

かなた望遠鏡を用いた可視近赤外偏光観測における
ブレーザー天体の変動機構の研究

広島大学大学院 理学研究科 物理科学専攻
高エネルギー宇宙・可視赤外線天文学研究室
M076916 笹田真人

主査 深沢泰司 副査 小嶋康史

2009年2月10日

概要

銀河には太陽系程度の狭い領域から銀河全体の放射を凌駕するような核を持つものがあり、その中心天体を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) と呼ぶ。AGN の正体は太陽の 10^6 – 10^{10} 倍の質量のブラックホールと考えられている。AGN には中心から相対論的速度のプラズマを噴出する「ジェット」を持つものがあり、そのジェットを真正面から観測している天体をブレイザーと呼ぶ。ブレイザーの特徴に速く激しい時間変動が挙げられる。一般に可視光領域でのブレイザーの変動タイムスケールは1時間から数ヶ月、長いもので数十年以上の場合もある。さらにブレイザーはシンクロトロン放射により、偏光した電磁波を放射する。しかし、多色偏光撮像の連続的な観測例は少なく、ブレイザーの変動機構は未だよくわかっていない。そこで我々は広島大学「かなた」望遠鏡と可視近赤外同時3バンド偏光撮像可能な装置 TRISPEC を用いて、ブレイザー天体 S5 0716+714 と 3C 454.3 の連続的な観測を行い、ブレイザーの変動機構の研究を行った。

最短変動の検出はその天体の放射領域の大きさ、速度に制限をつけることができるため特に重要である。S5 0716+714 は短時間変動が期待できる天体であり、この天体がVバンド (550.5nm) で12.65等級と明るいときに3時間観測を行った。光度曲線を見ると全体の増光傾向の上に15分スケールの「バンプ」状の変動を検出した。バンプの増光・減光時間を測ると970秒と620秒であった。これは過去観測された可視光変動の中でも最短の変動である。10分スケールの変動に対してV、J(1250nm)の2バンドで偏光観測できたことは初めてである。偏光パラメータから数時間スケールで変動する偏光ベクトル成分を近似し差し引くと、バンプ時に固有の偏光ベクトルが存在することがわかった。これはバンプの放射領域における磁場構造が、数時間スケールで変動している放射領域とは異なっていることを意味している。さらにバンプ固有の成分の偏光度は $27 \pm 5\%$ であり、全体の偏光度は $9.8 \pm 0.5\%$ と固有ベクトルの偏光の方が強いことがわかった。つまりバンプは磁場の揃った局所的な場所から放射されていることを意味している。

3C 454.3 は、2007年7月にアウトバーストを起こしたことを受けて観測を開始した。アウトバーストは約2ヶ月続いたが、Vバンドにおいて10日で約1.8等急速に減光した。QU平面上で急速減光直前に偏光ベクトルが 240° 反時計回りに回転した。その後断続的にフレアが発生するような活動的な時期になった。それらフレアは日が経つにつれ変動が大きくなり、同時にフレアの平均偏光ベクトルは時計回りに回転していった。Marscher et al. (2008) によると偏光ベクトルの回転はジェット内の磁場が螺旋構造をしており、放射領域が移動するために起こる。しかし時計回り・反時計回りの両方の回転を検出したことから、放射領域の変化はジェットの内から外への一方通行ではなく、光度によりジェットの放射領域は前後に変化する可能性がある。

目次

第1章	研究背景	6
第2章	ブレイザー	7
2.1	活動銀河核 (AGN)	7
2.1.1	AGNの種類	7
2.1.2	AGNの統一モデル	8
2.2	ジェット	10
2.2.1	電波による観測	10
2.2.2	ジェットの未解決問題	13
2.3	ブレイザー	16
2.3.1	ブレイザーの種類	16
2.3.2	時間変動	17
2.3.3	変動機構	18
2.3.4	スペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distributions; SEDs)	19
2.3.5	可視光での観測	20
2.3.6	偏光	21
2.4	研究目的	21
第3章	観測とデータリダクション	22
3.1	「かなた」望遠鏡	22
3.2	観測装置 TRISPEC	22
3.3	データリダクション	23
3.3.1	画像一次処理	25
3.4	等級とフラックス計算	26
3.5	偏光	27
3.5.1	偏光の基本原理	27
3.5.2	偏光の計算	28
3.5.3	偏光補正	29
第4章	観測天体 (S5 0716+714 と 3C 454.3)	32
4.1	S5 0716+714	32
4.1.1	歴史	32
4.1.2	数時間スケールの短時間変動	33
4.1.3	比較星	34
4.2	3C 454.3	36
4.2.1	歴史	36
4.2.2	2005年のアウトバースト	36
4.2.3	短時間変動	37

4.2.4	ガンマ線領域での放射	37
4.2.5	比較星	37
第5章	S5 0716+714でのブレーザー 15分スケールの短時間変動	40
5.1	全観測期間での変動	40
5.2	15分変動の検出	42
5.2.1	15分変動と全体変動の振幅	42
5.2.2	変動タイムスケールの計算	44
5.2.3	変動の信頼度の計算	44
5.3	偏光ベクトルの時間変化	46
5.4	差分ベクトル	46
5.4.1	計算方法	47
5.4.2	バンプ固有の偏光ベクトルの存在	47
5.5	考察	50
5.5.1	変動タイムスケールから規模の見積り	50
5.5.2	高エネルギープラズマの注入	50
5.5.3	局所的放射の示唆	52
5.6	まとめ	52
第6章	3C 454.3における	
	長期可視近赤外偏光撮像観測	53
6.1	光度曲線	53
6.2	色変化	54
6.3	偏光ベクトル	55
6.4	12月フレア	59
6.4.1	光度曲線	59
6.4.2	SED変化	59
6.4.3	QU平面	63
6.4.4	電波からガンマ線にかけてのSED	63
6.5	考察	65
6.5.1	各状態での放射起源	65
6.5.2	螺旋磁場描像からの示唆	67
6.5.3	数日フレア	67
6.6	まとめ	67
第7章	まとめと今後	69
7.1	本研究のまとめ	69
7.2	今後	69

表目次

3.1	可視光、近赤外観測で用いられる 0 等級でのフラックスの典型値	27
3.2	強偏光標準星の V バンドでの偏光パラメータの観測値と文献値	30
3.3	偏光方位角の零点補正項	30
3.4	TRISPEC の消偏光補正項	31
4.1	S5 0716+714 で用いた比較星と第 2 比較星の等級	34
4.2	3C 454.3 で用いた比較星と第 2 比較星の等級	38

目次

2.1	9
2.2	M87 のジェット構造	10
2.3	超光速運動の概略図	11
2.4	PKS 2155-304 の TeV 領域における最短変動	17
2.5	FSRQ PKS 0528+134 と HBL Mrk421 の SED	20
2.6	ジェット内磁場の螺旋構造の示唆	21
3.1	かなた望遠鏡	22
3.2	TRISPEC	23
3.3	画像を取得した場合に検出される成分	24
3.4	生データ画像と上の二つの画像を上下に切り分けた図	25
3.5	切り分けた後の生データの常光画像	25
3.6	ダーク差し引き後の画像	25
3.7	ピクセル感度ムラ補正後の画像	25
3.8	スカイ差し引き後の画像	25
4.1	S5 0716+714 の 1995 年から 2002 年までの光度曲線	32
4.2	S5 0716+714 の色等級図	33
4.3	S5 0716+714 の電波からガンマ線までの SED	34
4.4	S5 0716+714 の数時間変動の例	35
4.5	3C 454.3 の 1965 年から 2006 年までの可視光 R バンドと電波での光度曲線	36
4.6	3C 454.3 の電波からガンマ線までの SED	37
4.7	3C 454.3 の活動期での短時間変動	38
4.8	3C 454.3 のガンマ線、X 線、可視光での光度曲線	39
5.1	S5 0716+714 の 2007 年 10 月から 2008 年 5 月までの 3 バンドでの光度曲線	40
5.2	$V-J$ と $J-K_s$ の色変化と V バンドでの光度曲線	41
5.3	V バンドでの偏光度と偏光方位角と光度曲線	42
5.4	071020 における光度曲線での短時間変動の検出	43
5.5	光度曲線と FWHM の時間変化	45
5.6	偏光度と偏光方位角の時間変化	46
5.7	QU 平面	47
5.8	V バンドでのフラックスの光度曲線と Q 、 U の時間変化、またバンプ時を除いた Q, U の直線近似	48
5.9	差分偏光ベクトルの偏光フラックスと偏光方位角	49
5.10	AGN の質量 M とビーミングファクター δ の関係	51
6.1	3C 454.3 の V, J, K_s バンドでの光度曲線	54
6.2	V バンドの光度曲線と $V-J$ の色変化、 $J-K_s$ の色変化	55

6.3	Vバンドでの偏光度と偏光方位角	56
6.4	Vバンドでの光度曲線	57
6.5	Vバンドのアウトバースト期でのQU平面	57
6.6	Vバンドの活動期でのQU平面と各フレアの色別分離	58
6.7	12月フレア付近のVバンドでの光度曲線	59
6.8	12月フレアでの各日のSED	60
6.9	12月フレアでの各日の偏光フラックスによるSED	60
6.10	各日の偏光方位角の周波数依存	60
6.11	平均フラックスで割った時の各日のSED	62
6.12	平均偏光フラックスで割った時の各日の偏光フラックスSED	62
6.13	12月フレアでのQU平面	63
6.14	電波からガンマ線領域にかけてのSED	64
6.15	各状態でのJバンドに対するV-K _s の色等級図	66

第1章 研究背景

我々地球の存在する太陽系は天の川銀河の一部である。天の川銀河には様々な天体が存在しているが、宇宙には銀河もまた様々な種類がある。それら銀河の中心には巨大なブラックホールがあると考えられている。この巨大ブラックホールの質量は太陽質量の 10^6 - 10^{10} 倍であると考えられており、広大な宇宙の中でももっとも質量の大きな天体である。この巨大なブラックホールは周りの星間ガスや星などをその巨大な重量で飲み込んでいく。それらの重力エネルギーは様々なエネルギーに変換され、最終的に電磁波として膨大なエネルギーを放射する。そのため放射光度は 10^{38} - 10^{47} erg/sにも及ぶ。このような活発な銀河の中心核を活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) と呼ぶ。

AGN は特徴的な構造を持つ。AGN の中にはジェットと呼ばれる相対論的な速度のプラズマの噴流が存在するものもある。本研究ではこのジェットについて調べていく。ジェットを真正面に受けて観測している天体はブレイザーと呼ばれ、これらの光度は激しく時間変動する。ジェットからはシンクロトロンによる放射をし、その光は偏光することが知られている。可視光領域ではシンクロトロン放射が卓越しており、偏光した電磁波を観測することができる。シンクロトロン放射は磁場に高エネルギープラズマが巻き付き、そのときに放射される。それゆえ、シンクロトロン放射を偏光観測することにより放射領域での磁場情報がわかる。つまりジェットの磁場について直接的な情報を得ることができる。そのため偏光観測はブレイザーの構造を理解する上で有効な手段である。

可視光でのブレイザーの偏光観測は歴史が深く、1960年代には始まっていた。その研究は主に、偏光の波長依存性、1日以内において偏光ベクトルがどのように変化するか、数日での偏光ベクトルの変化、1週間に1点の観測を数年行い偏光ベクトルの変化を調べるなどであった。しかし、数ヶ月にわたっての1日1点のブレイザー偏光観測による挙動の研究は行われてこなかった。

また、近年ブレイザーの最短変動タイムスケールである数分の変動が TeV ガンマ線領域で発見された [17],[18]。これは今まで考えられてきた放射領域のサイズを大幅に変更させるもので議論を呼んでいる。一方で可視光領域での最短変動の探査も精力的に行われ、10分スケールの変動も報告されている [43]。しかしこの10分スケール変動での偏光観測は未だだれも成功していない。

ブレイザーの変動タイムスケールは様々であり、1時間以内の変動、数日の変動、数ヶ月以上の変動などがある。しかし、この変動の起源は未だわかっていない。ブレイザーの変動を理解することはジェットの構造を理解することに繋がるため重要である。我々は東広島天文台に設置されている「かなた」望遠鏡で、同時3バンド偏光撮像可能な装置 TRISPEC を用いてブレイザーの長期観測を行う。それにより、様々なタイムスケールでの変動機構を研究する。

第2章 ブレーザー

2.1 活動銀河核 (AGN)

宇宙には銀河が存在し、銀河も渦巻銀河、楕円銀河など様々な種類がある。その中でひと際明るく輝いているのが活動銀河と呼ばれる銀河である。活動銀河はその中心に銀河全体に匹敵する明るさの核を持ち、それらは総称して活動銀河核 (AGN) と呼ばれる。AGN は巨大なブラックホールであり、このブラックホールの重力の影響により様々な構造が作られる。主には降着円盤、トーラス、ジェットなどである。これらは理論、観測両面から存在を示唆、または確認されている。そのため AGN は複雑な構造を持ち、それら構造の違いから様々な種類に分類されている。

2.1.1 AGN の種類

個々の AGN は様々な特徴があり、それらを種類として分類している。主にセイファート銀河、ライナー (LINER)、電波銀河、クエーサー、ブレーザーなどに分けることができる。

セイファート銀河

セイファート銀河は 1943 年セイファートによって発見された [74]。そのスペクトルを取得したところ、可視光から紫外線領域までのびる青い連続光放射と様々な輝線を有し、通常の銀河とは全く異なった特徴を持っていた。セイファート銀河の輝線特徴では非常に幅が広いものと狭いものの両方がある。このように広い輝線と狭い輝線が存在するセイファート銀河を 1 型、狭い輝線のみ存在するものを 2 型と分類した。さらにこの連続光成分は数日から数ヶ月のタイムスケールで周期性を持たず変光している。この連続光は偏光した成分も存在し、偏光度の高いもので 2-3% になる [59]。偏光成分を持つ 2 型セイファート銀河に対して偏光分光観測を行うと、分光観測では狭い輝線しか観測されなかったものが偏光フラックスでは広い輝線が見えてくることがわかった [24]。これは本来中心核からの連続放射を分子雲が隠すことにより速度の遅い輝線として放射されるためである。1 型セイファート銀河は X 線から紫外線、可視光、近赤外そして遠赤外まで強い連続光放射をしているが、サブミリ波から電波領域にかけてその放射が急速に弱まる。つまり電波領域での放射はほとんどない。

ライナー

低光度 AGN とも呼ばれるが、中心核の光度が低く、母銀河に埋もれてしまっているものをライナーと呼ぶ。ヘックマンは 1980 年に 1 型セイファート銀河の特徴と同じように輝線の幅が 100 km/s 以上あり、電離度の高い輝線がセイファート銀河に比べ弱い銀河に

着目した [44]。分光探査により、近傍銀河の 20% から 30% がライナーであることがわかっている。

電波銀河

セイファート銀河は電波放射が弱いのにに対して、電波銀河は 100 倍から 1000 倍の電波強度を誇る。しかし可視光光度はほぼセイファート銀河と同程度であり、輝線スペクトル構造もほぼセイファート銀河と同じである。そのためセイファート銀河と同じように幅の広い輝線の有無で 1 型と 2 型に分類することが可能である。

この電波銀河の特徴は、銀河全体をはるかに上回るスケールで電波ジェットや電波ローブといった構造を持っていることである。そして中心にはコアという点状の電波構造も見ることができる。

クエーサー

クエーサーは当初電波源として観測された。可視において未同定電波源であった 3C 273 は、1962 年にハザードによって月の掩蔽を利用することにより初めて可視光で同定された。同年シュミットによる可視光分光が行われ広い輝線を持っていることが明らかになった。そしてバルマー系列の輝線が長波長側に移動している赤方偏移が起きていることもわかり、その値は $z = 0.158$ という驚くほど大きな値であった。つまりこの天体は銀河系内の星ではなく、遠方の天体であることを初めて示したのである。3C 273 は中心核が非常に明るいため、周りの銀河 (ホスト銀河) が見えずほとんど点源のように見えていた。このように恒星のように見える非常に遠方に存在する電波源を Quasi-Stellar Radio Source を略してクエーサー (quasar) と呼ぶようになった。その後の探索で電波で暗い Quasi-Stellar Object (QSO) も発見されたが、近年ではこれらを区別することは少なく、まとめてクエーサーと呼ぶ場合が多い。電波での明るさを記述する場合、電波で強いクエーサー、弱いクエーサーと呼ぶ。

クエーサーの一種で可視光で大きく速い変光をする天体を OVV クエーサー (Optically Violently Variable quasar) と呼ぶ。これらの天体は BL Lac 型変光星と似た挙動をする。違いとしては輝線が見えており、遠方であることがわかっているものが OVV クエーサーと呼ばれる。同じく可視光で大きく速い変動をするが、輝線がほとんど見えず連続放射のみが卓越しているものを BL Lac 型変光星と呼ぶ。さらにクエーサーの中でも連続光の寄与が強く、偏光度も高い天体 (HPQ ; High Polarized Quasar) がある。これら BL Lac 型変光星、OVV クエーサー、高偏光クエーサーは総じてブレーザーと呼ばれる。これらブレーザーの放射光度は大体 3×10^{43} erg/s 以上である [79]。

2.1.2 AGN の統一モデル

前述したように、AGN は複雑な構造をしていることがわかっている。様々に存在する AGN の種類は、この複雑な構造を持つ AGN を様々な方向から観測している結果生まれると考え、これを AGN の統一モデルと呼ぶ。

セイファート銀河は 1 型と 2 型に分類することができるが、セイファート銀河の章で述べたように、セイファート 2 型銀河について偏光分光観測を行った結果、偏光フラックスのスペクトルにおいて広い輝線が見えてきた。ここから AGN は降着円盤のさらに外側に分子トラスと呼ばれるドーナツ状の厚い分子雲があり、観測する方向と軸方向のなす

角が大きいと、このトーラスによって隠されてしまう。その結果セイファート銀河は広い輝線を持つものと狭い輝線しか持たないものである1型と2型に分けられるのである。

さらには電波の強いAGNについての性質の違いをジェットによって説明できる。ジェットを真っ正面に受けて観測している場合、ブレイザーとして観測されるが、ジェット方向を大きく傾いた方向から観測した場合は電波銀河やクエーサーとして観測されるのである。

しかし、このAGNの統一モデルで種類の全てを説明することはできない。例えば、電波放射が強い電波銀河と弱いセイファート銀河があるのは何故かということには答えることができないためだ。完全なる統一モデルを構築するにはまだ時間がかかるだろう。

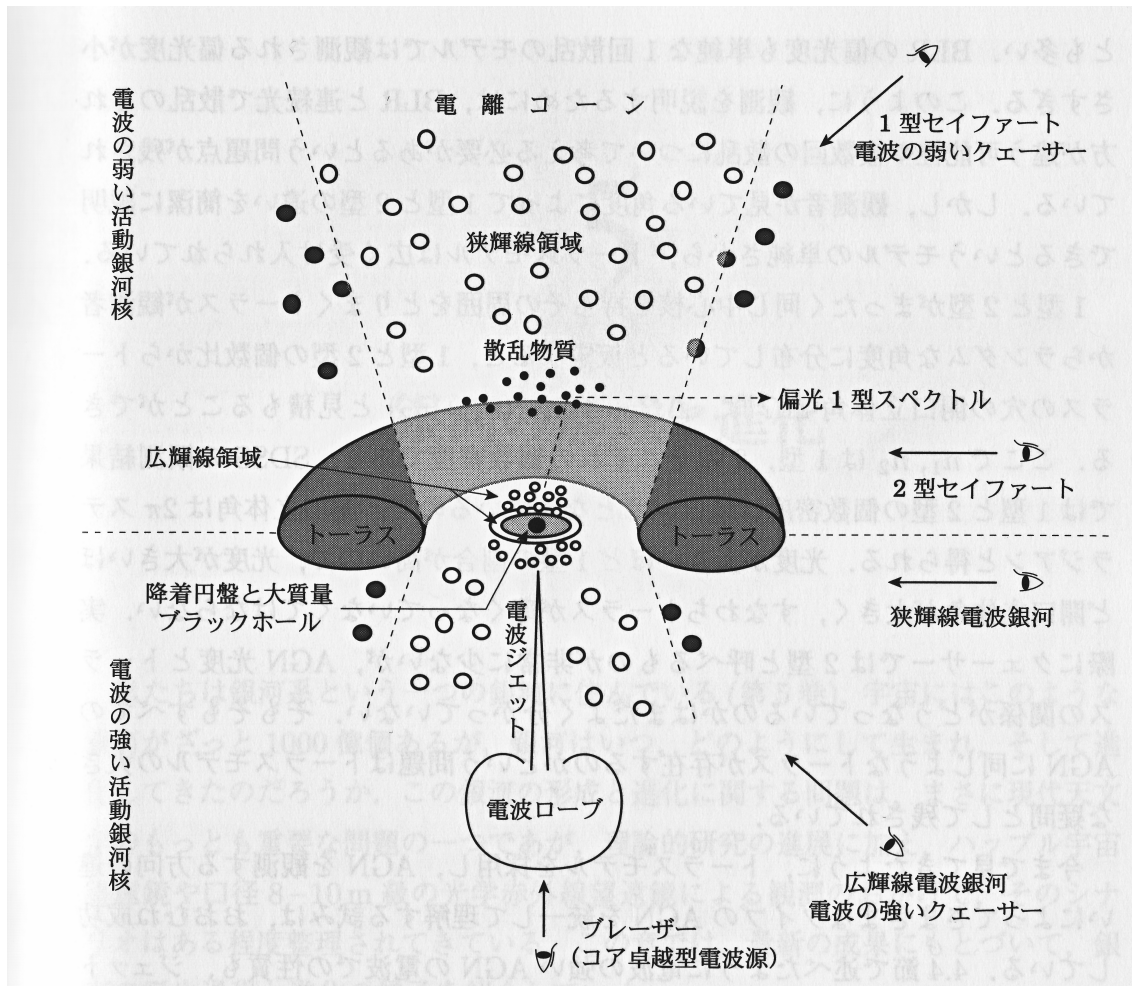


図 2.1: AGN の統一モデル概略図 [5]

2.2 ジェット

ジェットとは中心天体システムから双方向に吹き出している細く絞られたプラズマの噴流のことであり、AGN からよく付随していることが知られている。これは降着円盤と垂直な方向から噴出しており、つまりトーラスとも垂直な関係となっている。

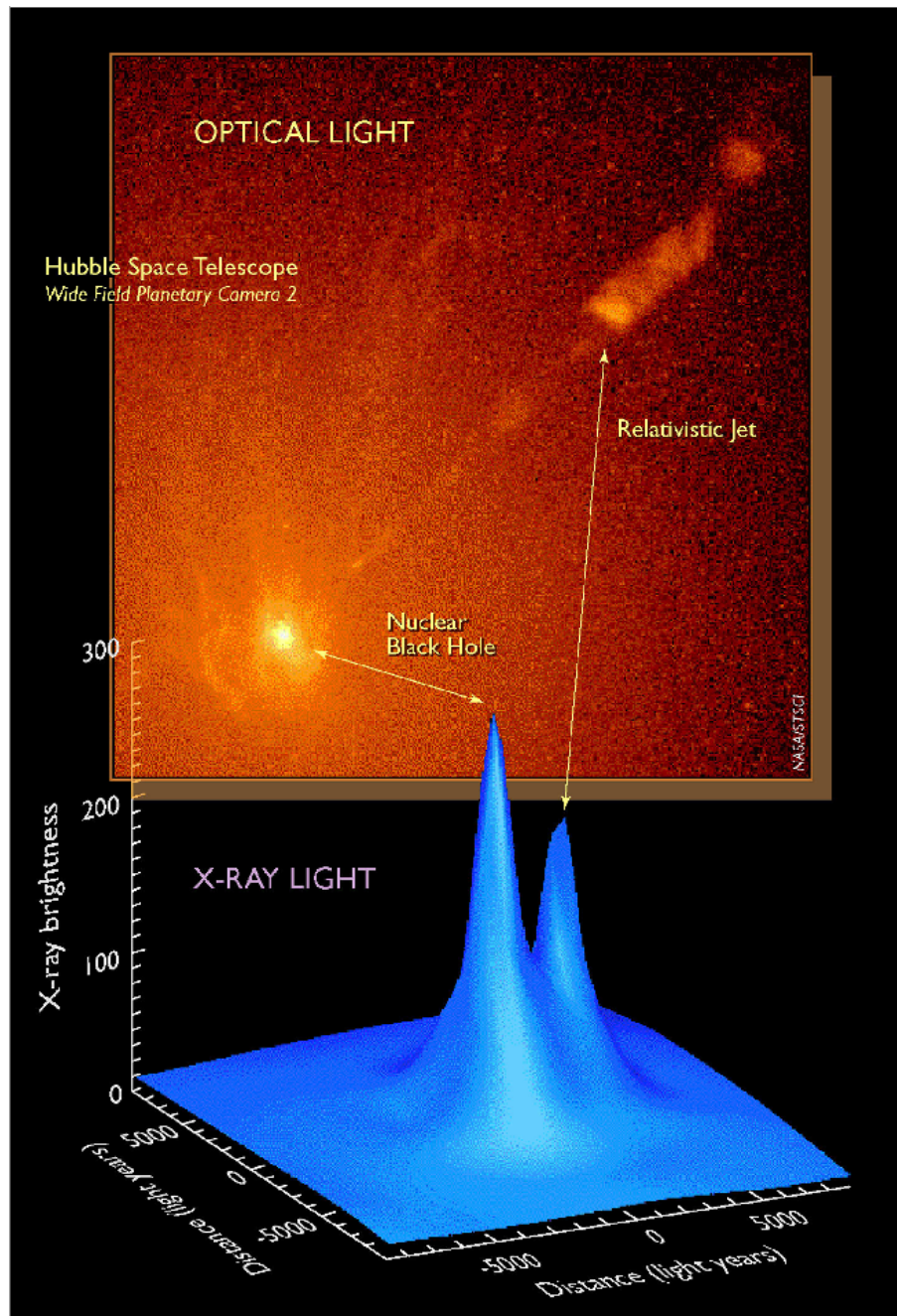


図 2.2: M87 のジェット構造

ハッブル望遠鏡での可視光画像である。中心核ブラックホールから一本の筋のようにジェットが噴出していることがわかる。さらにジェットの先にノットと呼ばれる明るく光る構造がある。下は X 線強度の分布であり、X 線でも中心核部分とノットの部分が明るく光っている。[10]

2.2.1 電波による観測

AGN は強い電波放射をする場合があるというのは前にも述べたが、電波放射は主にシンクロトロン放射であると考えられており、加速された高エネルギープラズマから放射

される。さらに高空間分解能を持つ電波で観測すると、電波ジェットと呼ばれる細く絞られた構造と、そのジェットの先に泡のようにジェットからのプラズマが溜る電波ローブが確認できる (e.g. [27])。この電波ジェットでは光速に近い速度でプラズマが噴出しており、様々な相対論的効果が起こる。

超光速運動 (superluminal motion)

超光速運動とは見かけの運動が光の速度を越えて見える現象である。実際のプラズマは光速を越えることはできないが、物質が光速に迫る速度を持ちながら運動している場合、物質が光の速度を越えたように見えるのである。

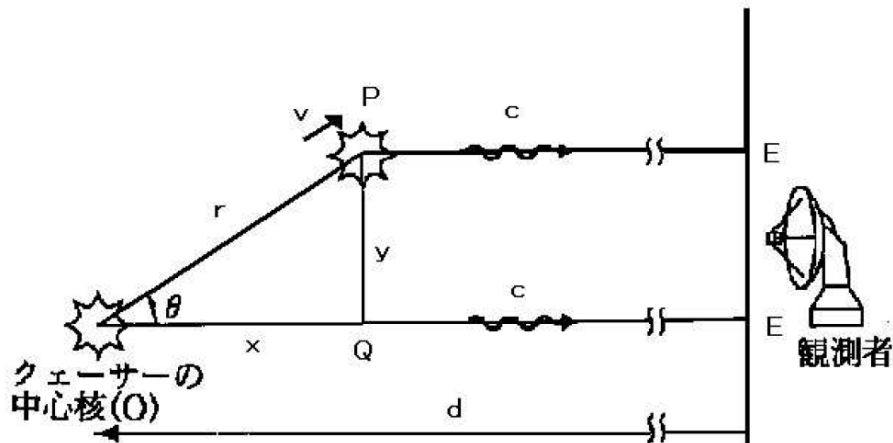


図 2.3: 超光速運動の概略図 [9]

