{\boldsymbol{s}'} \langle \boldsymbol{E}(\boldsymbol{s},t) \cdot \boldsymbol{E}^{*}(\boldsymbol{s}',t') \rangle \cos \theta_{n} \cos \theta_{n}' d\Omega d\Omega'$$
(3.15)

となる。式 (3.15) における被積分関数  $\gamma(s,s',\tau) = \langle E(s,t) \cdot E^*(s',t') \rangle \cos \theta_n \cos \theta'_n$ のことを空間的可干渉性 関数という。これは天球面上で異なる方向から到来した放射がどれだけ干渉性をもつか、あるいは独立で あるかを示す指標である。実際には異なる方向から到来した放射は独立な過程によって生じたものがほと んどであり空間的に非可干渉であるため、デルタ関数を用いて  $\gamma(s,s',\tau) = \gamma(s,\tau) \delta(s-s')$ と表される。こ のとき先の受信電力は、

$$\langle \boldsymbol{E}(t) \cdot \boldsymbol{E}^{*}(t') \rangle = \int_{\boldsymbol{s}} \boldsymbol{\gamma}(\boldsymbol{s}, \tau) d\Omega$$
 (3.16)

となり、 $\tau = t - t'$ であるから  $\gamma(s, \tau)$  は単位立体角あたりの電場の自己相関関数である。自己相関関数と 電力スペクトルがフーリエ変換の関係にあるという Wiener-Khinchin の定理より、 $\gamma(s, \tau)$  をフーリエ変換 ( $\tau \rightarrow v$ ) すると電力スペクトル  $\hat{\gamma}(s, v)$  が得られる。すなわち、

$$\hat{\gamma}(s,v) = \mathscr{F}[\gamma(s,\tau)] = \int_{\tau=-\infty}^{\infty} \gamma(s,\tau) e^{-2\pi i v \tau} d\tau$$

$$\gamma(s,\tau) = \mathscr{F}[\hat{\gamma}(s,v)] = \int_{\nu=-\infty}^{\infty} \hat{\gamma}(s,\nu) e^{2\pi i \nu \tau} d\nu = 2 \int_{0}^{\infty} \hat{\gamma}(s,\nu) e^{2\pi i \nu \tau} d\nu$$
(3.17)

である。さらに $\tau = 0$ の場合、受信電力は電力スペクトルを全周波数で積分した値になる。

$$\langle |\boldsymbol{E}(t)|^2 \rangle = \int_{\boldsymbol{s}} \gamma(\boldsymbol{s}, 0) \, d\Omega = 2 \int_{\boldsymbol{s}} \int_{\boldsymbol{v}=0}^{\infty} \hat{\gamma}(\boldsymbol{s}, \boldsymbol{v}) \, d\boldsymbol{v} d\Omega \tag{3.18}$$

#### 強度と空間的可干渉性関数の関係

以下、空間的非可干渉性を仮定した上で議論を進める。天体の方向ベクトル*s*を含む微小立体角  $\Delta\Omega$  から到来するフラックス密度は  $F_v = I_v(s)\Delta\Omega$  である。 $F_v$ を全周波数で積分した値はポインティングベクトルの時間平均に等しいから、

$$\langle \mathbf{S} \rangle = \int_{\nu=0}^{\infty} F_{\nu} d\nu = \int_{\nu=0}^{\infty} I_{\nu} \Delta \Omega d\nu$$
(3.19)

となる。一方で式 (3.10) から計算すると、

$$\langle \boldsymbol{S} \rangle = \frac{1}{Z_0} \langle |\boldsymbol{E}(\boldsymbol{s})|^2 \rangle = \frac{2}{Z_0} \, \gamma(\boldsymbol{s}, 0) \, \Delta \Omega \tag{3.20}$$

となる。この式の変換には式 (3.18) を用い、領域を微小立体角  $\Delta\Omega$  とした。よって式 (3.19) と (3.20) より、 これらが任意の微小立体角  $\Delta\Omega$  について成り立つから、

$$\int_{\nu=0}^{\infty} I_{\nu} d\nu = \frac{2}{Z_0} \gamma(s,0) = \frac{4}{Z_0} \int_{\nu=0}^{\infty} \hat{\gamma} d\nu$$
(3.21)

となる。式 (3.21) は任意のスペクトルをもつ強度に対して成り立つから、

$$I_{\nu}(\boldsymbol{s}) = \frac{4}{Z_0} \hat{\gamma}(\boldsymbol{s}, \boldsymbol{\nu}) \tag{3.22}$$

という関係式が導かれる。ゆえに強度  $I_v(s)$  と  $\hat{\gamma}(s,v)$  は空間のインピーダンス  $Z_0$  を比例定数とした式 (3.22) の関係で結ばれる。

#### 3.3.3 開口面電場分布と天球面電場分布の関係

アンテナ正面の方向に単位ベクトル  $s_0$  を取り、天球面上 s での放射電場を E(s,t) とする。開口面内の 位置ベクトル D を(l,m,n) 座標系と平行に波長単位で  $D/\lambda_0 = (u,v,w)$  と表す。ここで(u,v,w) の原点をア ンテナ開口面の中心にとる。天球面上における天体の方向 s を含む微小立体角  $d\Omega$  から到来する電波が、ア ンテナ開口面 D の位置にある面素  $d\sigma$  に到達する時間は、その電波が原点に到達する時間に比べて幾何学 的遅延時間  $\tau_g = D/s \cdot c$  だけ早い。そのため D において全天から到来する電場  $\varepsilon(D,t)$  は、

$$\varepsilon(\boldsymbol{D},t) = \int_{\boldsymbol{s}} \boldsymbol{E}(\boldsymbol{s},t+\tau_{\rm g}) \, d\Omega \tag{3.23}$$

となる。

ここで、放射電場が周波数 v における準単色波であると仮定する。(準単色波とは微小な帯域幅  $\Delta v$  にスペクトルが集中する電磁波である。)このとき E(s,t) と  $\epsilon(D,t)$  の位置と速度を変数分離でき、

$$E(s,t) = E(s) e^{2\pi i v t}$$

$$\varepsilon(D,t) = \varepsilon(D) e^{2\pi i v t}$$
(3.24)

となる。これらを用いて式 (3.23) は以下のように表すことができる。

$$\varepsilon(\boldsymbol{D}) = \int_{\boldsymbol{s}} \boldsymbol{E}(\boldsymbol{s}) e^{2\pi i \boldsymbol{v} \tau_{g}} d\Omega$$
(3.25)

さらに、 $v\tau_g = ul + vm + wn \ge nd\Omega = dldm$ を用いると以下のようになる。

$$\varepsilon(u, v, w) = \iint_{l,m} \frac{E(l, m) \exp\{2\pi i (ul + vm + wn)\}}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} \, dl \, dm \tag{3.26}$$

アンテナ開口面において w は u, v の 2 変数の関数であるから w = w(u, v) である。このため式 (3.26) の左辺 は  $\varepsilon(u, v)$  と表せる。また、

$$E'(l,m) = \frac{E(l,m)}{\sqrt{1-l^2 - m^2}} e^{2\pi i w n}$$
(3.27)

とおくと、

$$\varepsilon(u,v) = \iint_{l,m} E'(l,m) e^{2\pi i (ul+vm)} dl dm$$
(3.28)

となる。l,mは方向余弦であるからその範囲は $l^2 + m^2 \leq 1$ であるが、 $l^2 + m^2 > 1$ の範囲においてE'(l,m) = 0と拡張して再定義すると、式 (3.26)の積分範囲を  $(-\infty,\infty)$ とすることができる。したがって、この関係式は天球面上の放射電場分布E'(l,m)とアンテナ開口面上の電場分布が $(l,m) \leftrightarrow (u,v)$ の2次元フーリエ変換の関係にあることを示している。この関係を用いて開口面電場分布から天球面上の電場分布を求めることができる。

### 3.3.4 開口面電場分布の相関関数と強度分布の関係:van Cittret-Zernikeの定理

アンテナ 1,2 の開口面内の位置ベクトルを  $D_1, D_2$  とする。また天体の放射電場 E(s,t) が位置ベクトル  $D_1, D_2$  の面素に到来したときのアンテナ開口面電場をそれぞれ  $\epsilon(D_1,t), \epsilon(D_2,t')$  とする。 $\epsilon(D_1,t)$  は式 (3.23) と同様に、

$$\varepsilon(\boldsymbol{D}_1, t) = \int_{\boldsymbol{s}} \boldsymbol{E}(\boldsymbol{s}, t) \exp\{2\pi i \left(\frac{\boldsymbol{D}_1 \cdot \boldsymbol{s}}{\lambda}\right)\} d\Omega$$
(3.29)

と表され、 $\epsilon(D_2,t)$ も同様に表される。受信機でこれらの電場を電圧に変換した後に結合し、2 乗して電力 を測定する。電場の和を 2 乗した期待値 〈 $|\epsilon(D_1,t) + \epsilon(D_2,t')|^2$ 〉はこの電力に比例し、以下のように展開さ れる。

$$\langle |\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_{1},t) + \boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_{2},t')|^{2} \rangle$$

$$= \langle |\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_{1},t)|^{2} \rangle + \langle |\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_{2},t')|^{2} \rangle + \langle \boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_{1},t)\boldsymbol{\varepsilon}^{*}(\boldsymbol{D}_{2},t') \rangle + \langle \boldsymbol{\varepsilon}^{*}(\boldsymbol{D}_{1},t)\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_{2},t') \rangle$$

$$= 2 \int_{\boldsymbol{s}} \gamma(\boldsymbol{s},0) d\Omega + \langle \boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_{1},t)\boldsymbol{\varepsilon}^{*}(\boldsymbol{D}_{2},t') \rangle + \langle \boldsymbol{\varepsilon}^{*}(\boldsymbol{D}_{1},t)\boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_{2},t') \rangle$$

$$(3.30)$$

ここで、第1項はそれぞれのアンテナの面素における空間的可干渉性関数であり、式 (3.18) から導かれる。 第2項および第3項は互いに複素共役の関係にあり、第2項は以下に示すような時間差  $\tau = t' - t$  だけに依存する相互相関関数である。

$$\langle \boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_1, t)\boldsymbol{\varepsilon}^*(\boldsymbol{D}_2, t') \rangle = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \boldsymbol{\varepsilon}(\boldsymbol{D}_1, t)\boldsymbol{\varepsilon}^*(\boldsymbol{D}_2, t+\tau) dt = C_{1,2}(\tau)$$
(3.31)

第3項についても同様に表される。相互相関関数  $C_{1,2}(\tau)$ をフーリエ変換するとクロスパワースペクトル  $\hat{C}_{1,2}(\mathbf{v})$ が得られる。すなわち、

$$\hat{C}_{1,2}(\mathbf{v}) = \mathscr{F}[C_{1,2}(\tau)] = \int_{\tau = -\infty}^{\infty} C_{1,2}(\tau) e^{-2\pi i \mathbf{v} \tau} d\tau$$
(3.32)

である。フーリエ変換の性質よりクロスパワースペクトルは $\mathscr{F}[\varepsilon(D_1,t)]$ と $\mathscr{F}[\varepsilon^*(D_2,t')]$ の積に等しいから、

$$\hat{C}_{1,2}(\mathbf{v}) = \mathscr{F}[\varepsilon(\mathbf{D}_1, t)] \cdot \mathscr{F}[\varepsilon^*(\mathbf{D}_2, t')]$$

$$= \int_s \hat{E}(s, \mathbf{v}) \exp\{-2\pi i (\frac{\mathbf{D}_1 \cdot s}{\lambda})\} \hat{E}^*(s, \mathbf{v}) \exp\{2\pi i (\frac{\mathbf{D}_2 \cdot s}{\lambda})\} d\Omega$$

$$= \frac{Z_0}{4} \int_s I_{\mathbf{v}}(s) \exp\{2\pi i (\frac{(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot s}{\lambda})\} d\Omega$$
(3.33)

となる。ここで、 $\hat{E}(s,v) = \mathscr{F}[E(s,t)]$ は放射電場のスペクトルであり、式 (3.22)を適用した。式 (3.33)は離れたアンテナで受信した電場間のクロスパワースペクトルが強度分布  $I_v(s)$ のフーリエ成分であることを表している。(これを van Cittret-Zernike の定理という。)クロスパワースペクトルは複素数であり、その位相は相対ベクトルである基線ベクトル  $D = D_2 - D_1$ に依存する。基線ベクトルを波長単位  $D/\lambda_0 = (u,v,w)$ で表すと、

$$\hat{C}_{1,2}(\mathbf{v}) = \frac{Z_0}{4} \int_l \int_m \frac{I_v(l,m)}{\sqrt{1-l^2-m^2}} e^{2\pi i (ul+vm+wn)} dl dm$$
(3.34)

となる。 $\hat{C}_{1,2}(v)$ を空間周波数 (u,v,w)の関数として改めて  $V_v(u,v,w)$ と表す。 $V_v(u,v,w)$ のことをビジビリティ(visibility)という。式は以下のようになる。

$$V_{\nu}(u,v,w) = \frac{4}{Z_0} \hat{C}_{1,2}(v) = \int_l \int_m \frac{I_{\nu}(l,m) e^{2\pi i wn}}{\sqrt{1-l^2 - m^2}} e^{2\pi i (ul + vm)} dl dm$$
(3.35)

とくに  $l^2 + m^2 \ll 1$  の狭い視野に限ると wn はほぼ一定とみなせるから、

$$V_{\nu}(u,v) = \int_{l} \int_{m} I_{\nu}(l,m) e^{2\pi i (ul+vm)} dl dm = \mathscr{F}[I_{\nu}(l,m)]$$
(3.36)

となり、ビジビリティと強度分布がフーリエ変換の関係にあることがわかる。

## 3.3.5 大気による影響の較正: Self Calibration

ここまでの説明は大気による影響を考慮していない理想的な場合で議論をしてきた。しかし実際には、 天体から放射された電波が各アンテナに到達するまでの間で、それぞれの光路における大気の状態は水蒸 気量や雲の有無などにより異なる。そのためそれぞれのアンテナで取得されるビジビリティには揺らぎが 生じ、真のビジビリティと比較して位相と振幅が完全には一致しない。そこでこれらを較正するために行 う計算が Self Calibration である。

天体構造のモデルを *Ĩ*(*l*,*m*) とする。このモデルは真の輝度分布 *I*(*l*,*m*) のとき理想的な場合となるが、それこそが求めたい物理量であるため、計算においては適当な初期値を設定する。天体が未知のものである場合は初期値として点源 δ(*l*,*m*) を与えることが多いが、過去に観測されたことがある場合はその輝度分布を与える。

アンテナ番号を*i*,*j*とする。ビジビリティは空間周波数 (*u*,*v*) の関数であるが、アンテナ対*i*,*j*を与えると (*u*(*t*),*v*(*t*)) と時刻から写像ができるため  $V_{i,j}(t)$  のように表すことができる。ここで、観測量を  $\hat{V}_{i,j}$ , モデルを  $\tilde{V}_{i,j}$  のように表す。構造モデル  $\tilde{I}(l,m)$  のフーリエ変換から計算されるビジビリティ  $\tilde{V}_{i,j}(t)$  について、ゲイン *g*を考慮すると  $g_ig_i^*\tilde{V}_{i,j}(t)$  として観測されるはずである。ここで *g* は振幅と位相の両方をもつ複素数である。

