

東海大学大学院令和元年度博士論文

MAGIC 望遠鏡による
ブレーザーBL Lacertae の観測と
短時間フレアの放射モデル解釈

指導 榎田淳子 教授

東海大学大学院総合理工学研究科

総合理工学専攻

辻本 晋平

概要

本研究では、活動銀河核の一種であるブレーザーの短時間光度変動のメカニズムを調べるために、BL Lac 型ブレーザーのプロトタイプである BL Lacertae に対して、超高エネルギーガンマ線を含む多波長観測を行った。MAGIC 望遠鏡を用いて 2015 年 6 月 15 日から 28 日にかけて行った超高エネルギーガンマ線観測の結果、2015 年 6 月 15 日に 200 GeV 以上のエネルギーでフラックスが $(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-10}$ photons cm⁻² s⁻¹ を記録し、超高エネルギーガンマ線フレアを起こしていたことがわかった。また、2015 年 6 月 15 日は超高エネルギーガンマ線のフラックスの半減時間が 26 ± 8 分と短いタイムスケールで光度変化しており、超高エネルギーガンマ線が小さな放射領域で放射されたことを示唆している。この光度変化のタイムスケールは、VERITAS 望遠鏡が 2011 年 6 月と 2016 年 10 月に観測した超高エネルギーガンマ線変動のタイムスケールと誤差の範囲で一致している。

2015 年 6 月の電波、可視光線、X 線、高エネルギーガンマ線そして超高エネルギーガンマ線の多波長同時観測結果では、超高エネルギーガンマ線フレアと同期した他波長の急激な光度変動は検出できなかった。一方、この期間において、高エネルギーガンマ線と可視光線で同期した光度変動が見られたため、高エネルギーガンマ線と可視光線は、同じ放射領域から放射されている可能性がある。さらに、高エネルギーガンマ線と可視光線の光度変動は、超高エネルギーガンマ線の光度変動よりも長いタイムスケールの変動であったため、超高エネルギーガンマ線の放射領域よりも広い領域からの放射と考えられる。これらの観測結果から、超高エネルギーガンマ線の短時間変動は他波長と異なり、小さな放射領域で発生した可能性が示唆される。また、6 月 15 日の超高エネルギーガンマ線フレアの前後に、可視偏光面の回転が観測された。放射領域の特定のため、2015 年 6 月に起きた短時間フレア前後、2015 年 5 月から 7 月の VLBA による電波観測の結果と比較した。その結果、電波強度マップからは電波コア内の Blob の位置の変化は検出できなかったが、電波コアのフラックス密度と偏光強度が超高エネルギーガンマ線フレアの前に増加し、フレアの後に減少しており、電波コア内で偏光度の高い Small blob が出現していたことを示唆した。この Blob が超高エネルギーガンマ線フレアを引き起こした可能性がある。

超高エネルギーガンマ線の短時間フレアを説明する放射機構として、3 つの放射モデルを提唱し、多波長観測で得られたスペクトルと比較を行った。Tavecchio et al. (2011) による two-zone レプトニックモデル 2 つと Banasinski et al. (2016) の Star-jet interaction モデルである。まず、Tavecchio et al. (2011) による two-zone レプトニックモデルをもとに、超高エネルギーガンマ線放射が起こった Small blob が Broad Line Region (BLR) 内に位置するモデルと、小さな領域がより大きな領域 (Larger jet) の中に位置するモデルの 2 つの構造を仮定した。Small blob が BLR 内に位置するモデルは観測された多波長スペクトルをよく説明できたが、しかし輝線の弱い BL Lacertae で BLR による超高エネルギーガンマ線の γ - γ 吸収が強く効かないという仮定を置いており、BL Lacertae の BLR の半径など不確定な要素がある。2 つ目の Small blob が Larger jet と相互作用するモデルは、BLR の不定性もなく電波で観測された偏光度の高い Blob の出現を説明で

き、多波長スペクトルもおおよそ説明できた。しかし高エネルギーガンマ線か超高エネルギーガンマ線のどちらかに合うようにモデルのスペクトルを合わせると、他方を完全には説明することができなかった。統計不足によりプロットできなかった高エネルギーガンマ線の1時間未満のスペクトルを取得可能な、将来の高エネルギーガンマ線望遠鏡による観測に期待したい。3つ目の Star-jet interaction モデルは、Jet 内の電子で満たされた領域と Jet 内に入った星が相互作用するモデルであり、超高エネルギーガンマ線のスペクトルを説明することができた。しかし、BL Lacertae は頻繁に短時間フレアを起こしているが、星が Jet 内に入るといった特異な状況が頻繁に起こっているとは考えにくい。