ジェット内には電波で明るく輝くノットと呼ばれる領域がある。ノットが視線方向に対して角度 θ で運動しているとする。そして $\beta = v/c$ としたとき、速度が $v = \beta c$ 、ローレンツファクター $\Gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ であるとしよう。x 軸を視線方向、y 軸を x 軸に垂直でジェットと x 軸の作る平面内に定めると、時刻 0 で原点にあったノットは時刻 t には $(x, y) = (Vt \cos\theta, Vt \sin\theta)$ に移動する。時刻 0 でノットから放射された電磁波は時刻 t で $x = ct$ に到達する。つまり時刻 0 から t の間に放射された電磁波は、 $x = Vt \cos\theta$ と $x = ct$ の間に存在する。静止した観測者は電磁波の時間間隔を

$$\Delta t_{obs} = t(1 - \beta \cos\theta) \quad (2.1)$$

として観測する。ノットは天球面上で $Vt \sin\theta$ だけ移動するので、見かけの移動速度は

$$V_{app} = \frac{V \sin\theta}{1 - \beta \cos\theta} \quad (2.2)$$

となる。極大値を求めると、 $\cos\theta = \beta$ のときであり、そのときの値は $V_{app} = \Gamma V$ となる。

これは $\beta \approx 1$ の場合、 $V \approx c$ であり、見かけの速度は光速の Γ 倍となることを意味している。 $\Gamma = 10$ としたとき ($\beta \approx 0.995$)、速度は $10c$ として観測される。逆にいえば、観測される速度が $10c$ とした場合、ジェットのノットがローレンツ因子 10 程度で運動していることを意味する [6]。

相対論的ビーミング効果

アインシュタインの特殊相対論では、光速に近い速度で運動している物質には様々な効果が起こる。代表的なものが時間の遅れといった効果である。ジェットのような光速に近い状況では特殊相対論的な効果が起こるので考慮しなければならない。ではどのような効果が起こると考えられるだろう。

まず、先ほども述べたように時間の遅れである。超光速運動の項でも述べたように、ジェット方向と視線方向のなす角を θ とした場合 (2.1) となる。さらに特殊相対論より実験室系での時間 t と固有系での時間 t_s には

$$\Delta t = \Gamma \Delta t_s \quad (2.3)$$

となる。式 (2.1) と合わせると、観測される時間 t_{obs} は

$$\Delta t_{obs} = \Gamma(1 - \beta \cos\theta) \Delta t_s \equiv \frac{\Delta t_s}{\delta} \quad (2.4)$$

となる。ここで

$$\delta \equiv \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos\theta)} \quad (2.5)$$

としてビーミングファクター δ を定義する。

振動数 ν とは時間の逆数であるので、

$$\nu_{obs} = \delta \nu_s \quad (2.6)$$

という式が成り立つ。これは、ジェットを正面から観測する場合、電磁波をより高振動数のものとして観測することを意味している。

次に固有系を実験室系にローレンツ変換する。固有系で Δt_s 間電磁波を放射されたとすると、

$$\begin{pmatrix} c\Delta t \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Delta r \\ \Delta r \cos\phi \\ \Delta r \sin\phi \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

となる。ここで簡単のため $z=0$ としている。これを実験室系にローレンツ変換すると

$$\begin{pmatrix} c\Delta t' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh\theta & \sinh\theta & 0 & 0 \\ \sinh\theta & \cosh\theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c\Delta t \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

となり、

$$c\Delta t' = \Gamma(\Delta r + \beta \Delta r \cos\phi) \quad (2.9)$$

$$x' = \Gamma(\beta \Delta r + \Delta r \cos\phi) \quad (2.10)$$

$$y' = y = \Delta r \sin\phi \quad (2.11)$$

である。(2.10)と(2.11)から、実験室系の x' 軸に対する方向角 ϕ' は、

$$\tan \phi' = \frac{y'}{x'} = \frac{1}{\Gamma} \frac{\sin \phi}{\beta + \cos \phi} \quad (2.12)$$

である。特に固有系で運動方向に対して垂直の方向(つまり $\phi = \pi/2$ のとき)に電磁波を放射した場合、 $\Gamma \gg 1$ 、 $\beta \approx 1$ として実験室系では $\phi' = \arctan(1/\Gamma\beta) \approx \arctan(1/\Gamma)$ 方向に放射される。ビーミングファクターを(2.5)と定義したので、視線方向 $\theta = \beta \approx 1$ とすると放射される方向は

$$\phi' \approx \arctan(1/\Gamma) = \arctan(1/\delta) \quad (2.13)$$

となり、放射される電磁波は実験室系で見ると運動方向近くでは δ^2 だけ小さい立体角に放射されることになり、電磁波は運動方向に集中する[11]。

以上のことを踏まえて、光速に近い速度で運動するノットを考え、その固有系で放射が等方に起こるとして観測される放射流速を考える。光子の個数は固有系と実験室系で変わらないので、観測者と天体の距離 d とし、

$$\frac{L_{v_s}}{h\nu_s} \Delta\nu_s \Delta t_s 2\pi \Delta \cos \theta_s = 4\pi d^2 \frac{S_{v_{obs}}}{h\nu_{obs}} \Delta\nu_{obs} \Delta t_{obs} 2\pi \Delta \cos \theta_{obs} \quad (2.14)$$

となる。そして式(2.4)と(2.6)を用いて、

$$v_{obs} S_{v_{obs}} = \delta^4 \frac{v_s L_{v_s}}{4\pi d^2} \quad (2.15)$$

が成立する。ここで L_{v_s} は固有系での光度、 $S_{v_{obs}}$ を実験室系での観測輝度であり、 h はプランク定数である。さらに固有系で等方的に放射された電磁波は δ^{-1} の方向に収束されるので、立体角では δ^2 だけ光子が集まることから、 $\Delta \cos \theta_{obs} = \delta^{-2} \Delta \cos \theta_s$ とした。式(2.15)は振動数の対数あたりの光度が δ^4 倍だけ明るく見えることを意味している。例えば、 $\Gamma = 10$ という相対論的速度でノットが運動しており、それを正面から観測すると 10^4 倍明るく見え、反対のジェットは 10^4 倍だけ暗く見える。これをビーミング効果と呼ぶ[6]。

2.2.2 ジェットの未解決問題

上で述べたようにジェットの特徴はわかってきたが、未だに解明されていない問題がある。それを大きく分けると以下の3つである。

- 加速機構
- 収束機構
- エネルギー源

まず加速機構では、ジェット中の光速に近いプラズマの噴流がどのようにして加速されているかという問題がある。これは現在も議論され、理論的研究がなされている分野である。現在加速機構の候補として、

- 放射圧加速機構
- 磁氣的加速機構

などが考えられている。

加速機構に関しては後で述べるが、収束機構については、どのようにして光速に近いプラズマの噴流をあれだけ細く収束させているかが問題となっている。加速機構を考える上でこの収束機構を考慮した上での加速メカニズムを考えなければならない。

そしてエネルギー源については重力エネルギーを解放して加速していることは間違いなさそうであるが、その重力エネルギーをどのようにして、ジェットの運動エネルギーに転換しているかが大切になってくる。

放射圧加速機構

ブラックホールなど高密度星周辺に形成される降着円盤が放射する強烈な光の圧力によって、ジェットのプラズマガスを駆動するメカニズムである。現在では光学的に厚い場合、トーラスの中心の空洞部分であるファンネルから放射されるファンネルジェットモデルなどが提案されている。

中心の光源から大量の光が放射されるとき、それら光子の流れがプラズマにぶつかる。するとプラズマは力を受け加速する。特にブラックホール近傍では、ガスの温度は典型的に数千万 K にもなる。すると降着円盤のガスはほぼ完全に電離する。このような場合には、降着円盤からの連続光放射によって電離したガスは力を受け吹き飛ばされる。

素過程においては、ガスが電離して生じた自由電子は、円盤から放射された光子に衝突されて運動量をもらい、外向きに力を受ける。電子が移動すると電磁気力によって結ばれたイオンも同時に移動するので結果としてガス全体が吹き飛ばされる。

光子の流れによる加速とは別に、大量の光子が存在することによって空間に放射場のエネルギーが存在する。エネルギー自体も質量と等しく慣性を持つので、速度ベクトルと反対方向に、ほぼ速度の大きさに比例する抵抗を受ける。この抵抗を放射抵抗と呼ぶが、これにより速度が上がることによって加速されにくくなる。そして最後に放射圧加速による力と放射抵抗による力が釣り合う。このときの速度を最終速度と呼ぶ。最近の研究では、放射圧加速により最終速度を相対論的速度 ($v = 0.9c$) まで加速することができる [38]。

しかし、この放射圧加速メカニズムでは放射圧だけで細く絞られたジェットに収束させるのは難しい。そのため、アウトフローを細く閉じ込めるなんらかの構造が必要になってくる。現在、外部円盤から流れ出す低速で高密度の円盤風とか降着円盤コロナ、磁場などが考えられている。

磁氣的加速機構

AGN の降着円盤について、降着流はプラズマの流れであるから、磁場が発生すると考えられる。この磁場が降着円盤にほぼ垂直に存在しているとする。このとき磁力線は降着円盤のプラズマに「凍りついている」状態である。つまり降着円盤の回転とともに磁力線も引きずられて回転する。磁力線が円盤の垂線より少しでも傾いている場合、遠心力によりプラズマは磁力線に沿って運動する。このように磁気遠心力加速と呼ばれる力でプラズマは加速される。

磁力線は螺旋状に曲げられ、磁力線同士の反発、すなわち磁気圧が起こる。するとこの磁気圧の解放によって、降着円盤に垂直方向にプラズマが加速される。これを磁気圧加速と呼ぶ。このように回転する円盤を貫く磁力線によって磁気遠心力と磁気圧の二種類の力によってプラズマは加速される。

ジェットは長く細い構造をしているが(これをコリメーションと呼ぶ)、この磁氣的加速機構の特徴としてこのコリメーションを自然に説明することができる。磁力線は円盤に凍りついて曲げられ、巻き付く。この巻き付いた磁力線には張力(磁氣張力)が働き、ジェットを細く絞る(磁氣ピンチ)ことができるのである。

磁氣的加速機構は現在MHDシミュレーションにより盛んに研究されている。それにより磁氣的加速はAGNジェットの特徴のかなりの部分を再現することができている。しかし、 $\Gamma \sim 10$ を越えるような超相対論的な速度を再現するには至っておらず、未だ解明されたとはいえない。さらには電波で観測されるノットと呼ばれる構造の起源も不明であり、さらなる研究が必要である。

2.3 ブレーザー

AGN はジェットを持っていることは前に述べた通りであるが、このジェットの軸が観測者の方向を向いている AGN を総称してブレーザーと呼ぶ。このブレーザーの特徴として

- 速く激しい時間変動
- 高い偏光
- 広い波長帯域での放射

などがあげられる。連続放射が卓越しているのもこの天体の特徴である。この放射により輝線特徴が埋もれてしまい正確なレッドシフト z を測定することが困難な天体も多い。

2.3.1 ブレーザーの種類

BL Lac 型変光星と OVV クエーサー

ブレーザーにはいくつかの種類がある。というより様々な波長帯での観測により分類が増えたというのが適切である。可視光は様々な波長帯でも最も観測されている帯域であり、この帯域のブレーザーは BL Lac 型変光星と呼ばれている。これのプロトタイプである BL Lacertae がブレーザーの一種であり、可視光領域でひと際速く激しい変動をしていたためである。そのためこの BL Lacertae と同じ特徴を持つ天体を BL Lac 型変光星と呼ぶ。BL Lac 型変光星は輝線が連続光によって埋もれているものも多く、レッドシフトを決定するのが困難な天体もある。BL Lac 型変光星の一例として BL Lacertae, S5 0716+714, S2=0109+224 などがある。さらには Optical Violent Variable quasar; OVV quasar と呼ばれるものもある。これは BL Lac 型変光星またはクエーサーであるが、数等以上の変動を起こすような天体についてこのように呼ばれる。例として、AO 0235+164, 3C 279, PKS 0215+015 などがある。

HBL と LBL

上で述べた BL Lac 型変光星をスペクトルエネルギー分布で表したとき、シンクロトロン放射の極大位置が天体によって異なることがわかっている (e.g. [35])。この極大の位置が X 線領域という高エネルギーにある天体を High peaked BL Lac; HBL と呼び、赤外領域にある天体を Low peaked BL Lac; LBL と呼ぶ。HBL の例として Mrk 421, Mrk 501, PKS 2155-304 などがあり、LBL の例として OJ 287, S4 0954+658, S2 0109+224 などがある。

FSRQ

このような赤外、可視、X 線での分類の他にも電波による観測からの分類がある。これによると、クエーサーの中でもシンクロトロン放射をするブレーザーは電波で特に明るく、フラットであるために Flat Spectrum Radio Quasars; FSRQs と呼ばれる。例として 3C 273, 3C 279, PKS 1510-089 などがある。

HPQ

このように各波長での光度とスペクトルから分類する方法の他に、シンクロトロン放射は偏光するという特徴から分類されることもある。Highly Polarized Quasars; HPQs と呼ばれる高い偏光を持ち、クエーサーである天体を分類すると、ブレーザーであるものが多い。しかし偏光は低いブレーザーと分類されるものも多く、主にブレーザーの中で偏光度の高いものをHPQ、低いものをLPQと言う。HPQの一例として3C 454.3, 3C 279, OJ 287 などがあり、一方でLPQでありブレーザーと分類されているものに3C 273 などがある。

このようにブレーザーは様々な分類をされるが、このような特徴の違いがなぜ起こるのかについては未だわかっていないことも多い。

2.3.2 時間変動

ブレーザーは速く激しい時間変動が特徴であるが (e.g. [47], [79])、その時間変動のタイムスケールは様々である。数ヵ月以上のタイムスケールで変動するもの (e.g. [76]) もあれば、数時間スケールで変動しているもの (e.g. [86]) もある。特に1日以内の変動タイムスケールにおいて、光度変化の大きさと相関して変動時間が長くなる傾向にある [70]。

近年 TeV ガンマ線領域において数分スケールの変動が見付かった [17],[18]。この発見は従来のブレーザーの研究を一変させるもので注目されている。特に短時間ということは放射領域が極端に小さいということなので、どのようにしてこのような小さな領域に放射領域を留めるのかが問題となっている。従来考えられてきたビーミングファクターは $\delta \approx 10$ 程度であったが、今回の観測で $\delta \approx 100$ くらい大きくないといけないことになった。

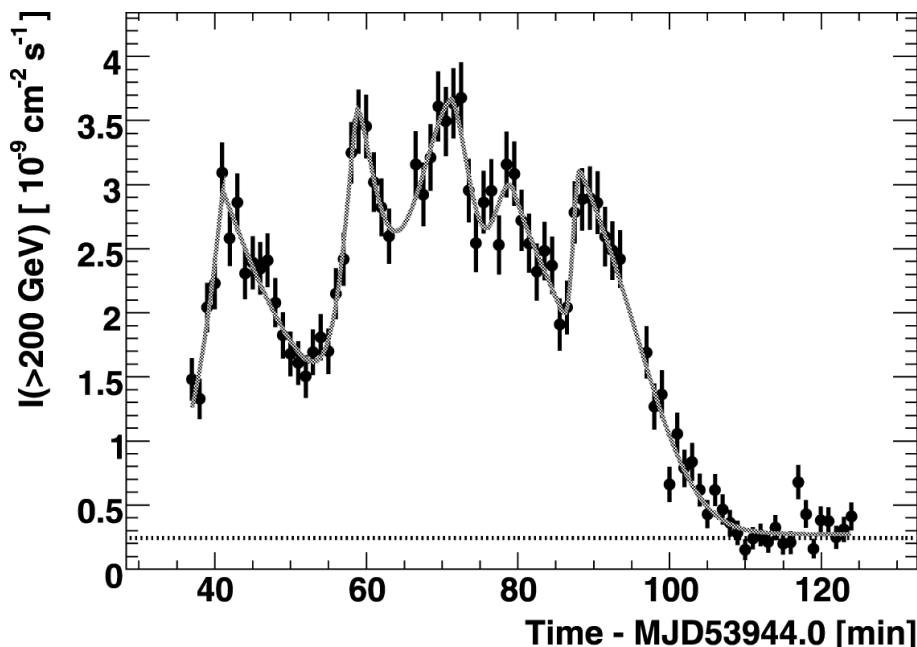


図 2.4: PKS 2155-304 の TeV 領域における最短変動 [17]

時間変動のタイムスケールの他に変動振幅の大きさもブレーザーの特徴である。可視光領域において、数ヵ月スケールで4等以上変動するようなものもある (e.g. [65], [77])。

2.3.3 変動機構

ブレーザーの特徴は光度変動であるが、変動機構についてはあまりわかっていない。この章ではいくつかの説を紹介する。現在では天体自身が変動しているであろうという考えが主流であるが、そのような内部要因の他に外部要因も考えられてきた。それはこれだけ遠く明るい天体が一日以内のタイムスケールで変動するのは内部要因ではありえないという考えからである。変動機構のモデルとして

- Shock-in-Jet モデル
- ジェットの軸の変動
- 外部要因

などが考えられる [86]。

Shock-in-Jet モデル

このモデルは現在有力な変動メカニズムの候補である。ブランドフォードらはジェットを理論的に計算し、この理論的計算を用いてこの Shock-in-Jet モデルは提唱された (e.g. [55], [63], [56])。さらに、これら理論的研究はガンマ線バーストのファイアボールモデルなどにも応用されている [71]。

このモデルではジェットの中を相対論的な速度のシェルが移動しており、それらが他の物質と相互作用、または速度の違う他のシェルと衝突する。すると無衝突衝撃波が発生し、1次フェルミ加速により粒子加速される [36]。これらの粒子がシンクロトロン放射等を行うことにより光度が変動するというモデルである。

このモデルは高エネルギー粒子が増加するので必然的に電子分布も高エネルギー側が増える。するとシンクロトロン放射はよりハードになる(可視光でいうと青くなる)。これらのモデルはシミュレーションされ、スペクトルではシンクロトロン放射側(低エネルギー側のピーク)の高エネルギー側に増加が見られる結果となっている [49]。

ジェットの軸の変動

Shock-in-Jet モデルの他にジェットの軸が歳差運動等を行うことにより、視線方向での見た目の速度が変化することにより変動するという考えがある。

例えば SS 433 というジェットを持つ系内天体は、ジェットの速度が光速の 26% であり、電波観測から歳差運動している様子を観測することができる。さらには可視光観測より 163 日で周期的に光度が変動していることもわかっている [45], [54]。一方ブレーザーの変動は周期的ではない。これを説明するために、軸が歳差運動ではなく、微細な振動を起こすことにより見た目の速度が変わって、ビーミングが変化した結果、光度が変動するというものがブレーザーでは考えられている。

このモデルではビーミングファクターの変化によって光度変動をしていると考えるので、スペクトルの形状は原則変化しない。つまりスペクトル状態、または可視光でいうと色変化がなければ軸変動によるビーミングファクターの変化によって光度変動が起きると考えることができる。

マイクロレンズ効果

外部要因で変動を説明しようという試みもされており、その中ではマイクロレンズ効果による変動がある。クエーサーは遠方にあり、天体と観測者の間に重力源があると光が重力によって曲げられ増光しているように見えるのではないかという提案である。

しかし、S5 0716+714 に関してこの可能性は低いだろうと結論付けられている [86]。主な理由として、間にある重力源 (主に銀河) を観測することができない、数週間のタイムスケールにおいて 100 秒角の範囲で天体を見付けることができず明らかなマイクロレンズ効果が見られない、マイクロレンズと考えると変動タイムスケールが速すぎる、準周期的変動を観測したなどがあげられた。

そのため、ブレーザーは外部要因だけでは説明できず、変動のメカニズムは内部要因がかかわっていると考えてよいだろう。

2.3.4 スペクトルエネルギー分布 (Spectral Energy Distributions; SEDs)

前にも述べたが、ブレーザーの放射は電波からガンマ線にまで至っている。これをスペクトルエネルギー分布 (SED) で表すと、2 山構造をしている。赤外から X 線あたりでひとつ目の極大を持つ [51]。もうひとつは MeV ガンマ線付近に極大を持っている。低エネルギー側はシンクロトロンによる放射である [19]。高エネルギー側の放射は未だ起源がよくわかっていないが、逆コンプトン散乱か π^0 崩壊による放射であると考えられている。

さらに天体によっては Big-Blue-Bump と呼ばれる第 3 の極大が存在する。これは紫外線から軟 X 線に極大を持ち、降着円盤起源の熱的放射であると考えられている。ブレーザーにはこの熱的成分がはっきり見えている天体もあれば (e.g. 3C 273)、ほとんど分からない天体 (e.g. 3C 279) もある。

シンクロトロン放射は高エネルギー電子が磁場によって加速、または曲げられるときに放射する。すると磁場が揃っている場合放射される電磁波も偏光する。シンクロトロン放射をしているブレーザーは大きな偏光を示す。そのため特に電波観測による偏光観測は現在も精力的に行われている。

高エネルギー側の放射では、逆コンプトン散乱であるという考えが主流である。逆コンプトン散乱による放射とは、低エネルギーの光子が高エネルギープラズマによって高エネルギー側まで叩きあげられる現象である。つまり、高エネルギープラズマはジェットの加速によって存在しているとして、低エネルギーの光子である種光子の起源も必要となってくる。この種光子の起源は未だよくわかっていないが、シンクロトロン放射によって発生した光子を種光子とする説と降着円盤起源の熱的放射を種光子とする説が有力とされている (e.g. [53],[75])。

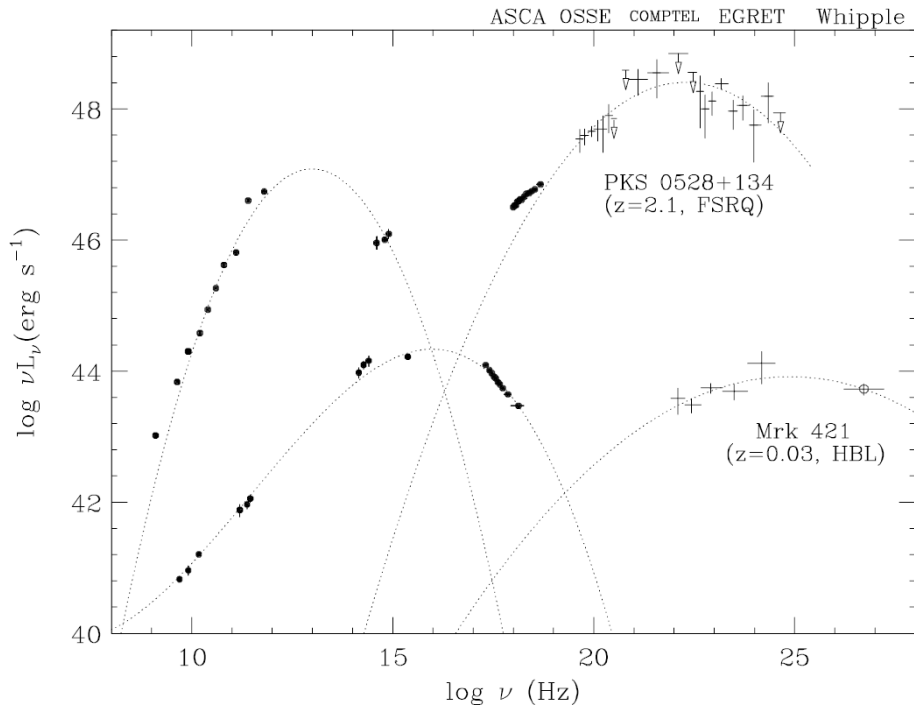


図 2.5: FSRQ PKS 0528+134 と HBL Mrk421 の SED[52]

2.3.5 可視光での観測

時間変動

ブレーザーの大きな特徴として時間変動を前にも挙げたが、その変動タイムスケールも様々である。ときには1時間以内の変動も存在するが、可視光での観測はX線での観測とは違い時間分解能があまり良くない。そのため1時間以内の変動はほとんど観測されず、1時間以内の変動が存在するかどうか大きな議論となっている [32]。

また、数ヵ月スケールでの観測も行われている。そして、1ヵ月で4等以上変化する天体があるなど数ヵ月スケールでの大きな変動も観測されている。

これらの観測によりブレーザーは、数日または数時間以内の小さな「フレア」と呼ばれる変動と、数ヵ月スケールで振幅の大きい変動とが混ざっていると考えることができる。そして数ヵ月スケールで数等増光すると「アウトバースト」と呼ばれたりする。

色変化

シンクロトロン放射は電波・赤外・可視に至っているので、多色観測というのは大きな武器である。そのため昔から多色観測も行われてきた。それにより“bluer-when-brighter”という特徴があることもわかってきた。これは光度があがると青くなるという特徴である。BL Lacertae について観測が行われ、 R バンドで1等明るくなると $B-R$ の色は0.2等青くなるという結果もある [82]。しかし、1日以内での色変化の特徴を観測した例は少ない。

2.3.6 偏光

電波領域では偏光観測が行われることが多い(e.g. [58])。シンクロトロン放射をし、電波領域で明るいブレーザーはよいターゲットとなる。電波領域での変動も1日以内のタイムスケールで起こる。さらに偏光も同様に1日以内に変化する[64]。電波領域においてもブレーザーの変動は速く激しいものである。

可視光での偏光観測も行われてきた(e.g. [85], [29])。特に80年代の偏光観測では波長依存性についての観測が多く、通常ブレーザーは短波長側ほど偏光度が高い傾向にあることなどを明らかにしている(e.g. [50], [23])。

さらに可視光領域でも偏光ベクトルは激しい時間変動を示す。直線偏光での偏光度において1日で10%以上変化することもある。しかし、なぜこのように偏光度が激しく時間変動するのかについては未だよくわかっていない。

この偏光観測より磁場への示唆を行うという研究もされてきた。シンクロトロン放射は偏光を起こす。そのシンクロトロン放射は磁場に因っているため、偏光を観測することは磁場情報を観測していることになる。最近 Marscher は可視光領域において連続的に偏光ベクトルが回転するという観測結果から、ジェット内の磁場が螺旋構造をしていると提案した[57]。図2.6はMarscherが提案したジェット内での磁場構造を示している。これによると螺旋磁場中をジェットから放出される間欠的なシェルが星間物質等と相互作用してガンマ線や可視光を放射するのである。

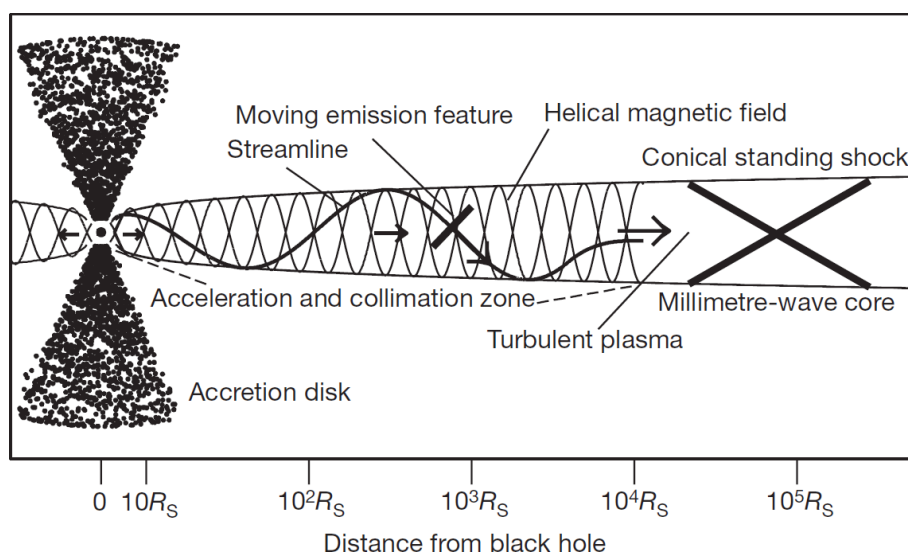


図 2.6: ジェット内の螺旋構造の示唆 [57]

2.4 研究目的

このようにブレーザーの大きな特徴として時間変動がある。それらを研究することでジェットの構造に迫ることができる。しかし、アウトバーストと呼ばれる数ヶ月スケールでの大増光や短時間変動の発生機構は未だよくわかっていない。これらを研究し、機構を解明することはブレーザーの変動機構の解明にとって大きな意味を持つ。そして今回多色偏光観測において短時間変動を検出することに成功した。さらに長期多色偏光観測から数ヶ月スケールでの密な変動、偏光の変化を追うこともできた。これらを観測することで変動機構、またはジェットの構造の解明を目指す。