観測されたビジビリティ $\hat{V}_{i,j}(t)$ とモデルビジビリティ $g_{i}g_{j}^{*}\tilde{V}_{i,j}(t)$ が一致したとき、構造モデルと複素ゲインを正しく求めることができたと考えることができる。すなわち、モデルビジビリティと観測されたビジ

ビリティを比較し、残差二乗和  $\chi^2$  を計算する。 $\chi^2$  は以下のようになる。

$$\chi^{2} = \sum_{i,j} \int_{t} w_{i,j}(t) \, |\hat{V}_{i,j}(t) - g_{i}g_{j}^{*} \tilde{V}_{i,j}(t)|^{2} \, dt$$
(3.37)

ここで  $w_{i,j}(t)$  は重みである。 $\chi^2$  が最小となるようにアンテナゲインについて解くと真の複素ゲインが推定 できる。これが Self Calibration の原理である。

式 (3.37) からわかるようにアンテナゲインの解はモデルに依存する。すなわち誤ったモデルを与えると 誤った解を導くことになる。そこで Self Calibration の流れは以下のように行っている。

- 1. 観測されたビジビリティにノミナルのゲインを与えて画像を作成する。
- 2. 画像からビジビリティを計算する。
- 3. 式 (3.37) に従って、観測されたビジビリティと新たに計算したビジビリティとの差が最小となるよう なアンテナゲインを解く。
- 4. この得られたゲインを較正して、さらに新たな画像を作成する。
- 5. この作業を画像が収束するまで繰り返す。

#### 3.3.6 Closure Phase **&** Closure Amplitude

干渉計観測では、3 つまたは 4 つのアンテナで同時に取得された観測データから closure phase と closure amplitude という量を得ることができる。closure phase,  $\phi_{ijk}$  と closure amplitude,  $A_{ijkl}$  はそれぞれ以下のよう に定義される。

$$\phi_{ijk} = \phi_{ij} + \phi_{jk} + \phi_{kl} \tag{3.38}$$

$$A_{ijkl} = \frac{|V_{ij}||V_{kl}|}{|V_{ik}||V_{jl}|}$$
(3.39)

ここで添字 *i*, *j*, *k*, *l* はアンテナ番号を表し、closure 量はそれぞれのアンテナ間で観測されたビジビリティを 用いて計算される。まず closure phase について考える。観測量を  $\hat{\phi}_{ij}$ , 真の物理量を  $\phi_{ij}$  のように表す。実際 の観測では大気の揺らぎなどによりそれぞれのアンテナで観測される visibility phase には誤差が生じる。ア ンテナ *i*, *j*, *k* の観測量の誤差をそれぞれ  $\phi_i, \phi_j, \phi_k$  とすると、

$$\hat{\phi}_{ijk} = \hat{\phi}_{ij} + \hat{\phi}_{jk} + \hat{\phi}_{ki} 
= (\phi_{ij} + \phi_i - \phi_j) + (\phi_{jk} + \phi_j - \phi_k) + (\phi_{ki} + \phi_k - \phi_i) 
= \phi_{ij} + \phi_{jk} + \phi_{ki} 
= \phi_{ijk}$$
(3.40)

となり、closure phase は誤差の影響を全く受けずに保存されることがわかる。同様に closure amplitude につ いてもアンテナゲインを  $a_i = |a_i|$  とすると、

$$\begin{aligned} \hat{A_{ijkl}} &= \frac{|\hat{V_{ij}}||\hat{V_{kl}}|}{|\hat{V_{ik}}||\hat{V_{jl}}|} \\ &= \frac{|a_i a_j V_{ij}||a_k a_l V_{kl}|}{|a_i a_k V_{ik}||a_j a_l V_{jl}|} \\ &= \frac{|V_{ij}||V_{kl}|}{|V_{ik}||V_{jl}|} \\ &= A_{ijkl} \end{aligned}$$
(3.41)

となり、保存されることがわかる。このようにアンテナゲインの較正が正確でなくても closure phase や closure amplitude の値は狂わないため、不十分な精度の較正から天体構造を推定する場合やビジビリティか ら推定した天体構造の妥当性を検証する場合などに有用である。

## 3.3.7 2次元フーリエ変換と干渉計観測の特徴

3.3.4 項において、電波干渉計の観測量であるビジビリティ  $V_v(u,v)$  と実空間画像の強度分布  $I_v(l,m)$  が フーリエ変換の関係にあることを説明した。式 (3.36) において  $I_v(l,m)$  は放射の強度を表すから実数の配列 であり、 $V_v(u,v)$  はクロスパワースペクトルから計算される複素数の配列である。そのためビジビリティは  $V = Ae^{-i\phi}$  または V = a + bi という形で表すことができる。

図 3.6 では実空間 (*l*,*m*) における適当な 2 次元非対称ガウス分布をフーリエ変換し、波数空間 (*u*,*v*) でプロットした例を示す。作成したガウス分布とそれをフーリエ変換した後の配列  $V = Ae^{-i\phi}$  のうち amplitude, *A* のみをプロットしてある。尚、波数空間におけるモデルビジビリティの位相項は実空間のモデルの重心位置のみに依存するため、このモデルの場合は phase,  $\phi$  は 0 または  $\pi$  である。



図 3.6: 2次元非対称ガウス分布のフーリエ変換の例



図 3.7: (u,v) coverage. 空間周波数 u,v は基線長の天体方向への投影成分と観測波長の比で決まるため, 観測 波長を単位として表現される.

空間周波数 u,v は基線長の天体方向への投影成分と観測波長の比で決まるため, 観測波長を単位として表現される.

電波干渉計による観測では、アンテナペアごとに測定されたビジビリティが観測量として得られる。こ こで実際に波数空間上で観測されたビジビリティの場所をプロットしたものを (u,v) coverage といい、図 3.7 に示す。観測されるビジビリティは 2 つのアンテナを結ぶ基線ベクトルに対応する。そのため波数空間上 においてデータがすべてサンプルされることはない。また観測中にも基線ベクトルは地球を自転の影響で 変化することから、(u,v) coverage でビジビリティは円の弧を描くようにサンプルされ、基線が長いほど波 数空間上では中心からより遠い領域のデータが得られることになる。また波数空間の特徴として、低周波の 成分ほど中心に近く、高周波の成分ほど中心から遠い領域に現れる。つまり波数空間上で中心から遠い領域 のデータを得るほど、実空間ではより細かい成分まで分解することができる。そのため VLBI のようにアン テナ同士の距離が長いほど高周波の成分が得られ、より細かい天体構造を観測することができるのである。

## 3.4 イメージングのアプローチ

電波干渉計による観測では、3.3.7 項で説明したように天体画像のフーリエ成分(ビジビリティ)が観測 される。すなわち、実際は離散化されたビジビリティを観測し有限の画素数をもった画像を推定すること から、天体画像を*I、ビジビリティをV、フーリエ行列をFとすれば、V=FIと*いう関係にある。もし仮 にこのビジビリティが図 3.6 のように波数空間上をすべて覆い尽くすように観測されれば、観測データを逆 フーリエ変換することにより天体画像を数学的に一意に再構成することができる。しかしながら実際には 観測される波数空間データは2つの望遠鏡を結ぶ基線ベクトルの相対位置に対応するため、有限の数の望遠 鏡で観測を行えば波数空間上でサンプルされていない領域が必ず現れることとなる。このため画像復元問 題は数学的に一意の解を求めることができず、方程式を満たす解が無数に存在する劣決定問題となる。こ れが電波干渉計におけるイメージングの難しさである。

電波干渉計におけるイメージングの方法はいくつかあるが、そのうち代表的な3つの方法について以下 で説明する。

## 3.4.1 CLEAN

CLEAN は電波干渉計のイメージング方法の中で最も広く使われている直感的な手法である(Hogbom et al. 1974[13])。方法としてはまずサンプルされていないビジビリティに0を仮定して代入し、それを逆フー リエ変換することで図 3.8(左)のような dirty image と呼ばれる画像を作成する。次に得られた dirty image の中から確からしい輝度のピークを見つけ出すという作業を何回か行い、最後に望遠鏡の分解能に相当す る CLEAN ビームで畳み込むことで図 3.8(右)のような天体画像を再構成している。CLEAN では天体を点 状の電波源の集合と捉えてこのような方法を用いているが、広がった構造を表現するために最後に CLEAN ビームで畳み込みを行う。CLEAN はアルゴリズムが簡単であり、天体がある程度コンパクトであればうま くイメージングすることができるという利点がある。一方でこの手法の問題点として、天体画像が観測デー タの波数空間分布と CLEAN ビームに依存してしまうという点と、天体の点源モデルマップを手作業で作成 しているため人為的な影響を完全に排除することができないという点がある。



図 3.8: (左) dirty image, (右) CLEAN 画像 [38]

## 3.4.2 最大エントロピー法 (Maximum Entropy Method; MEM)

最大エントロピー法(MEM)とは、画像エントロピーという量を最大にし、かつ雑音レベルの範囲内で 観測データを再現するような像を得る方法である(B. R. Frieden, 1972 [9], J.E.B. Ponsonby, 1973 [27], J.G. Ables, 1974 [1])。画像エントロピーとしては以下のような量が定義される。

$$H_1(I) = -\sum_i I_i \ln \frac{I_i}{\tilde{I}_i}$$
(3.42)

$$H_2(I) = -\sum_i \ln I_i \tag{3.43}$$

ここで、*i*はピクセル番号, *I<sub>i</sub>*は求める天体画像, *Ĩ<sub>i</sub>*はモデル画像である。モデル画像については通常の場 合、過去に得られた観測データなどのあらかじめわかっている情報から予測する。画像エントロピーの定義 については様々な意見があり厳密な結論は出ていないが、天体画像の特性と上で示した式の特性とが良く 似ているという現象論的な説明が多い。実際の手法の例として、Cornwell & Evans 1985 [7] では以下で定義 する関数 *J* を最大にする解をラグランジュの未定乗数法から求め、天体画像 *I* を得る方法を考案している。

$$J = H_1(I) - \alpha \sum_k \frac{|V_k - \tilde{V}_k|^2}{\sigma_k^2} - \beta S$$
(3.44)

ここで、 $H_1(I)$ は式 (3.42)で定義した画像エントロピー、 $V_k$ ,  $\tilde{V}_k$ はそれぞれ画像  $I_i$ ,  $\tilde{I}_i$ のフーリエ変換から 計算されるビジビリティ、 $\sigma_k$ は  $\tilde{V}_k$ の不定性、S はモデル画像の全フラックス、 $\alpha$ ,  $\beta$  はラグランジュの未定 係数である。

MEM の特徴として、CLEAN と比較して計算時間がより必要になるが、CLEAN の欠点とされる広がった構造の天体画像の再構成に優れているという利点がある。一方で CLEAN に比べて雑音の扱いが厳密になったが、解法の非線形性が強くなったため、観測データの雑音が大きい場合は結果が破綻することがあるという問題点がある。[34]
#### 3.4.3 スパースモデリングを応用した画像化手法

2019 年、EHT collaboration によって楕円銀河 M87 中心のブラックホールシャドウの画像が発表された (EHT collaboration 2019 [6])。このプロジェクトにおいて、従来法である CLEAN によるイメージング手法 では空間分解能がビームのサイズに依存するためブラックホールシャドウの画像化のために十分な解像度に 達しておらず、ブラックホールシャドウを含めた周辺環境をより詳細に理解するためには新たなイメージン グ手法が必要となった。そこで日本が主導となって開発された方法がスパースモデリングを応用した画像化 手法であり、この手法を実装した電波干渉計観測データの解析用ソフトウェアが Sparse Modeling Imaging library for Interferometry (SMILI) である。

この手法について説明する前に、まずスパースモデリングについて説明する。スパースモデリングとは、 スパース性(スカスカ、まばらという意味)を利用し少ないデータから全体像をあぶり出すことのできる情 報抽出技術である。スパース性が仮定できる場合にのみ使用することができる。スパースモデリングを代 表とする正則化付きの最適化問題について、基本的な式の例を以下に示す。

$$E(x) = \|y - Ax\|^2 + \lambda \sum_{i} |x|$$
(3.45)

式 (3.45) の右辺第 2 項を正則化項、係数 λ を正則化パラメータといい、*E*(*x*) の値が最も小さくなる解を採 用する。λ を大きくすると正則化項の影響は大きくなり、λ を小さくすると正則化項の影響は小さくなる。 つまり λ = 0 のときに *E*(*x*) は最小二乗法の関数となり、このとき得られる推定量は最小二乗推定量となる。 正則化項の関数系と正則化パラメータを適切に選択することで、最小二乗推定量よりも安定した推定量を 得ることができるようになる。正則化パラメータ λ については、交差検証(Cross Validation; CV)などを 用いることによって適切な値を推定することができる。[40]

スパースモデリングは天文学だけに特化したものではなく、幅広い分野で応用されている一般的な技術 である。代表的な例では医療分野における MRI 撮影がある。スパースモデリングを用いて欠損がある不完 全なデータからでも適切な画像が得られることで、その分だけ検査時間を短くすることが可能となってい るのである。

一方で天文学の分野において、SMILIでは波数空間上で完璧に揃っていない観測データから実空間にお ける天体画像を再構成するためにスパースモデリングを用いている。SMILIでは以下に示す関数の値を最 小にするような解Iを計算し、波数空間観測データから実画像を再構成している。

$$C(I) = \chi^{2} + \lambda_{l_{1}} ||I||_{l_{1}} + \lambda_{tv} ||I||_{tv} + \lambda_{tsv} ||I||_{tsv}$$
(3.46)

式(3.46)において右辺第1項の最小二乗法の項であり、

$$\chi^2 = \|V - FI\|_2^2 \tag{3.47}$$

である。ここで、V はビジビリティ、I は天体画像(輝度分布)、F はフーリエ行列である。画像復元の式ではこの他に仮定に基づきさらに3つの正則化項を加えている。 $\lambda_{l_1}, \lambda_{tv}, \lambda_{tsv}$  は正則化パラメータである。

第2項は天体画像において輝度分布が疎であるという仮定に基づいている。このためより広がった天体 については適さないが、比較的簡単な構造の天体については画像を再構成することができる。

第3項についての式を以下に示す。

$$|I||_{\text{tv}} = \sum_{i} \sum_{j} \sqrt{|I_{i+1,j} - I_{i,j}|^2 + |I_{i,j+1} - I_{i,j}|^2}$$
(3.48)

これは天体画像の輝度の勾配が疎であるという仮定に基づき、隣り合うピクセル同士の値が連続的かつ滑 らかに繋がるように作用している。この項を加えることでモデル画像が連続的につながるように再構成す ることができるようになる。しかしながらこの ||*I*||<sub>tv</sub> 項による別の作用として、ガス状の天体が多く輝度分 布が滑らかに変化する天体画像に対して解析を行うと、エッジが鋭い構造をもつモデル画像を再構成する 傾向にあり、人工的な構造を多く作り出すという欠点がある。

||I||<sub>tv</sub> 項の欠点を解決するため次の第4項が加えられている。第4項についての式を以下に示す。

$$\|I\|_{\text{tsv}} = \sum_{i} \sum_{j} (|I_{i+1,j} - I_{i,j}|^2 + |I_{i,j+1} - I_{i,j}|^2)$$
(3.49)

この ||*I*||<sub>tsv</sub> 項の作用については第3項の ||*I*||<sub>tv</sub> と同じく隣り合うピクセル同士が連続的かつ滑らかに繋がる ことである。この ||*I*||<sub>tsv</sub> 項により、得られる画像は実際の天体の明るさが滑らかに変化する天文学の画像に 多く見られる特徴とよく一致しており、現実に即する画像を得ることができる。また ||*I*||<sub>tv</sub> 項が作り出す人 工的な構造がより緩和され、天体の種類や視野、ピクセルサイズなどの画像の細かいパラメータに依らず、 より高品質な画像を得ることができる。