以上のように、3つのスペクトルモデルすべて、BL Lacertae の超高エネルギーガンマ線による短時間フレア時のスペクトルを説明することが可能であったが、1つのモデルに絞ることはできなかった。ブレーザーにおける超高エネルギーガンマ線の放射領域や放射機構を解明するためには、超高エネルギーガンマ線の短時間フレアと完全に同期した他波長の観測を行い、より精密な多波長スペクトルを求めることが鍵となる。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	ガンマ線の放射過程	2
第 2 章	活動銀河核	9
2.1	活動銀河核の特徴	9
2.2	活動銀河核の分類	10
2.3	ガンマ線吸収	15
2.4	スペクトルエネルギー分布モデル	17
2.5	ガンマ線時間変動	19
2.6	BL Lacertae	21
第 3 章	解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT)	24
3.1	空気シャワー	24
3.2	チェレンコフ放射	28
3.3	イメージング法	31
3.4	ステレオ観測	32
3.5	Wobble モード観測	33
第 4 章	MAGIC 望遠鏡	37
4.1	MAGIC 望遠鏡の感度	38
第 5 章	MAGIC 望遠鏡のデータ解析	49
5.1	解析の流れ	49
第 6 章	BL Lacertae の観測と結果	58
第 7 章	多波長観測と結果	62
7.1	高エネルギーガンマ線観測	62
7.2	可視偏光観測	63
7.3	電波観測	63
7.4	多波長光度曲線	64

7.5	高エネルギーガンマ線観測結果	66
7.6	可視偏光観測結果	67
7.7	電波観測結果	68
7.8	BL Lacertae の他の VHE フレアとの比較	69
第 8 章	多波長スペクトルモデル	73
8.1	Two-zone モデル	74
8.2	Star-jet interaction model	78
第 9 章	結論	80
付録 A	Hillas パラメータ	83
謝辞		85
参考文献		86

目次

1.1	π^0 崩壊	4
1.2	シンクロトロン放射	6
1.3	逆コンプトン散乱	8
1.4	放射過程によるガンマ線生成比率	8
2.1	視線方向の角度による AGN 分類図	10
2.2	AGN 分類図 2	10
2.3	AGN 構造の模式図	11
2.4	ケンタウルス座 A の画像	11
2.5	セイファート銀河の分類	12
2.6	電波銀河のヘラクレス座 A(3C 348)	13
2.7	クエーサー 3C273	14
2.8	ブレイザーの多波長スペクトル	16
2.9	BLR 由来の光子による吸収	17
2.10	3C454.3 の光学的深さの関係	18
2.11	SED モデル	20
2.12	短時間ガンマ線光度変動	21
2.13	赤方偏移に対する $(F_{high}/F_{low})_{max}$ 分布	22
2.14	Normalized excess variance とガンマ線光度・べきの関係	22
3.1	電磁カスケードシャワー	25
3.2	ガンマ線シャワーの最大発達高度	26
3.3	核カスケードシャワー	27
3.4	MC シミュレーションによる、電磁カスケードと核カスケードの発達の様子	29
3.5	MC ガンマ線によるチェレンコフ光の広がり (1TeV)	30
3.6	MC 陽子によるチェレンコフ光の広がり (3TeV)	31
3.7	イメージパラメータの定義	32
3.8	ガンマ線とハドロンにおけるイメージパラメータの違い	34
3.9	ステレオ観測	35