第3章 観測とデータリダクション

3.1 「かなた」望遠鏡

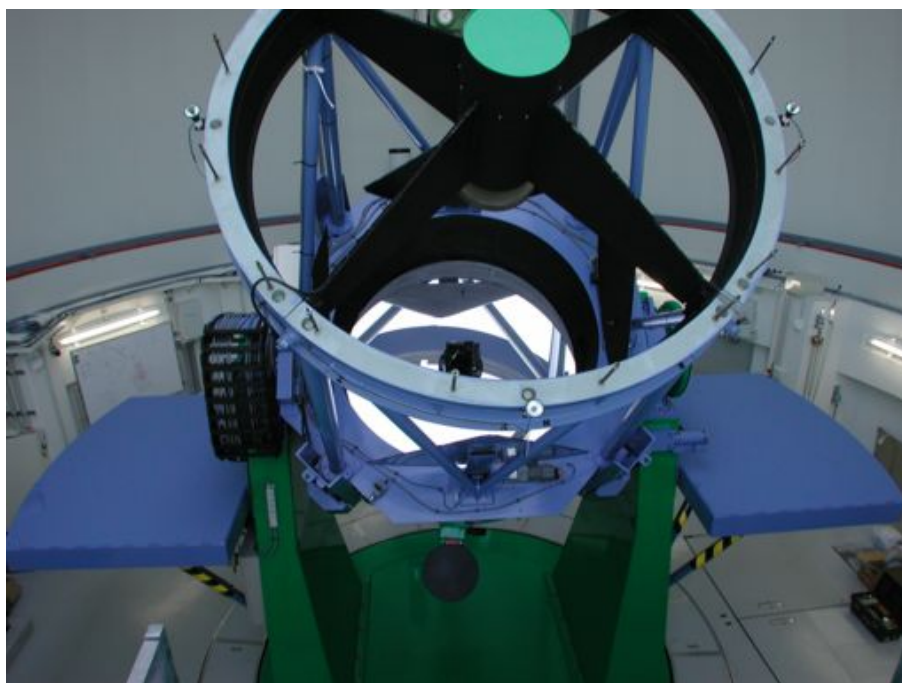


図 3.1: 東広島天文台に設置されている「かなた」望遠鏡を真正面から見ている写真 [13]。奥に主鏡、図の上部に副鏡がある。両側にナスミス焦点、後ろにカセグレン焦点がある。

「かなた」望遠鏡は 2006 年に東広島天文台に移設された口径 1.5m の反射望遠鏡である。かなた望遠鏡は国内の望遠鏡の中でも最大級の望遠鏡であり、大学が国内で所有する望遠鏡では最も大きい。かなた望遠鏡のある東広島天文台は広島大学西条キャンパスから車で 20 分の距離にあり、アクセスの良さも利点のひとつである。そのため定常観測を比較的容易に行うことができる。

3.2 観測装置 TRISPEC

今回我々は名古屋大学の Z 研が開発した可視近赤外同時偏光撮像分光装置 (Triple Range Imager and SPECTrograph; TRISPEC) を用いて観測を行った。TRISPEC はかなた望遠鏡のカセグレン焦点に設置されている。TRISPEC は可視光 1 バンドと近赤外 2 バンドの計 3 バンドを同時に取得することができ、また偏光情報も同時に取得することができる。

TRISPEC は 2 枚のダイクロイックミラーを用いてかなた望遠鏡で集めた光を $0.45\text{--}0.9\mu\text{m}$ (OPT チャンネル)、 $0.9\text{--}1.85\mu\text{m}$ (IR1 チャンネル)、 $1.85\text{--}2.5\mu\text{m}$ (IR2 チャンネル) の 3 つの波長帯に分ける。分けられた光はコリメータ系、フィルター、分散素子、カメラ系、2

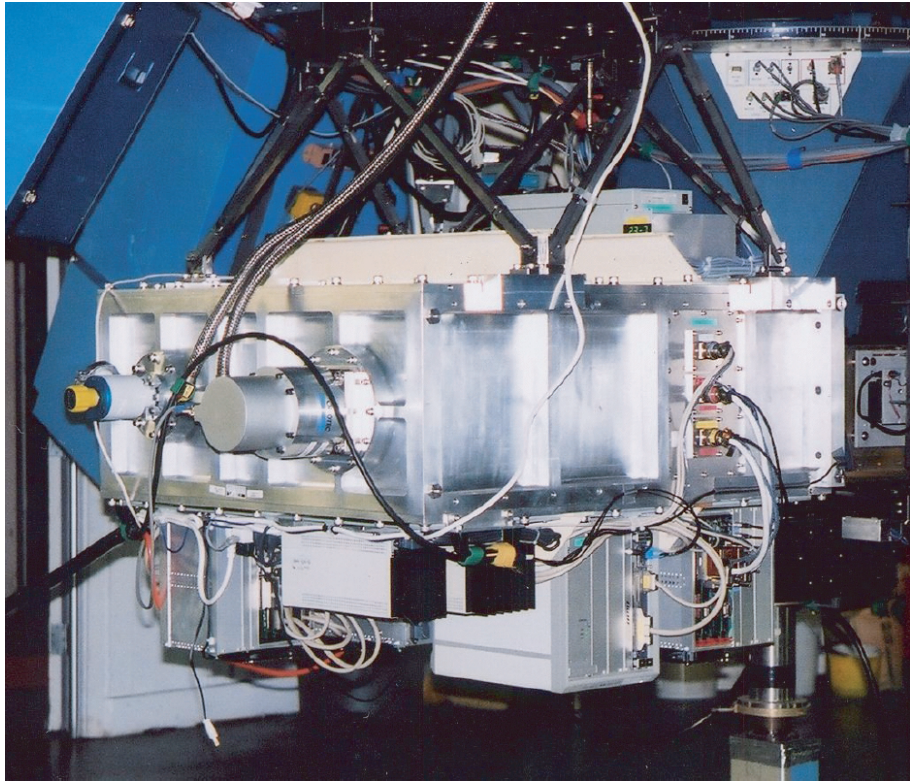


図 3.2: かなた望遠鏡に取り付けられ、観測に用いた装置である TRISPEC の写真図 [87]。

次元検出素子等により検出、記録される。検出器は OPT チャンネルでは 512×512 ピクセルの SITe CCD、IR1・IR2 チャンネルでは 2 つの 256×256 ピクセルの SBRC InSb アレイで検出される。本研究では 3 バンド同時偏光撮像観測を行い、各バンドは V ($0.55\mu\text{m}$)、 J ($1.2\mu\text{m}$)、 Ks ($2.2\mu\text{m}$) の 3 つのバンドを用いた。また §6 では、可視光領域においてさらに B ($0.44\mu\text{m}$)、 R ($0.66\mu\text{m}$)、 I ($0.81\mu\text{m}$) バンドでも偏光撮像観測を行った。

偏光観測では半波長板を 0° 、 45° 、 22.5° 、 67.5° の 4 つの位置角として観測を行う。そして半波長板を通った光はウォラストンプリズムによって常光と異常光に分けられ検出される。詳しくは §3.5 で述べる。

3.3 データリダクション

通常 CCD など画像を取得すると、様々なノイズなどがのる。まずはダークと呼ばれる熱ノイズであり、熱的に発生した電子 (暗電流) によって光を当てなくても発生するカウント値である。これは露出時間つまり検出器が光を検出している時間によって量が異なる。さらにバイアスが画像にのる。これは CCD チップから読み出す際に追加される電荷のことであり、一定のカウント値を CCD は検出する。この読み出しの際、読み出しノイズと呼ばれるノイズが加わる。そして、地上の観測では地球大気を通して天体を観測するので、大気から放射される夜光や街あかりの光も検出してしまう。これをスカイといい、特に近赤外の画像においてはこのスカイの差し引きを行う必要がある。そして宇宙線が CCD に衝突したときに電子が発生し、画像に高いカウント値を持つピクセルが表れることがある。これを宇宙線イベントと呼ぶ [12]。

CCD の各ピクセルは感度にムラがあり、検出されるカウント値に偏りが生じる。このムラを補正するためにフラット画像を取得し、この画像で各画像を割ることにより感度ムラ

を補正する。図 3.3 に CCD で画像を取得した場合のカウント値とそれらの各成分を示す。

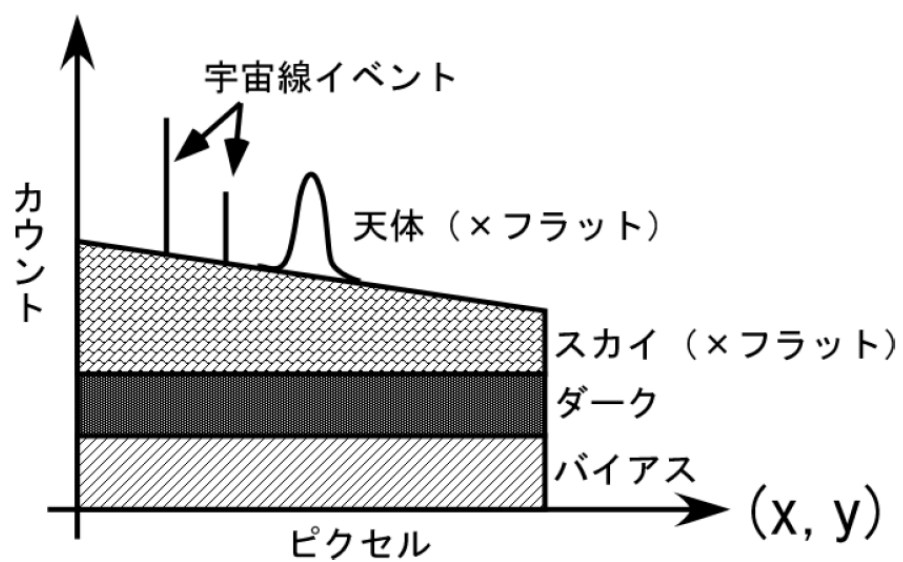


図 3.3: 画像を取得した場合に検出される成分 [12]

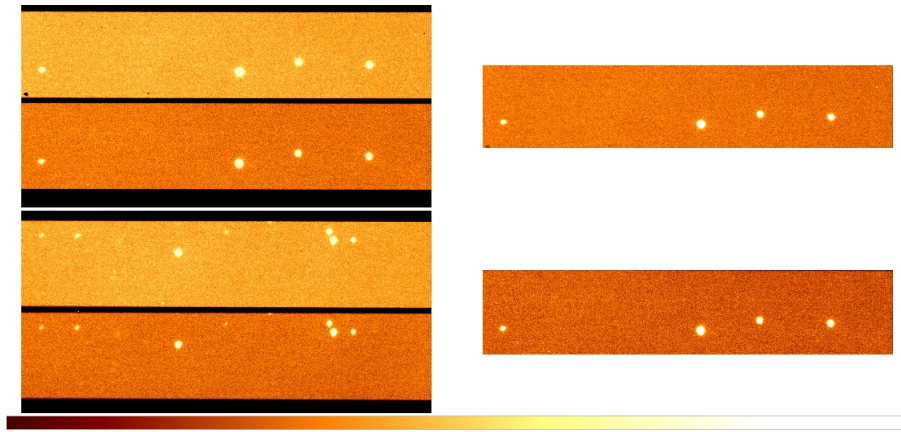


図 3.4: 生データ画像 (右) と上の二つの画像を上下に切り分けた画像 (左)

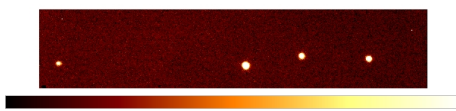


図 3.5: 切り分けた後の生データの常光画像

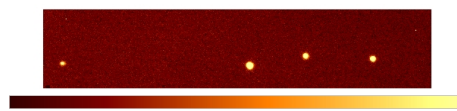


図 3.6: ダーク差し引き後の画像

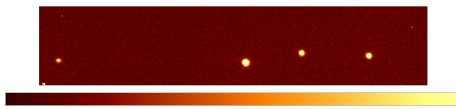


図 3.7: ピクセル感度ムラ補正後の画像

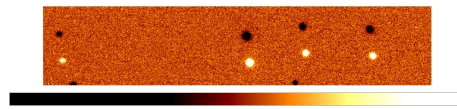


図 3.8: スカイ差し引き後の画像

3.3.1 画像一次処理

画像処理を行う上で今回は IRAF と呼ばれるパッケージを用い、画像の切り出しや、画像同士の値の差し引きなどを行った。

図 3.4 は可視光 CCD によって読み出した画像 (左) と常光画像と異常光画像に切り分けたもの (右) である。§3.2 で少し触れたが、偏光観測を行うとウォラストンプリズムによって常光と異常光に分けられる。分けられた光は上下別々の画像で検出される。この生画像を IRAF を用いて切り分けた (図 3.5)。

ダークフレーム

天体の明るさを検出するためには生画像を一次処理し、その明るさを測る必要がある。ここで一次処理とは上で述べたようにダーク、バイアス、フラットの補正を行うことである。そのためにまずダークフレームを作成する。光を入れずに同じ検出器、同じ露出時間で撮像することにより天体、スカイのカウント値のない画像、つまりダークとバイアスだけを検出したフレームを作成するのである。これを数セット作成し、平均化してばらつきの少ないダークフレームを作成したのち、生画像から差し引く。これにより天体とスカイのカウント値のみがのっている画像が (宇宙線がある場合もあるが) 作成される (図 3.6)。

フラットフレーム

ダークとバイアスは差し引けたが、感度ムラによる偏りがまだ残っている。これを補正するために、フラットフレームを作成する。東広島天文台のドームにはスクリーンが取り付けられており、これに白熱灯の光を当て一様光源を作る。一様光源を検出することにより CCD の感度ムラを見積もることができる。ダークとバイアスを差し引いた画像の最大の値でフレームのカウントを規格化し、フラットフレームを作成する。フラットフレームでダークを差し引いた画像を割ると感度ムラを補正することができる (図 3.7)。

スカイ差し引き

通常可視光観測の場合フラットで割った画像を用いて明るさを測定する。しかし、近赤外観測の場合スカイのカウント値が大きく寄与してくる。そのためディザリングと呼ばれる手法を用いて観測し、スカイを差し引く必要がある。ディザリングとは天体を観測し画像を取得後、天体のアレイでの位置を少しずらして次の画像を取る手法である。フラット処理まで行ったふたつの画像を差し引くとスカイが差し引かれる。但しこの差し引きを行うと天体部分だけ余計に差し引いてしまうので、天体位置と比較星位置がかぶらないようにする必要がある。

アパーチャーフォトメトリ

天体の中心からある決まった大きさの測定円内の信号を積分して、その天体の明るさを見積もる手法をアパーチャーフォトメトリ (開口測光) という。普段は天体の全体の明るさを知るために、天体の広がりよりも大きな直径で測定され、標準星の測定などにも利用される。開口測光により画像中の天体のカウント値を積分し、その値を測定値とする。今回は偏光観測により常光と異常光に光が分けられるので、常光での測定値と異常光での測定値を足し合わせたものを天体からの明るさの測定値とする。

3.4 等級とフラックス計算

基準となる明るさの星 (比較星と呼ぶ) を同じフレーム内において観測し、天体と比較星の明るさをアパーチャーフォトメトリにより測定し、比較する。それにより天体の明るさを見積もる方法を相対測光と呼ぶ。1 等星 2 等星などの呼び方は広く知られているが、この等級という単位は星の明るさの指標となっている。相対測光行った二つの星のフラックス (流速密度) を用いて、

$$m = -2.5 \log_{10} \frac{F_{\lambda, \nu}}{F_{0\lambda, \nu}} + m_{comp} \quad (3.1)$$

と表される。ここで m は天体の見かけの明るさを表す実視等級、 $F_{\lambda, \nu}$ は天体のフラックス、 $F_{0\lambda, \nu}$ は基準となる明るさのフラックス、 m_{comp} は比較星の実視等級を表している。今回はこのフラックスの項に測定したカウント値を代入する。計算すると相対等級が求められ、天体の実視等級とするために比較星の実視等級を文献から調べ、相対等級に足し合わせる。式 3.1 から、明るい天体ほど等級の値が小さい。

求めた実視等級よりフラックスを求める。実視等級は0等級でのフラックス $F_{0,v}$ との比で表されているので、

$$\frac{F_{\lambda,v}}{F_{0,v}} = 10^{-0.4 \times m} \quad (3.2)$$

と与えられる。このときの0等級フラックスは表3.1にまとめた。今回はこの表にある値を用いて等級からフラックスに変換している。

波長帯 名称	中心波長 (μm)	波長幅 (μm)	$F_{0,v}$ (Jy)	$\nu F_{0,v}$ ($\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$)
<i>B</i>	0.4448	0.1008	4130	2.786×10^{-5}
<i>V</i>	0.5505	0.0827	3695	2.014×10^{-5}
<i>R</i>	0.6588	0.1568	3107	1.415×10^{-5}
<i>I</i>	0.8060	0.1542	2439	9.078×10^{-6}
<i>J</i>	1.215	0.26	1630	4.025×10^{-6}
<i>Ks</i>	2.157	0.32	667	9.277×10^{-7}

表 3.1: 可視光、近赤外観測で用いられる0等級でのフラックスの典型値。[39],[20]

ここで F_0 の単位を Jy(ジャンスキー)とした。また $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ と表される。erg とはCGS 単位系での仕事・エネルギー・熱量の単位であり、 $1 \text{ J} = 10^7 \text{ erg}$ と表すことができる。この Jy に各バンドの周波数をかけると $\nu F_{0,v}$ となり、単位は $\text{erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ となる。本論文では等級と $\text{erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ を基本単位として議論していく。この §3.4 は主に [7] を引用している。

3.5 偏光

レーザーは可視光領域においてシンクロトロン放射が卓越し、シンクロトロン放射は偏光を起こす。そのためレーザー観測において偏光観測は有効な手段となる。この章では偏光の基本的な性質と偏光の計算方法、そして偏光補正について述べる。

3.5.1 偏光の基本原則

光は波の性質を持っている。この波の性質を記述、つまり電磁波を記述するためにはある x 軸と y 軸方向電場 E の振幅 ϵ_x, ϵ_y とそれらの位相差 δ という3つのパラメータが必要である。周波数が ν の電磁波は

$$E_x = \epsilon_x(t) \cos 2\pi\nu t \quad (3.3)$$

$$E_y = \epsilon_y(t) \cos 2(\pi\nu t + \delta) \quad (3.4)$$

と表される。 ϵ_x, ϵ_y が等しく、 $\delta = \pm 90^\circ$ の場合には電場の振動面が回転しながら伝搬し、円偏光を示す。また、 ϵ_x, ϵ_y のどちらかが0か互いが等しく、 δ が 0° または 180° の場合には、ある平面で振動しながら伝搬する直線偏光を示す。そして一般的にはこれらが混じった楕円偏光を示す。

しかし、光子ひとつひとつの偏光を調べたり、ひとつひとつの偏光を足し合わせたりすることは極めて困難であり、異なった偏光の表記法が必要となる。通常偏光はストークスパラメータによって表現される。これは (I, Q, U, V) の4つのパラメータにより偏光特性が表される。ストークスパラメータの各パラメータはそれぞれ、 I は光の総強度、 Q と U は直線偏光成分、 V は円偏光成分を表す。ストークスパラメータにより偏光特性は

$$I = \langle \epsilon_x^2 \rangle + \langle \epsilon_y^2 \rangle \quad (3.5)$$

$$Q = \langle \epsilon_x^2 \rangle - \langle \epsilon_y^2 \rangle \quad (3.6)$$

$$U = 2 \langle \epsilon_x \epsilon_y \cos \delta \rangle \quad (3.7)$$

$$V = 2 \langle \epsilon_x \epsilon_y \sin \delta \rangle \quad (3.8)$$

と表される。ここでブラケットは時間平均ないしは光子間平均を表す。式(3.6),(3.7),(3.8),(3.8)を見ると、 I は必ず正の値を取るが、 Q, U, V は負の値を取ることができる。ストークスパラメータは4つの成分で偏光を記述し、ベクトルとして加算的に扱うことができる。そのため成分分離などを行うことができ、有用である。ストークスパラメータを用いる以外にも、偏光度と偏光方位角として記述する方法もあり、式(3.6),(3.7),(3.8),(3.8)は

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (3.9)$$

$$m_v = \frac{|V|}{I} \quad (3.10)$$

$$m_l = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (3.11)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (3.12)$$

と表すことができる。 P は直線偏光度、 m_v は円偏光度、 m_l は総偏光度、 θ は直線偏光の偏光方位角である。今回は直線偏光のみ観測しているので円偏光成分 $V = 0$ として考える。そのため以降は P を偏光度と記述する。

3.5.2 偏光の計算

理想的なウォラストンプリズムにより光を常光 $I_o(\phi)$ と異常光 $I_e(\phi)$ (偏光方位角が互いに 90° 異なっている) に分けたときを考える。 ϕ は半波長板の角度を表す。理想的とは常光、異常光が減衰なく完全に分けられることを指す。

ϕ の原点から、この光のストークスパラメータ I, Q, U は、

$$\frac{Q}{I} = \frac{I_o(0) - I_e(0)}{I_o(0) + I_e(0)} \quad (3.13)$$

$$\frac{U}{I} = \frac{I_o(22.5) - I_e(22.5)}{I_o(22.5) + I_e(22.5)} \quad (3.14)$$

と表される。式(3.10),(3.12)より偏光度 P と偏光方位角 θ は

$$P = \sqrt{\left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2} \quad (3.15)$$

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad (3.16)$$

となる。

しかし、実際の観測において得られる光量の情報は、光学系の不完全などにより理想値からずれてしまう。実際に得られる光量 I'_o, I'_e としたとき、理想的な値 I_o, I_e とは、

$$I'_o = k_o \xi I_o \quad (3.17)$$

$$I'_e = k_e \xi I_e \quad (3.18)$$

という関係となる。 k_o, k_e は全光学系を通過したあとの常光と異常光の補正係数であり、 ξ は雲の具合などを補正する係数である。常光と異常光は同時に取得することができるので、天気などに関する状態の補正係数 ξ は常光と異常光で変わらない。また全光学系を通ってきた後の光は、

$$I'_o(\phi) = \frac{k_o \xi I_o}{2} \times \left(1 + \frac{Q_0}{I_o} \cos 4\phi + \frac{U_0}{I_o} \sin 4\phi \right) \quad (3.19)$$

$$I'_e(\phi) = \frac{k_e \xi I_o}{2} \times \left(1 - \frac{Q_0}{I_o} \cos 4\phi - \frac{U_0}{I_o} \sin 4\phi \right) \quad (3.20)$$

と表される。 k_o, k_e, ξ を消去するために半波長板の角度 ϕ を $\phi = 0^\circ, 22.5^\circ, 45^\circ, 67.5^\circ$ を取り、

$$a_1 = \sqrt{\frac{I'_e(0^\circ)}{I'_o(0^\circ)} \times \frac{I'_o(45^\circ)}{I'_e(45^\circ)}} \quad (3.21)$$

$$a_2 = \sqrt{\frac{I'_e(22.5^\circ)}{I'_o(22.5^\circ)} \times \frac{I'_o(67.5^\circ)}{I'_e(67.5^\circ)}} \quad (3.22)$$

を定義する。ここで、

$$I'_o(0^\circ) = \frac{I_o k_o \xi}{2} \left(1 + \frac{Q_0}{I_o} \right) \quad I'_e(0^\circ) = \frac{I_o k_e \xi}{2} \left(1 - \frac{Q_0}{I_o} \right) \quad (3.23)$$

$$I'_o(45^\circ) = \frac{I_o k_o \xi}{2} \left(1 - \frac{Q_0}{I_o} \right) \quad I'_e(45^\circ) = \frac{I_o k_e \xi}{2} \left(1 + \frac{Q_0}{I_o} \right) \quad (3.24)$$

$$I'_o(22.5^\circ) = \frac{I_o k_o \xi}{2} \left(1 + \frac{U_0}{I_o} \right) \quad I'_e(22.5^\circ) = \frac{I_o k_e \xi}{2} \left(1 - \frac{U_0}{I_o} \right) \quad (3.25)$$

$$I'_o(67.5^\circ) = \frac{I_o k_o \xi}{2} \left(1 - \frac{U_0}{I_o} \right) \quad I'_e(67.5^\circ) = \frac{I_o k_e \xi}{2} \left(1 + \frac{U_0}{I_o} \right) \quad (3.26)$$

となるので $Q_0/I_o, U_0/I_o$ は、装置固有の透過率の常光、異常光での差 (k_o, k_e) や天候・ガイドエラーによる時間変化によらない量として

$$\frac{Q_0}{I_o} = \frac{1.0 - a_1}{1.0 + a_1} \quad (3.27)$$

$$\frac{U_0}{I_o} = \frac{1.0 - a_2}{1.0 + a_2} \quad (3.28)$$

のように表される。

§3.5.1 及び §3.5.2 は [48] 及び [2] を引用して計算した。

3.5.3 偏光補正

§3.5.2 で求めた方位角の原点は機器的な半波長板の原点で決まるため、通常偏光方位角の零点はでたらめな方向を向いている。回転方向の正負についても同様の不確かさがある。

る。そのため強偏光標準星を用いて偏光方位角の零点を補正する。強偏光標準星は偏光度、偏光方位角の値が既に調べられており、TRISPECで強偏光標準星を観測し、文献値と比較することにより偏光方位角の零点補正を行う。HD 19820と、HD 25443という強偏光標準星を用いて補正を行った。2007年11月23日にTRISPECの偏光撮像観測を行い、偏光パラメータを計算した。各標準星の観測値と文献値を表3.2に示す。

天体	偏光度 (%)	偏光方位角 (°)	偏光度 (文献) (%)	偏光方位角 (文献) (°)
HD 19820	4.68±0.06	9.3±0.9	4.82±0.03	115.4±0.3
HD 25443	5.07±0.06	169.6±0.9	5.15±0.03	135.1±0.2

表 3.2: 強偏光標準星の V バンドでの偏光パラメータの観測値と文献値 [88]。

今回2つの強偏光標準星を用いて補正を行った。偏光方位角の数える方向に東回りと西回りが考えられ、強偏光標準星ひとつでは決定できないためである。測定値 θ から補正項 X を計算すると、

$$\theta_{ref} = \theta + X \quad \text{or} \quad = -\theta + X \quad (3.29)$$

となる。ここで θ_{ref} は文献値の偏光方位角である。計算すると表3.3となった。強偏光標

天体	X (θ の場合) (°)	X ($-\theta$ の場合) (°)
HD 19820	106.1±0.9	124.8±0.9
HD 25443	125.8±0.9	124.7±0.9

表 3.3: 偏光方位角の零点補正項。 θ の場合と $-\theta$ の場合とで分けている。

準星 HD 25443 について、実際の計算値は $X = -54.2^\circ$ (θ の場合) と $X = 304.7^\circ$ ($-\theta$ の場合) になった。 X の範囲を $0^\circ \leq X \leq 180^\circ$ にするため、 180° または -180° を加えた。2つの強偏光標準星から求めた値の平均 124.75° を TRISPEC の偏光方位角の零点補正の項とした。

さらに機械による消偏光も補正しなければならない。機器を通ることにより偏光が消され、実際の値より偏光が小さくなる。そして偏光方位角も変えられる。偏光度の補正項 P_{cor} (比率) と偏光方位角の補正項 PA_{cor} (°) を用いて天体の偏光度 P' (%) と偏光方位角 PA' (°) は、観測された偏光度 $P\%$ と偏光方位角 PA (°) として式 (3.30), (3.31) で表される。

$$P' = P/P_{cor} \quad (3.30)$$

$$PA' = PA + PA_{cor} \quad (3.31)$$

表3.4に今回用いた消偏光補正項を載せる。今回の消偏光補正では近赤外領域の補正は行わなかった。

バンド	偏光度補正值 P_{cor}	偏光方位角補正值 PA_{cor} ($^{\circ}$)
<i>B</i>	0.815	-0.053
<i>V</i>	0.823	0.002
<i>R</i>	0.869	0.885
<i>I</i>	0.957	1.627

表 3.4: TRISPEC の消偏光補正項

第4章 観測天体 (S5 0716+714と 3C 454.3)