このように、SMILI によって従来の方法より高い解像度で画像を再構成することができるようになった。 さらに SMILI では従来法の CLEAN ようにビームで畳み込みを行うことがないため、画像の天体成分の形 状がビームに依存しないという利点がある。しかしながら、画像復元の式における正則化パラメータの選 択は慎重に行わなければならず、解析の際は最適な値を推定する必要がある。現時点で正則化パラメータ の選択には高い計算コストと膨大な時間がかかるため、改善点の一つであると言える。[43]

# 第4章 解析手法

# 4.1 SMILIによる画像再構成の手順

以下では本研究で行った観測データから画像を得るまでの手順を説明する。また図 4.1 はこの手順を図 示したものである。

- 1. closure 量および visibility amplitude を用いて画像化し、仮画像を作成する。すなわち、この時点での 波数空間データから式 (3.46) で示した関数に従って実空間の仮画像 *I* を求める。
- 2. 仮画像はノイズを多く含むため、その中からもっともらしい主成分を抽出する。
- 3. 抽出した成分をフーリエ変換すると、その成分の波数空間分布が得られる。これと1で用いた波数空間の観測データを比較し、ゲインを解き直す(Self Calibration)。
- 4. 計算したゲインを visibility へ適用し、新たな visibility を得る。すなわち、ここで大気の影響などによ るずれを較正し、観測データを更新する。
- 5. closure 量および更新した visibility amplitude を用いて 1~4 と同様のプロセスを再度繰り返し、ゲインを精度を高める。
- 6. closure 量および更新した複素 visibility(すべての visibility データ)を用いて 1~4 と同様のプロセス を繰り返し、ゲインを精度を高める。
- 7. closure 量および最終的に計算された複素 visibility を用いて画像化し、天体画像 I を決定する。



図 4.1: SMILI による画像再構成手順の説明図

# 4.2 Total Flux, FoV (Field of View), Prior FWHM の値の決定

本研究では Total Flux は各エポックのデータごとに、FoV および Prior FWHM はすべてのエポックのデー タに対して固定して画像再構成を行った。ここで FoV は再構成画像の視野 (µas) である。また画像再構成に おいて *l*<sub>1</sub> 項は画像中央を中心としたガウス関数で重みづけされており、その半値幅が Prior FWHM である。 以下ではこれらの適切な値を推定するために本研究で行った方法について説明する。尚、ここでは VLBA で得られた天体 3C454.3(2018 年 7 月 16 日)の実際の観測データを用いて検証を行った。 第一に Total Flux について、電波干渉計ではアンテナ対の基線長が長くなるほど小さな領域の情報を得ることができ、逆に基線長が短くなるほど大きな領域の情報を得る。そのため理論的には基線長が0のときの visibility amplitude が Total Flux に対応する。そこで本研究では基線長が短いものから5つの観測データを抽出し、それらの visibility amplitude の平均値を Total Flux として採用した。各エポックの Total Flux の 値を表 4.1 に示す。

エポック	Total Flux	平均基線長
(MJD)	(Jy)	$(10^7\lambda)$
58315	9.8	7.1
58356	9.6	2.7
58406	9.0	2.6
58460	9.1	2.6
58493	7.7	2.6
58522	6.9	2.6
58573	6.8	2.6
58615	6.9	2.6
58652	15	2.6
58665	15	2.6

表 4.1: 5 つのデータから計算した各エポックの Total Flux とそれらの平均基線長

第二に FoV について、再構成画像のサイズを 256 pix × 256 pix と設定し、1 pix = 6, 8, 10, 12, 14 µas として それぞれで画像再構成を行った (FoV = 1536×1536, 2048×2048, 2560×2560, 3072×3072, 3584×3584 µas<sup>2</sup>)。 再構成画像と reduced  $\chi^2$  の結果を以下に示す。尚、この解析における画像再構成は 4.3.5 項で説明する  $\chi^2$ -cutoff (1, TSV 項) によるものであり、図 4.2 は  $\chi^2$ -cutoff で採用された結果画像の平均、図 4.3 における reduced  $\chi^2$  の値はそれらの平均と標準偏差を表したものである。



図 4.2: 1 pix = 6, 8, 10, 12, 14 µas (FoV = 1536×1536, 2048×2048, 2560×2560, 3072×3072, 3584×3584 µas<sup>2</sup>) の再構成画像結果 (平均). ただし表示画像の空間スケールは統一してある. コントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%.



図 4.3: 1 pix = 6, 8, 10, 12, 14 µas (FoV = 1536×1536, 2048×2048, 2560×2560, 3072×3072, 3584×3584 µas<sup>2</sup>) の複素ビジビリティにおける reduced  $\chi^2$ の結果 (平均).

図 4.2 において、再構成画像からはそれぞれの FoV で結果に大きな差はないと言える。図 4.3 において、 reduced  $\chi^2$  の値は FoV が大きくなるに連れて次第に小さくなるが、1 pix = 10 µas (FoV = 2560×2560 µas<sup>2</sup>) あたりからはほぼ一定となることがわかる。これは観測データから計算された Total Flux が FoV 内に存在 する構造と一致しているからであると考えられる。画像再構成を行う FoV が Total Flux に対応するそれと 比較して小さいとき、すなわち再構成において設定した FoV の外側に実際には天体成分が存在しており、 それからの放射を Total Flux として観測している場合、設定した FoV 内だけの成分では実際の天体構造を うまく再構成することができないため reduced χ<sup>2</sup> の値は大きくなる。一方で、設定した FoV 内に既にほぼ すべての成分が存在しそれらが設定した Total Flux と一致する場合、FoV をさらに大きくしてもその内部 に存在する成分の Total Flux は変化しないため、ある箇所を境に reduced χ<sup>2</sup> の値は一定になると考えられ る。そのため図 4.3 において、1 pix = 10 μas (FoV = 2560×2560 μas<sup>2</sup>) あたりから reduced χ<sup>2</sup> の値がほぼ一定 となることは、その領域より外側に成分はほぼ存在せず、設定した FoV で画像再構成が適切に実行できて いると考えられる。また、1 pix = 10  $\mu$ as ( $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ )の結果の radial plot を以下に示す(その 他の値での検証結果は付録 A に記載)。ここで radial plot とは、uv 平面上におけるデータ点またはモデル点 の分布を表したものであり、uv 平面での原点からの距離(基線ベクトルの長さ)を横軸に、ビジビリティ や closure 量の値を縦軸に設定している。ビジビリティや closure 量は複素数であるため、amplitude または phase に分けてプロットしてある。



図 4.4: 1 pix = 10 µas ( $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ )の結果の radial plot (赤:データ,青:モデル). visibility amplitude(左上), visibility phase(右上), log closure amplitude(左下), closure phase(右下)の分布を表す. 記載されて いる reduced  $\chi^2$  はそれぞれの分布で計算されたものである.

図 4.4 より、画像再構成が適切に行えていることが確認できる。これらの結果より、再構成画像のサイズは 256 pix×256 pix, 1 pix = 10 µas (2560 µas×2560 µas) とした。

第三に Prior FWHM について、1000~1900 µas の範囲で 100 µas ごとに値を変化させながら画像再構成を 行った。再構成画像と reduced  $\chi^2$ の結果を以下に示す。尚、正則化パラメータの値は  $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ で固定して解析を行った。



図 4.5: Prior FWHM = 1000~1900 µas の再構成画像結果. コントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%.



図 4.6: Prior FWHM = 1000~1900  $\mu$ as の複素ビジビリティにおける reduced  $\chi^2$  の結果.

図 4.5 および 4.6 の結果より、再構成結果は 1000~1900 µas の範囲で Prior FWHM の値にほぼ依存しない ことがわかる。これはすなわち、Prior FWHM の値を変化させても再構成した結果が 1 つの解に収束してい ることが考えられる。また、Prior FWHM = 1500 µas( $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ )の結果の radial plot を以下 に示す(その他の値での検証結果は付録 A に記載)。



図 4.7: Prior FWHM = 1500  $\mu$ as ( $\lambda_{l_1} = 10^{-3}, \lambda_{tsv} = 10^{-3}$ ) の結果の radial plot

図 4.7 より、画像再構成が適切に行えていることが確認できる。このことから本研究では Prior FWHM = 1500 µas として解析を行った。

(尚、以下で示す本研究の結果は FoV=1280×1280 µas<sup>2</sup>, Prior FWHM=500 µas で解析したものである。)

## 4.3 モデル選択(正則化パラメータの推定)

3.4.3 項で説明したように、SMILIでは以下に示す画像復元の関数の値を最小にするような解(画像 *I*)を 求めている。

$$C(I) = \chi^{2} + \lambda_{l_{1}} ||I||_{l_{1}} + \lambda_{tv} ||I||_{tv} + \lambda_{tsv} ||I||_{tsv}$$

解析においては、3 つの正則化パラメータ  $\lambda_{l_1}$ ,  $\lambda_{tv}$ ,  $\lambda_{tsv}$  の適切な値を推定する必要がある。以下ではこれらの 値を推定する方法について、まず CV を用いて最適なモデルと再構成画像を求めた。次に新たに  $\chi^2$ - cutoff の方法を試験し、計算コストを削減するとともに適切な解が得られるか検証を行った。尚、ここでは解析方 法の試験のため、4.2 節同様に VLBA で得られた天体 3C454.3(2018 年 7 月 16 日)の実際の観測データを 用いて検証を行った。

#### 4.3.1 交差検証(Cross Validation; CV)による推定

CV とは解析自身の妥当性を検証する統計的手法である。方法として、図 4.8 に示すように、まず標本 データをランダムにk分割する。次にkセットのデータのうち1セットをテスト用、残りのk-1セットを 学習用とし、学習用データセットのみを用いて解析を行う。学習用データセットから得られたモデルに対し てテスト用データセットを当てはめ、データとモデルがどれほど一致するか $\chi^2$ を計算することで数値的に 算出する。テスト用データセットの取り方は全部でk通りあるので、同様のプロセスをさらにk-1回行い、 最後にそれぞれの $\chi^2$ の平均値を算出することでそのモデルの妥当性を定量的に評価することができる。ま たそれぞれの $\chi^2$ のばらつき具合からその不定性を推定することができる。



図 4.8: CV の概要図

もしモデルが学習用データを説明できないようなものであった場合、学習用データから適切なモデルが 得られないため、当然  $\chi^2$  は大きな値をとる。一方でモデルが学習用データを再現しすぎている場合(過適 合、オーバーフィッティングという)、計算されたモデルはテスト用データには適合できないため、またし ても  $\chi^2$  は大きな値をとる。そのためモデルが適切であるとき  $\chi^2$  の値は小さくなり、 $\chi^2$  の最小値を求める ことで最適なモデルを求めることができる。これが CV の考え方である。

CV を実行することで統計的手法に基づき最適なモデル(正則化パラメータ  $\lambda_{l_1}$ ,  $\lambda_{tv}$ ,  $\lambda_{tsv}$  の組み合わせ)を求めることができるが、問題点としては  $\chi^2$  が最小となるモデルのパラメータセットを1つだけ採用するためパラメータの違いによるモデルの不定性、つまり推定モデルにおける誤差の評価が難しいということである。

また、もう一つの問題点として計算コストが高く解析に時間がかかるという点が挙げられる。解析において、最適な正則化パラメータのセットはデータによって異なるため、天体や観測期間の異なるそれぞれのデータに対して最適なパラメータセットを推定しなければならない。例えばあるデータについて、 $\lambda_{l_1}$ ,  $\lambda_{tv}$ ,  $\lambda_{tsv}$  それぞれに (10<sup>-2</sup>, 10<sup>-1</sup>, 1, 10, 10<sup>2</sup>) の 5 つの候補を与えた場合、パラメータセットは全部で 5<sup>3</sup> = 125 通り存在するため、1 枚の結果画像を再構成するために計 125 枚の試験画像を検証しなければならない。パラメータの選び方が適切でない場合や結果が収束しない場合は、パラメータセットを変更してさらに解析をし最適なパラメータセットを探査する必要がある。

#### 4.3.2 CV による検証結果

実際の観測データを用いて CV により最適なパラメータセットを推定し画像を再構成した。それぞれの モデルパラメータの値を 10 のオーダーで変化させながら組み合わせ、複数のモデル画像を定義して画像化 を実行した。最終的に計 47 通りのモデルパラメータセットを試験して reduced  $\chi^2$  の値が最小となる最適画 像を求めることができた。ここで reduced  $\chi^2$  とは、観測されたビジビリティとその誤差をそれぞれ  $\hat{V}(u,v)$ ,  $\sigma$ , モデルビジビリティを  $\tilde{V}(u,v)$ , 自由度を v とすると、

reduced 
$$\chi^2 = \frac{\chi^2}{v} = \frac{1}{v} \sum_{u,v} \frac{|\hat{V}(u,v) - \hat{V}(u,v)|^2}{\sigma^2}$$
 (4.1)

で表される量である。モデル画像は実空間上で完璧に揃っているため、モデルビジビリティはそのフーリエ 変換により数学的に求めることができる。計算したモデルビジビリティと観測されたビジビリティから、波 数空間上でその合い具合を式 (4.1) で示した reduced  $\chi^2$  から定量的に評価することができる。再構成画像の 結果を図 4.9 (左) に、そのときのデータとモデルの radial plot を図 4.10 に示す。また比較のために図 4.9 (右) にはボストン大学ブレーザーグループが従来法の CLEAN を用いて画像化した結果を示す。



図 4.9: (左) CV により導出された最適画像結果 (画像右下の楕円は 1/4 ビームサイズ). (右) ボストン大学ブ レーザーグループが CLEAN を用いて画像化した結果 (画像右上の楕円はビームサイズ). 両者ともにコント アはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%.



図 4.10: Self Calibration 後のデータと CV により得られた最適モデルの radial plot (赤:データ, 青:モデル). visibility amplitude(左上), visibility phase(右上), log closure amplitude(左下), closure phase(右下)の分布を表 す. 記載されている reduced  $\chi^2$  はそれぞれの分布で計算されたものである.