3.10	MC ガンマ線と Crab Nebula の θ^2 分布	35
3.11	Wobble モードでの観測視野変化	36
3.12	Wobble モード観測	36
4.1	MAGIC 望遠鏡	38
4.2	MAGIC 望遠鏡積分フラックス感度	39
4.3	MAGIC 望遠鏡微分フラックス感度	39
4.4	MAGIC 望遠鏡の角度分解能	40
4.5	MAGIC 望遠鏡の θ^2 分布	40
4.6	MAGIC 望遠鏡の構造体	41
4.7	MAGIC 望遠鏡駆動システム	42
4.8	MAGIC-II 望遠鏡回転放物面構造	43
4.9	MAGIC 望遠鏡分割鏡	43
4.10	分割鏡アクチュエータ	44
4.11	AMC による鏡面ゆがみ補正の様子	44
4.12	焦点面カメラ	45
4.13	光電子増倍管	45
4.14	データ処理の流れ	47
4.15	DRS4 概略図	47
4.16	焦点面カメラトリガー領域	48
4.17	光電子増倍管	48
5.1	ステレオ観測	53
5.2	θ^2 分布 (Crab Nebula)	53
5.3	Random Forest 法	55
5.4	Hadroness 値	56
5.5	かに星雲データを用いた Hadroness Cut 効率	56
5.6	MAGIC 望遠鏡の有効検出面積	57
6.1	BL Lacertae の θ^2 分布	59
6.2	BL Lacertae の光度曲線	61
6.3	BL Lacertae からの超高エネルギーガンマ線微分フラックス	61
7.1	BL Lacertae 多波長光度曲線	65
7.2	BL Lacertae 多波長光度曲線 (MAGIC 観測期間)	66
7.3	BL Lacertae の 43 GHz VLBA 画像	70
7.4	BL Lacertae 電波コア付近の偏光強度、フラックス密度、各成分の位置	70
7.5	BL Lacertae の 43 GHz の電波強度と偏光強度	71

8.1	SED モデルのための放射領域概念図	76
8.2	BL Lacertae 多波長 SED および two-zone モデル	76
8.3	Star-jet interaction モデル	79
9.1	3 つの放射モデルと観測データの比較	82

表目次

4.1	MAGIC 望遠鏡の特徴	37
6.1	BL Lacertae の MAGIC 望遠鏡による日毎の観測結果	59
7.1	<i>Fermi</i> -LAT 解析結果	67
8.1	SED モデルパラメータ	77

第 1 章

序論

大気チェレンコフ望遠鏡の大口径化、ステレオ観測化に伴い、ガンマ線天文学は大きな進歩を遂げた。大気チェレンコフ望遠鏡の感度が向上し、また *Fermi* 衛星による高エネルギーガンマ線領域の観測が充実したおかげで、数多くの活動銀河核からのガンマ線放射が発見されるようになった。発見された活動銀河核の大半は、ブレイザーに分類される天体であるが、近年は電波銀河からの sub-TeV ガンマ線放射も発見されている。

活動銀河核の周辺環境、粒子加速および放射機構を理解するにはエネルギースペクトル分布が重要となる。活動銀河核の電波から TeV 領域にわたる広範囲のエネルギースペクトル分布は、2 成分からなることが分かっている。そのうち、低エネルギー成分は、ジェット中の相対論的電子によるシンクロトロン放射であり、高エネルギー成分は、同種の電子により逆コンプトン散乱された光子で説明できると考えられている [57, 85, 143, 161, 162]。しかし、より詳細な放射機構については、まださかんに議論が行われている。例えば、高エネルギー成分に関しては、逆コンプトン散乱だとしても、種となる光子がシンクロトロン光子なのか降着円盤等からの外部光子なのか、また、放射のもととなる粒子加速が電子ではなくハドロン起源の可能性もあり、完全には解明されていない。

さらに、活動銀河核からの放射を理解する上では、ジェットの構造や放射機構を調べるのが重要となってくる。特に、ジェットが我々観測者の方向を向いているため、超高エネルギーガンマ線まで観測されているブレイザーは、ジェットでの放射を理解する上で最適な天体である。ブレイザーからの放射の特徴として、フラックスの激しい時間変動が挙げられ、特に高エネルギー側でそれが顕著であることが知られている [9, 13, 38, 67, 72]。変動の時間幅については、数分という非常に短い時間スケールでのフラックス変動も報告されており、この時間変動の観測によって、ジェットにおける放射メカニズムの解明の手掛かりが得られるだけでなく、ブレイザーの中心に存在すると考えられている巨大質量ブラックホールの質量の指標にもなる。特に X 線領域において、その時間変動の観測データにスペクトルや構造関数などの統計的手法を適用して、ブラックホール質量の研究が進められている [54, 74, 89, 169]。さらに、X 線と TeV ガンマ線フラックス変動の時間相関が報告されている [46, 58, 96, 138, 149, 150]。このような短い時間スケールでの多波長放射機構を解明するためには、多波長による同時観測が重要となる。フレアが発生した場合、同時多波長観測を行うことによって、個々の波長との相関があるのか、または時間差が生じているのかなどが