4.1 S5 0716+714

S5 0716+714 は最も有名なブレーザーのひとつであり、昔から大きく速い変動をすることが知られていた。この §4.1 では S5 0716+714 の特徴を述べていく。

4.1.1 歴史

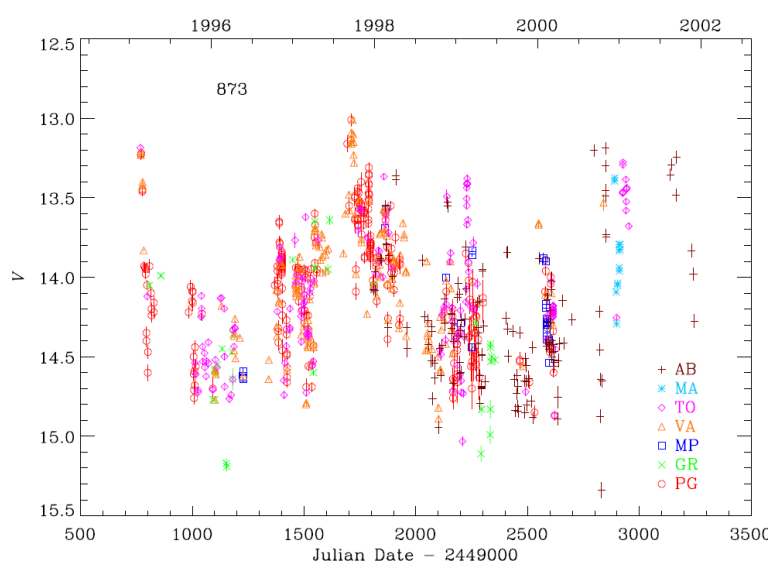


図 4.1: S5 0716+714 の V バンドでの 1995 年から 2002 年までの光度曲線。 $\Delta V > 2$ という大きな振幅の変動を示している [66]。

図 4.1 は V バンドでの 1995 年から 2002 年までの光度曲線を表している。V バンドの変動振幅が 2 等を越えており変動の激しい天体であることがわかる。年スケールで変動している他、年スケールより短いスケールでも 1 等以上の変動があることもわかる。可視と電波による観測が行われたが、露な相関は見付かっていない [66]。図では 13 等ちょうどが 1 番明るい。

図 4.2 は R バンドの光度と $\Delta B-I$ の色等級図である。ブレーザーは明るくなると青くなるという特徴があり、1 日 1 点の時間幅において S5 0716+714 も同様の特徴がある。

図 4.3 は S5 0716+714 の電波からガンマ線に至るまでの SED である。低エネルギー側である電波から X 線 ($10^{10} - 10^{16}$ Hz) までシンクロトロン放射が卓越している。また X 線からガンマ線 ($10^{18} - 10^{24}$ Hz) の高エネルギー領域では逆コンプトン放射起源と考えられている極大が存在している。S5 0716+714 では、シンクロトロン放射の極大が可視光領域 (10^{15} Hz) にある。

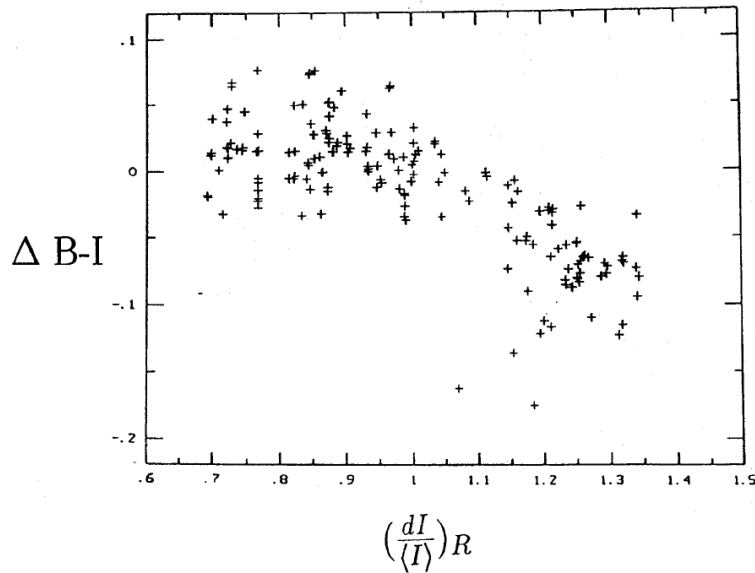


図 4.2: S5 0716+714 の色等級図。横軸は R バンドでの光度、縦軸は $\Delta B-I$ の色変化を表す。横軸は右にいくほど明るく、縦軸は上にいくほど青くなる [86]。

S5 0716+714 に限らず、BL Lac 型変光星の特徴にシンクロトロン放射による卓越した連続成分がある。そのため降着円盤起源の輝線の特徴が連続成分に埋もれてしまう。そのため天体の距離の指標となるレッドシフトを見積もることができない天体もある。S5 0716+714 もスペクトルに輝線特徴がなく、今までは上限 $z > 0.3$ としか見積もられていなかった [72]。2008 年 12 月に S5 0716+714 が減光し、その時 S5 0716+714 の深い撮像観測が行われた。そして S5 0716+714 の母銀河の検出に成功し、レッドシフト $z = 0.31 \pm 0.08$ と見積もられた [61]。本論文ではこの値を用いて計算等を行う。

4.1.2 数時間スケールの短時間変動

S5 0716+714 は数日以上のタイムスケールの変動だけではなく、数時間スケールの変動があることが知られている。数時間スケールの変動が天体固有によって起こるのか、天体起源ではなく外部要因によって変動するのかが議論されてきた [86]。外部要因で考えられるものとして、重力レンズ、星間散乱による見かけの明るさの変化があげられる。しかし、天体と我々の間に銀河を確認することができない、変動が絶えず起こっている、フレアの光度曲線が対称でないなどの理由で外部要因による変動ではないと結論している [86]。そのため、変動は内部要因と考えられるが、数時間変動の観測の欠如のためその要因を特定するまでには至っていない。

図 4.4 は S5 0716+714 の数時間変動例である。左上の図は 7 時間で 0.45 等も変動している。一方で右下のように変動が小さい時期もある。しかし、4 回の観測全てにおいて変動が観測されている。

最短タイムスケールはジェットの放射領域と構造を理解するための重要な情報である。そのため昔からブレーザーの最短変動タイムスケールの探査は行われてきた。可視光観測において数十分の変動タイムスケールが報告されてきた (e.g. [89])。しかし、これらの結果は解析による誤差によって生じていると主張されている [31]。そのためブレーザーの最短タイムスケールは一般に数時間と考えられている。

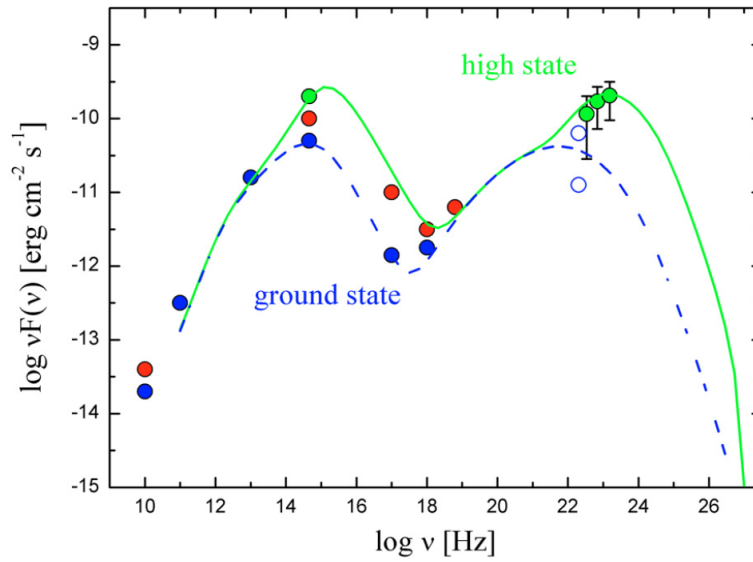


図 4.3: S5 0716+714 電波からガンマ線までの SED[34]。

4.1.3 比較星

今回 S5 0716+714 の観測で用いた比較星と第 2 比較星の位置 (RA,Dec)、等級を表 4.1 にまとめた。比較星と第 2 比較星は観測天体と同一視野内にある。また、S5 0716+714 の赤化補正の値は $V = 0.101, J = 0.028, K_s = 0.011$ を用いた [73]。

	第 1 比較星	第 2 比較星
位置 (RA) (J2000.0)	07 ^h 21 ^m 52.3 ^s	07 ^h 21 ^m 54.4 ^s
位置 (Dec) (J2000.0)	71°18′17.6″	71°19′21.3″
V mag.	12.48	13.55
J mag.	11.32	12.34
K_s mag.	10.98	12.01

表 4.1: S5 0716+714 で用いた比較星と第 2 比較星の等級 [42],[78]

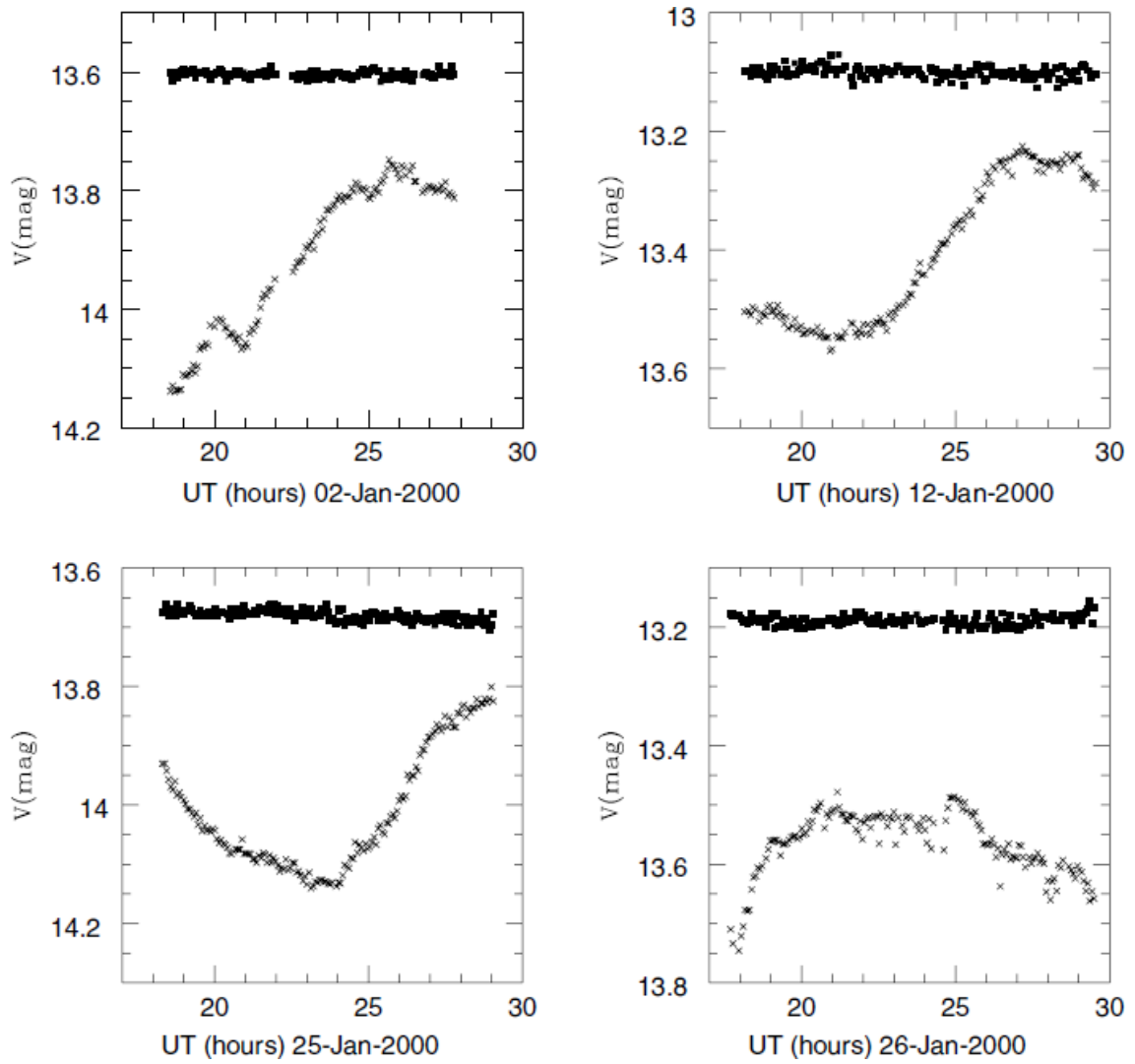


図 4.4: 数時間変動の例。×印は天体の明るさ、黒四角は比較星等級を表す。横軸の単位は 1 時間である。5 時間で $\Delta V = 0.35$ 変化している [60]。

4.2 3C 454.3

3C 454.3 もまた有名なブレーザー天体である。時折アウトバーストと呼ばれる大增光を示すことが知られている。

4.2.1 歴史

図 4.5 は 1965 年から 2006 年までの R バンドと電波での光度曲線である。電波では観測当初から大きな変動を示しているが、可視光では大きな振幅の変動は観測されなかった。しかし 2001 年を境に可視光領域で大きな変動振幅を示すようになった。そして 2005 年には 3C 454.3 での史上最大のアウトバーストを起こした。そして 2007 年にもアウトバーストを示し、我々は観測を開始した。

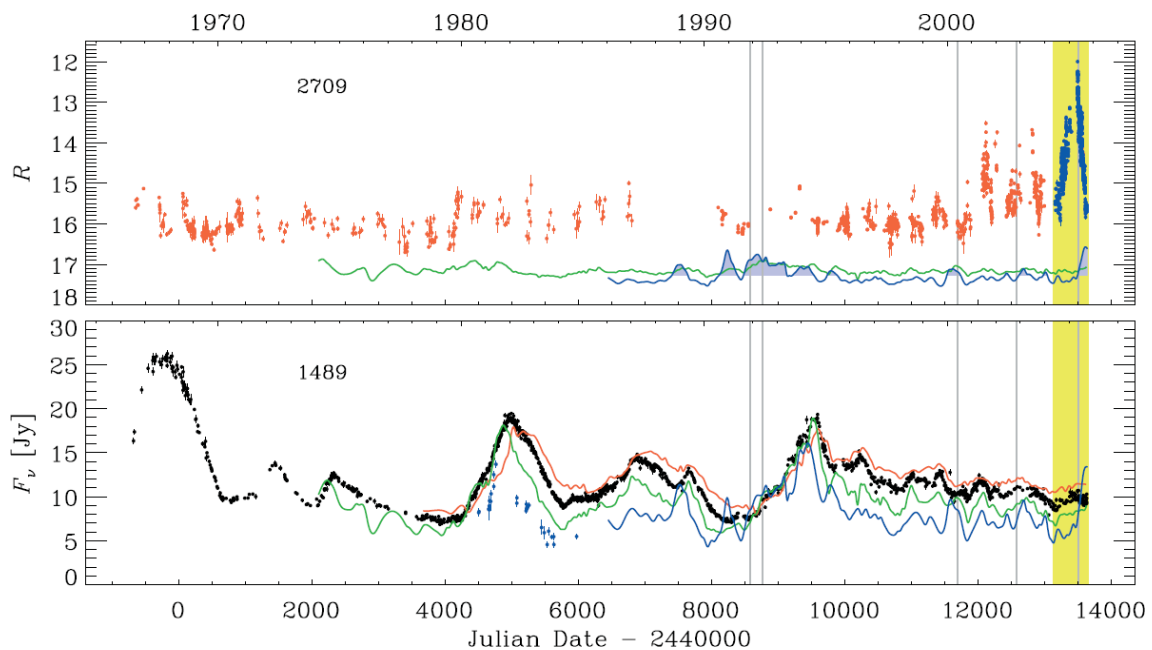


図 4.5: 3C 454.3 の 1965 年から 2006 年までの可視光 R バンドと電波での光度曲線。上の図が可視光での光度曲線、下の図が電波での光度曲線を表している [83]。

3C 454.3 の SED は他のブレーザー天体と同様に低エネルギー領域にシンクロトロン放射による極大、高エネルギー領域に逆コンプトン散乱放射起源と考えられている極大が存在している (図 4.6)。

4.2.2 2005 年のアウトバースト

§4.2.1 で 3C 454.3 は 2005 年にアウトバーストを起こしたと述べた。このアウトバーストでは R バンドで 12 等に迫るほどの明るさになった [83]。さらにこのアウトバーストで増光したのは可視光のみではなく、赤外、軟 X 線、硬 X 線も増光を示した [37],[41],[62]。さらに 2005 年には変動が観測されなかった電波領域において、2006 年に大增光が確認され、2005 年のアウトバーストが遅れて発生したと考えられている [84]。図 4.6 には 2005 年のアウトバースト時の SED が示されている。これを見ると他の時期に比べ 1 桁近く明るく、いかに 2005 年のアウトバーストが激しかったかがわかる。

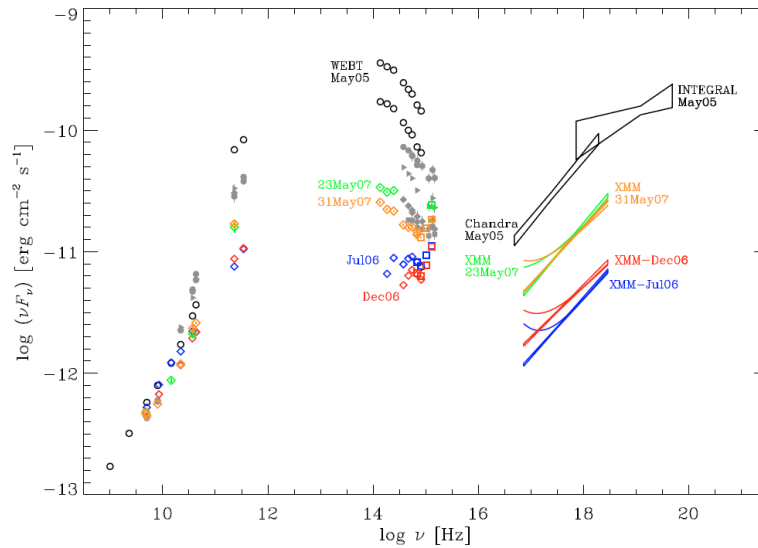


図 4.6: 3C 454.3 の電波からガンマ線までの SED。光度の低いときの SED から明るいとき (2005 年のアウトバースト時) の SED を表示 [69]。

一般にブレーザーは明るくなると青くなるという特徴があった。しかし、このアウトバースト時では明るくなると赤くなるといった特徴を示した。これは、暗い状態では降着円盤起源の熱的な放射が卓越し色は青いが、明るい状態ではシンクロトロン放射が卓越し色が赤くなるためと考えられている [83]。

4.2.3 短時間変動

3C 454.3 は 2007 年 12 月に短時間変動を示した (図 4.7)。約 1.2 時間で 1 等の増光を示し、その 1 時間後にはまた約 1 等減光している [68]。3C 454.3 も S5 0716+714 のような 1 日以内で激しく時間変動することがわかった。この変動は光度が上昇する場合 1.5 時間で 1.1 等変動し、減光する場合 1 時間で 1.2 等変動したので、その変動率は 0.012 mag/min と -0.02 mag/min である。B,V,R,I バンドで同様の変化をしている。

4.2.4 ガンマ線領域での放射

3C 454.3 は電波や可視のみではなくガンマ線でも明るく輝いている。2008 年 6 月に打ちあがったガンマ線観測衛星 Fermi によって全天サーベイが行われたが、数あるガンマ線源の中でも 3C 454.3 はひと際明るく輝いていた。GeV ガンマ線領域において全天でも 4 番目の明るさであった。図 4.8 はガンマ線、X 線、可視でのライトカーブを表している [28]。ガンマ線領域では可視光での放射と同期して変動している。

我々の観測期間である 2007 年 7 月と 11 月にもガンマ線観測衛星 AGILE によってガンマ線が観測されている [25][26]。7 月は JD 2454306.1 から 308.7、11 月は JD 2454407.1 から 417.2 にかけてガンマ線を検出した。

4.2.5 比較星

3C 454.3 の観測で用いた比較星と第 2 比較星の位置 (RA,Dec)、等級を表 4.2 にまとめる。比較星、第 2 比較星は天体と同一の視野内にいる。赤化補正の値は $B = 0.466, V = 0.349, R =$

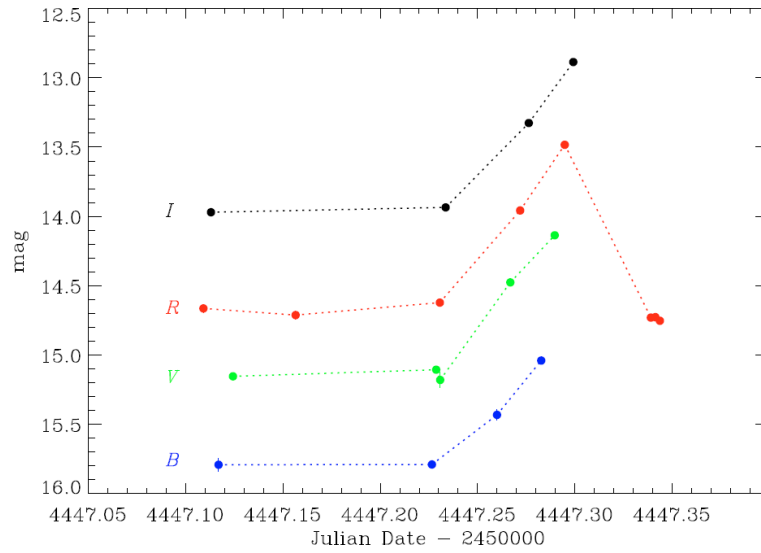


図 4.7: 3C 454.3 の活動期での短時間変動 [68]。

0.284, $I = 0.211$, $J = 0.097$, $K_s = 0.040$ を用いた [73]。

	第 1 比較星	第 2 比較星
位置 (RA) (J2000.0)	22 ^h 53 ^m 58.1 ^s	22 ^h 53 ^m 44.6 ^s
位置 (Dec) (J2000.0)	16°09'07.0''	16°09'08.1''
<i>B</i> mag.	14.64	15.55
<i>V</i> mag.	13.59	14.61
<i>R</i> mag.	13.04	14.13
<i>I</i> mag.	12.55	13.62
<i>J</i> mag.	11.86	12.99
<i>K_s</i> mag.	11.24	12.44

表 4.2: 3C 454.3 で用いた比較星と第 2 比較星の等級 [42],[78]

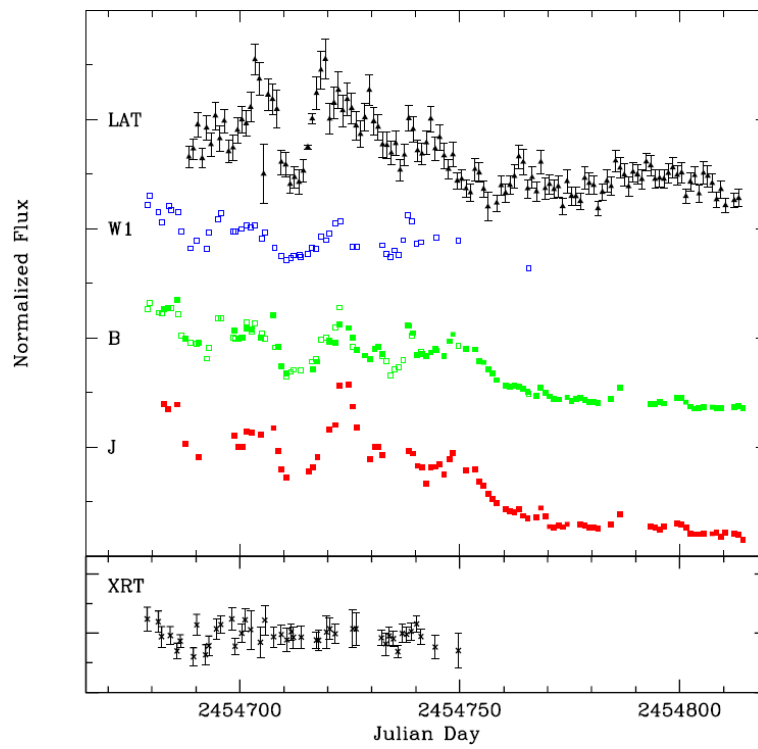


図 4.8: 3C 454.3 のガンマ線、X 線、可視光領域での光度曲線。上の図はガンマ線 (黒) と可視光での光度曲線を表し、下の図では X 線での光度曲線を表す [28]。

第5章 S5 0716+714でのブレーザー15分スケールの短時間変動

5.1 全観測期間での変動

図5.1は2007年10月から2008年5月までの3バンドの光度曲線を表している。S5 0716+714は光度変動が激しく、この200日の観測で $\Delta V = 3$ も変動している。1995年から2002年の7年間においても見られないほどの変動振幅である。3バンドの光度曲線において形状に違いはあまりなく、増光する場合は3バンドとも増光し、減光する場合は3バンドで減光している。そしてJD 2454390付近において $V = 12.5$ ほどにもなり、さらにJD 2454580付近でも $V = 12.5$ より明るくなった。この値は過去8年でも最も明るい状態である [66]。一方でJD 2454450では $V = 15.5$ 付近まで減光している。約10日で2等近く急速に減光した。

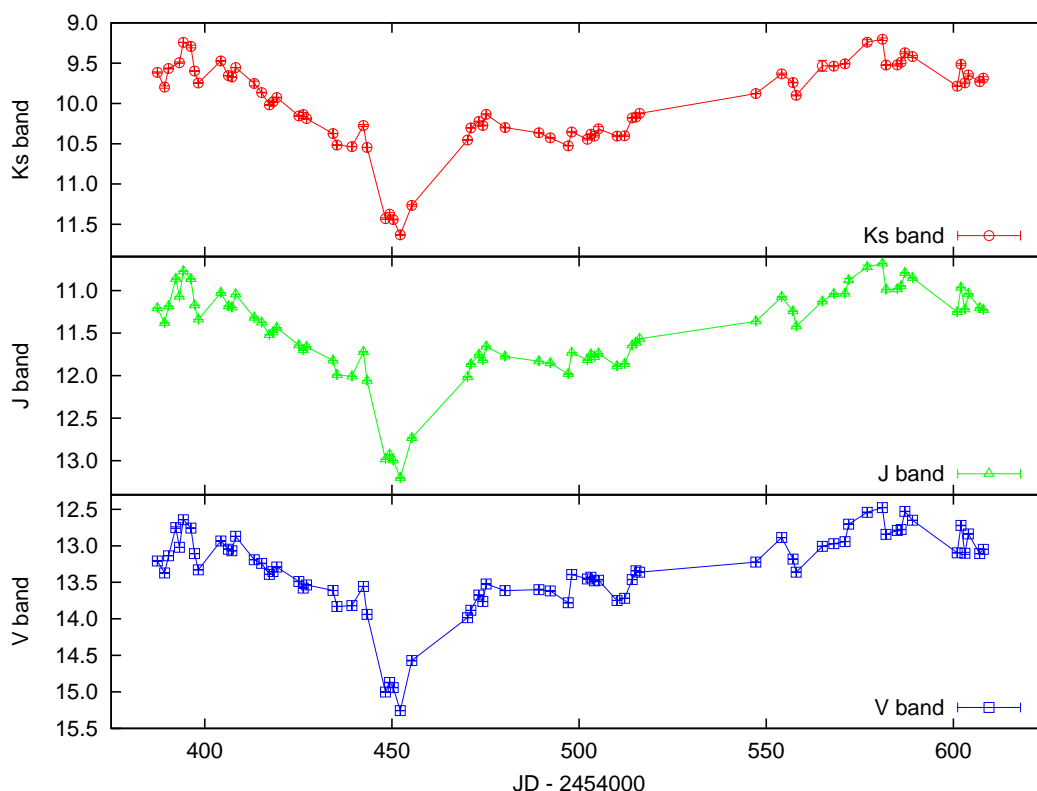


図 5.1: S5 0716+714 の 2007 年 10 月から 2008 年 5 月 まで の 3 バンド での 光 度 曲 線 。 上 か ら K_s, J, V バンド での 光 度 曲 線 を 示 し て い る 。