SMILI で画像再構成を行った場合(式(3.46)で定義した正則化付き最小化問題を解く場合)、CLEAN などの従来法と異なり天体画像はビームの形状に大きくは依存しない。しかしながら、実際にサンプルされ たビジビリティデータの場所やデータの精度は uv 平面上で均一ではなく、またそれぞれのエポックのデー タによって異なる。そのため観測時の最大基線長や観測周波数が同じであっても、実際の解像度は再構成 された画像上におけるすべての領域で必ずしも等しいとは言えず、また観測期間の異なる画像においても それは同様である。したがって、そのようなわずかな解像度の差異を統一するために 1/4 のビームサイズ を定義し(R. Narayan & R. Nityananda 1986 [24], M. Honma et al. 2014 [14], K. Kuramochi et al. 2018 [23])、 SMILI で出力されたすべての画像に対して畳み込みを実行した。(SMILI で再構成した各画像下部に示して ある楕円型の図形が 1/4 ビームサイズである。)

図4.9 より、従来法の CLEAN では分解できずに1つに見えていたコア成分やジェット成分が、SMILI に よる画像再構成ではおよそ 100 µas (マイクロ秒角)のいくつかの成分に分解できていることが確認できる。 このことから、従来法では見ることができなかったブラックホール近傍のより小さな領域でのジェットの 構造を調査することが可能となったと言える。SMILI を用いたイメージングによる研究結果は CLEAN な どの従来の手法によって研究されたものと比較して数はまだそれほど多くは存在しないが、この結果から 過去に VLBA で観測されたデータに対しても実際に適用することが可能であると確認された。SMILI によ る再構成画像は従来法による画像に比べ、空間分解能が 3~4 倍よくなることがシミュレーションデータを 用いた画像再構成から示されており(Kuramochi et al. 2018 [23])、今回の結果により実際のデータにおいて もより高い空間分解能でもっともらしい画像を再構成できることが示された。

また図 4.10 より、radial plot でデータ点とモデル点が広い範囲でほぼ一致し、観測データをよく再現で きていることがわかる。とくに観測時の大気の揺らぎなどに影響されない物理量である closure 量において も、データとモデルがよく一致し、reduced χ<sup>2</sup> の値から定量的にも同様のことが言える。

一方で、この解析において最適解を算出するまでに試験したモデル数は計 47 通りであるが、CV では 1 つのモデルを検証するために標本データを分割し、学習用データセットから得られたモデルにテスト用デー タセットを当てはめて評価するという作業を 10 回繰り返す必要がある。そのため作成した画像は全部で 47×10=470 枚である。(実際に解析を行った環境では 1 回のイメージングに平均で約 7 分の時間を要する ため、CV では 1 エポックのデータに 470×7 分 ~ 55 時間もの解析時間がかかるということになる。)ジェッ トの構造の時間変化を調査するためには、さらにこの作業を観測されたエポックの数だけ繰り返す必要が ある。このように CV によるイメージングは計算コストが高く、解析時間が長くなるという改善点がある。

#### 4.3.3 $\chi^2$ -cutoff による推定

4.3.1 項で検証した CV は最適なモデルが得られる一方で、計算コストが非常に高く解析時間が膨大であ るという問題点があった。そこで、この問題点を解決するために  $\chi^2$ -cutoff の方法を導入し検証を行った。 方法として、まず正則化パラメータの候補をいくつか設定する。次にそれぞれのモデルパラメータでイメー ジングを実行し、その結果と観測データの reduced  $\chi^2$  を計算する。最後に、reduced  $\chi^2$  に設けた閾値から条 件を満たす結果をすべて採用する。基本的に reduced  $\chi^2$  の上限値は 1 と設定した。この方法により、採用 された結果のばらつき具合から誤差を評価することが可能となる。また、CV のように標本データを分割し ないため計算時間の短縮が期待される。

#### 4.3.4 $\chi^2$ -cutoff による検証結果( $l_1$ , TV, TSV 項)

まず、3 つの正則化パラメータの空間上における観測データとモデルビジビリティの reduced  $\chi^2$  の分布 を把握するために調査を行った。 $\lambda_{l_1}$ ,  $\lambda_{tv}$ ,  $\lambda_{tsv}$  の値について、それぞれ ( $10^{-5}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-1}$ , 1,  $10^{1}$ ,  $10^{3}$ ,  $10^{5}$ ) の 7 つの候補を用意し、計 7<sup>3</sup> 通りのモデルパラメータセットに対して実際の観測データから Self Calibration と画像再構成を行った。観測データとそれぞれのモデルビジビリティから計算された reduced  $\chi^2$  の結果を 図 4.11 に、 $\lambda_{tv} = 10^{-1}$  のときの正則化パラメータと再構成画像の関係を図 4.12 に示す。( $\lambda_{tv}$  をその他の値 に固定したときの結果は付録 B に記載。)



図 4.11: 各正則化パラメータとビジビリティにおける reduced  $\chi^2$ の関係. 球の大きさは reduced  $\chi^2$ の値に対応し, reduced  $\chi^2 > 1$ のモデルを赤,  $\leq 1$ のモデルを青でプロットしてある.



図 4.12: (上) 正則化パラメータと再構成画像. 各画像の右上の数値は複素ビジビリティの reduced  $\chi^2$ , (下) 正 則化パラメータとビジビリティの radial plot の関係. 各パラメータセットで縦軸のスケールは異なる. (赤: データ, 青:モデル, 緑: residual) 50

図 4.11 の結果から、 $\lambda_{l_1}$ ,  $\lambda_{tv}$ ,  $\lambda_{tsv}$  のパラメータ空間上で reduced  $\chi^2$  の値は  $\lambda_{l_1}$  に大きく依存していること がわかる。reduced  $\chi^2$  の値から判断すると、 $\lambda_{l_1} \ge 10^3$  あたりではモデルは観測データをうまく再現できてい ないと言える。また図 4.12 の再構成画像と radial plot の結果からも、reduced  $\chi^2$  の値が大きくなる領域では 計算結果が破綻していることが確認できる。再構成画像について、例えば  $\lambda_{l_1} = 10^{-5}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-5}$  の画像とでは天体構造は一見ほとんど同じに見えるが、複素ビジビリティの reduced  $\chi^2$  の値は大きく異なる。2 つのモデルのビジビリティおよび closure 量の radial plot を図 4.13 に示す。



図 4.13:  $(\lambda_{l_1}, \lambda_{tv}, \lambda_{tsv}) = (10^{-5}, 10^{-1}, 10^5), (10^3, 10^{-1}, 10^{-5})$ のモデルとデータの radial plot

図 4.13 より、複素ビジビリティだけでなく、さらにゲインに依らない closure 量でも reduced  $\chi^2$  の値に両 者で大きな差があることがわかる。このように 2 つの再構成画像で reduced  $\chi^2$  の値に差が生じた理由とし て、天体の西(画像の右)に広がる領域でのイメージング結果が大きく影響していると考えられる。3.4.3 項 で説明したように、式 (3.46)の画像復元の関数における  $l_1$  項は天体画像の輝度分布が疎であるという仮定 に基づいている。そのため  $\lambda_{l_1}$ の値が大きくなると成分の構造をよりコンパクトにするよう作用がはたらく ことになる。そのような点で、( $\lambda_{l_1}, \lambda_{tv}, \lambda_{tsv}$ ) = (10<sup>3</sup>, 10<sup>-1</sup>, 10<sup>-5</sup>)の画像では天体の西の領域に広がるコンパ クトな構造が実際の観測データに合っておらず、reduced  $\chi^2$ の値が大きくなったと推測される。 $\chi^2$ -cutoff ではこのような画像は切り捨て、観測データを適切に再現できている結果のみを抽出できていると言える。

次に、reduced χ<sup>2</sup> < 1 を満たす画像結果を図 4.14(左) および 4.15 に示す。また比較のために図 4.14(右) には図 4.9(左) で示した CV による最適画像結果を再度示す。



図 4.14: (左) χ<sup>2</sup> - cutoff により導出された画像の平均. (右) CV により導出された最適画像結果. 両者ともに コントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%. 画像右下を楕円は 1/4 ビームサイズ



図 4.15: (左) χ<sup>2</sup> - cutoff により導出された画像の標準偏差画像. (右) SN 画像

図 4.14 は χ<sup>2</sup> - cutoff で採用されたおよそ 100 枚の出力画像の平均である。天体の構造や明るさについて は CV で導出された画像と大きな差異はないと言える。また、図 4.15(左) は出力の標準偏差画像、(右) は 平均画像/標準偏差画像である(ここではこれを SN 画像と表記する)。これらの結果から天体の成分が存在 すると思われる領域では SN が高く、それらの構造が確からしいとわかる。さらに画像西側の領域にある広 がった成分もノイズではなく実際のジェット構造の一部であると考えられる。

さらに、χ<sup>2</sup>-cutoff により導出された図 4.14(左)の画像を CLEAN と同じビームサイズで畳み込んだ結果 を 4.16(左)に示す。また比較のために図 4.16(右)には図 4.9(右)で示したボストン大学ブレーザーグルー プの結果を再度示す。



図 4.16: (左) χ<sup>2</sup>-cutoff により導出された SMILI の画像を CLEAN ビームで畳み込んだ結果. (右) ボストン 大学ブレーザーグループが CLEAN を用いて画像化した結果.

図 4.16 の結果より、 $\chi^2$ - cutoff により導出された SMILI の画像を CLEAN のビームサイズで畳み込むと、 ボストン大学ブレーザーグループが CLEAN を用いて画像化した結果とほとんど一致することがわかる。こ のことから図 4.14(左) に示した今回の結果画像は実際の天体成分を捉えたもっともらしい結果であり、さ らに従来のおよそ 2 倍の高空間分解能でジェットの構造をより詳細に見ることができたと言える。

これらの結果から、CV ではなく χ<sup>2</sup>-cutoff を用いることで、解析時間を削減しながらも適切な画像の再 構成が可能であるということが確認できた。

#### 4.3.5 $\chi^2$ - cutoff による検証結果 ( $l_1$ , TSV 項)

4.3.4 項では画像復元に 3 つの正則化項を用いて天体画像を再構成することができた。そこで次に TV 項 を無くし、l<sub>1</sub>, TSV 項を 2 つで適切に画像再構成が行えるか検証を行った。

4.3.4 項と同様にして、正則化パラメータの空間上における観測データとモデルビジビリティの reduced χ<sup>2</sup> の分布を調査した。結果を図 4.17 に示す。また正則化パラメータと再構成画像の関係を図 4.18 に示す。



図 4.17: 各正則化パラメータとビジビリティにおける reduced  $\chi^2$ の関係. 球の大きさは reduced  $\chi^2$ の値に対応し, reduced  $\chi^2 > 1$ のモデルを赤,  $\leq 1$ のモデルを青でプロットしてある.



図 4.18: (上) 正則化パラメータと再構成画像. 各画像の右上の数値は複素ビジビリティの reduced  $\chi^2$ , (下) 正 則化パラメータとビジビリティの radial plot の関係. 各パラメータセットで縦軸のスケールは異なる. (赤: データ, 青:モデル, 緑: residual)



また、reduced  $\chi^2 < 1$  となる結果の一例  $(\lambda_{l_1}, \lambda_{tsv}) = (10^{-1}, 1)$ の radial plot を図 4.19 に示す。

図 4.19:  $(\lambda_{l_1}, \lambda_{tsv}) = (10^{-1}, 1)$ のモデルとデータの radial plot

図 4.17 および 4.18 の結果から、4.3.4 項と同様に reduced  $\chi^2$  の値は  $\lambda_{l_1}$  に大きく依存していることがわかる。また図 4.19 より、reduced  $\chi^2 < 1$  のモデルでは複素ビジビリティと closure 量ともに観測データとモデルがよく一致していることがわかる。

この方法により導出された画像結果を図 4.20 および 4.21 に示す。また比較のために図 4.20(右)には図 4.14(左) で示した  $\chi^2$ - cutoff( $l_1$ , TV, TSV 項)による再構成画像の結果を再度示す。



図 4.20: (左) χ<sup>2</sup> - cutoff (l<sub>1</sub>, TSV 項) により導出された画像の平均. (右) χ<sup>2</sup> - cutoff (l<sub>1</sub>, TV, TSV 項) により導出された画像の平均. 両者ともにコントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%. 画像右下を楕円は 1/4 ビームサイズ



図 4.21: (左) χ<sup>2</sup> - cutoff (l<sub>1</sub>, TSV 項) により導出された画像の標準偏差画像. (右) SN 画像

再構成画像結果は、l<sub>1</sub>, TV, TSV 項を用いた結果と比較しておおよそ一致していることがわかる。これらの結果から、TV 項を用いずとも l<sub>1</sub>, TSV 項の 2 つから適切に画像を再構成できることが示された。図 4.19 よりゲインに依らない closure 量においても観測データとモデルがよく一致しており、reduced χ<sup>2</sup> の値から 定量的に同様のことが言える。

正則化項の個数が減ったことで解析時間を削減することができ、3 つの正則化項を用いた χ<sup>2</sup>-cutoff の方 法と比較してさらにその時間を 3 割ほど短縮させることに成功した。

また、TSV 項を除いた l<sub>1</sub>, TV 項の 2 つからも同様に画像を再構成することができた(結果は付録 C に記載)。しかしながら、式 (3.48) で示した通り TV 項の計算には平方根が含まれるため、TSV 項の計算と比較して解析時間がわずかに長くなる。そのため本研究における画像化には l<sub>1</sub>, TSV 項を用いて解析を行った。

## 4.4 ビジビリティフィッティング

電波データに対してガウス分布などのモデル関数を用いたフィッティングを行うことで、電波源の構造 からそれぞれの特徴的な成分の位置やフラックス密度などの物理量を抽出することが可能となる。得られ た天体画像に対してモデルフィッティングを行う方法もあるが、構造が単純で数個のコンパクトな成分で 表現できる場合は観測されたビジビリティデータに対してモデルフィッティングを行うことができる。

天体画像に対するモデルフィッティングでは、物理量を得る過程で計2回不定性が生じることとなる。 観測されたビジビリティから天体画像を再構成する際と得られた天体画像に対してモデルフィッティング をする際である。一方でビジビリティに対するモデルフィッティングでは、不定性は1回だけ生じること となる。実空間上で仮定したモデルをフーリエ変換して数学的に一意に波数空間上の配列に変換し、観測 されたビジビリティと比較を行うためである。このことから、電波源の構造が比較的単純である場合はビ ジビリティに対してモデルフィッティングを行う方が不定性が生じる回数が少なくなる。そこで本研究で は 3C454.3 の Self Calibration を行ったビジビリティデータに対してフィッティングを行い、物理量を推定 する。今回実行したビジビリティフィッティングのプログラムについては自らすべて作成し、検証を行い ながら適宜改良を施すことで適切に物理量が推定できるよう開発を行った。

#### 4.4.1 フィッティング方法

このセクションでは、ビジビリティに対して行うモデルフィッティングの方法について説明する。[34]



図 4.22: ビジビリティフィッティングの概要図

第一に、実空間上において図 4.23 のような楕円ガウス関数のモデルを定義する。(図 4.22 における①の 段階。)パラメータは計 6 つあり、全フラックス密度 *I*, 重心の位置 (*l*<sub>0</sub>, *m*<sub>0</sub>), 長軸・短軸の半値幅 *a*, *b*, 長軸の 位置角 *PA* である。成分が 2 つ以上存在する場合もこれらのパラメータで定義した複数の楕円ガウス関数の 和として計算する。



図 4.23: 楕円ガウス関数のパラメータ

第二に、実空間上で適当な初期値を与えた楕円ガウス関数をフーリエ変換し、波数空間上でモデルビジビ リティを計算する。(図 4.22 における②の段階。)最初に作成した楕円ガウス関数は実空間上で完璧に揃っ ているため、フーリエ変換を施すことで波数空間上で完璧に揃ったモデルビジビリティを一意に計算する ことができる。

第三に、波数空間上でモデルビジビリティと観測された(Self Calibration を施した)ビジビリティを比較し、合い具合を  $\chi^2$  を用いて評価する。モデルビジビリティと観測されたビジビリティはともに複素数の配列であり、 $V = Ae^{-i\phi}$ または V = a + biという形で表すことができる。そこで以下のように  $\chi^2$  を 2 通り定義し、フィッティングを行う。(図 4.22 における②と③の比較。)

$$\chi_{1}^{2} = \sum \frac{(A_{\text{obs}} - A_{\text{model}})^{2}}{\sigma_{A}^{2}} + \sum \frac{(\phi_{\text{obs}} - \phi_{\text{model}})^{2}}{\sigma_{\phi}^{2}}$$
(4.2)

$$\chi_2^2 = \sum \frac{(a_{\rm obs} - a_{\rm model})^2 + (b_{\rm obs} - b_{\rm model})^2}{\sigma^2}$$
(4.3)