明らかになり、放射領域や粒子加速機構について解明することが可能になる。

BL Lacertae (とかげ座 BL 星) は 1929 年に発見されたブレーザー天体であり、BL Lac 型活動銀河核の名の元となった天体である。赤経 22h02m43.3s、赤緯 +42°16'40"、赤方偏移 $z = 0.069$ に位置し、2005 年に MAGIC 望遠鏡の観測で超高エネルギーガンマ線が検出されている [14]。平穏時は超高エネルギーガンマ線領域では検出感度以下の光度であるが、頻繁にフレアを起こしている。2015 年 6 月 15 日に起こったフレアは、*Fermi* 衛星に搭載された LAT 検出器 (*Fermi*-LAT) のデータ解析速報において、通常よりも高いフラックスが検出されたことが報告されたため、MAGIC 望遠鏡でいち早く観測し、MAGIC 望遠鏡による超高エネルギーガンマ線の検出がトリガーとなり、電波から高エネルギーガンマ線にかけて複数の波長で同時観測が行われた。本研究は、この BL Lacertae の多波長同時観測の結果から、放射機構を解明することを目的としている。

本論文は、第 1 章、第 2 章でガンマ線加速機構と活動銀河核について紹介し、第 3 章、第 4 章にて本研究に用いた解像型大気チェレンコフ望遠鏡による観測の原理、および実際観測に用いた MAGIC 望遠鏡について説明する。第 5 章では MAGIC 望遠鏡のデータ解析方法について述べ、第 6 章で BL Lacertae の MAGIC 望遠鏡での観測と解析結果について説明したのち、第 7 章にて多波長の観測結果、およびそれぞれの結果の比較についてまとめる。第 8 章では、これらの結果を踏まえた多波長スペクトルモデルから放射機構を議論を行い、最後に結論を第 9 章にまとめる。

1.1 ガンマ線の放射過程

ガンマ線とは 100 keV 以上のエネルギーをもつ電磁波のことを指し、100 MeV 以上のエネルギーでは 高エネルギー (HE) ガンマ線、100 GeV 以上のエネルギーは超高エネルギー (VHE) ガンマ線と呼ばれることがある。この章ではガンマ線の放射機構について述べる。

1.1.1 制動放射

相対論的な電子が原子核の作る電場 (クーロン場) を運動するとき、相対論的電子はクーロン力による加速度を受け電磁波を放射する。これが制動放射である [134]。電子と陽子からなるプラズマを考えると、相対論的電子が制動放射によるエネルギー損失率 P_{brems} は、原子核の電荷を Z 、原子核の数密度を N 、ローレンツ因子を $\Gamma \equiv (1 - \beta^2)^{-1/2}$ 、 $\beta \equiv c/v$ とおけば、

$$P_{\text{brems}} = -\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{brems}} = \frac{3}{2\pi} \sigma_T N Z^2 \alpha c \bar{g} \quad (1.1)$$

で表される。ここで $\sigma_T = (8\pi/3)r_e^2 = 6.65 \times 10^{-25} \text{cm}^2$ はトムソン散乱の断面積、 $r_e = e^2/m_e c^2$ は電子の古典半径、 α は微細構造定数で $\alpha = e^2/c\hbar = 1/137.04$ である。

また、Gaunt 因子 \bar{g} は完全電離の場合、

$$\bar{g} = \ln(2\Gamma) - \frac{1}{3} = \ln(\Gamma) + 0.36 \quad (1.2)$$

となり、中性の場合

$$\bar{g} = \ln(183Z^{-\frac{1}{3}}) - \frac{1}{18} \quad (1.3)$$

となる [101]。式 (1.1) からわかるように、制動放射で電子が失うエネルギーは原子核の数密度に比例する。よって超新星残骸や星形成領域など、プラズマの密度が高い領域では制動放射の寄与が大きくなる。銀河系中心からの数十 MeV から数 GeV までの広がったガンマ線のうち、数百 MeV 以下は制動放射が、それ以上は π^0 崩壊が主な放射機構だと考えられている。

1.1.2 π^0 崩壊

相対論的速度までに加速された高エネルギー陽子が星間物質と衝突すると、パイ中間子を生成する。パイ中間子には π^+ , π^- , π^0 が存在し、それぞれ同じ確率で生成されるが、中性の π^0 のみが平均寿命 8.4×10^{-17} s で二つのガンマ線に崩壊する [134](図 1.1)。

$$p + p \longrightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 + X \quad (1.4)$$

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \quad (1.5)$$

エネルギー $E_p = \sqrt{p^2 c^2 + m_p^2 c^4}$ の陽子が静止した陽子に衝突してパイ中間子を生成する時の重心系のエネルギー W は以下ようになる。

$$W = \sqrt{(E_p + m_p c^2)^2 - p^2 c^2} = \sqrt{2m_p c^2 (E_p + m_p c^2)} \quad (1.6)$$