図 5.2 は V バンド 光 度 曲 線 と $V - J, J - K_s$ の 色 変 化 を 表 し て い る 。 V, J, K_s バンド の 光

光度曲線は似た形状をしていたが、 $V-J$ と $J-K_s$ の色変化の形状は少し異なっている。特にJD 2454450付近の急速減光時には $V-J$ も $\Delta(V-J) = 0.2$ と赤くなっているが、 $J-K_s$ は $\Delta(J-K_s) = 0.1$ とそれほど変化していない。全体の色変化の量も $\Delta(V-J) = 0.4$ に対して、 $\Delta(J-K_s) = 0.25$ ほどと $V-J$ の変化の方が大きい。光度曲線に対しては、数日の変動において明るくなると青くなっているようにも見える日はあるが(JD 2454390付近)、あまり強い相関を見ることはできない。

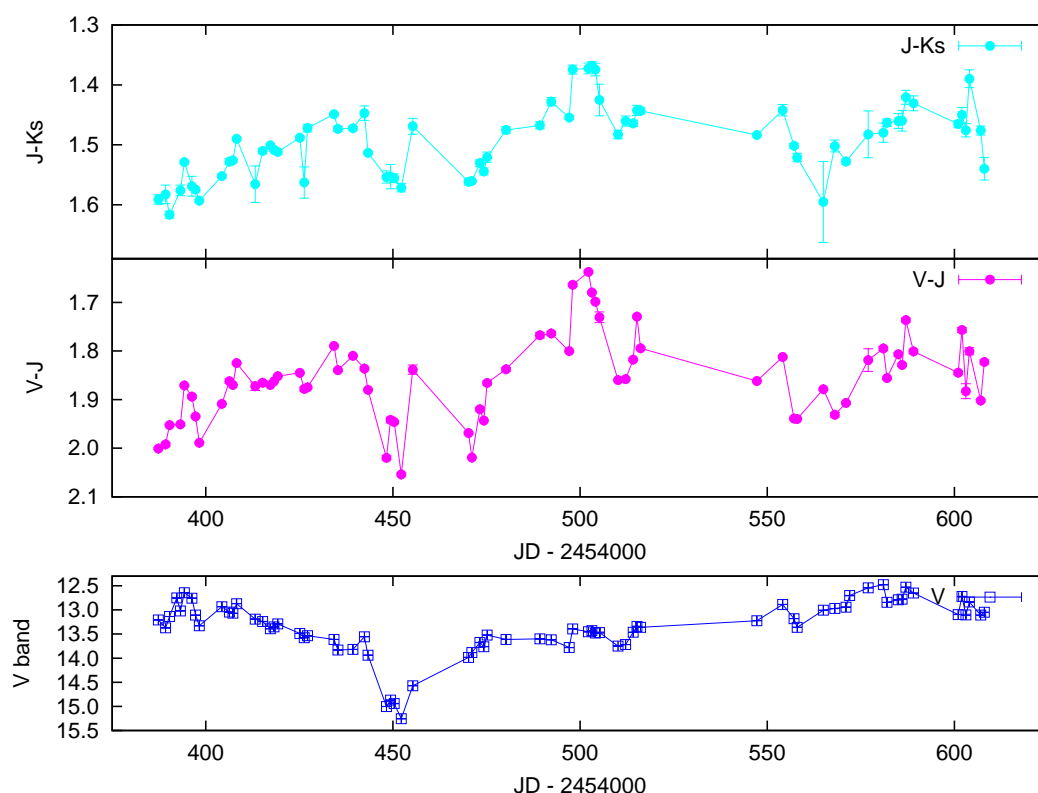


図 5.2: $V-J$ と $J-K_s$ の色変化と V バンドでの光度曲線を表す。上から $J-K_s$ 、 $V-J$ の色変化、一番下が V バンドでの光度曲線である。

図 5.3 は V バンドでの偏光パラメータを表している。上から偏光度、偏光方位角の時間変化、光度曲線を表しており、単位は上から順に%、度、等級である。偏光度は0-12%にわたって変化しており、偏光方位角は0-180度様々な方向を向いている。これより偏光ベクトルの変化は大きく速いことがわかる。しかし、偏光ベクトルの変化と光度とは露に相関してはいない。 $V = 12.5$ の明るい時期に偏光ベクトルに特徴的な変化も見られないし、急速減光時に偏光が大きく変化しているわけでもない。しかし、JD 2454390付近の明るい時期では偏光度が10%を越えるなど、相関を見せる場合もある。そして減光したJD 2454450付近において約10日で偏光方位角が20度から150度へ回転している。偏光度は20%を越えるような大きなものは存在しないが、偏光度の変化はかなり激しく、一日で8%近く変化している日もある。

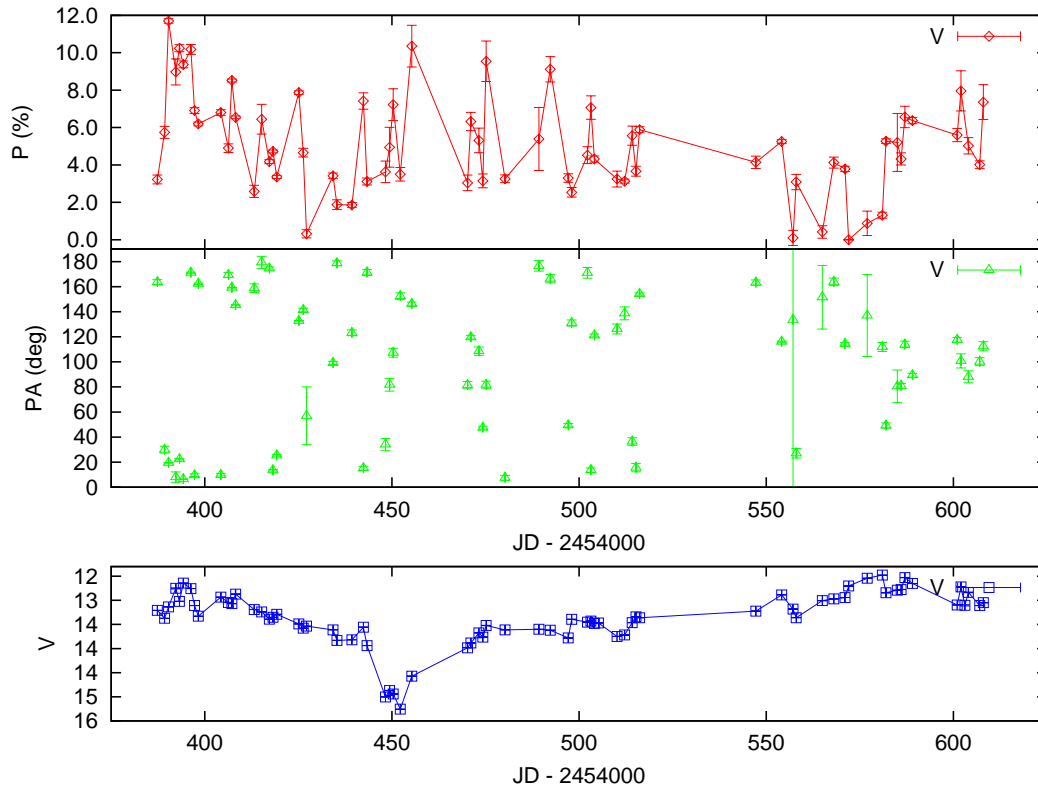


図 5.3: V バンドでの偏光度と偏光方位角と光度曲線を示している。上から偏光度で単位は%、真ん中が偏光方位角で単位は度、下が V バンドでの光度曲線である。

5.2 15分変動の検出

図 5.4 の上の図は 2007 年 10 月 20 日 (071020) の 3 時間の V, J での光度曲線と V-J の色変化を示している。V バンドの各点は 1 分で 1 点としており、J バンドでは 5 分で 1 点、V-J の色変化も 5 分で 1 点として表示している。誤差は 5 点の分散を表示している。Ks バンドは誤差が ± 0.1 等と大きいためこの図には載せていない。下の図は V バンドと J バンドでの比較星等級を示している。比較星は変光していないと考えることができるので、このばらつきが天体の変動の誤差と考えることができる。図を見ると V, J バンドともに増光傾向にあることがわかる。そして何より UT 18.0 付近に V, J バンド共通してバンプ構造がある。これは 15 分スケールの短時間変動であり、色変化まで捉えることに成功した。

5.2.1 15分変動と全体変動の振幅

V バンドでのこのバンプの振幅は $\Delta V = 0.061 \pm 0.005$ であり、J バンドでは $\Delta J = 0.035 \pm 0.010$ である。そして V-J の色変化において、 $\Delta(V-J) = -0.025 \pm 0.011$ とバンプ時には青くなっていることもわかった。

一方で全体の増光傾向においては、増光幅は $\Delta V = 0.123 \pm 0.005$ と $\Delta J = 0.101 \pm 0.010$ であった。この全体の増光において色変化は $\Delta(V-J) = -0.022 \pm 0.011$ とバンプ時と同じく青くなっていることがわかった。増光の振幅では全体の増光の方が大きい、V-J の色変化においてはバンプ時の方がより青いことがわかる。

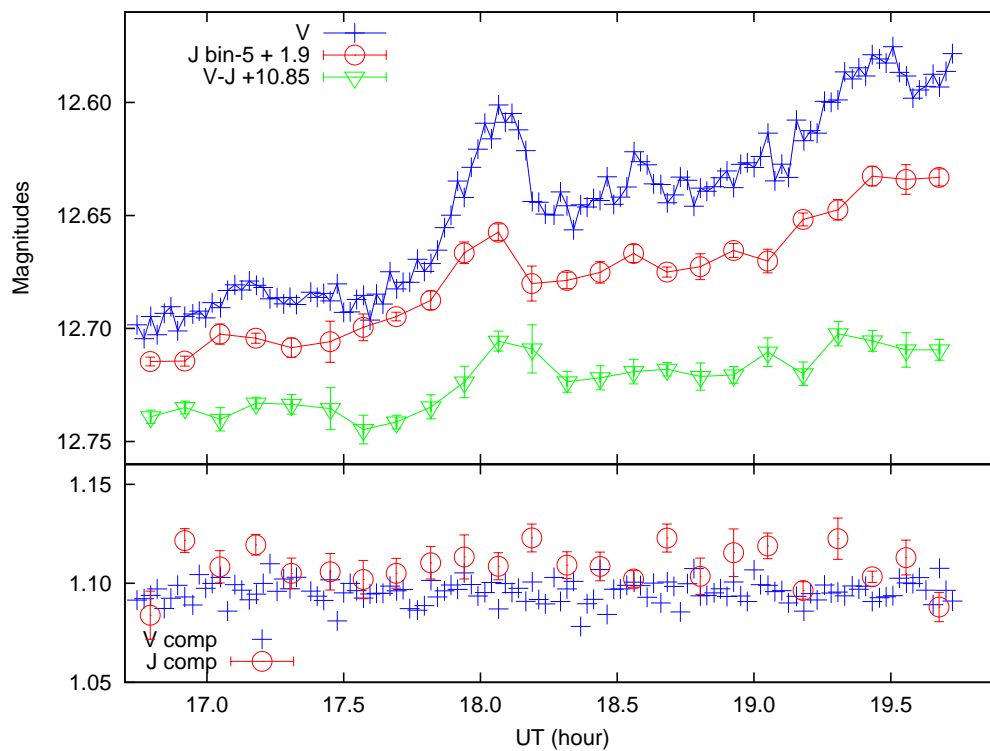


図 5.4: 短時間変動を示した光度曲線。上の図は 2007 年 10 月 20 日の 3 時間観測での V、J バンドの光度曲線と V-J の色変化を表す。下の図は V と J バンドの第 1 比較星と第 2 比較星の比較星光度である。比較星は変光しないので比較星光度のばらつきが天体の光度での誤差である。

我々が観測した S5 0716+714 の短時間変動の変動率は立ち上がり立ち下がりにおいて 0.0046 mag/min と -0.0059 mag/min であった。§4.2.3 で 3C 454.3 での短時間変動が報告されているが、その変動率は 0.012 mag/min と -0.02 mag/min であった。これらの結果から変動率は今回のバンプより 3C 454.3 の短時間変動の方が大きいことがわかる。しかし、増光時より減光時の変動率の方が大きいということは共通している。

5.2.2 変動タイムスケールの計算

このバンプの変動のタイムスケールを計算する。バンプのみを計算するために全体の増光傾向を差し引く。これから行う作業はフラックスに変換した光度曲線を用いる。全体の増光傾向はほぼ直線で近似できると考え、バンプのある時間帯を除いて各点を直線近似する。その値を実際の観測点から差し引く。バンプ成分のみを分離したのち、バンプ時のフラックス増加量 ΔF_{bump} と増光または減光の勾配 dF/dt を近似して求める。これらの値を用いて変動タイムスケール τ_{bump} は

$$\tau_{bump} = \frac{1}{1+z} \times \frac{\Delta F_{bump}}{dF/dt} \quad (5.1)$$

と表される [70]。ここで z は天体のレッドシフトであり、 $z = 0.31 \pm 0.08$ を用いる。 $(1+z)$ は宇宙論的效果を考慮するために用いている。この式からバンプの増光時と減光時で変動タイムスケールを求める。

式 5.1 によって求められたバンプの変動タイムスケールは、観測者系において立ち上がり 970 秒、立ち下がり 620 秒であった。そのため天体座標系では立ち上がり 740 ± 50 秒、立ち下がり 480 ± 30 秒である。誤差は天体のレッドシフトによるものである。

5.2.3 変動の信頼度の計算

§4.1.2 でも述べたが、数十分スケールでの激しい変動は偽の変動である可能性がある主張されている [30],[32]。この章では [30] 及び [32] で提案されている偽の変動の原因について検証し、今回のバンプの信頼性を議論していく。

まず、偽の変動のひとつに天気の状態が変化することによって空のシーイングサイズが変化することにより母銀河からの寄与が変化し、変動しているように見えるというものがある [30]。S5 0716+714 は母銀河が見えにくい天体であるため、母銀河からの輝線情報が必要なレッドシフトが長い間決定できなかった。つまり、S5 0716+714 において母銀河からの寄与は他のプレーザーに比べ小さいため、母銀河の寄与により変動として検出されるとは考えにくい。さらにシーイングの変化と光度変化の相関を見る。図 5.5 に天体の光度曲線と半値全幅 (FWHM) の時間変化を表した。天体の FWHM はシーイングに依存し、シーイングが悪くなると FWHM の値は悪くなる。一方でシーイングが良くなると FWHM が小さくなる。図よりシーイングは時間によって変化していることがわかる。しかし、シーイングの変化と光度曲線に相関を見つけることはできない。これによりシーイングの変化によって母銀河の寄与が変化することによる偽の変動ではないことがいえる。

次に比較星と第 2 比較星の明るさを考える。これは比較星達が天体より 2 等以上明るい場合、比較星達が明るすぎるため、比較星等級での誤差を小さく見積もりすぎてしまう。その結果、誤差によるばらつきが天体の変動として検出されてしまうのである [31]。今回用いた比較星と第 2 比較星等級は §4.1.3 で示したように V バンドで 12.48 と 13.55 である。天体の等級は約 $V = 12.6$ なので、観測天体の ± 1 等の範囲に比較星達の明るさがある。そ

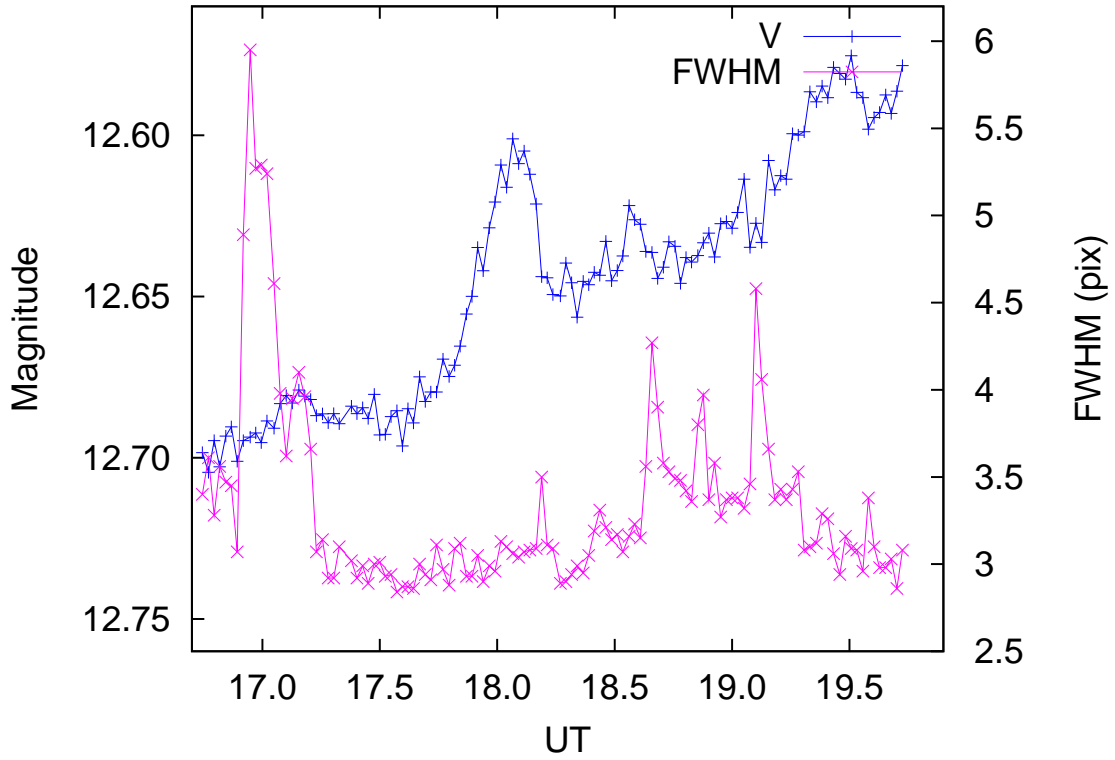


図 5.5: 光度曲線と FWHM の時間変化。横軸は時間を UT で表している。左の縦軸は等級、右の縦軸は FWHM の値である。

のため比較星等級を小さく見積り過ぎることはないと考えられる。さらに観測されたバンプの信頼度を計算するために変動パラメータ C を計算する [70]。これは $C = \sigma_\tau / \sigma$ で表され、 σ_τ は天体の標準偏差、 σ は第 1 比較星の標準偏差である。変動パラメータが $C \geq 2.576$ である場合、99% の信頼度で変動していると考えることができる。さらにスケール因子 Γ を導入することにより第 1 比較星の明るさと第 2 比較星の明るさ、そして天体の明るさを考慮した変動パラメータ C/Γ が定義される [46],[32]。スケール因子 Γ は、

$$\Gamma^2 = \left(\frac{N_{S2}}{N_T} \right)^2 \frac{N_{S1}^2(N_T + P) + N_T^2(N_{S1} + P)}{N_{S2}^2(N_T + P) + N_T^2(N_{S2} + P)} \quad (5.2)$$

で表される。ここで N はスカイを差し引いた星のカウント値であり、下付き文字 $T, S1, S2$ はそれぞれターゲット天体、第 1 比較星、第 2 比較星を表している。 P はノイズ項を表しており、

$$P = n_{pix}(N_{sky} + N_{RON}^2) \quad (5.3)$$

である。 n_{pix} はアパーチャーのピクセル数、 N_{sky} はスカイカウントレート、 N_{RON} は読み出しノイズのカウントレートである。

式 (5.2) によりスケール因子 Γ を計算すると、0.88 となった。これは第 2 比較星が天体より暗いために Γ が小さくなったためである。このスケール因子を用いて計算すると、バンプ時 ($17.68 < t < 18.27$; UT) の変動パラメータは $C/\Gamma = 5.340$ となった。それゆえこのバンプは第 1 比較星と第 2 比較星によって引き起こされたものではない。これらの理由によりこのバンプは実際に天体の変動することによって引き起こされたと考えられる。

5.3 偏光ベクトルの時間変化

今回の観測では偏光パラメータも取得している。図 5.6 に V バンドでの偏光パラメータを載せる。上の図は偏光度の時間変化、下の図は偏光方位角の時間変化を表している。偏光度は 7-11% を推移しており、3 時間の間にも変化していることがわかる。その変化の仕方は連続的で急激に 1 点のみで変化することはない。偏光方位角は $118 \pm 3^\circ$ の変化を示している。UT=17.3 付近から 5° 急激に変化しており、それ以外の変化は小さい。偏光度とバンプには相関が見られず、偏光方位角との相関も見ることができない。

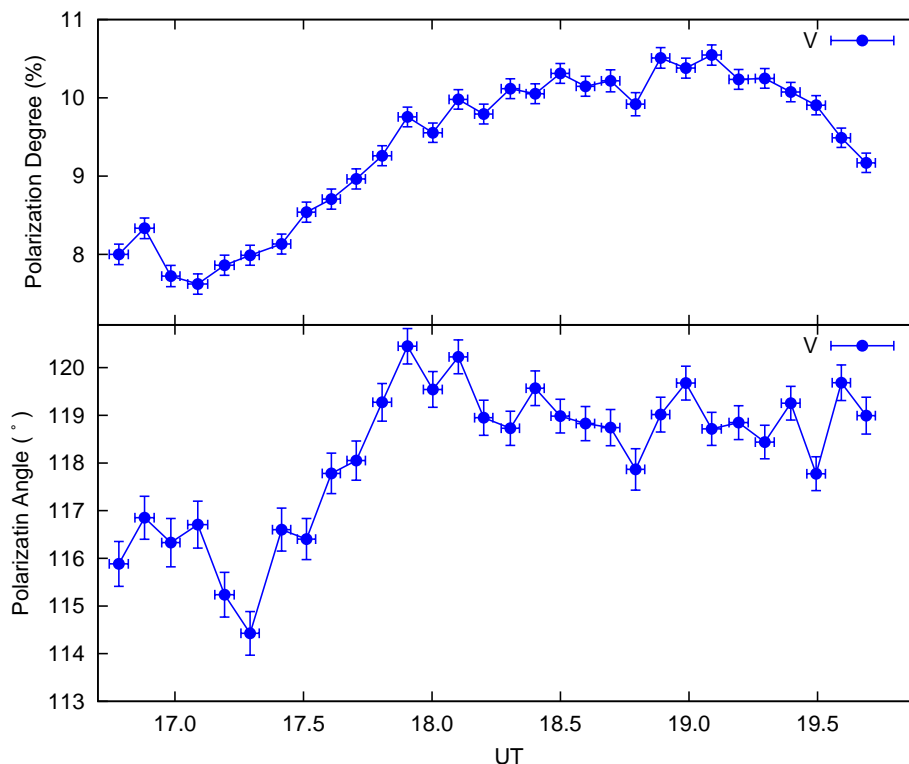


図 5.6: V バンドでの偏光度と偏光方位角の時間変化。上の図が偏光度の時間変化を表し、下の図が偏光方位角の時間変化を表す。縦軸はそれぞれ、(%)と(°)である。横軸は時間。

求めた偏光パラメータを QU 平面上で表す。実際の計算ではまず、 Q/I と U/I の形で表現でき、今回はそれに $I = \nu F_\nu$ をかけることにより Q と U に変換している。単位は ($\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$) である。図 5.7 に V バンドにおいてフラックス I をかけた偏光パラメータ Q, U を表す。横軸が Q 、縦軸が U であり、単位は ($\times 10^{-11} \text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$) である。 QU 平面では始め点が図の左に固まっていたが、その後図の右へ移動していった。バンプの頂点時の点は QU 平面上で $(Q, U) = (1.8 \times 10^{-11}, 2.8 \times 10^{-12})$ である。偏光パラメータとバンプの相関を見るために、バンプ成分のみを抽出する。

5.4 差分ベクトル

放射の成分にはバンプ成分の他に全体の増光の成分 (以下全体成分) が存在している。偏光パラメータも同様に 2 つの成分が存在するので、偏光パラメータも全体成分を差し引く必要がある。この章では全体成分を差し引いて差分偏光ベクトルを求める。

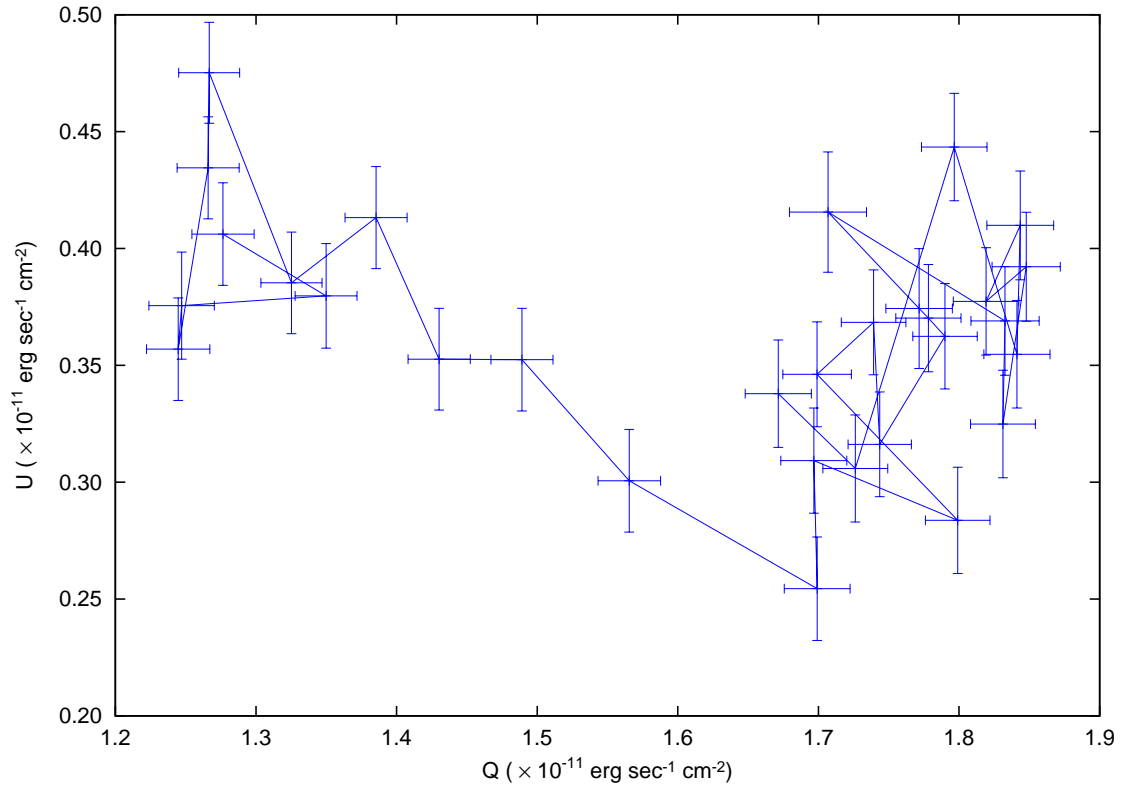


図 5.7: QU 平面の変化。横軸は Q 、縦軸は U を表す。フラックス $I = \nu F_\nu$ を偏光パラメータ $Q/I, U/I$ にかけており、単位は $(\times 10^{-11} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2})$ である。

5.4.1 計算方法

変動タイムスケールを計算する場合、バンプ時を除いて天体のフラックスを直線近似し全体から差し引いた。それによりバンプ成分のみを抽出した。今回は偏光パラメータについて同様の作業を行う。偏光ベクトル $\mathbf{P}_{\text{obs}}(t)$ とし、これを全体成分の偏光ベクトル $\mathbf{P}_{\text{base}}(t)$ と差分偏光ベクトル $\mathbf{P}_{\text{diff}}(t)$ に分ける。つまり

$$\mathbf{P}_{\text{obs}}(t) = \mathbf{P}_{\text{base}}(t) + \mathbf{P}_{\text{diff}}(t) \quad (5.4)$$

のように偏光ベクトルを分離する。ここで偏光ベクトル $\mathbf{P}_{\text{obs}}(t)$ は

$$\mathbf{P}_{\text{obs}}(t) = [Q_{\text{obs}}(t), U_{\text{obs}}(t)] \quad (5.5)$$

のように表せる。ここで Q, U はフラックスをかけたものであり、単位は $(\text{erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2})$ である。全体成分の偏光ベクトルは全観測時間である 3 時間においては直線近似できると仮定する。図 5.8 はフラックス、 Q, U の時間変化とバンプ時を除いた点を用いて近似した直線を表した図である。全体成分の偏光ベクトル $\mathbf{P}_{\text{base}}(t)$ を図 5.8 のように近似し、式 (5.4) のように偏光ベクトル $\mathbf{P}_{\text{obs}}(t)$ から差し引くことにより差分偏光ベクトル $\mathbf{P}_{\text{diff}}(t)$ を計算する。