ここで、観測されたビジビリティ Vobs とモデルビジビリティ Vmodel は、

$$V_{\rm obs} = a_{\rm obs} + b_{\rm obs} \, i = A_{\rm obs} \, e^{-i\phi_{\rm obs}} \tag{4.4}$$

$$V_{\text{model}} = a_{\text{model}} + b_{\text{model}} \, i = A_{\text{model}} \, e^{-i\phi_{\text{model}}} \tag{4.5}$$

であり、 $\sigma_A$ ,  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma$  はそれぞれの誤差である。このようにして、式 (4.2) または (4.3) で定義した  $\chi^2$  が最小 となるときの実空間における楕円ガウス関数のパラメータを導出する。 最後に、χ<sup>2</sup>-cutoff で採用されたすべてのモデルに対してこのフィッティングを行い、計算結果とそのば らつき具合からパラメータの推定値と誤差を導出する。

#### 4.4.2 フィッティングの検証結果

実際の観測データを用いてビジビリティにおけるフィッティングが適切に行えるか検証した。

はじめに、成分が1つのみの比較的単純な構造をしていると考えられる天体の観測データ(ブレーザー PKS 0528+134, 13 Aug 2012)に対してフィッティングを行った。

第一のアプローチとして、式 (4.2) で定義した  $\chi_1^2$  を用いて試験した。 $\chi_1^2$  は複素ビジビリティを amplitude と phase の項に分け、それぞれのデータとモデルの  $\chi^2$  の和として定義したものである。検証の結果、 $\chi_1^2$  を 用いたフィッティングでは出力結果が確からしい解に収束することが少なく、適切な値を求めることが難し いということがわかった。その理由として、複素ビジビリティが amplitude に対しては線形であるが phase に対しては非線形であることが大きく影響していると考えられる。例えば複素平面上でデータ点が原点近 くにある場合、モデルビジビリティがデータ点に近い距離にあったとしても相対位置によっては 2 点間の phase の差が大きな値となる可能性がある。このように式 (4.2) の右辺において、amplitude と phase の  $\chi^2$  の 項の重みがそれぞれ異なる可能性があるため、フィッティング結果が収束しなかったと考えられる。

第二のアプローチでは、式 (4.3) で定義した  $\chi_2^2$  を用いてフィッティングを試みた。 $\chi_2^2$  は複素ビジビリ ティを実部と虚部の項に分け、それぞれのデータとモデルの  $\chi^2$  の和として定義したものである。通常複素 ビジビリティの実部と虚部は独立であり、複素ビジビリティは実部と虚部に対してともに線形である。そ のため先ほどの  $\chi_1^2$  と比較して式 (4.3) の右辺における実部と虚部それぞれの  $\chi^2$  の項に大きな重みの差はな いと期待される。しかしながら、検証の結果  $\chi_2^2$  を用いてもフィッティングで適切な値を推定することはで きなかった。その理由として、推定するパラメータの個数が多いことが考えられる。1つの楕円ガウス関数 を定義するために必要なパラメータは 4.4.1 項で説明したように 6 つあり、最小二乗法によって解を求める にはパラメータの個数が多く計算結果が破綻している可能性がある。

そこで第三のアプローチである新たな方法として楕円ガウス関数の重心 ( $l_0, m_0$ ) を固定してフィッティン グを行うことにした。固定した楕円ガウス関数の重心を実画像上で 1 µas ずつ動かしながらフィッティング を実行し、式 (4.3) の  $\chi_2^2$  から計算した reduced  $\chi_2^2$  が最も小さくなる箇所をフィッティングによる重心の位置 として決定する。この方法でフィッティングパラメータを 2 つ減らすことができる。図 4.24 は reduced  $\chi_2^2$ の分布を把握するために重心を動かして検証した結果である。



図 4.24: 重心の固定座標とそのときの reduced  $\chi^2$  の分布

図 4.24 から、楕円ガウス関数の重心の座標が最適解から離れるほど reduced  $\chi_2^2$  の値が大きくなることが わかる。この結果より、推定する重心位置パラメータについて天体画像から予測される値の付近においては 局所解は存在しないとして以後議論を進める。図 4.24 における reduced  $\chi_2^2$  の最小箇所を迅速に求めるため、 以下のようなプログラムを作成した。まず、初期値として与えられたブロックとその周り 8 つのブロック をコア成分を重心としてフィッティングを実行する。次に中心と比べて周りの 8 つのブロックに reduced  $\chi_2^2$ が小さくなる箇所が存在すれば、新たにそこを重心位置とする。フィッティングでは重心座標を 1 µas ずつ 動かして検証を行う。このプロセスを繰り返して、中心ブロックの reduced  $\chi_2^2$  が最小となる箇所まで到達 したときにそこをフィッティングによる重心座標として決定する。この方法により、初期値から最短経路 で最適解まで辿り着くことができる。検証の結果、図 4.24 で示したパラメータサーベイによる重心位置の 最適値と今回の最短経路探査で求めた最適値はおおよそ一致し、確かに適切な値を得ることが可能である と確認できた。

フィッティング画像を図 4.25 に、radial plot を図 4.26 に示す。



図 4.25: PKS 0528+134 に対するフィッティングの結果. 青線はフィッティングにより決定された楕円ガウ ス関数の長軸短軸の半値幅を表す.



図 4.26: Self Calibration 後のデータとフィッティング結果の radial plot. 表示してある reduced  $\chi^2$  は式 (4.3) で定義した複素ビジビリティの  $\chi^2_2$  から計算された値.

図 4.25 と 4.26 より、楕円ガウス関数のモデルが実際の成分の形状やフラックスなどを上手く再現できて いると言える。この結果から、1 成分の比較的単純な構造をしている天体の観測データに対しては、フィッ ティングにより適切な物理量を決定することができた。 次に、成分が2つ存在する天体の観測データ(ブレーザー 3C454.3, 18 June 2019)に対してフィッティン グを行った。先ほど1成分の天体の観測データで検証した方法を採用してフィッティングを実行した。こ こで、コア成分の重心 (*l*<sub>0,core</sub>, *m*<sub>0,core</sub>)を基準として固定し、ジェット成分の重心の相対位置ベクトル (*l*<sub>r</sub>, *m*<sub>r</sub>) をフィッティングパラメータとして計算する。得られた相対位置ベクトルの値からジェット成分の重心 (*l*<sub>0,jet</sub>, *m*<sub>0,jet</sub>)を算出する。フィッティング画像を図 4.27 に、radial plot を図 4.28 に示す。



図 4.27: 3C454.3 に対するフィッティングの結果



図 4.28: Self Calibration 後のデータとフィッティング結果の radial plot. 表示してある reduced  $\chi^2$  は式 (4.3) で定義した複素ビジビリティの  $\chi^2_2$  から計算された値.

図 4.27 と 4.28 より、1 成分におけるフィッティングと比較するとデータとモデルに差があるが、2 つの 成分の位置関係やフラックスなどのフィッティング結果に大きな問題はないと言える。この天体は 2 成分 の他に広がったジェットの放射成分がある。そのためフィッティングに用いた楕円ガウス関数のモデルで は実際の天体構造を完璧には再現できず、その再現できていない成分のために、reduced  $\chi^2$  が大きくなって しまったと考えられる。

一方で、図4.27のコア成分のフィッティング結果から、楕円ガウス関数の半値幅の値が天体画像と比較 して大きく見積もられているように見える。その理由として以下の2つが考えられる。1つ目に、uv 平面 上においてサンプルされたビジビリティの分布が影響しているというものである。ビームサイズはビジビ リティの分布(最大基線長)から計算されるものであり、図4.27右下の楕円は1/4ビームサイズである(実 際のビームサイズはこの4倍)。SMILIによるイメージングでは出力される天体の構造はビームサイズの大 きさや形状に大きくは依存しないが、ビジビリティにおけるフィッティングではこれらが影響し、フィッ ティング結果の楕円ガウス関数がビームサイズに依存した形状をしている可能性がある。2つ目に、ジェッ ト成分の構造に影響を受けて似たような楕円ガウス関数を出力しているというものである。フーリエ変換 の関係から、実画像上における1ピクセルの値はビジビリティ空間の全領域から計算され、その逆もまた 同様である。そのため実空間における2成分の情報はビジビリティ空間では混ざり合い、構造が類似した2 つの成分をフィッティング結果として出力している可能性がある。

この結果から、コア成分とジェット成分の2つが存在するような構造をしている天体の観測データに対して、フィッティング結果の楕円ガウス関数の形状については信頼性は高くなく、解析方法の改善が必要であるが、構造の位置関係やフラックスなどの物理量については適切な値を決定することができた。

この方法を用いて χ<sup>2</sup> - cutoff によって決定された Self Calibration 後のすべてのデータについてフィッティ ングを実行し、フィッティング結果の平均値と標準偏差から各パラメータの値と誤差を決定する。

# 第5章 解析天体:S5 0716+714

### 5.1 S5 0716+714 に関する先行研究

S5 0716+714 は *z* ~ 0.3 (Charles W. Danforth, et al. 2013 [8], K Nilsson, et al. 2008 [25]) に位置する最も 活発なブレーザーの1つであり、これまでに光度やジェット運動の激しい短時間変動が観測されている。

Rani et al. 2015 [29] では、S5 0716+714 の 2008 年 9 月から 2010 年 10 月までの観測データを解析しジェットの構造について研究を行った。観測期間内でジェットはおおよそ北方向へと噴出しており、フィッティング結果から見かけの速度  $v_{app}$  は  $6c \leq v_{app} \leq 37c$  となった。

また、Kravchenko et al. 2020[21] では RadioAstron(Space VLBI)を用いて得られた 2015 年 1 月 3-4 日 の観測データを解析し、より高解像度でジェットの構造について研究を行った。Space VLBI とは宇宙空間 に電波望遠鏡衛星を打ち上げ、地上の電波干渉計と連携して VLBI 観測を行う手法のことである。地球の 直径という制約に縛られることなく、さらに長い基線長で観測を行うことができる。図 5.2 は観測結果の画 像である。3 つの画像はすべて同じ観測データから CLEAN を用いて画像化されたものであるが、ビジビリ ティの重み(weight)を変えることで出力画像を変化させることができる。

ここで weight について説明する。ビジビリティと実画像は 3.3.4 項で説明したように 2 次元フーリエ変換の関係にある。実際の解析では高速化のために FFT(高速フーリエ変換, Fast Fourier Transform)を用いるのが一般的であり、このためにはビジビリティを (u,v) 面で一定間隔の面素 ( $\Delta u, \Delta v$ ) の格子ごとにまとめるグリッディングという操作が必要となる。ビジビリティ面密度に依らず各ビジビリティ観測点の重みを一定にする方法を natural weight、( $\Delta u, \Delta v$ )の格子内にビジビリティが N 点あるときに 1/N をかけて格子ごとのビジビリティの重みを均一にする方法を uniform weight という。(super-uniform weight は uniform weight をさらに最適化した方法である。) uniform weight や super-uniform weight の方が高周波成分のビジビリティの重みが大きいため空間分解能は高くなるが、一方で感度は低下するため偽の成分(サイドローブ)が増えることが多い。

観測結果から Rani et al. 2015 より小さなスケールにおけるジェットの構造について観測することが可能 となり、ジェット内部にあるいくつかの複雑な成分を確認した。この結果から観測期間内でジェットはお およそ北東方向へと噴出しており、Rani et al. 2015 の観測結果と比較してジェットの噴出方向が異なるこ とがわかる。また、天球面上でのジェット成分の噴出方向(position angle, 天の北極からのなす角)の変化 から実際の変化量を議論し、ジェットが揺れ動く角度を ≲ 10°と推定した。



図 5.1: 43GHz VLBA 画像 (計 23 エポックの天体画像をまとめて表示). ジェット構造の時間変化を観測した ものであり, 各画像下部に記載されている数字は観測日 (JD - 2454000) を表す. また十字の図形は各観測にお けるビームサイズ (0.25×0.18 mas) を表す. [29]



図 5.2: 22GHz RadioAstron 画像. (左): natural, (中央): uniform, (右): super-uniform weighting. [21]

# 5.2 観測データ

この章での解析において用いたデータは、天体 S5 0716+714、観測期間 2008 年 11 月 ~ 2019 年 10 月ま での計 29 エポックである。観測はボストン大学ブレーザーグループが Very Long Baseline Array; VLBA(観 測周波数: 43GHz)によって行ったものであり、そのアーカイブデータを使用した。各観測情報を表 5.1 に 示す。

S5 0716+714 observation data					
エポック	ピーク光度	最大基線長	ビームサイズ	観測時間	
(MJD)	(mJy)	$(10^9\lambda)$	(mas)	(start-time / end-time)	
16 Nov 2008 (54786)	1675	1.24	0.24×0.15	2008-11-16 07:06:10 / 2008-11-16 15:20:10	
16 Nov 2009 (55151)	4356	1.20	$0.24 \times 0.15$	2009-11-28 05:35:29 / 2009-11-28 13:57:50	
21 Aug 2010 (55429)	1997	1.24	$0.24 \times 0.15$	2010-08-21 17:43:14 / 2010-08-22 17:05:45	
18 Sep 2010 (55457)	3157	1.23	$0.24 \times 0.15$	2010-09-18 10:16:15 / 2010-09-18 18:38:14	
24 Oct 2010 (55493)	3232	1.24	$0.24 \times 0.15$	2010-10-24 07:54:44 / 2010-10-24 16:08:45	
13 Nov 2010 (55513)	1937	1.24	$0.24 \times 0.15$	2010-11-13 05:23:15 / 2010-11-13 12:39:44	
2 Jan 2011 (55563)	1590	1.24	$0.24 \times 0.15$	2011-01-02 03:19:10 / 2011-01-02 11:33:29	
2 Dec 2011 (55897)	2511	1.24	0.24×0.15	2011-12-02 07:32:45 / 2011-12-03 06:10:44	
21 Dec 2012 (56282)	3071	1.24	0.24×0.15	2012-12-22 04:04:15 / 2012-12-22 12:18:44	
28 Jul 2013 (56471)	3835	1.24	0.24×0.15	2013-07-28 13:41:15 / 2013-07-28 21:54:45	
26 Aug 2013 (56530)	2279	1.24	0.24×0.15	2013-08-26 11:45:14 / 2013-08-26 20:05:45	
18 Nov 2013 (56614)	2498	1.24	0.24×0.15	2013-11-18 06:18:15 / 2013-11-18 14:32:14	
5 Dec 2014 (56996)	1949	1.24	0.24×0.15	2014-12-05 09:20:44 / 2014-12-06 08:26:15	
29 Dec 2014 (57020)	1207	1.24	0.24×0.15	2014-12-29 09:30:45 / 2014-12-30 08:53:14	
14 Feb 2015 (57067)	2004	0.82	0.24×0.15	2015-02-15 00:31:44 / 2015-02-15 08:36:14	
12 Apr 2015 (57124)	2253	1.24	0.24×0.15	2015-04-11 23:01:44 / 2015-04-12 05:08:14	
11 May 2015 (57153)	1681	1.24	0.24×0.15	2015-05-11 18:50:44 / 2015-05-12 02:56:14	
9 Jun 2015 (57182)	988	1.24	0.24×0.15	2015-06-09 17:03:15 / 2015-06-10 01:27:14	
2 Jul 2015 (57205)	1737	1.24	0.24×0.15	2015-07-02 15:26:15 / 2015-07-02 23:31:45	
5 Dec 2015 (57361)	1620	1.24	0.24×0.15	2015-12-05 05:16:15 / 2015-12-05 13:40:14	
28 Nov 2016 (57720)	2569	1.24	0.24×0.15	2016-11-28 05:37:14 / 2016-11-28 13:42:44	
3 Jul 2017 (57937)	3434	1.24	0.24×0.15	2017-07-03 14:35:15 / 2017-07-03 22:40:45	
6 Aug 2017 (57971)	5309	1.24	0.24×0.15	2017-08-06 13:11:44 / 2017-08-06 21:35:45	
4 Sep 2017 (58000)	4068	1.24	0.24×0.15	2017-09-04 11:09:44 / 2017-09-04 19:15:14	
6 Nov 2017 (58063)	1308	1.08	0.24×0.15	2017-11-07 07:07:15 / 2017-11-07 15:31:14	
23 Dec 2017 (58110)	858	0.88	0.24×0.15	2017-12-24 03:56:15 / 2017-12-24 12:01:44	
8 Dec 2018 (58460)	1192	1.24	0.24×0.15	2018-12-09 05:02:15 / 2018-12-09 13:26:14	
19 Oct 2019 (58775)	549	1.24	$0.24 \times 0.15$	2019-10-19 08:41:44 / 2019-10-19 17:05:45	