5.4.2 バンプ固有の偏光ベクトルの存在

§5.4.1 で差分偏光ベクトルを計算した。差分偏光ベクトル $\mathbf{P}_{\text{diff}}(t)$ は $\mathbf{P}_{\text{diff}}(t) = (Q_{\text{diff}}(t), U_{\text{diff}}(t))$ のように表されるので、その偏光フラックスを $PF_{\text{diff}}(t) = |\mathbf{P}_{\text{diff}}(t)|$ 、偏光方位角を $PA_{\text{diff}}(t) =$

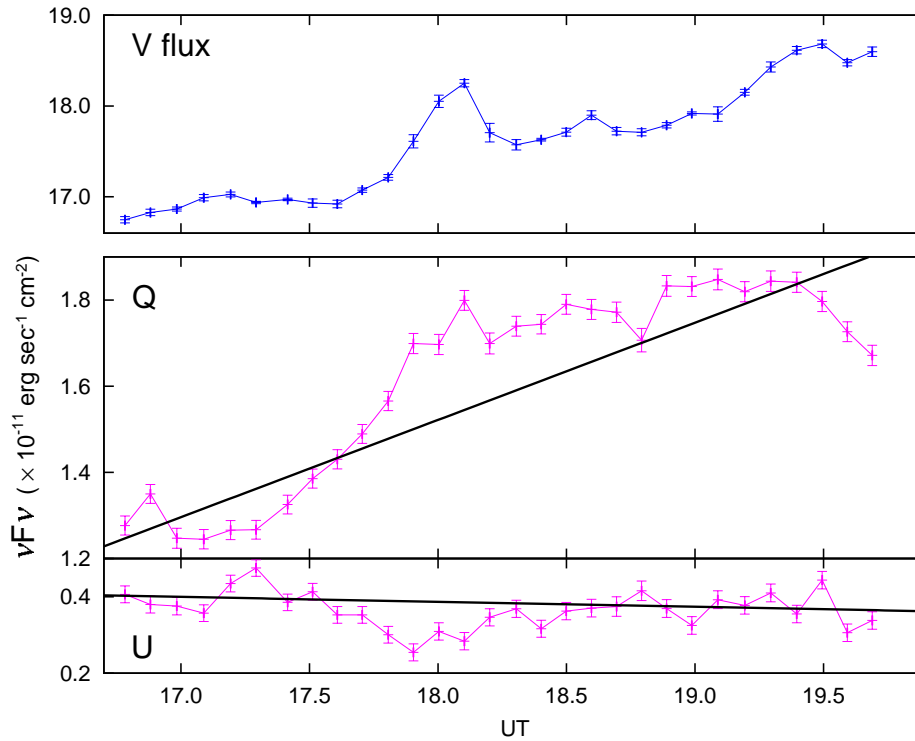


図 5.8: V バンドでのフラックスの光度曲線と Q 、 U の時間変化、またバンプ時を除いた Q, U の直線近似。縦軸の単位は $(\times 10^{-11} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2})$ 。

$0.5 \arctan[U_{\text{diff}}(t)/Q_{\text{diff}}(t)]$ と表す。その差分偏光ベクトルの偏光度と偏光方位角を図 5.9 に示す。全体成分のみが偏光ベクトルを持っている場合、この差分偏光ベクトルはバラバラな方向を向き、差分偏光フラックスはほぼ 0 であるはずである。しかし、図 5.9 の偏光フラックスを見るとちょうどバンプの存在している時間帯 ($t=18.0$; UT) においてピークが存在していることがわかる。さらに差分偏光ベクトルの偏光方位角に関しては、バンプ時において誤差の範囲で一定で $170 \pm 7^\circ$ を示した。これはバンプの発生時には全体の変動成分とは異なった一定の固有ベクトルが存在することを意味している。つまり、バンプは固有の偏光ベクトルを持つということが示された。

このバンプ固有の偏光ベクトルの偏光度を計算する。偏光度 $PD_{\text{diff}}(t)$ は総フラックスと偏光フラックスの割合で表される。そのため、バンプの変動フラックスを総フラックス、バンプ固有の偏光ベクトルの偏光フラックスを用いて

$$PD_{\text{diff}}(t_{\text{bump}}) = \frac{PF_{\text{diff}}(t)}{\Delta I_{\text{bump}}} \times 100 \quad (5.6)$$

と表される。ここで $PD_{\text{diff}}(t_{\text{bump}})$ の単位は (%) である。

バンプ時の変動フラックスは $\Delta I_{\text{bump}} = (1.02 \pm 0.02) \times 10^{-11} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ であり、このときの差分偏光ベクトルの偏光フラックスは $PF_{\text{diff}}(t) = (2.7 \pm 0.5) \times 10^{-12} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ となるので、バンプの偏光度は $PD_{\text{diff}}(t_{\text{bump}}) = 27 \pm 5\%$ となる。バンプ時の全体の偏光度は $PD(t_{\text{bump}}) = 9.8 \pm 0.5\%$ であるので、その値に比べバンプ固有の偏光ベクトルの偏光度が高いことがわかる。

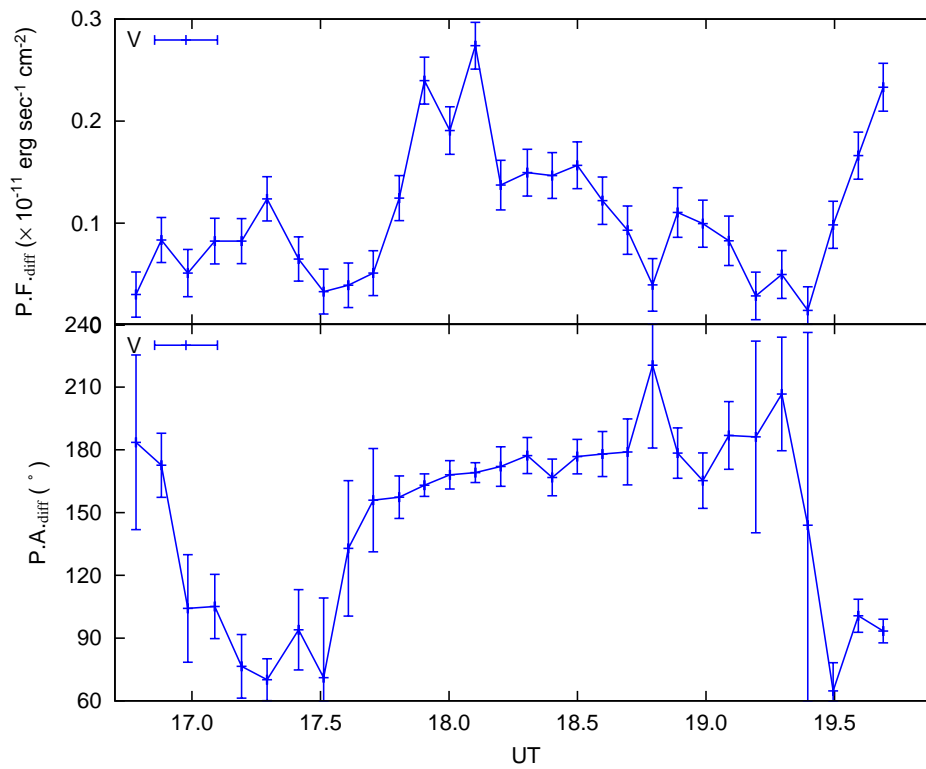


図 5.9: 差分偏光ベクトルの偏光フラックスと偏光方位角。上の図が差分偏光ベクトルの偏光フラックスの時間変化を、下の図はその偏光方位角を表している。単位は上の図では ($\times 10^{-11} \text{ erg sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$)、下の図では ($^{\circ}$) である。

5.5 考察

5.5.1 変動タイムスケールから規模の見積り

§5.2.2において変動タイムスケールを計算すると、天体座標系で立ち上がり 740 ± 50 秒、立ち下がり 480 ± 30 秒であった。光の速さを越えて情報が伝達することはできないので、変動タイムスケールから放射領域のサイズに制限をつけることができる。変動タイムスケール $\Delta\tau$ とした場合、放射領域 R は

$$R < c\Delta\tau \quad (5.7)$$

として表される。ここで c は光速を表す。レーザーはジェットが観測者を向いているので、ビーミングファクター δ を用いて式 (5.7) は

$$R < \delta c\Delta\tau \quad (5.8)$$

と表される。この式から放射領域の上限値を求めることができる。さらにレーザーの中心には AGN があるので、放射領域は AGN の質量に比例したシュワルツシルド半径より大きくなければならない。シュワルツシルド半径 R_S は

$$R_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (5.9)$$

と表される。ここで G は万有引力定数であり、 M は AGN の質量である。この式から今度は下限値を制限することができる。ここでビーミングファクターを現在考えられている典型値とし ($\delta \approx 10$)、質量を AGN の典型的な質量 $M = 10^9 \times M_\odot$ として放射領域を計算すると、 $R < (0.49 \pm 0.03)R_S$ となる。放射領域はシュワルツシルド半径より大きくなければならないため、質量またはビーミングファクターは現在考えられている典型的な値ではなく、新たな値で見直す必要がある。 $R = R_S$ である場合質量 M とビーミングファクター δ の関係は

$$\frac{M}{\delta} < \frac{c^3\Delta\tau}{2G} \quad (5.10)$$

が成り立つ。変動タイムスケール $\Delta\tau = 480$ 秒を代入すると $\delta > (20 \pm 1) M/10^9 M_\odot$ という制限を得る。これは質量が $10^9 M_\odot$ の場合、ビーミングファクター δ は 20 以上でなければならないことを示している。今まで考えられていたビーミングファクターは 10 程度なので、その値より大きな値が下限値となっている。また放射領域 $R = 1 \cdot R_S$ と仮定して制限を付けたが、放射領域が $5 \cdot R_S$ や $10 \cdot R_S$ であった場合にはさらに厳しい制限となり、 $\delta > (100 \text{ or } 200) M/10^9 M_\odot$ となる。一般にレーザーの可視光領域での放射は AGN から sup-pc スケール離れた位置であると考えられている。この場合 AGN の質量 (またはビーミングファクター) は非常に小さい (または大きい) 必要があるだろう。

図 5.10 は放射領域 R が $1 \times R_S, 5 \times R_S, 10 \times R_S$ であった場合の AGN の質量 M とビーミングファクター δ の関係を示している。変動タイムスケールは今回観測された 480 秒を用いている。質量とビーミングファクターの値は直線よりも右側でなければならない。

5.5.2 高エネルギープラズマの注入

今回の観測では $V-J$ の色変化も捉えることができた。§5.2.1 で述べたように変動の振幅は全体の増光傾向の方が ($\Delta V = 0.123$)、パンプよりも大きかった ($\Delta V = 0.061$) が、色変

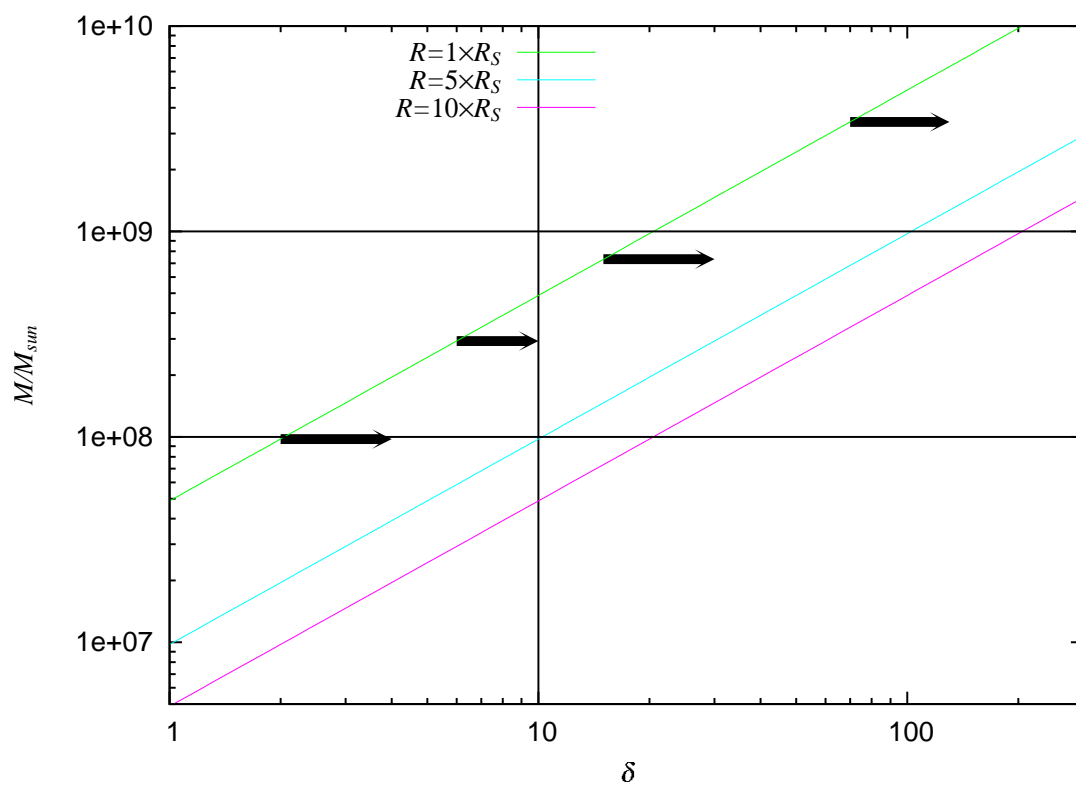


図 5.10: 放射領域 R が $1 \times R_S, 5 \times R_S, 10 \times R_S$ であった場合の AGN の質量 M とビーミングファクター δ の関係。質量とビーミングファクターの組み合わせは直線より右側でなければならない。

化では全体の傾向 ($\Delta V - J = -0.022$) よりバンプ時の方 ($\Delta V - J = -0.025$) が青かった。青くなる傾向よりバンプの変動の原因として衝撃波による加速のモデルを示唆することができる。バンプの変動幅は小さいが、より青い成分であるということより、高エネルギープラズマの注入量は少ないが、全体に比べよりエネルギーの高いプラズマが注入された結果、このバンプが発生したと考えることができる。

5.5.3 局所的放射の示唆

今回の観測により短時間変動が固有の偏光ベクトルを持つことを明らかにした。§5.4.2でも述べたようにバンプの固有偏光ベクトルの偏光度は $27 \pm 5\%$ であり、全体の偏光度の $9.8 \pm 0.5\%$ に比べ大きい。この観測事実から示唆されることは、全体の光度を放射している領域の磁場よりバンプを放射した領域の磁場の方がより揃っているということである。磁場が揃った領域からの放射の場合、シンクロトロン放射による偏光は磁場の揃っていない領域からの放射より強く表れるはずだからである。全体の磁場に比べ、より磁場が揃っているということは、局所的な領域からの放射であることが示唆される。つまり、バンプのような短時間変動の放射起源はより磁場の揃った局所的な領域からの放射であると考えられる。

局所的な放射であると考えると、§5.5.1 で考えたような大きなビーミングファクターである必要もなくなる。また局所的な放射であるという示唆は、バンプの放射光度が小さいこととも矛盾しない。

5.6 まとめ

S5 0716+714 の観測による成果をまとめる。

- S5 0716+714 は約 3 等の変動を示す
- 可視光領域において最短変動タイムスケールである 15 分変動の検出
- 15 分変動は $\Delta(V - J) = -0.025$ と青い
- 15 分変動は固有偏光ベクトルを持ち、その偏光度は 27% にも達する
- 3 時間で $\Delta V = 0.123$ の変動を示す
- 3 時間で偏光度が約 3% も変化

今回 15 分変動を多色で偏光も含めて初めて有意に検出した。この検出により短時間変動の放射領域は局所的であるという示唆をすることができた。しかし、今回の短時間変動のような特徴は一般的なものであるかどうかは不明確である。そのためさらなる短時間変動観測を行うことにより、最短タイムスケール変動での放射機構を探る必要があるだろう。

第6章 3C 454.3における 長期可視近赤外偏光撮像観測

3C 454.3 は 2007 年 7 月 18 日に増光しているという報告を受け観測を始めた天体である。2005 年に大きなアウトバーストを起こしたことは §4.2 で述べたが、2007 年の 7 月初旬からもアウトバーストを起こした。今回の観測でも S5 0716+714 のときと同様にかなた望遠鏡の TRISPEC を用いて観測を行った。2007 年 7 月 18 日から 2008 年 2 月 1 日までの偏光撮像観測を今回の結果として載せている。

6.1 光度曲線

図 6.1 は今回の観測期間での V, J, K_s バンドの光度曲線を示している。赤色が K_s バンド、緑色が J バンド、青色が V バンドでの光度曲線である。3 バンドとも基本形状は同じであり、特に 1 日のみ増光しているような場合でも 3 バンド共通している。

図 6.1 の JD 2454350 と 2454380 付近に線を示したが、今回この線によって区切られた期間をアウトバースト期 (outburst)、静穏期 (quiescence)、活動期 (active) に分けた。分ける基準は主に V バンドの光度曲線について、アウトバーストが急速減光することによって終わったと考えられる JD 2454350 と、活発な変動を再開した JD 2454380 を境目として 3 つの状態とした。

今回のアウトバーストは約 2 ヶ月続き、JD 2454340 から急速減光を始め 10 日後には $\Delta V = 1.8$ ほど減光した。2005 年のアウトバーストにおいてこのような急速減光が見られたという報告はなかった [37]。つまり急速減光は今回のアウトバーストのみに存在する特徴である。2005 年のアウトバーストでは V バンドにおいて極大が $V = 12.7$ であった [37]。我々の観測において、2007 年 7 月からのアウトバーストで最も明るいとき $V = 13.100$ であり、2005 年のものより規模は若干小さめである。アウトバーストを起こしている最中にも数日スケールのフレアが観測されており (JD 2454326, 2454334 等)、アウトバーストのような変動とは無関係にフレアは定常的に存在していることがわかる。またアウトバースト中であっても $\Delta V = 1.3$ 程度の変動が存在 (JD 2454308) しているなど、変動振幅は大きい。

JD 2454350 から 2454375 までを静穏期としているが、その理由は変動の振幅が小さいためである。JD 2454363 に $\Delta V = 0.2$ ほどの増光を見ることができ、静穏期での V バンドでの変動振幅は他の状態に比べ小さい。しかし、 J, K_s バンドの光度曲線見るとその様子は異なっている。特に JD 2454374 ではその前の (JD 2454364 での) 観測等級と比較して、 V バンドの減光が $\Delta V = 0.15$ ほどであったのに対して、 $\Delta J = 0.21$ 、 $\Delta K_s = 0.35$ と波長が長いバンドほど減光が大きいことがわかる。2005 年のアウトバーストと比較すると、アウトバースト後の JD 2453620-650 にも今回と同様な静穏な時期があるように見える [83]。

活動期に入るとそれまでと一変し、激しい変動を示すようになる。断続的に数日から十日スケールのフレアが起こり、その変動振幅もフレアが起こる毎に大きくなっていった。

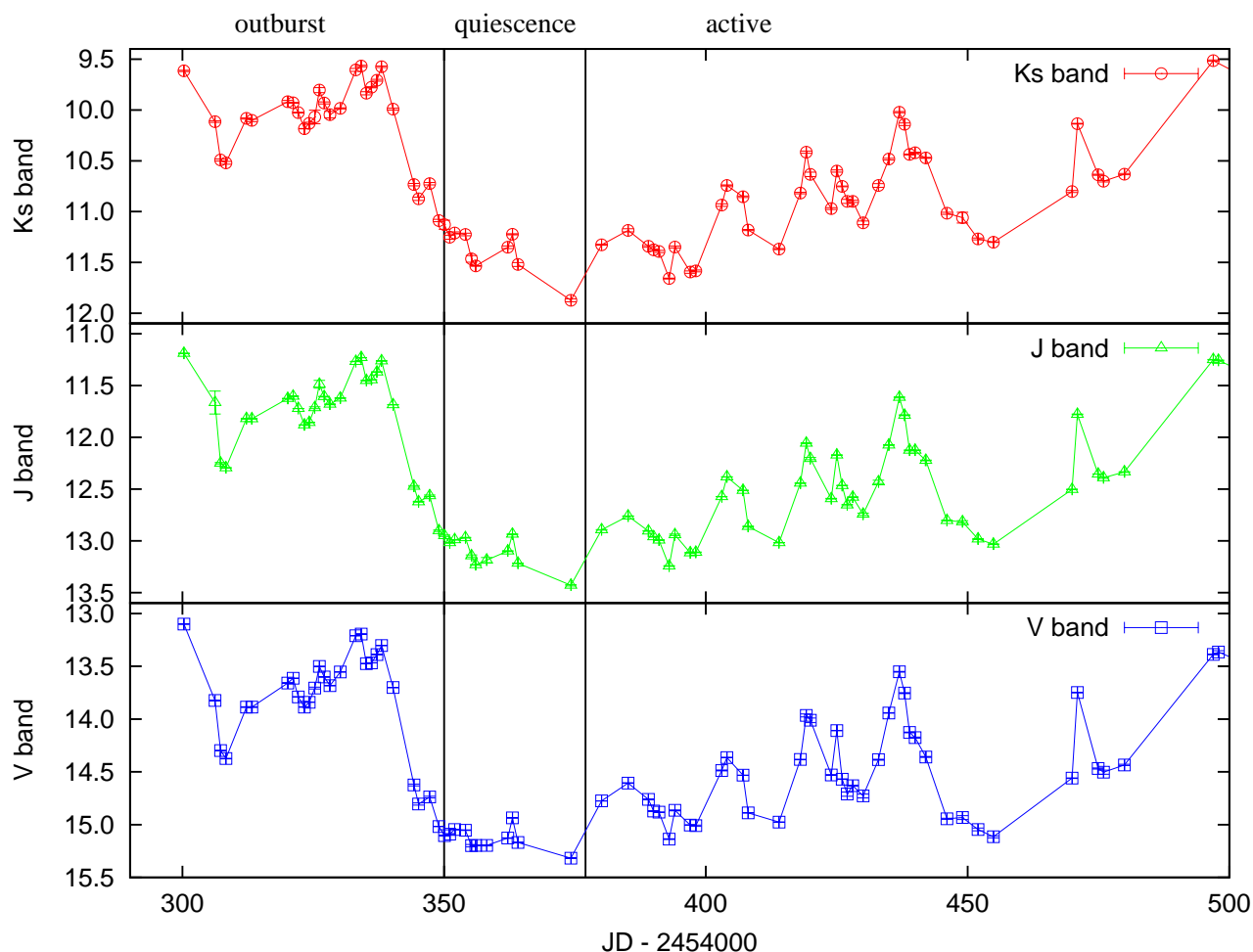


図 6.1: 3C 454.3 の V, J, Ks バンドでの光度曲線

特に 12 月の (JD 2454437 付近の) フレアは大規模であった。この 12 月のフレアについては §6.4 で詳細に述べる。そして JD 2454500 にはアウトバースト期に匹敵する光度を示すが、シーズンオフとなり観測できなくなった。

6.2 色変化

図 6.2 は色変化を表している。1 番下が V バンドでの光度曲線 (図 6.1 の V バンドと同様)、真ん中が $V-J$ の色変化、1 番上が $J-K_s$ の色変化を示している。色変化について、縦軸が上にいくほど数字が小さくなっている、つまりスペクトルがハードになっている、つまり色が青くなっている。横軸は日にちを表している。今回観測の $V-J$ での最大振幅と $J-K_s$ での最大振幅は約 0.38 と 0.32 である。S5 0716+714 の場合と同様に $V-J$ の方が変化しやすい傾向にある。 $V-J$ の方は数日スケールのフレアに対して敏感に変化しているが、 $J-K_s$ の変化はそれ程敏感ではないなどの特徴を見ることができる。

JD 2454300 と JD 2454498 での V バンドの値は $V = 13.100 \pm 0.004$ と $V = 13.387 \pm 0.003$ であり、両方とも明るかった。しかし JD 2454300 では $V-J = 1.911 \pm 0.004$ 、 $J-K_s = 1.574 \pm 0.007$ であるのに対し、JD 2454497 では $V-J = 2.106 \pm 0.012$ 、 $J-K_s = 1.737 \pm 0.007$ と JD 2454300 の方が青かった。光度が上昇しても色は異なることがわかる。

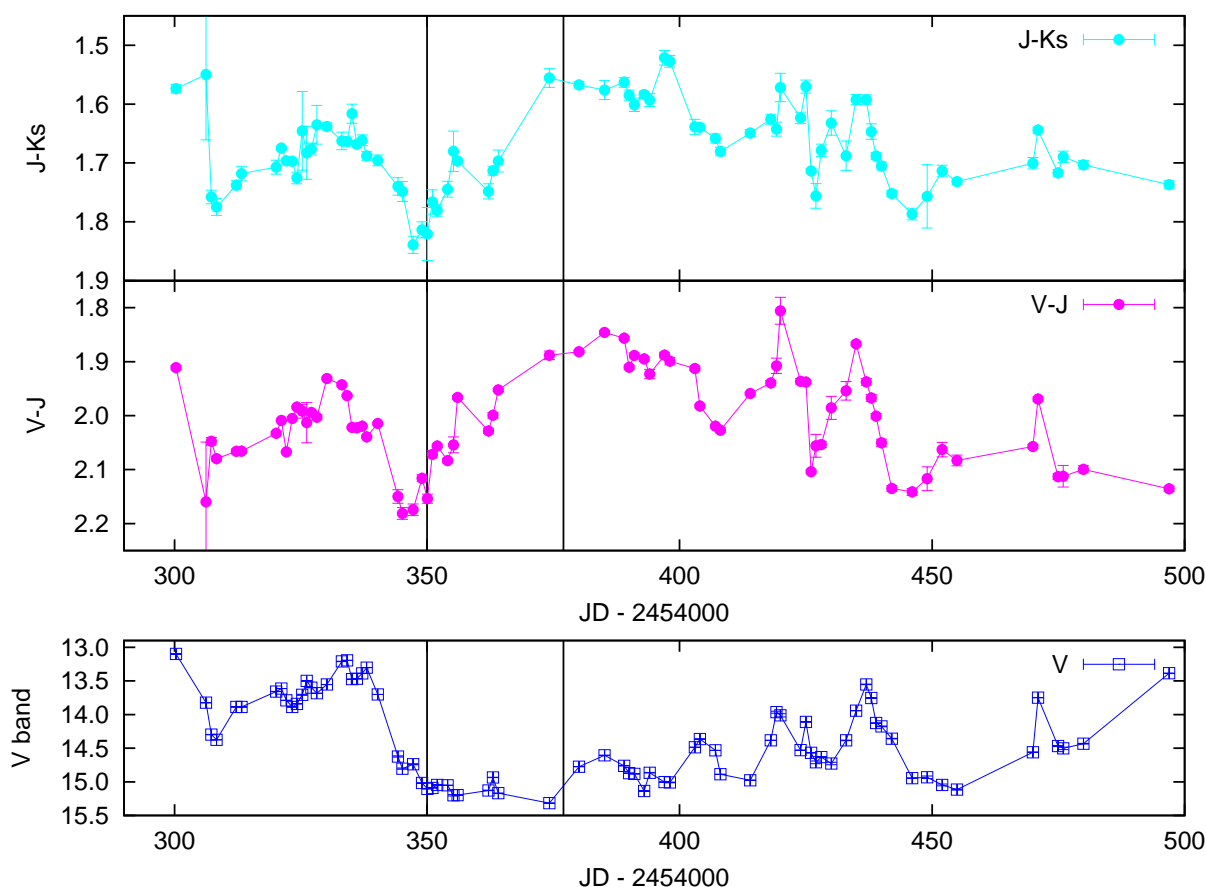


図 6.2: V バンドの光度曲線 (下) と $V-J$ の色変化 (中央)、 $J-K_s$ の色変化 (上) の図。

各状態での色変化を見ていくと、アウトバースト期において光度は大きく増加しているが、色が特別変化しているようには見えない。しかし、数日のフレアの付近では変化を見せている。そして急速減光時には $V-J$ 、 $J-K_s$ の両方共が光度に同期して赤くなっている。

次に静穏期では V バンドにおいて光度の変動はあまり見られないが、 $V-J$ 、 $J-K_s$ では顕著に青くなっていった。この青くなる現象は $V-J$ の方が $J-K_s$ よりも急速に青くなっているように見える。一方で JD 2454363 の小さなフレアではあまり色は変化していないことがわかる。

活動期に入ってからフレアに伴って色が青くなる傾向が顕著に見られる。しかし、フレアと完全に同期して青くなっているのではなく、JD 2454419 のフレアでは $V-J$ で 1 番青くなってからフレアの頂点を迎えている。これは、フレアは色が青くなる変化を伴っている一方で、最も青くなる時期が光度の極大に先行している可能性を示唆している。

6.3 偏光ベクトル

図 6.3 は偏光度と偏光方位角の時間変化を表したものである。上の図が V バンドでの偏光度、真ん中の図が偏光方位角の時間変化を表している。見やすくするため、偏光方位角

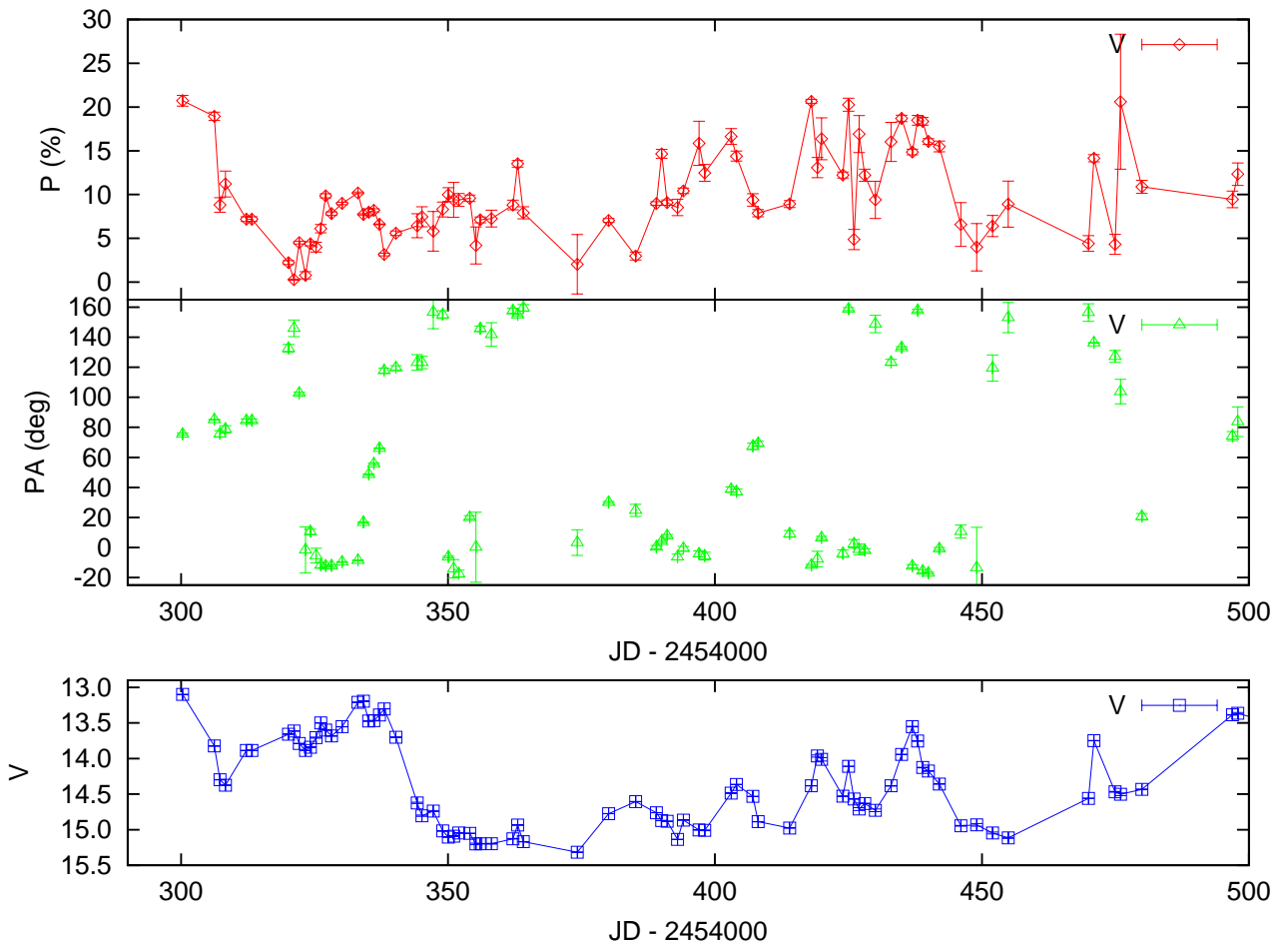


図 6.3: Vバンドでの偏光度と偏光方位角。1番上の図が偏光度、真ん中が偏光方位角の時間変化。1番下の図がVバンドの光度曲線を示している。

の定義域を $-20 \leq \theta \leq 160$ として表示している。下の図はVバンドでの光度曲線である。

偏光度は最大20%を越えるが、0%近いときもあるなど変化が大きい。しかし必ずしも光度変化とは対応しておらず、数日のフレアなどに同期しているようにも見えるが、アウトバーストのような長いタイムスケールの変動とは相関が見られない。しかし全体としてアウトバースト期にはそれほど偏光度は高くなく、静穏期と同じくらいであるが、活動期には全体的に5%近く他の状態時より高くなっている。

偏光方位角はJD 2454335付近で連続的に角度が変化していることがわかる。これについては以下で述べる。そして活動期において偏光方位角が $\pm 20^\circ$ のばらつきを持ちながら、 20° から 180° を経由して 80° へ緩やかに回転している。

図 6.4 はVバンドでの光度曲線である。アウトバースト期は緑色として表示している。この色と図 6.5 は対応している。さらに活動期での各フレアを色別に分けた。

図 6.5 はアウトバースト期でのQU平面を表している。偏光の情報であるストークス・パラメータは $(Q/I, U/I)$ というように割合で表される。今回はその値に各日にちのフラッ

クスをかけて、偏光フラックス Q や U は

$$Q = \frac{vF_v \times Q/I}{100} \quad (6.1)$$

という計算式で表している。ここで Q/I の単位は%、 vF_v をフラックスとしている。 U も同様である。よって Q や U の単位は $\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ である。

図 6.5 を見ると、観測開始日は $(Q, U) = (-2.1 \times 10^{-11}, 1.2 \times 10^{-11})$ 付近に存在しており強い偏光を示している。しかしその後、 QU 平面は零点付近に収束していく。そして急速減光する直前の約 10 日で QU 平面上で反時計回りに約 280° 回転した。

アウトバースト期において偏光ベクトルが回転することを述べたが、活動期でも偏光ベクトルの回転が観測された。図 6.6 では活動期での各フレアに対する QU 平面を表している。各フレアを色別に分け、どのように偏光ベクトルが変化しているかを示している。これを見ると QU 平面の零点を中心に時計回りに回転している。各フレアも段々振幅が大きくなっているということはすでに述べたが、その規模と同期して偏光ベクトルも回転しているのである。

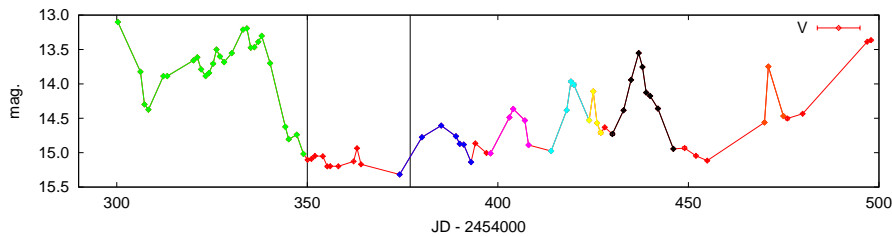


図 6.4: V バンドでの光度曲線。アウトバースト期から急速減光までを黄緑色、その後の各フレアをその他の色として分けた。

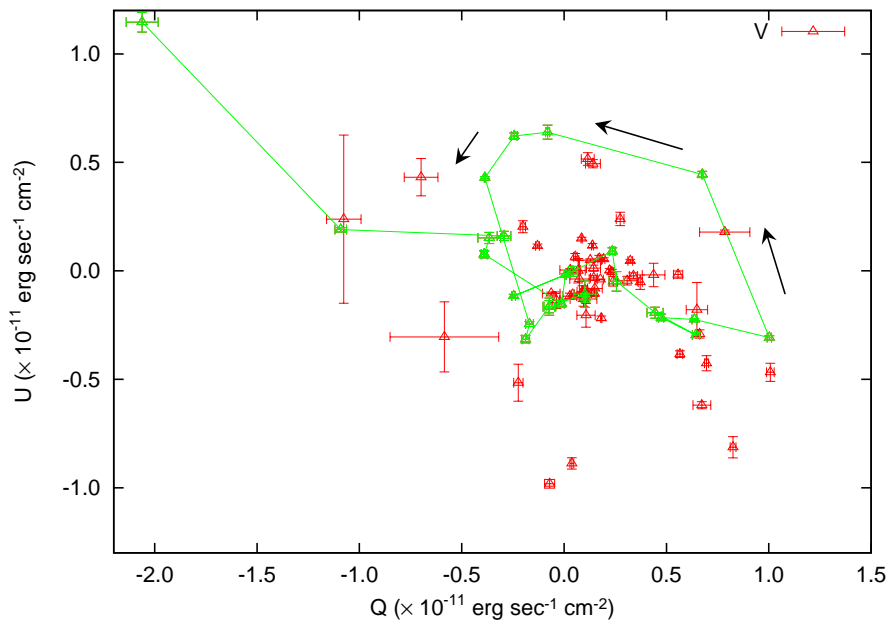


図 6.5: V バンドのアウトバースト期での QU 平面。単位は両軸とも $\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ である。急速減光を起こす直前に偏光ベクトルが反時計回りに回転した。

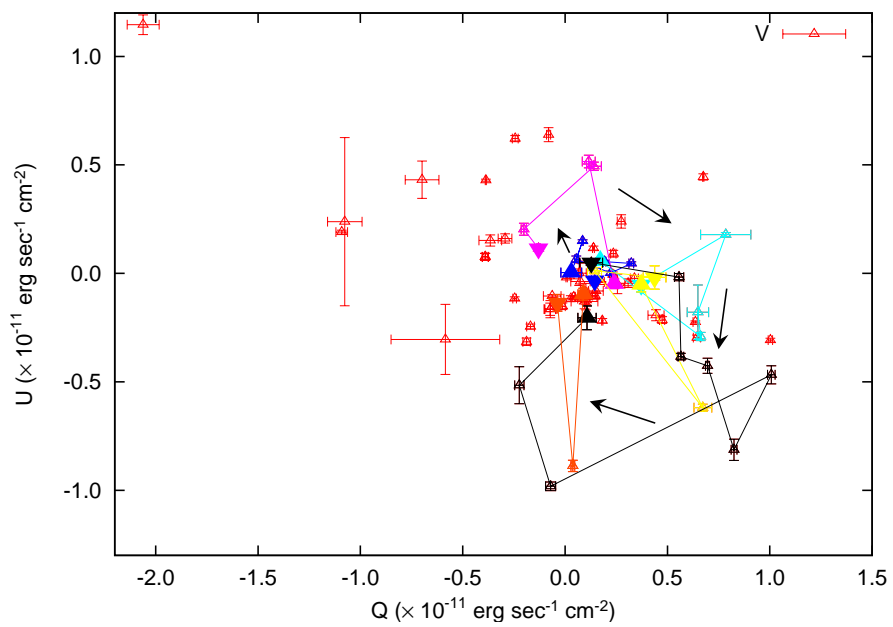


図 6.6: V バンドの活動期での QU 平面。各フレアを色別に分けている。時間とともにフレアの偏光ベクトルが時計回りに回転している。

6.4 12月フレア

12月のフレア (JD 2454436 付近) は、アウトバースト期に迫る光度にまで増光した。我々はこのフレアを B, V, R, I, J, K_s バンドで偏光撮像観測を行うことに成功した。§4.4 ではこの12月のフレアについて詳細に解析した結果を述べる。

6.4.1 光度曲線

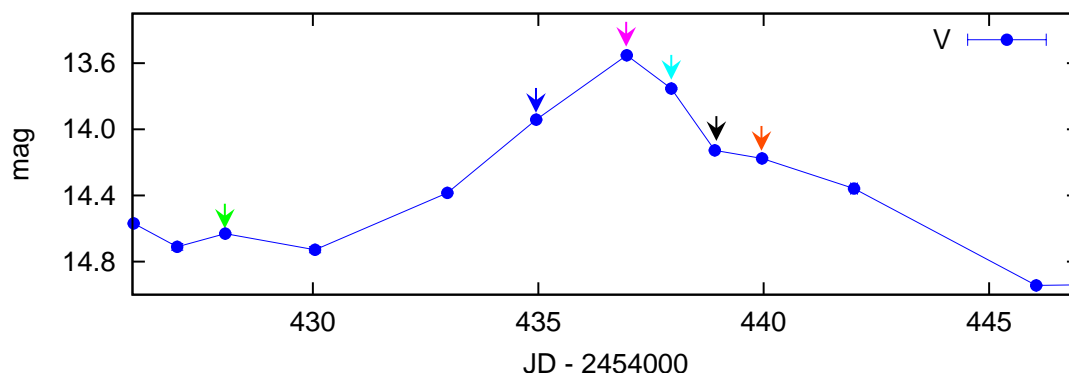


図 6.7: 12月フレア付近の V バンドでの光度曲線。矢印のある日は B, V, R, I, J, K_s バンドで偏光撮像観測ができた日である。色は後の SED と合わせている。

図 6.7 は V バンドでの光度曲線であり、12月フレア付近を拡大している。色つきの矢印は B, V, R, I, J, K_s バンドで観測ができており、SED などの色とあわせている。 B, V, R, I, J, K_s バンドで観測できた日は2007年11月23,30日、12月2,3,4,5日である。以降071123,071130,071202,071203,071204,071205と表記する。

このフレアでは $V = 13.5$ まで増光した。光度曲線の形状も単純に増光して減光するのではなく、JD 2454440 付近には減光の形状が変化している。

6.4.2 SED 変化

図 6.8 は各日での SED を表している。基本的に長波長側が高く、短波長側が低い。3C 454.3 は SED 上で赤外領域にシンクロトロン極大を持つ [83]。そのため今回の観測結果は過去の SED の極大と一致する。

図 6.9 は各フラックスにその偏光度をかけたものである。つまり偏光フラックス PF は

$$PF = \frac{\nu F_{\nu} \times PD}{100} \quad (6.2)$$

と表される。ここで PD は偏光度 (単位は%)、 νF_{ν} をフラックスとしている。よって PF の単位は $(\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2})$ である。図 6.8 とは異なり赤外領域に極大を持つ形状ではない。通常 SED のとき、赤外領域に極大を持つ場合には右肩下がりになり、この天体でも同様な結果となっていた。しかし、偏光フラックスによる SED では可視領域に極大があり、その極大は状態によって J バンドから V バンドの間に存在している。

フレアの頂点の 071202 では偏光度が小さいため、フラックスに比べ偏光フラックスが低い。特に B, V の短波長付近では頂点前後の 071130 と 071203 の偏光フラックスと変わら

ない値を示している。光度曲線を見比べると、071130 はそれほど光度が高くなく、SED でもそこまで明るくないのだが、偏光フラックスとなると頂点に迫る光度となる。これより立ち上がりである 071130 には偏光成分が多く存在していることがわかる。

図 6.10 は各日での偏光方位角の周波数依存性を表している。071123 は偏光方位角が他と異なっている。これは他の観測した日と大分日にちが空いており、偏光ベクトルがその間に变化したためと考えられる。071202 から 071205 は $\pm 3^\circ$ で同じ偏光方位角をしている。しかし、071130 の方位角は 20° 以上異なっている。そして各バンドに違いはなく、全てのバンドで同じように他の日とは 20° 異なっている。

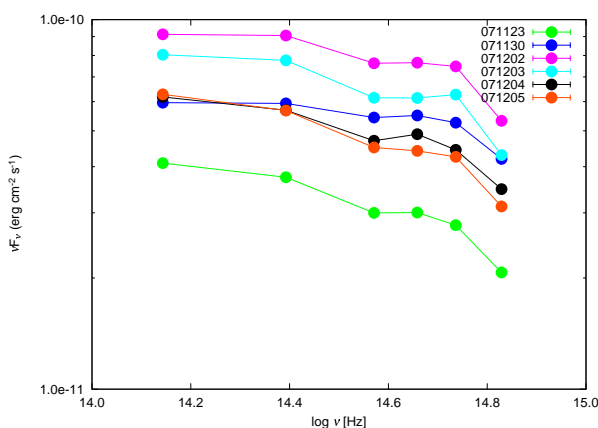


図 6.8: 12月フレアでの各日の SED を表している。横軸は振動数の対数、縦軸は νF_ν での対数としている。

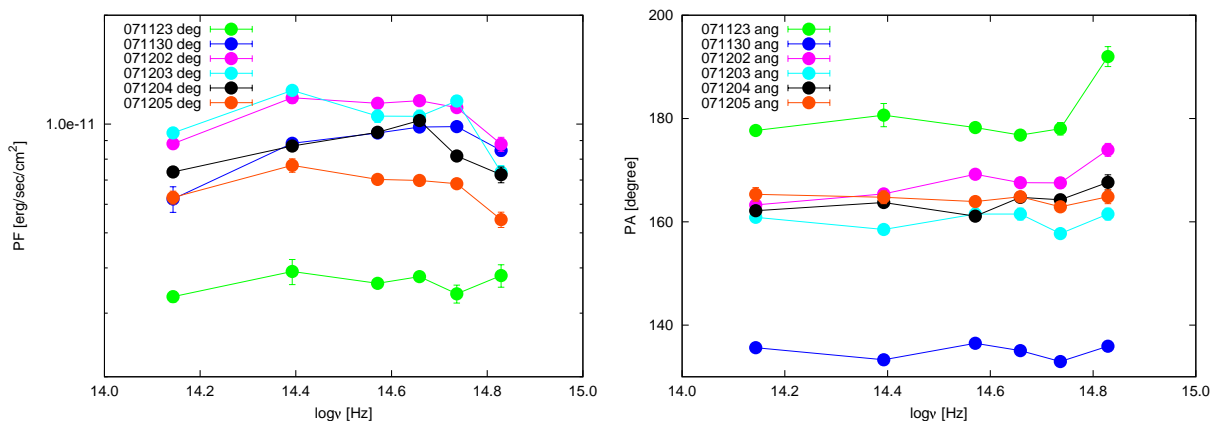


図 6.9: 12月フレアでの各日の偏光フラックスによる SED。 図 6.10: 各日の偏光方位角の周波数依存を表す。

各日の SED の違いを見やすくするため、各日の SED を平均 SED で割ることによって正規化した。図 6.11 及び 6.12 はそれぞれ、正規化された総フラックス及び、偏光フラックスの SED である。図 6.11 を見ると各日のスペクトルの形状は異なっている。特に、増光中の 071130 では他のスペクトルより明らかにハードになっていることがわかる。そして頂点付近の 071202 では平らになっているが、その後はスペクトルは低エネルギー側が高くなっている。光度曲線では一度 071204 で減光が緩やかになっている。それに伴って

スペクトルの B, V, R バンド付近がハードになり、071205 では B, V, R バンドでの上昇は収まった。

図 6.12 は各値を平均の偏光フラックスで割ったときの比を表している。立ち上がりの時期である 071130 は図 6.11 のときと同様で、ほかの SED に比べてハードであることがわかる。他にも 071203 では V バンドの偏光フラックスが他に比べて高く、071204 では R や I バンドに増加が見えたりするといった特徴は通常の SED の場合と同様である。しかし、偏光フラックスでの SED の方がその特徴がはっきりと出ている。

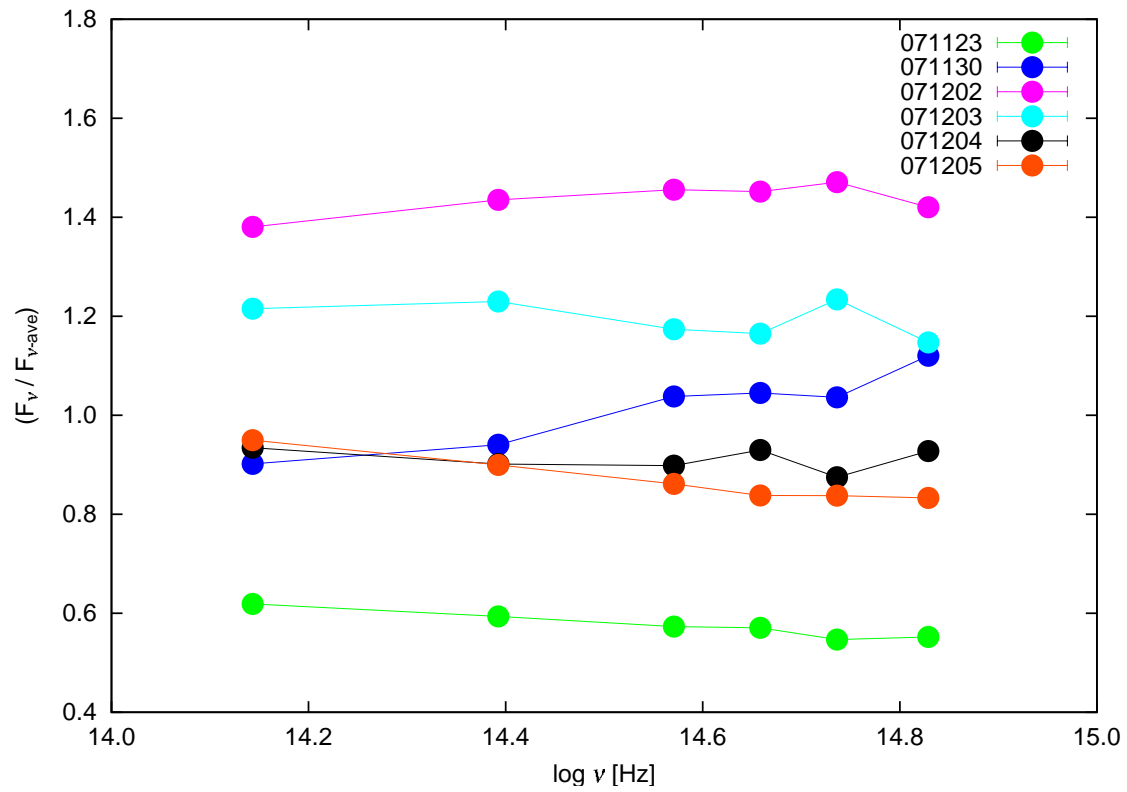


図 6.11: 平均フラックスで割った時の各日の SED を表している。縦軸横軸ともに対数表示としている。

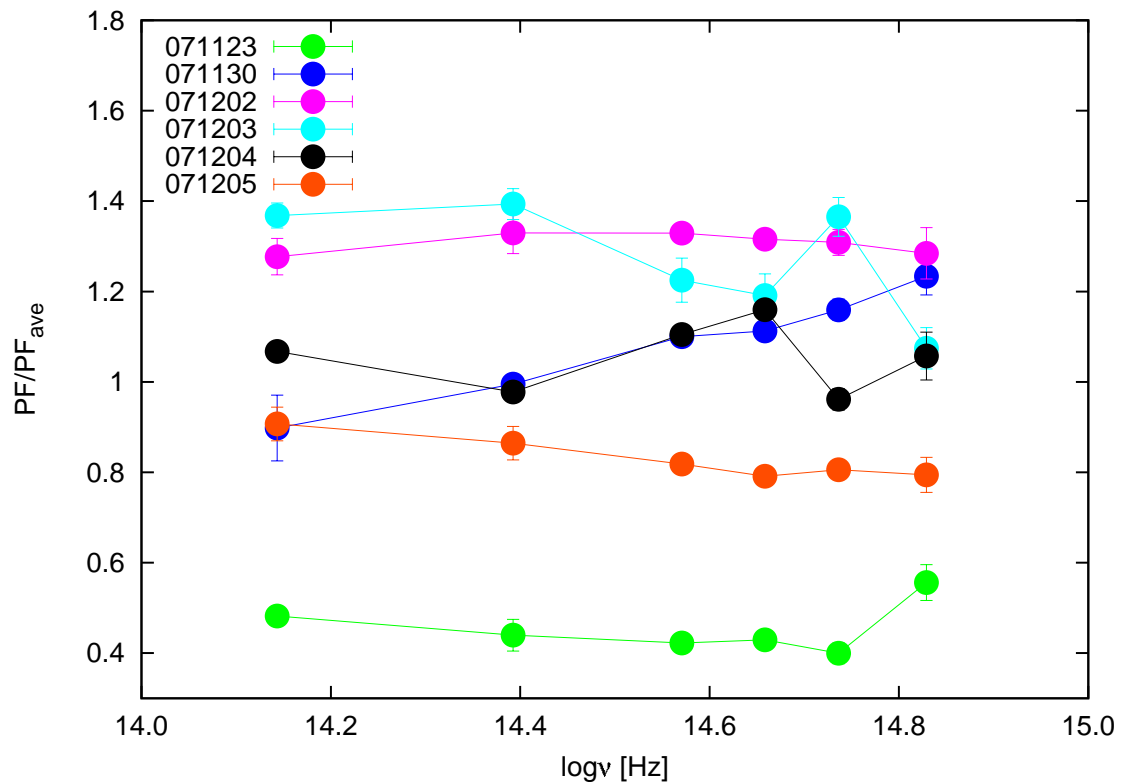


図 6.12: 平均偏光フラックスで割った時の各日の偏光フラックス SED

6.4.3 QU平面

図6.13はQU平面上での各日の点を表している。光度が低く、偏光度も低い071123は零付近にある。そして立ち下がりである071202から071205は同じ場所に存在している。一方で立ち上がりである071130のみが他と異なった場所にあることがわかる。これは偏光ベクトルの向きがフレアの立ち上がりと立ち下がりとで異なっていることを示している。

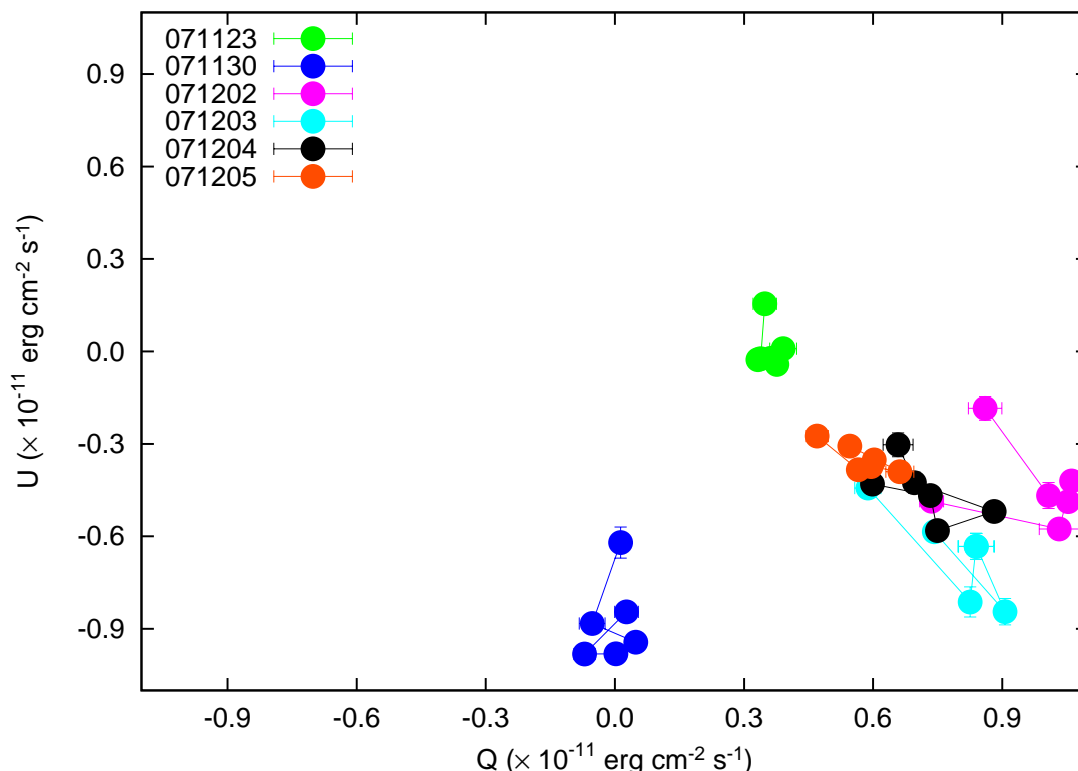


図 6.13: 12月フレアでのQU平面を示す。横軸はストークス・パラメータのQ、縦軸はUを表し、単位は $\text{erg sec}^{-1} \text{cm}^{-2}$ である。