表 5.1: 解析に用いた S5 0716+714 の観測データ情報

### 5.3 再構成画像

4.3.4 項で検証を行った  $\chi^2$  - cutoff の方法を用いて画像を再構成した。以下で示す画像は条件を満たした 出力結果のそれぞれの平均画像である。

まず、2008 年 11 月から 2019 年 10 月までに観測された S5 0716+714 の約 1 年ごとの計 12 エポックの データについてイメージングを実行した。画像結果を図 5.3 に示す。



図 5.3: S5 0716+714 (2008 年 11 月~2019 年 10 月)の再構成した平均画像の結果. 天体の明るさは Intensity (Jy/beam) カラーバーで表記しており, コントアはピーク Intensity の 0.1%, 0.5%, 2.5%, 12.5%, 62.5%を示 す. 縦軸/横軸は相対的な赤緯 (Declination, Dec)/赤経 (Right Ascension, RA)を表す. (µas:マイクロ秒角 ~2.8×10<sup>-10</sup> 度)

ここで、2008/11/16, 2012/12/21, 2015/12/5 のデータについては当初定義した  $\chi^2$ -cutoff の条件(モデル と観測データの reduced  $\chi^2 < 1$ )を満たす画像が存在しなかった。そのためこれら 3 つのデータについて は正則化パラメータと reduced  $\chi^2$  の関係を 4.3.4 項で行った検証結果と比較し、また再構成画像を確認す ることで個別に reduced  $\chi^2$  の上限値を再定義した。(正則化パラメータと reduced  $\chi^2$  の関係、再構成画像、 reduced  $\chi^2$  の上限値を再定義については付録に記載。)reduced  $\chi^2$  の値は式 (4.1) から計算される。すなわち、 観測されたビジビリティの誤差を過大評価しているとき reduced  $\chi^2$  の値は小さくなり、逆に誤差を過小評 価しているとき値は大きくなる。そのためこれら 3 エポックのデータについては観測ビジビリティの誤差 の見積もりが正確でなかったことが reduced  $\chi^2 > 1$ となった理由であると考えられる。 図 5.3 の結果画像より、およそ 100 µas のスケールで天体画像を再構成することができた。各画像上の (0,0) 付近に存在する最も明るい構造が電波コアであり、北 ~ 北東方向へとジェットが噴出している様子が 確認できる。2008 年から 2019 年までのおよそ 10 年にわたる観測から、ジェットの噴出方向が時間変化し ていることが確認できる。また Kravchenko et al. 2020 では Space VLBI によって観測されたデータから画像 を再構成していたが、この結果からより基線長の短い VLBA の観測データからでも SMILI によって同等の 空間分解能で天体画像を再構成することが可能となったと言える。さらに、Kravchenko et al. 2020 の観測の およそ5 日前のエポックである図 5.3 の 2014/12/29 の天体画像から、ジェット成分の位置や空間スケールな どの特徴が図 5.2 で示した構造とほぼ一致していることがわかる。この結果は VLBA のデータから SMILI を用いて再構成した画像が、別の手法を用いて画像化した先行研究の結果に矛盾することなく、確かに天 体の様子と捉えている信頼性の高い結果であることを裏付けている。

次に、より短いタイムスケール(~1 ヶ月)での変化を調査するため 2010, 2013, 2014, 2017 年について 観測時期の近いデータを追加解析した。結果を以下に示す。



図 5.4: S5 0716+714 (2010 年 8 月~2011 年 1 月)の再構成した平均画像の結果


図 5.5: S5 0716+714(2013 年7月~11月)の再構成した平均画像の結果



図 5.6: S5 0716+714 (2014年12月~2015年7月)の再構成した平均画像の結果



図 5.7: S5 0716+714(2017 年7月~12月)の再構成した平均画像の結果

これらの結果から、ジェット成分が噴出する方向(position angle)について、図 5.5 では~15°、図 5.6 では~40°、さらに図 5.4 と 5.7 ではそれぞれ~60°,~110°方向に噴出した後にともにその場所から北方向(~0°)へと向きを変えているように見える。

そこでさらにこれらのジェットの運動の時間変化を見るため、図 5.4 および 5.7 の再構成画像の結果から stacked image を作成した。stacked image とは期間内の全エポックの画像を足し合わせた光度マップである。その結果を図 5.8 に示す。



図 5.8: (左) 2010 年 8 月~2011 年 1 月の stacked image. (右) 2017 年 7 月~12 月の stacked image.

図 5.8 において、左が 2010 年 8 月から 2011 年 1 月までの計 6 エポック、右が 2017 年 7 月から同年 12 月までの計 5 エポックの stacked image である。この結果からも同様に、ジェットの軌跡は初め東方向に延 びた後、北方向へと折れ曲がるような変化をしている

#### 5.4 考察

#### 5.4.1 stacked image から示唆されるジェットの運動

図 5.8 で示した stacked image の結果から、5.3 章で述べたようにジェットの軌跡が折れ曲がるような形 状をしていることが示唆される。例えば Savolainen et al. 2006 [32] では、天体 2135+141 において成分の position angle の変化量が 210°の大きく折れ曲がったジェットの運動が観測されており、今回の観測結果は それに特徴が類似したものである。ジェットが曲がるような現象(wobbling という)はこれまでに FR I 型 の電波銀河で見つかっており、ブレーザーではジェットの viewing angle(ジェットの噴出方向と観測者か らの視線方向のなす角)が小さいため噴出角度がわずかに変化するだけで天球面上においては見かけ上大 きな変化として観測されるものと期待される。そのため、S5 0716+714 においても viewing angle が揺らぎ 時間変化することで、図 5.8 のような折れ曲がった構造が観測されたものと推測される。

#### 5.4.2 ジェットの噴出方向の時間変化の推定

5.3 節の画像結果から、ジェットの噴出方向は時期によって変化していることが確認できる。図 5.5 では 北方向、図 5.7 では東方向へと噴出しのちに北方向へと進路を変えているように見える。この結果から、解析 した観測期間内のデータにおいてジェットが噴出する見かけの角度の変化量を ~ 90°と仮定し、実際に噴出 角度が変化する範囲を見積もる。先行研究より viewing angle を  $\theta \leq 5^{\circ}$  (U. Bach, et al. 2005 [3], T. Hovatta, et al. 2009 [15], Jorstad et al. 2017 [20])とすると、実際にジェットが揺れ動く角度の範囲は、90°×sin $\theta \leq 8^{\circ}$ と推定される。このことから、viewing angle よりも広い範囲に個々のジェット成分が噴出することで、見か け上は天球面上  $\leq$  90°の広い範囲にジェット成分が観測されたものと考えられる。Pushkarev et al. 2017 [28] によると、S5 0716+714 ジェットの opening angle (ジェットの幅から定義される広がりの角度)は1.°6±0.°2 である。それゆえこの幅をもったジェットが  $\leq$  8°の範囲で角度を変化させながら噴出することで、揺れ動 く様子が観測されたと説明できる。

Kravchenko et al. 2020 では、Gabuzda et al. 2000 [10] の観測結果も合わせて検証し、1991 年から 2015 年 まででジェットの揺れ動く角度の範囲を $\leq 10^{\circ}$ と推定していた。本研究ではおよそ 3-4 年にわたる(かつ より多くのデータ数の)観測結果からその値は $\leq 8^{\circ}$ と推定され、変動のタイムスケールは Kravchenko et al. 2020 の結果より短いことが示唆される。

## 第6章 解析天体: 3C454.3

### 6.1 3C454.3 に関する先行研究

3C454.3 はz = 0.859 (N. Jackson & I. W. A. Browne 1991 [16]) に位置する最も活発なブレーザーの1つ であり、これまでに他波長で平常時に対して 10 倍以上光度が上昇するようなアウトバーストが複数回観測 されている。

Jorstad et al. 2010[18] および Jorstad et al. 2013[19] では、3C454.3 の他波長観測によるライトカーブ(天体の明るさの時間変化)に対して、電波観測によるジェット成分の分離を撮像から行いライトカーブと比較することにより、アウトバーストとジェットの運動の関係や波長の違いによる増光時期の変化などを研究した。解析結果から、X線と可視光で観測されたアウトバーストはブラックホールから~10 pc の領域内で生じたものであることを明らかにし、放射の由来はジェットにおける生成された高エネルギー粒子によるシンクロトロン放射や、SSC または EC 放射であることが示唆される。また、電波で観測された超光速のジェット成分がコア付近を通過する運動が X線と可視光で観測されたアウトバーストとほぼ同時に生じたという観測結果を得た。



図 6.1: 他波長で観測されたライトカーブ. 上からガンマ線、X 線、紫外線、可視光、電波帯域における観測 結果を表している. 全ての波長で同期して増光していることがわかる.[19]

## 6.2 観測データ

この章での解析において用いたデータは、天体 3C454.3、観測期間 2018 年 7 月 ~ 2019 年 7 月までの計 9 エポックである。観測はボストン大学ブレーザーグループが Very Long Baseline Array; VLBA(観測周波 数: 43GHz)によって行ったものであり、そのアーカイブデータを使用した。各観測情報を表 6.1 に示す。

エポック	ピーク光度	最大基線長	ビームサイズ	観測時間	
(MJD)	(mJy)	$(10^9\lambda)$	(mas)	(start-time / end-time)	
16 Jul 2018 (58315)	4574	1.24	0.33×0.14	2018-07-16 09:41:45 / 2018-07-17 08:55:45	
26 Aug 2018 (58356)	4621	1.24	0.33×0.14	2018-08-26 06:32:44 / 2018-08-27 05:58:44	
15 Oct 2018 (58406)	3935	1.24	0.33×0.14	2018-10-15 06:26:44 / 2018-10-16 05:47:44	
8 Dec 2018 (58460)	3143	1.24	0.33×0.14	2018-12-08 22:19:14 / 2018-12-09 04:31:44	
8 Feb 2019 (58522)	1806	1.24	0.33×0.14	2019-02-08 17:57:45 / 2019-02-09 01:46:45	
31 Mar 2019 (58573)	3587	1.24	0.33×0.14	2019-03-31 14:49:14 / 2019-03-31 22:32:14	
12 May 2019 (58615)	3200	1.08	0.33×0.14	2019-05-12 11:51:44 / 2019-05-12 19:41:15	
18 Jun 2019 (58652)	7673	1.08	0.33×0.14	2019-06-18 12:35:45 / 2019-06-19 12:20:45	
1 Jul 2019 (58665)	7094	1.08	0.33×0.14	2019-07-01 11:43:45 / 2019-07-02 11:19:45	

表 6.1: 解析に用いた 3C454.3 の観測データ情報

### 6.3 再構成画像

2018 年 7 月から 2019 年 7 月までの計 9 エポックのデータについてイメージングを実行した。結果を図 6.2 に示す。尚、画像は 5.3 節と同様に出力結果を 1/4 のビームサイズで畳み込み、平均したものである。



図 6.2: 3C454.3 (2018 年 7 月~2019 年 7 月)の再構成した平均画像の結果. コントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%.

画像上で東側にある構造が電波コア、西側にある構造がブローブであり、西方向に向かってジェットが 吹き出している様子を捉えている。(ここで赤経赤緯は相対的な値であり、電波コアの絶対位置が大きく移 動することはないと仮定すると、ブローブが次第に離れていく様子が見られる。)この結果から、電波コア の大きさは時間に依らずほぼ一定であり、噴出するジェットの幅はコアから離れていくにつれ次第に大き くなっていることが確認できる。これらの画像結果から stacked image を作成した。結果を図 6.3 に示す。



図 6.3: 3C454.3 (2018 年 7 月~2019 年 7 月)の stacked image

図 6.3 において、最も東に位置する明るい成分が電波コアである。西方向に噴出するジェットはコアか ら~200 µas と~600 µas の 2 箇所で明るい成分が存在しているように見え、ジェットの幅はコアから離れる につれ次第に大きくなっている。またこの結果と表 6.2 の *m*<sub>relative</sub> の値から、ジェット成分はコアから一直 線上に移動しているのではなく、噴出方向からわずかに揺らぎながら移動していることが示唆される。

### 6.4 フィッティング結果

4.4.2 項で検証した方法を用いて、図 6.2 で示した 9 エポックに対してフィッティングを実行した。尚、2018/7/16, 2018/12/8, 2019/2/8 の 3 エポックについては、成分が完全に分離していないものや構造が複雑な ものであったことから、ビジビリティにおけるフィッティングでは各成分のパラメータを決定することが できなかった。したがって、それらを除いた計 6 エポックにおいてフィッティングによりパラメータを決 定した。結果を図 6.4 と表 6.2 に示す。



図 6.4: フィッティング結果. (青線) フィッティングにより決定されたコア成分とジェット成分のそれぞれの 楕円ガウス関数の長軸短軸の半値幅.

Core Component					
Epoch	Total Flux	Majsize Minsize		PA	
(MJD)	(Jy)	(µas)	(µas)	(deg)	
58356	$0.85{\pm}0.02$	$187\pm7$	$1.9{\pm}1.5$	$-28.9 {\pm} 0.9$	
58406	$1.00{\pm}0.02$	205±4	21±8	$-3.0{\pm}0.8$	
58573	$1.11 {\pm} 0.02$	$200\pm8$	83±5	$12.0{\pm}1.8$	
58615	$1.018{\pm}0.016$	$261\pm8$	$53{\pm}16$	-6.8±1.3	
58652	$2.57{\pm}0.05$	$242{\pm}14$	$68\pm 6$	$-17.0 {\pm} 0.8$	
58665	$2.74{\pm}0.07$	240±30	75±7	-16±4	

		Je	et Component			
Epoch	Total Flux	Majsize	Minsize	PA	l <sub>relative</sub>	m <sub>relative</sub>
(MJD)	(Jy)	(µas)	(µas)	(deg)	(µas)	(µas)
58356	$6.27{\pm}0.04$	134.6±1.1	111.6±0.9	86±2	$161.0{\pm}1.6$	11±5
58406	$5.986{\pm}0.019$	$141.1{\pm}1.5$	$141.1{\pm}1.5$	$-2.9{\pm}1.0$	$214.7{\pm}0.4$	$-2\pm 2$
58573	$5.43{\pm}0.03$	$240.8{\pm}1.7$	$130.9{\pm}1.2$	$16.4{\pm}0.3$	$525.2{\pm}0.4$	$9{\pm}8$
58615	$5.63{\pm}0.02$	$258.2{\pm}1.7$	$172.0{\pm}0.6$	$0.9{\pm}0.3$	$560.2{\pm}1.2$	38±2
58652	$11.72{\pm}0.11$	$280\pm6$	158±5	$-10.2 \pm 0.5$	590±4	-5±10
58665	$11.75 {\pm} 0.11$	278±7	156±6	$-9.9 {\pm} 0.5$	$602 \pm 3$	$-10{\pm}10$

表 6.2: 楕円ガウス関数の各パラメータのフィッティング結果. (上) コア成分, (下) ジェット成分. Majsize / Minsize : 楕円ガウス関数の長軸 / 短軸の FWHM, PA : 長軸の位置角, *l*<sub>relative</sub> / *m*<sub>relative</sub> : コア成分の重心に対 するジェット成分の重心の *l / m* 方向の相対座標.

図 6.4 より、4.4.2 項で議論したようにコア成分の楕円ガウス関数の長軸の半値幅が画像の構造と比較し て大きく見積もられている可能性がある。このことから、今回作成したビジビリティフィッティングのプ ログラムでは成分の形状について適切な物理量を推定することは難しいと考えられる。一方で、成分の重 心位置や明るさについては画像結果におおよそ即した値であり、適切に値を決定することができたと考え られる。さらには表 6.2 および付録 E にあるように、正則化パラメータの不定性に起因するフィッティング の不定性を定量的に推定することに成功した。この分布から表 6.2 にあるようにそれぞれのフィッティング パラメータにおいてその不定性を示すことができるようになった。ビジビリティフィッティングにより推 定されたコア成分とジェット成分の相対重心位置の時間変化を図 6.5 に、ライトカーブを図 6.6 に示す。



図 6.5: コア成分とジェット成分の相対重心位置の時間変化.





図 6.6: ビジビリティフィッティングによるライトカーブ. (上) コア成分. (下) ジェット成分.

図 6.6 の結果から、コア成分は MJD~58650 以降でわずかに増光するが、それ以前で明るさに大きな変化 はないと言える。一方で、ジェット成分は MJD~58650 以降で大きく増光し、その他のエポックでは~6Jy で一定である。2018/12/8, 2019/2/8 でフィッティングができなかったことから、それらに対応する期間での 相対重心位置および明るさの変化については求めることができなかった。

#### 6.5 考察

#### 6.5.1 各物理量の推定

まず、6.4 節の結果よりコア成分とジェット成分の重心位置の変化量からジェットが噴出する速度を計算 した。結果を図 6.7 に示す。



図 6.7: コア成分とジェット成分の相対位置の時間変化. データ点: 6.4 節のビジビリティフィッティングか ら求めた重心の相対距離. 直線: 平均の速度のフィッティング結果

図 6.7 において、すべてのデータ点が一直線上にあるとは言えず、ジェットの速度はコアから離れていく につれ減少していくものと考えれれる。6.4 節のビジビリティフィッティングの結果から 2018/12/8, 2019/2/8 のエポックについては、構造が複雑であり 2 つの成分の重心位置を求めることができなかったため、図 6.7 の中央あたりのエポックではデータ点が存在しない。そのため各期間におけるジェットの速度を正確に求 めることは難しく、ビジビリティフィッティング結果のすべてのデータ点から約 1 年における平均の速度を 算出することとした。その結果、ジェットの見かけの速度は  $v_{app} = 13.1 \pm 0.4c$  となり、超光速運動が確認 された。3C454.3 のジェットの見かけの速度は、Jorstad et al. 2010(観測期間: 2005 年 6 月 ~ 2009 年 5 月) では  $v_{app}$  は 4.1c~8.3c、Jorstad et al. 2013(観測期間: 2009 年 4 月 ~ 2011 年 8 月)では  $v_{app}$  は 8.9c ~ 9.6c と観測されている。また、過去には Jorstad et al. 2001 [17](観測期間: 1996 年)で  $v_{app} \sim 15.7c$  という値が 観測されたこともあり、今回の結果はこれらの観測結果の範囲内に存在するものである。

次に、これらの先行研究の値から viewing angle を $\theta \sim 1.5^\circ$  と仮定し議論を進める。式 (2.2) で示した超 光速運動の関係式より、ジェットの実際の速度は $v_{int} = 13.1c/(13.1\cos\theta + \sin\theta) \simeq 0.998c$  と計算される。さ らに、図 6.3 で示した stacked image よりジェットの見かけの opening angle を $\psi_{app} \sim 30^\circ$  とすると、実際の opening angle は  $\psi_{int} = 30^\circ \times \sin\theta \simeq 0.79^\circ$  と計算される。これらの値から噴出するジェットは相対論的速度 であり、非常に細い形状をしていることがわかる。

#### 6.5.2 3C454.3 ジェットのヘリカル運動の可能性

ジェットを構成している荷電粒子は磁場と相互作用し、磁力線に巻きつくように運動をする。AGN の対 称軸方向に伸びて存在する磁力線は、回転する降着円盤の影響を受けてねじられ、ヘリカル磁場が形成さ れると考えられている。これにより、螺旋状の磁場に沿ってプラズマガスが移動することでジェットがへ リカル運動をするというモデルがある。

Steffen et al. 1995 [33] では、ジェット成分におけるエネルギー保存則と運動量保存則を考え、ジェット のヘリカル運動を簡単なモデルを用いて考察している。このモデルを参考にして特殊相対論的効果を考慮 し、実際に得られた物理量からヘリカル運動をシミュレーションして図 6.3 で示したジェット構造の検証を 行う。



図 6.8: ヘリカル運動モデル(W. Steffen et al. 1995) [33]

図 6.8 のように座標を設定し、ジェットの opening angle が一定であると仮定すると、その運動はジェット静止系において以下の式で表される。

$$z(t) = v_z t \tag{6.1}$$

$$r(t) = v_z t \tan \psi + r_0 \tag{6.2}$$

$$\phi(t) = \phi_0 + \frac{\omega_0 r_0}{v_z \tan \psi} \ln \frac{r(t)}{r_0}$$
(6.3)

ここで、角速度 $\omega = d\phi/dt$ である。各パラメータの説明を以下に示す。

$v_z$	z軸方向のジェットの速度
θ	viewing angle (ジェットの軸方向と視線方向のなす角)
ψ	opening half-angle (ジェットの広がりの角度の 1/2)
$r_0$	r の初期値 (t = 0)
$\phi_0$	$\phi$ の初期値 ( $t=0$ )
$\omega_0$	$\omega$ の初期値 ( $t=0$ )

表 6.3: 各パラメータの説明

6.5.1 項での考察から、 $v_z = 0.998c$ ,  $\theta = 1.5^\circ$ ,  $\psi = 0.79^\circ/2 = 0.395^\circ$  である。またこのモデルにおいて は opening angle は変化しないと仮定しているので、エネルギー保存則と運動量保存則から  $\phi$  方向の速度  $v_{\phi} = r\omega$  は時間に依らず一定である。そのため  $v_{\phi} = r\omega = r_0\omega_0$ ,  $v_r = dr/dt = v_z \tan \psi$  および  $v_z$  について 合成した速度が光速を超えることはないから、ジェットの速度の下限値について  $\geq 0.999c$  と仮定すると  $(0.999c)^2 \leq v_z^2 + v_{\phi}^2 + v_r^2 < c^2$  となり、 $r_0$ ,  $\omega_0$  の値について  $0.044c \leq |r_0\omega_0| < 0.063c$  と制限される。よってこ れを満たす  $r_0$ ,  $\omega_0$ 、さらに  $\phi_0$  の値に関して  $r_0 \simeq 33 \,\mu as \simeq 0.73 \,ly$  (光年),  $\omega_0 \simeq -7.17 \times 10^{-2} \,rad/yr$  と設定し た ( $\omega_0$  の符号は成分の回転方向に起因するものである)。また特殊相対論的効果を考慮してジェット静止系 での時間と観測者系での時間の関係を考え、式 (6.1) ~(6.3) において、

$$t \to \frac{l}{1 - \frac{v_z}{c} \cos \theta} \tag{6.4}$$

とすることで、観測者系での議論が可能となる。これにより観測者系での 3 次元空間上でジェット成分が 通過する経路を計算した。観測者は z 軸から viewing angle  $\theta$  の角度でこの構造を見るから、式 (6.1) ~ (6.3) の構造を z 軸とのなす角  $\theta$  の視線方向に垂直な平面(天球面)に投影させた場合の道筋を求めた。

さらに、相対論的な運動をするジェット成分からの放射はビーミング効果の影響を受ける。考えるモデルにおいてジェット成分の光がジェットの下流へ移動するある一点から放射され、その放射の真の明るさが時刻 *t* に依らず一定であると仮定すると、速度は変化せずとも速度ベクトルの方向と視線方向とのなす角に応じて見かけの明るさは変動する。観測者系においてこの角度を  $\theta_t$  とすると、式 (2.5) からビーミング因子は  $\delta = \{\gamma(1 - \beta \cos \theta_t)\}^{-1}$ となる。式 (2.11) より観測される明るさは  $\delta^4$  倍となるため、この値を考慮してヘリカル運動をするジェットの明るさの変動を求めた。

このようにして、観測から求められた物理量の値をもとに天球面上に投影されたジェットの見え方をシ ミュレーションした。結果を図 6.9 および 6.10 に示す。このシミュレーションではジェット成分を質点、真 の明るさを 1、観測される明るさを  $\delta^4$  として計算した。図 6.9 はシミュレーション結果の質点の明るさを 半値幅 ~ 37 µas のガウス分布で畳み込んだもの、図 6.10 はジェットの質点の軌跡を図 6.3 で示した観測結 果の stacked image に重ねたものである。



図 6.9: シンプルモデルによるジェット構造のシミュレーション結果. 青線はジェット質点の軌跡を表す.



図 6.10: (map) 観測結果の stacked image. (青線) シミュレーションによるジェットの質点の軌跡. (緑印) ビジ ビリティフィッティングから求めたジェット成分の重心位置.

図 6.9 の結果より、シンプルモデルによるシミュレーション結果は観測結果の stacked image における ジェットの構造と比較して、コアから~200 µas,~600 µas の 2 箇所で両者に明るい放射領域が存在してい ることがわかる。また図 6.10 の結果より、観測結果のジェットの構造はコアから西方向へ~400 µas の領域 で北方向~100 µas の範囲で湾曲しているように見え、この運動はシミュレーション結果の軌跡とほぼ一致 することがわかる。このシミュレーション計算においてジェットは進行方向に対して反時計周りに回転し ており、この回転がジェットの北方向に湾曲した運動を示す理由であると考えられる。これらの結果から、 stacked image すなわちジェットが運動する軌跡については今回考えたシンプルモデルでおおよそ説明する ことができたと言える。

さらに、シミュレーション結果のライトカーブを図 6.11 に示す。ここで、縦軸はジェット成分の真の明 るさを 1 としたときの見かけの明るさ  $\delta^4$  の値を表し、横軸は図 6.10 で示したシミュレーションにおいて ジェットの質点が初期座標にあるときを時刻 t = 0 をしたときの観測者系での時刻 t(年)を表す。



図 6.11: シミュレーション結果のジェット成分のライトカーブ. (縦軸) 真の明るさを 1 としたときの見かけ の明るさ δ<sup>4</sup>. (横軸) 観測者系での時間 (年).

図 6.11 より、シミュレーションにおいて t ~ 0.35 および ~ 1.1 年でジェットが増光していることがわか り、この 2 つの明るさのピーク時刻は観測結果の stacked image においてジェット成分が明るく見える箇所 に到達する時刻とおおよそ一致する。一方で、シミュレーション結果における明るさの変化量は観測結果 の stacked image とは異なり、はるかに大きな値で増減光を繰り返す。その理由として、シミュレーション ではジェット成分を質点として計算していることが考えられる。実際のジェットでは成分はコアから離れ ていくにつれ次第に拡散していくと考えられる。空間的に広がった分布をしたガスがヘリカル運動をする と、観測者には視線方向に対して様々な角度方向の速度ベクトルをもつガスからの放射が観測されること になる。それゆえジェット成分を構成するすべてのガスが同時に明るさをピークを迎えることはなく、実 際の増減光は比較的緩やかになると推測される。このような理由から観測結果とシミュレーション結果で 明るさの変化量に差が生じたと考えられる。

したがって、観測された 3C454.3 ジェットの運動についてはシミュレーションしたシンプルモデルでおお よそ説明できると考えられ、検証結果はその運動がヘリカル運動である可能性があることを示唆している。 ブレーザー全般の先行研究においては、偏光観測から偏光方位角が回転する現象が捉えられており、これは ヘリカル構造をした磁場の周りを回転する荷電粒子からのシンクロトロン放射によるものであると考えら れている。またこのような観測結果は 3C454.3 でも実際に報告されている(Sasada et al. 2010 [30], Sasada et al. 2012 [31])。解析した 3C454.3 ジェットがシミュレーション結果のように実際にヘリカル運動をして いるとすれば、今回の結果はジェットが螺旋状の道筋をたどるように噴出する現場を直接撮像から捉えた 結果であるということになる。

## 第7章 まとめと今後

本研究ではスパースモデリングを応用した画像復元手法(解析ソフト:SMILI)を用いて VLBA で得 られた観測データを解析し、再構成画像からブレーザージェットの幾何構造について調査した。SMILIを VLBA の観測データに対して適用した研究は初めてであり、その結果電波コア近傍のジェットの構造をおよ そ 100 µas の空間スケールで調査することができた。これは従来手法の CLEAN による再構成画像のおよそ 2 倍の空間分解能であり、VLBA のデータに対しても SMILIを適用させた画像再構成が可能であるというこ とが示された。また SMILI で得られた画像を CLEAN のビームサイズで畳み込んだ結果と、ボストン大学 ブレーザーグループが CLEAN を用いて画像化した結果がほとんど一致したことから、SMILIを用いて再構 成した画像が別の手法を用いて画像化した先行研究の結果に矛盾することなく、なおかつ詳細に天体の構造 を捉えている信頼性の高い結果であると明言できる。さらに、Kravchenko et al. 2020 において RadioAstron (Space VLBI) で得られた観測データ(天体:S5 0716+714)から CLEAN を用いて画像化した結果と、本 研究において VLBA で得られた観測時期の近い(両者の観測日の間は~1週間であり、ジェットの構造が変 化するタイムスケールに比べ十分短い)データから画像化した結果が、両者でジェット成分の位置や空間 スケールなどの天体構造の特徴が合致していることがわかる。このことから、従来では宇宙空間に電波望 遠鏡衛星を打ち上げて観測されたデータからようやく見えていた空間スケールの構造が、SMILI を用いる ことで地上の電波干渉計による観測データからでも画像を得ることが可能であるということが確認された。

SMILI による画像再構成の手法に関して、解析前に 3 つの正則化パラメータを入力しなければならず、 その適切な値を推定する必要がある。従来はそのプロセスに交差検証(Cross Validation; CV)を用いること で最適な値を決定していた反面、計算コストが高く解析時間が膨大であるという問題点があった。本研究 では新たに  $\chi^2$ -cutoff という統計量である  $\chi^2$  に基づいた方法を採用することで、もっともらしい画像を従 来の 1/5~1/10の解析時間で取得することに成功した。さらにこの方法では条件を満たすモデル画像のばら つき具合を計算することができるため、CV では難しかった出力画像の誤差の評価が可能となった。