6.4.4 電波からガンマ線にかけての SED

図6.14は電波領域からガンマ線領域にかけてのSEDを示している。赤色が12月上旬での同時多波長観測時でのSEDである。灰色の点はNEDによって公開されているSEDをプロットしている [16]。電波領域は $10^{9.7-11.0}$ (Hz) の範囲による観測である。VLA/VLBA、SMA Observatory Center のキャリブレーションデータを用いており、071202 の観測である [14],[15]。可視・近赤外のデータは071202の12月フレアで最も明るかった日のデータを用いている。X線観測衛星「すざく」は071205-071206にかけて3C 454.3のToO観測を行い、そのデータは即時公開となった。今回はこのToO観測時の全積分データの0.5から40keV ($10^{17.1-18.9}$ Hz) の範囲のデータを用いている。ガンマ線観測衛星「AGILE」はイタリアで開発された衛星で30MeVから50GeV ($10^{21.9-25.0}$ Hz) のガンマ線領域を観測することができる。今回AGILEが071106から071201まで3C 454.3を観測し、その071201でのデータをプロットした [81]。MAGICはスペインのLa Palma山にあるイメージング大気チェレンコフ望遠鏡である。100GeV以上 ($> 10^{25.4}$ Hz) のガンマ線を観測することがで

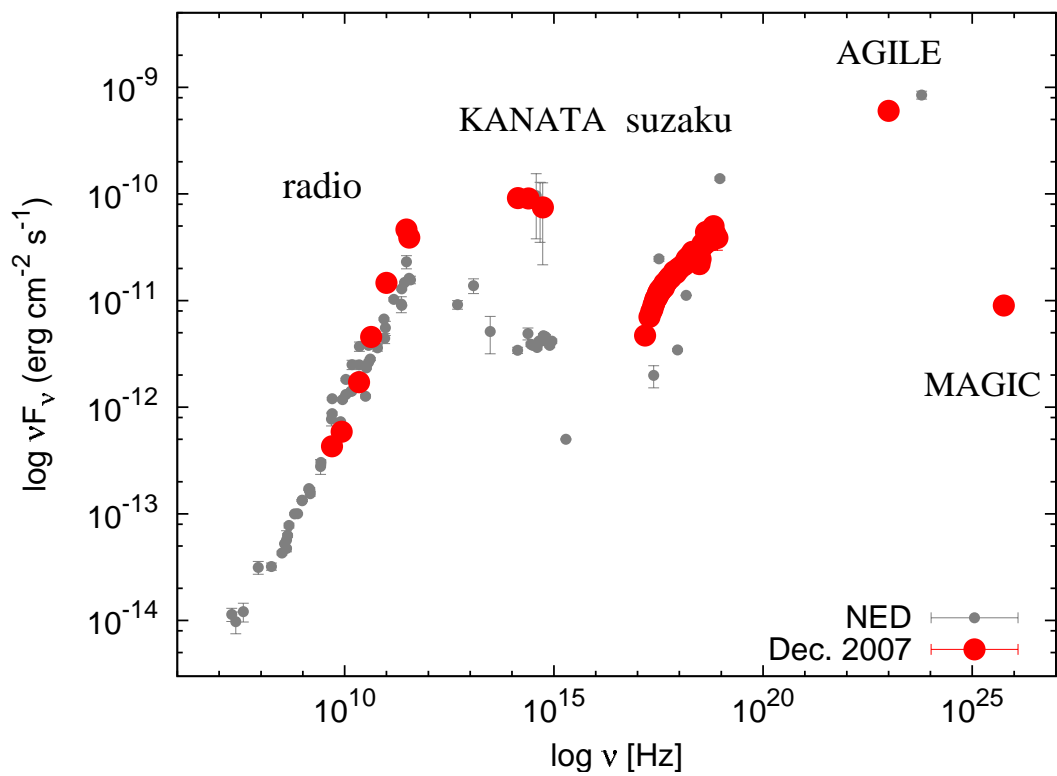


図 6.14: 電波からガンマ線領域にかけての SED。赤色は 12 月フレアの同時多波長観測時の SED。灰色は NED の公開データをプロットしており、NED から取得したデータの観測時期はそれぞれ異なっている。

き、今回は $235\text{GeV}(10^{25.8}\text{Hz})$ 領域で 071127 から 071201 にかけて 3C 454.3 のガンマ線を検出し、そのデータを用いている [22]。

図 6.14 を見ると可視光領域において最も明るい時期と同等の明るさである。そして赤外領域にシンクロトロン放射の極大が存在し、ガンマ線領域に高エネルギー放射の極大があることがわかる。電波領域の高エネルギー領域 ($10^{10.3-11.5}\text{Hz}$) では過去の値に比べスペクトルがハードである。電波と可視での値より、数日フレアなどの変動は可視光領域のシンクロトロン放射において光学的に薄い領域のみが変化しているわけではなく、光学的に厚い電波領域まで変動している。

逆コンプトン散乱放射起源と考えられている高エネルギー領域において、X 線領域では光学的に厚くスペクトルがハードである。X 線領域 $10^{17.5}\text{Hz}$ 付近においてスペクトルに折れ曲がりがある。さらに過去の値と比べて同等の明るさである。高エネルギー領域での光学的に厚い X 線領域は変動が少なく、一定に近いことがわかる。また過去の EGRET の値と AGILE での値はそれほど大きく異なってはいない。しかし GeV 領域では変動を示しており、フラックスが倍以上になることもある [81]。そして 100GeV を越える高エネルギー領域ではカットオフがかかっているため、数 10GeV 付近に比べべきに折れ曲がりが見られる。

低エネルギー領域の極大と高エネルギー領域の極大を比較すると高エネルギー領域での放射の方が強いことがわかる。シンクロトロンによる放射と逆コンプトン散乱による放射の比はほぼ 1:5 であり放射にかなりの差がある。

6.5 考察

6.5.1 各状態での放射起源

図 6.15 は J バンドの等級に対する $V-K_s$ の色等級図を表している。図 6.15 は各状態で図を分けている。上からアウトバースト期、静穏期、活動期である。図では右に行くほど明るく、上に行くほど青い。アウトバースト期での色等級図は明るくなると青くなっている傾向にあり、いわゆる “bluer-when-brighter” を示している [66]。この特徴はブレーザー一般に見ることのできる特徴である (e.g. [40])。一方で静穏期では暗くなると青くなる傾向にある。これは “redder-when-brighter” と言われ、主に 3C 454.3 に見られる特徴である [83]。

“bluer-when-brighter” はブレーザーに一般的にある特徴であるが、この特徴は高エネルギー粒子が新たにジェット内に注入されると起こると考えられる [33]。つまりシェル同士の衝突や星間物質との相互作用により衝撃波が起こると、高エネルギー粒子が発生し、粒子の分布が変化するためにシンクロトロン放射の形状がハードになる。エネルギーが注入されているので放射自身も増加し、“bluer-when-brighter” のような特徴になる。今回はアウトバースト期においてこの特徴が顕著に表れたことから、アウトバーストはシンクロトロン放射起源であることがわかる。

いくつかのブレーザーには降着円盤起源の熱的な放射が存在しているというのは §2.3.4 で述べた。3C 454.3 にも “Big-Blue-Bump” と呼ばれる熱的な成分が存在しており、可視光から紫外線領域にその極大を持っている。この熱的成分とシンクロトロン放射の割合は天体によって異なっており、3C 273 のようにはっきり観測することができるものもあれば、3C 279 のように一定のべき関数で表すことができ、スペクトルに熱的成分による超過が見られないものまである。紫外線領域の観測から “Big-Blue-Bump” の変動タイムスケールを調べると、数ヵ月スケールであった [67]。“Big-Blue-Bump” は静穏期の間では変動して

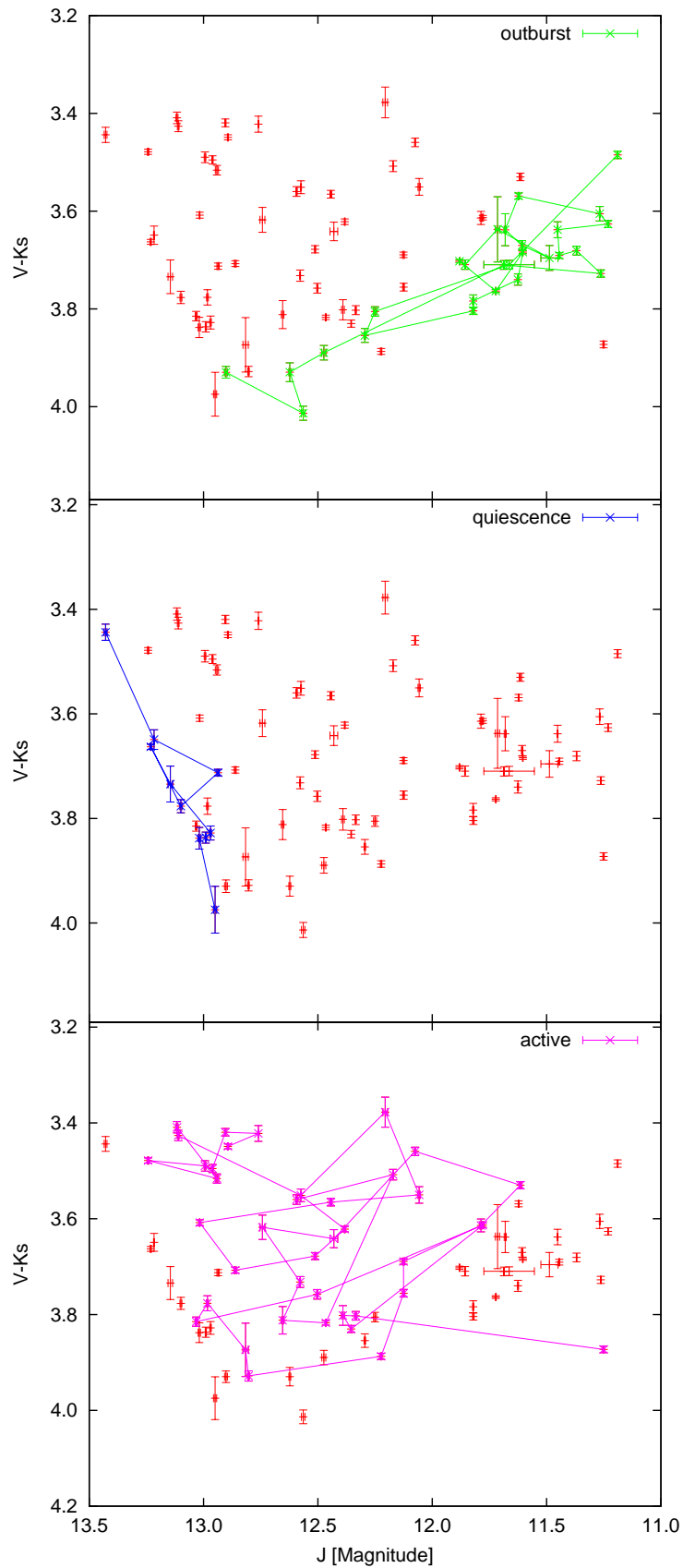


図 6.15: J バンドに対する $V-K_s$ の色等級図。各状態で表示を分けている。上からアウトバースト期、静穏期、活動期での色等級図である。

いないと考えることができるので、3C 454.3 が暗くなるということはシンクロトロンによる放射の割合が小さくなっていることを意味している。シンクロトロン放射が弱くなってくると熱的放射による寄与が大きくなっていく。熱的放射の寄与が増すことにより青くなると考えることで、観測された色変化を説明することができる。このように各状態での色変化は3C 454.3 の放射において何が卓越しているかを示すよい指標になる。

6.5.2 螺旋磁場描像からの示唆

§2.3.6 で述べたが、近年ジェット内において螺旋磁場を示唆する観測が報告されている [57]。今回、3C 454.3 で観測された偏光ベクトルの回転もその物理描像で考えることができる。まず、アウトバーストの終了直前に偏光ベクトルが回転したことは、アウトバースト期から静穏期への遷移直前に放射領域がジェット内に固定された螺旋磁場の中を移動したことを示唆する。また、活動期における偏光ベクトルの回転は、放射領域が徐々に移動しながらフレアが発生したことを示唆している。活動期の回転現象は、アウトバースト終了直前の回転とは逆回転なので、これは放射領域の逆方向の移動を考えると説明できるかもしれない。

偏光ベクトルの回転の観測報告はそれほど少ないわけではない (e.g. [21],[63])。しかし偏光ベクトルが回転しているという報告は電波領域での観測が主であった。特に今回のように回転が光度と関係しているという報告は今まで存在しなかった。この意味でも今回の観測には重要な意味があるだろう。

6.5.3 数日フレア

12月フレアなどの数日フレアは立ち上がりにスペクトルがハードになり、立ち下がりにソフトになっていた。この特徴は Shock-in-Jet モデルによってよく説明することができる。ブレーザーのジェット内で衝撃波が起こると高エネルギー粒子が生成される。その粒子がシンクロトロン放射を行って短波長側の放射が増加する。しかし、時間が経つとその放射は低エネルギー側に移動していく [80]。このモデルから 12月フレアなどの数日フレアはジェット内で衝撃波が起こった結果発生したと考えることができるだろう。

12月フレアでは立ち上がりと立ち下がりで QU 平面での位置が異なっていた。これより立ち上がりと立ち下がりで放射領域での磁場の状態が異なっていることがわかる。しかし、立ち下がっている最中ではそれほど磁場に変化がなかった。立ち上がりは粒子が加速している最中で立ち下がりには冷却していると考え、加速中と冷却中で放射領域の磁場が異なっていることを示唆する。

6.6 まとめ

今回ブレーザー 3C 454.3 の長期多色偏光撮像観測から分かったことは以下である。

- 観測期間において 3C 454.3 は 3つの状態を持ち、各状態によって放射機構が異なる
- 天体が $V = 15$ より明るい状態ではシンクロトロン放射が、暗い状態では熱的な放射が可視光領域で卓越する
- 急速減光直前と活動期に偏光ベクトルが回転している

- 数日フレアは増光とともに青くなる
- 数日フレアは偏光の変化を伴う場合がある
- フレアの立ち上がりと立ち下がりには偏光方位角が異なる
- 電波からガンマ線までの多波長 SED においてシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱放射による比は約 1:5 である

アウトバーストの起源は未だよくわかっていないが、今回の観測で数日スケールのフレアは SED の変化からジェット内に衝撃波が起こった結果であるということが分かった。さらに衝撃波によって起こったと考え、加速と冷却において放射領域の磁場が変化していることもわかった。そして螺旋磁場を考えた場合、アウトバースト期と静穏期では放射領域が異なっており、活動期には放射領域がフレアとともにだんだん移動していることが示唆された。

第7章 まとめと今後

7.1 本研究のまとめ

私は今回ブレーザーの中でも有名な天体である S5 0716+714 と 3C 454.3 の長期可視近赤外同時3バンド偏光撮像観測を行った。S5 0716+714 は2007年10月13日から2008年5月21日にかけて、3C 454.3 は2007年7月18日から2008年2月1日まで観測した。今回の観測のような多色偏光撮像での密な観測は過去に例のないものである。今回の観測をすることにより、ブレーザーの変動機構に大きな示唆を与えることができた。

まず S5 0716+714 の観測では、15分スケールの変動を検出することに成功した。15分スケールの変動の色変化を示し、短時間変動には固有の偏光ベクトルを持つことを有意に示した。この検出により15分スケールの変動はより磁場の揃った局所的な放射であるという示唆が得られた。

また 3C 454.3 の観測において、アウトバーストを起こしているときに数日で偏光ベクトルが回転するという現象を観測することに成功し、急速減光に伴って偏光ベクトルが回転することを示した。また、断続的に数日フレアが発生する活動的な状態において急速減光時とは逆方向に偏光ベクトルが回転する現象を見ることができた。ひとつの天体において左右両方の回転を観測するのは今回が初めてである。[57]の描像を適用すると、偏光ベクトルの回転時に放射領域が移動していることを示唆しているため、今回の結果により放射領域が内から外へ一方方向へ移動するのではなく、外から内へも放射領域が移動することを示唆する。

また数日のフレアを B, V, R, I, J, K_s バンドにおいて偏光撮像観測し、詳細に研究することができた。それにより、数日フレアはよく知られた単純な“bluer-when-brighter”の傾向ではなく、フレア上昇中はSEDの極大が高エネルギー側にあるが、フレア極大から減光にかけてはSEDの極大は低エネルギー側に移っていた。また、総フラックスのSEDの極大が赤外領域にあるのに対し、偏光度に総フラックスをかけた偏光フラックスでのSEDの極大は可視光領域にあることがわかった。つまり、総フラックスと偏光フラックスのSEDでの極大の波長は異なることがわかった。

7.2 今後

本研究では S5 0716+714 と 3C 454.3 という2つの個別天体に焦点を当てて研究を行った。そして様々な特徴を理解することができた。今後はこのような特徴がブレーザーに一般的なものであるか、またブレーザーによってどのような違いがあるのかを系統的に研究していきたい。

現在かなたチームはガンマ線観測衛星 Fermi の打ち上げと同期して、ブレーザーシフトと銘打って40天体ものブレーザーを観測している。ガンマ線領域と可視光領域の変動の相関や、光度と偏光パラメータの相関などを様々な天体で研究していく。そしてブレーザーの変動機構の統一的な研究を行っていく。

謝辞

本研究を進めるにあたって、まずはじめに御指導して頂きました深沢先生、大杉先生、山下先生、植村先生、川端先生、片桐先生、水野先生、ひろたかさん、石垣島の磯貝さんに深くお礼申し上げます。先輩の新井さん、高橋さん、永江さん、戸塚さんにも御指導を頂きました。同期の上原君、田中君、吉田君、梅木君、白井さん、西野君、宮本君、吉良さん、松井さんには公私ともに助けられました。そして事務の方々にも御世話になりました。またここで挙げることのできなかつた多くの皆様に感謝申し上げます。

植村先生には実質指導教官として可視光観測のいろはから始まり、研究の指導、研究会の付き添い、天文台での生活など公私に渡って御指導頂きました。なぜか天文台で一緒にガンダムを見たことが忘れられません。本当にありがとうございました。深沢先生には4年生の頃から御世話になり、御指導御鞭撻を頂きました。理解の遅い私に丁寧お教え頂き、また今回の研究天体であるブレーザーと出会わせて頂きました。深くお礼申し上げます。川端先生には偏光一般について本当に多くの事を御指導して頂きました。川端先生と一緒に飲み屋を回ったこともいい思い出です。最後のラーメンは効きました。大杉先生、山下先生には快適な天文台生活を送るために様々な物資供給、御指導等を頂きました。水野先生、片桐先生、ひろたかさんには高エネルギー領域についての御指導、コロキウムでの貴重なアドバイスを頂きました。

新井さんには天文台での公私にわたって助けて頂きました。可視光観測を全くしたことのない私に一から丁寧に教えてくださりました。また私の代わりに天体のデータを撮って頂いたこともありました。天文台での新井さんの料理はとても美味しかったです。同じ部屋の高橋さんは4年生の頃からパソコン初心者の私に懇切丁寧に操作方法をお教え頂きました。永江さんは偏光観測の先輩として様々なことに御世話になりました。同じお茶部屋の山中さんにはブレーザーの観測を代わりに行ってもらうことが多く、多大なる御迷惑をお掛けしました。同じくお茶部屋で一緒だった上原君、田中君。時にはジャンプを奪い合うこともありましたが、それもいい思い出です。またブレーザーシフトでは後輩のみんなにも観測を手伝ってもらいました。

国立天文台の磯貝さんにはコロキウムでの貴重なアドバイスを頂きました。名古屋大学の佐藤先生、木野さんには観測装置 TRISPEC のメンテナンスをして頂きました。特に佐藤先生には私の論文執筆にあたり、様々な御指摘、御指導を頂きました。この場を借りてお礼申し上げます。

そして最後に生活援助等全てにおいて実家の家族の助けがなければ研究を行うことすらできませんでした。両親、家族に感謝致します。

References

- [1] 永江 修 卒業論文 (広島大学)
- [2] 永江 修 修士論文 (広島大学)
- [3] 保田 知則 修士論文 (広島大学)
- [4] 片岡 淳 博士論文 (東京大学)
- [5] シリーズ 現代の天文学 4
銀河 I (日本評論社)
- [6] シリーズ 現代の天文学 8
ブラックホールと高エネルギー現象 (日本評論社)
- [7] シリーズ 現代の天文学 15
宇宙の観測 I (日本評論社)
- [8] 電波でみる銀河と宇宙 (共立出版) 祖父江義明
- [9] 活動する宇宙
柴田一成、福江純、松元亮治、嶺重慎
- [10] NASA HP
http://universe.nasa.gov/press/images/BH_quiet/M87.tif
- [11] 電波天文学特論 II
<http://veraserver.mtk.nao.ac.jp/VERA/honma/lecture/note2008ut-3.pdf>
- [12] 美星天文台 101cm 望遠鏡
IRAF における分光データ整約のすすめ
<http://www.bao.go.jp/koubo/manual/irafspbao0505.pdf>
- [13] 宇宙科学センター HP
<http://www.hiroshima-u.ac.jp/hasc/>
- [14] VLA/VLBA の HP キャリブレーションデータ
<http://www.vla.nrao.edu/astro/calib/polar/>
- [15] SMA の HP キャリブレーションデータ
<http://sma1.sma.hawaii.edu/callist/callist.html>
- [16] NED の HP
<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

- [17] F. Aharonian et al. 2007 APJ 664,L71
- [18] J. Albert et al. 2007 APJ 669,862
- [19] Alfvén & Herlofson 1950
- [20] Tokunaga 2000, *Allen's Astrophysical Quantities, 4th edition, Springer*
- [21] D. R. Altschuler 1980 AJ 85,1559
- [22] H. Anderhub et al. 2008 arXiv0811.1680
- [23] J. R. P. Angel & H. S. Stockman 1980 ARA&A 18,321
- [24] R. R. Antonucci & J. S. Miller 1985 ApJ 297,621
- [25] S. Vercellone et al. 2007 ATel. 1160,1
- [26] A. Chen et al. 2007 ATel. 1278,1
- [27] M. C. Begelman, R. D. Blandford & M. J. Rees 1984 RvMP 56,255
- [28] E. W. Bonning et al. 2008 arXiv0812.4582
- [29] C. Brindle, J. H. Hough, J. A. Bailey, D. J. Axon & A. R. Hyland 1986 MNRAS 221,739
- [30] S. A. Cellone, G. E. Romero & J. A. Combi 2000 AJ 119,1534
- [31] S. A. Cellone, G. E. Romero & A. T. Araudo 2007 MNRAS 374,357
- [32] S. A. Cellone, G. E. Romero, J. A. Combi & J. Martí 2007 MNRAS 381,60
- [33] A. Celotti, L. Maraschi & A. Treves 1991 ApJ 377,403
- [34] A. W. Chen et al. 2008 A&A 489L,37
- [35] M. Elvis, B. J. Wilkes, C. J. McDowell, R. F. Green, J. Bechtold, S. P. Willner, M. S. Oey, E. Polomski & R. Cutri 1994 ApJS 95,1
- [36] E. Fermi 1949
- [37] L. Fuhrmann et al. 2006 A&A 445L,1
- [38] J. Fukue & C. Akizuki 2006 PASJ 58,1073
- [39] M. Fukugita, K. Shimasaku, & T. Ichikawa 1995, PASP, 107,945
- [40] G. Ghisellini et al 1997 A&A 327,61
- [41] P. Giommi et al. 2006 A&A 456,911
- [42] J. N. González – Pérez, M. R. Kidger & F. Martín – Luis 2001 AJ 122,2055
- [43] A. C. Gupta, W. G. Deng, U. C. Joshi, J. M. Bai & M. G. Lee 2008 New Astronomy 13.375

- [44] T. M. Heckman 1980 A&A 87,152
- [45] R. M. Hjellming & K. J. Johnston 1981 ApJ 246L,141
- [46] S. B. Howell, A. Warnock III & K. J. Mitchell 1988 AJ 95,247
- [47] J. P. Huchra 1977 ApJS 35,171
- [48] K. S. Kawabata, A. Okazaki, H. Akitaya, N. Hirakata, R. Hirata, Y. Ikeda, M. Kondoh, S. Masuda & M. Seki 1999 PASP 111,898
- [49] W. C. Keel 1988 ApJ 329,532
- [50] S. Kikuchi, Y. Mikami, M. Konno & M. Inoue 1976 PASJ 28,117
- [51] A. Königl 1981 ApJ 243,700
- [52] H. Kubo, T. Takahashi, G. Madejski, M. Tashiro, F. Makino, S. Inoue & F. Takahara 1998 ApJ 504,693
- [53] L. Maraschi, G. Ghisellini & A. Celotti 1992 ApJ 397L,5
- [54] B. Margon 1984 ARA&A 22,507
- [55] A. P. Marscher & W. K. Gear 1985 ApJ 298,114
- [56] A. P. Marscher & J. P. Travis 1991 vagn.conf..153
- [57] A. P. Marscher et al. 2008 Natur 452,966
- [58] G. K. Miley & A. P. Hartsuijker 1978 A&AS 34,129
- [59] J. S. Miller & R. W. Goodrich 1990 ApJ 355,456
- [60] R. Nesci, E. Massaro, & F. Montagni 2002 PASA 19,143
- [61] K. Nilsson, T. Pursimo, A. Sillanpää, L. O. Takalo & E. Lindfors 2008 A&A 487L,29
- [62] E. Pian et al. 2006 A&A. 449L,21
- [63] S. J. Qian, A. Quirrenbach, A. Witzel, T. P. Krichbaum, C. A. Hummel & J. A. Zensus 1991 A&A 241,15
- [64] A. Quirrenbach, A. Witzel, S. J. Qian, T. Krichbaum, C. A. Hummel & A. Alberdi 1989 A&A 226L,1
- [65] C. M. Raiteri et al. 2001 A&A 377,396
- [66] C. M. Raiteri et al. 2003 A&A 402,151
- [67] C. M. Raiteri et al. 2007 A&A 473,819
- [68] C. M. Raiteri et al. 2008 A&A 485L,17
- [69] C. M. Raiteri et al. 2008 A&A 491,755

- [70] G. E. Romero, S. A. Cellone, J. A. Combi & I. Andruchow 2002 *A&A* 390,431
- [71] R. Sari, T. Piran & R. Narayan 1998 *ApJ* 497L,17
- [72] C. J. Schalinski, A. Witzel, T. P. Krichbaum, C. A. Hummel, A. Quirrenbach & K. J. Johnston 1992 *vob conf*,225
- [73] D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner & M. Davis 1998 *ApJ* 500,525
- [74] C. K. Seyfert 1943 *ApJ* 97,28
- [75] M. Sikora, M. C. Begelman & M. J. Rees 1994 *ApJ* 421,153
- [76] A. Sillanpää, S. Haarala, M. J. Valtonen, B. Sundelius & G. G. Byrd 1988 *ApJ* 325,628
- [77] A. Sillanpää et al. 1996 *A&A* 305L,17
- [78] M. F. Skrutskie et al. 2006 *AJ* 131,1163
- [79] C. M. Urry & P. Padovani 1995 *PASP* 107,803
- [80] L. Valtaoja, A. Sillanpää, E. Valtaoja, N. M. Shakhovskoi & Yu. S. Efimov 1991 *AJ* 101,78
- [81] S. Vercellone et al. 2009 *ApJ* 690,1018
- [82] M. Villata et al. 2002 *A&A* 390,407
- [83] M. Villata et al. 2006 *A&A* 453,817
- [84] M. Villata et al. 2007 *A&A* 464L,5
- [85] N. Visvanathan 1973 *ApJ* 179,1
- [86] S. J. Wagner et al. 1996 *AJ* 111,2187
- [87] M. Watanabe et al. 2005 *PASP* 117,870
- [88] Wolff, Nordsieck & Nook 1996 *AJ* 111,856
- [89] G. Z. Xie, S. B. Zhou, K. H. Li, H. Dai, L. E. Chen & L. Ma 2004 *MNRAS* 348.831