今回解析した 2 つの天体について、まず S5 0716+714 に関しては 2008 年 11 月から 2019 年 10 月まで の計 29 エポックを調査した。その結果およそ 3 ~ 4 年でジェットの噴出方向が見かけ上 ~ 90° 変化して いることがわかり、この変化はジェットの viewing angle が  $\leq$  5°(U. Bach, et al. 2005 [3], T. Hovatta, et al. 2009 [15], Jorstad et al. 2017 [20])という非常に小さい値であることから説明される。また各エポックでの 画像の Stacked Image によって、S5 0716+714 ジェットが折れ曲がった形状をしている可能性が示唆され、 これは別の天体(2135+141)でも過去に報告されたことがある現象である(Savolainen et al. 2006 [32])。

次に 3C454.3 に関しては 2018 年 7 月から 2019 年 7 月までの計 9 エポックを調査した。Self Calibration を行った後のビジビリティデータからフィッティングを行い、6 エポックのデータについてコアとジェット の位置関係や明るさを推定した。ビジビリティフィッティングについて、出力結果の楕円ガウス関数の重 心位置や明るさは適切に推定できていた反面、半値幅が再構成画像の天体構造と比較して大きく見積もら れており、今回作成したフィッティング方法では形状の適切な値を求めることができないということが判 明した。この問題点についてはフィッティングパラメータが多いことが計算結果が適切な値に収束しない 原因であると考えられ、今後は半値幅などのパラメータを固定してその他の抽出したいパラメータの推定 値の精度をあげるなどの解決策をとる必要があると考えられる。

解析結果から 3C454.3 ジェットの見かけの速度は v<sub>app</sub> = 12.1±0.7c となり、超光速運動が確認された。 この現象はジェットの実際の速度が光速に非常に近く、かつその噴出方向と視線方向のなす角が非常に小さ いという証拠である。さらに得られた物理量をもとにジェットがヘリカル運動をしていると仮定して、簡 単なモデルからその軌跡と明るさの変化のシミュレーションを行った。シミュレーションの結果から、計 算されたジェットの見え方と今回観測されたジェットの形状は酷似しており、3C454.3 ジェットがヘリカル 運動をしている可能性が示唆される。

今回解析に用いたデータはおよそ1ヶ月おきに観測されたものであるが、1つのジェット成分がどのよう にその形状を変化し移動していくのか詳細に調査するためには、今後はより短いタイムスケールでのデータ を解析する必要がある。本研究では  $\chi^2$ -cutoff の導入により、1つのデータにかかる解析時間の短縮に成功 したことから、より多くのエポックのデータを効率的に解析できることが期待される。また 3C454.3 ジェッ トのヘリカル運動の議論については、同期間における偏光観測の結果を調査することで撮像とは別のアプ ローチからもその可能性について研究していく必要がある。

# 付 録 A FoV, Prior FWHMの検証結果

FoV の値と reduced  $\chi^2$  の結果



図 A.1: 1 pix = 6 µas,  $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot



図 A.2: 1 pix = 8 µas,  $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot



図 A.3: 1 pix = 12 µas,  $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot



図 A.4: 1 pix = 14 µas,  $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$ の結果の radial plot

## Prior FWHM の値と reduced $\chi^2$ の結果



図 A.5: Prior FWHM = 1000  $\mu as,$   $\lambda_{l_1}=10^{-3},$   $\lambda_{tsv}=10^{-3}$  の結果の radial plot



図 A.6: Prior FWHM = 1300  $\mu as,\,\lambda_{l_1}=10^{-3},\,\lambda_{tsv}=10^{-3}$ の結果の radial plot



図 A.7: Prior FWHM = 1600 µas,  $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$  の結果の radial plot



図 A.8: Prior FWHM = 1900 µas,  $\lambda_{l_1} = 10^{-3}$ ,  $\lambda_{tsv} = 10^{-3}$  の結果の radial plot

## 付録B $\chi^2$ -cutoffの検証結果

#### 正則化パラメータの値と解析結果

4.3.4 項において、3 つの正則化パラメータ  $\lambda_{l_1}$ ,  $\lambda_{tv}$ ,  $\lambda_{tsv}$  で定義される空間上におけるデータとモデルの reduced  $\chi^2$  の分布の解析結果について説明した。



正則化パラメータとビジビリティにおける reduced  $\chi^2$ の関係

以下、検証した計 7<sup>3</sup> 通りのモデルについて、再構成画像と Visibility Amplitude の radial plot を示す。画像右上に示した数値は複素ビジビリティにおけるデータとモデルの reduced  $\chi^2$  の値である。





 $\lambda_{tv} = 10^{-5}$ Baseline Length 105  $10^{3}$ : 1945 10 i per s  $\lambda_{\rm tsv}$ Ч  $10^{-1}$  $10^{-3}$ 10-5 10-3  $10^{-1}$ 10 10-5 1 10<sup>3</sup> 10<sup>5</sup>

Amplitude

Visibility

 $\lambda_{{}_{11}}$ 







105

103

10

 $10^{-1}$ 

10-3

10-5

10-5

10-3

10-1

 $\lambda_{\rm tsv}$ ч



10<sup>3</sup>

10

Amplitude

Visibility.

k;,,∉€

R . M

10<sup>5</sup>

97

1

 $\lambda_{11}$ 



 $\lambda_{\rm tv} = 10^{-1}$ 



98







 $\lambda_{\rm tv} = 10^1$ 





 $\lambda_{\rm tv} = 10^3$ 

 $\lambda_{\rm tv} = 10^3$ Baseline Length visibility Amplitude 105 196C 103 10  $\lambda_{\rm tsv}$ ч  $10^{-1}$ 10-3 10-5 10 10-10-10 1 103 105

 $\lambda_{{}_{11}}$ 



 $\lambda_{\rm tv} = 10^5$ 



# 付録C $\chi^2$ -cutoffにおける検証結果 ( $l_1$ , TV 項)

l<sub>1</sub>, TV 項による再構成画像結果を以下に示す。また比較のために l<sub>1</sub>, TSV 項による再構成画像結果を再度示す。



図 C.1: (左)  $\chi^2$  - cutoff (l<sub>1</sub>, TV 項) により導出された画像の平均. (右)  $\chi^2$  - cutoff (l<sub>1</sub>, TSV 項) により導出され た画像の平均. 両者ともにコントアはピーク Intensity の 5%, 10%, 20%, 40%, 80%. 画像右下を楕円は 1/4 ビームサイズ



図 C.2: (左) χ<sup>2</sup> - cutoff (l<sub>1</sub>, TV 項) により導出された画像の標準偏差画像. (右) SN 画像

# 付録D χ<sup>2</sup>-cutoffにおける上限値の再定義 (S5 0716+714)

5.3 節において説明したように、2008/11/16, 2012/12/21, 2015/12/5 の観測データについては reduced  $\chi^2 < 1$  となるモデルが存在せず、個別に上限値を再定義してイメージングを行った。再構成画像と 4.3.4 項で検証 した reduced  $\chi^2$  の分布から、2008/11/16, 2012/12/21, 2015/12/5 のイメージングについて reduced  $\chi^2$  の上限 値をそれぞれ 1.8, 3.0, 1.3 とした。





図 D.1: reduced  $\chi^2$  の値と再構成画像



図 D.2: 4.3.5 項で検証した 3C454.3 における正則化パラメータと reduced  $\chi^2$  の関係. 2 つの正則化パラメー タのうち  $\lambda_{l_1}$  の値のみを横軸にとり, 検証したモデルについてプロットしてある.





図 D.3: 正則化パラメータと reduced  $\chi^2$  の関係. 点線はそれぞれのデータに対して再定義した reduced  $\chi^2$  の値.
## 付録E 各パラメータのフィッティング結果 (3C454.3)

 $\chi^2$  - cutoff で決定された Self calibration 後のすべてのデータに実行したフィッティング結果













謝辞

本研究を進めるにあたり、実質指導教員の笹田さんには大変お世話になりました。電波観測の基本的な 事柄の学習から最新の手法を用いた解析まで行うことができ、非常に楽しく研究を進めていくことができ ました。研究室の先生方にはいつも的確なアドバイスをいただき、理解を深め自分の研究をより発展させ ていくことができました。また、院生方には様々な場面で研究室での活動を支えていただきました。ありが とうございました。

## 参考文献

- [1] J.G. Ables. Maximum entropy spectral analysis. Astronomy and Astrophysics, Vol. 15, pp. 383–393, 1974.
- [2] K. Asada and M. Nakamura. The structure of the M87 jet: A transition from parabolic to conical streamlines. *Astrophysical Journal Letters*, Vol. 745, No. 2, 2012.
- [3] U. Bach, et al. Kinematic study of the blazar S5 0716+714. Astronomy and Astrophysics, Vol. 433, No. 3, pp. 815–825, 2005.
- [4] J. A. Biretta and Hubble Heritage Team others. A jet from galaxy m87, 2011. https://apod.nasa.gov/ apod/image/1108/m87jet\_hst\_1222.jpg.
- [5] EHT Collaboration. The first image of the shadow of the black hole in the center of m87 taken with eht, 2019. https://www.nao.ac.jp/news/science/2019/20190410-eht.html.
- [6] The EHT Collaboration. First M87 event horizon telescope results. I. The shadow of the supermassive black hole. *arXiv*, Vol. 1, , 2019.
- [7] T.J. Cornwell and K.F. Evans. A simple maximum entropy deconvolution algorithm. *Astronomy and Astro-physics*, Vol. 143, pp. 77–83, 1985.
- [8] Charles W. Danforth, et al. A fast flare and direct redshift constraint in far-ultraviolet spectra of the blazar S5 0716+714. Astrophysical Journal, Vol. 764, No. 1, pp. 1–7, 2013.
- [9] B.R. Frieden. Restoring with maximum likelihood and maximum entropy. *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 62, pp. 511–518, 1972.
- [10] D. C. Gabuzda, et al. Intraday polarization variability outside the vlbi core of the active galactic nucleus 0716+714. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 313, No. 3, pp. 627–636, 2000.
- [11] G Ghisellini, F Tavecchio, and M Chiaberge. Structured jets in TeV BL Lac objects and radiogalaxies. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 410, pp. 401–410, 2005.
- [12] K. Hada, et al. The innermost collimation structure of the M87 jet down to 10 schwarzschild radii. Astrophysical Journal, Vol. 775, No. 1, 2013.
- [13] J.A. Hogbom. Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines. Astronomy and Astrophysics, Vol. 15, pp. 417–426, 1974.
- [14] M. Honma, et al. Super-resolution imaging with radio interferometry using sparse modeling. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 66, No. 5, pp. 1–14, 2014.

- [15] T. Hovatta, et al. Doppler factors, Lorentz factors and viewing angles for quasars, BL Lacertae objects and radio galaxies. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 494, No. 2, pp. 527–537, 2009.
- [16] I. W. A. Jackson, N. Browne. Optical properties of quasars. i observations. ii emission-line geometry and radio properties. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 250, pp. 414–421, 1991.
- [17] Jorstad, et al. Multiepoch very long baseline array observations of egret-detected quasars and bl lacertae objects: Superluminal motion of gamma-ray bright blazars. *Astrophysical Journal, Supplement Series*, Vol. 134, pp. 181–240, 2001.
- [18] Jorstad, et al. Flaring behavior of the quasar 3C 454.3 across the electromagnetic spectrum. Astrophysical Journal, Vol. 715, No. 1, pp. 362–384, 2010.
- [19] Jorstad, et al. A tight connection between gamma-ray outbursts and parsec-scale jet activity in the quasar 3C 454.3. Astrophysical Journal, Vol. 773, No. 2, 2013.
- [20] Jorstad, et al. Kinematics of parsec-scale jets of gamma-ray blazars at 43 GHZ within the vlba-bu-blazar program. arXiv, Vol. 846, No. 2, p. 98, 2017.
- [21] E. V. Kravchenko, et al. Probing the innermost regions of AGN jets and their magnetic fields with RadioAstron. III. blazar s5 0716+71 at microarcsecond resolution. *The Astrophysical Journal*, Vol. 893, No. 1, p. 68, 2020.
- [22] H Kubo. PhD thesis, University of Tokyo, 1997.
- [23] Kazuki Kuramochi, et al. Superresolution interferometric imaging with sparse modeling using total squared variation application to imaging the black hole shadow. *arXiv*, Vol. 858, No. 1, p. 56, 2018.
- [24] R. Narayan and R. Nityananda. Maximum entropy image restoration in astronomy. Astronomy and Astrophysics, Vol. 24, pp. 127–70, 1986.
- [25] K Nilsson, et al. Astrophysics Letter to the Editor Detection of the host galaxy of S5 0716 + 714. Astronomy and Astrophysics, Vol. 32, pp. 714–717, 2008.
- [26] Bradley M. Peterson. ピーターソン 活動銀河核. 丸善, 2010.
- [27] J.E.B. Ponsonby. An entropy measure for partially polarized radiation and its application to estimating radio sky polarization distributions from incomplete 'aperture synthesis' data by the maximum entropy method. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 163, pp. 369–380, 1973.
- [28] A. B. Pushkarev, et al. Mojave xiv. shapes and opening angles of agn jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 468, No. 4, pp. 4992–5003, 2017.
- [29] B. Rani, et al. Connection between inner jet kinematics and broadband flux variability in the BL Lacertae object S5 0716+714. Astronomy and Astrophysics, Vol. 578, pp. 1–12, 2015.
- [30] M. Sasada, et al. Multiband photopolarimetric monitoring of an outburst of the blazar 3c 454.3 in 2007. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 62, No. 3, pp. 645–652, 2010.

- [31] M. Sasada, et al. Multi-wavelength photometric and polarimetric observations of the outburst of 3c454.3 in 2009 december. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Vol. 64, No. 3, pp. 581–588, 2012.
- [32] T. Savolainen, et al. An extremely curved relativistic jet in pks 2136+141. *The Astrophysical Journal*, Vol. 647, No. 1, pp. 172–184, 2006.
- [33] W. Steffen, et al. A helical model for the compact jet in 3c345. *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 302, pp. 335–342, 1995.
- [34] A. Richard Thompson, James M. Moran, and George W. Swenson Jr. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. Astronomy and Astrophysics Library, 2001.
- [35] P. Urry, C. M. Padovani. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Vol. 107, , 1995.
- [36] 家正則ほか. 宇宙の観測 I-光・赤外天文学, シリーズ現代の天文学, 第 15 巻. 日本評論社, 2007.
- [37] 高原文郎. 天体高エネルギー現象, 地球と宇宙の物理, 第4巻. 岩波書店, 2002.
- [38] 国立天文台. 干渉計サマースクール 2005 教科書.
- [39] 小山勝二, 嶺重慎. ブラックホールと高エネルギー現象, シリーズ現代の天文学, 第8巻. 日本評論社, 2010.
- [40] 川野秀一, 松井秀俊, 廣瀬慧. スパース推定法による統計モデリング, 統計学 one point, 第6巻. 共立出版, 2018.
- [41] 谷口義明, 岡村定矩, 祖父江義明. 銀河 I -銀河と宇宙の階層構造, シリーズ現代の天文学, 第4巻. 日本 評論社, 2007.
- [42] 中井直正, 坪井昌人, 福井康雄. 宇宙の観測 II -電波天文学, シリーズ現代の天文学, 第 16 巻. 日本評論社, 2009.
- [43] 本間希樹ほか. スパースモデリング天文学 ブラックホール撮像から時間変動現象まで. Technical report, 2017.
- [44] 嶺重慎. ブラックホール天文学, 新天文学ライブラリー, 第3巻. 日本評論社, 2016.