この W が、2 個の陽子と 1 個の π^0 の静止質量に等しいとおくと、 π^0 生成のエネルギーしきい値 E_0 は

$$E_0 = m_p c^2 + 2m_{\pi^0} c^2 + \frac{m_{\pi^0}^2 c^2}{2m_p} \quad (1.7)$$

となり、 π^0 を生成するために必要な高エネルギー陽子の運動エネルギー $E_p - m_p c^2$ は

$$E_p - m_p c^2 \geq 2m_{\pi^0} c^2 \left(1 + \frac{m_{\pi^0}}{4m_p}\right) \approx 280 \text{ MeV} \quad (1.8)$$

を満たさなければならない [92]。静止系を考えると、 π^0 の静止質量は $m_{\pi^0} c^2 = 134.98 \text{ MeV}$ であるため、放射されるガンマ線は $m_{\pi^0} c^2 / 2 = 67.5 \text{ MeV}$ のエネルギーで互いに反対方向に放射される。また、 π^\pm は平均寿命 2.6×10^{-6} s でミューオンとニュートリノに崩壊する。

π^\pm の静止質量は π^0 より少し重く $m_{\pi^\pm} c^2 = 139.6 \text{ MeV}$ 、 μ^\pm の静止質量は $m_{\mu^\pm} c^2 = 105.6 \text{ MeV}$ である。宇宙線は 90% 以上が陽子で構成されているため、天体からの π^0 崩壊ガンマ線の検出は宇宙線の生成場所の証拠となる。

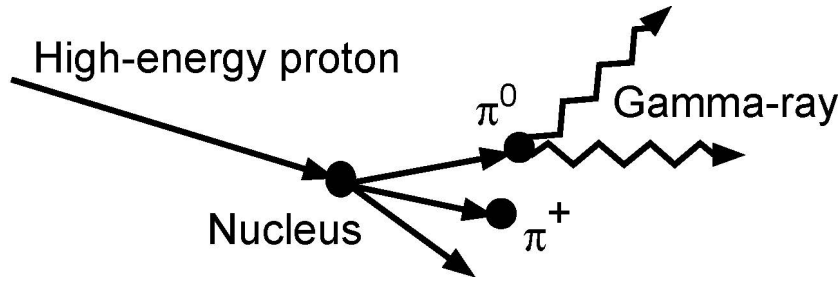


図 1.1 π^0 崩壊

1.1.3 シンクロトロン放射

電子などの荷電粒子が磁場中を進むとき、ローレンツ力を受け軌道が曲げられる。このとき、電子は電磁波を放射する。これがシンクロトロン放射である [134]。

1 個の電子が磁場 B の中を速度 $v = \beta c$ で動いているとする。電子に固定した座標系 ($'$ で表す) を考えると、

$$E'_{\parallel} = E_{\parallel}, \quad B'_{\parallel} = B_{\parallel} \quad (1.9)$$

$$E'_{\perp} = \gamma \left[\mathbf{E}_{\perp} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right]_{\perp} \quad (1.10)$$

$$B'_{\perp} = \gamma \left[\mathbf{B}_{\perp} - \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{E} \right]_{\perp} \quad (1.11)$$

である [92]。ここで $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。電場がなかったとして、 $\mathbf{E}=0$ とすると

$$E'_{\perp} = \gamma \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \quad (1.12)$$

$$= \gamma \beta B \sin \theta \quad (1.13)$$

と書ける。ここで θ は磁場と電子の運動方向のなす角 (ピッチ角) である。電子の受ける加速度 a' は、

$$a' = \frac{e\gamma\beta B \sin \theta}{m} \quad (1.14)$$

なので、電子が電磁波として単位時間に失うエネルギーは、

$$\frac{dW'}{dt'} = \frac{2}{3} \frac{e^2 a'^2}{c^3} \quad (1.15)$$

$$= \frac{2}{3} \frac{e^4 \gamma^2 \beta^2 B^2 \sin^2 \theta}{m^2 c^3} \quad (1.16)$$

となる。 dW/dt はローレンツ不変のため、 $dW'/dt' = dW/dt$ である。よって、

$$\frac{dW'}{dt'} = \frac{2}{3} \frac{e^4 \gamma^2 \beta^2 B^2 \sin^2 \theta}{m^2 c^3} \quad (1.17)$$

$$= \frac{2}{3} r_e \gamma^2 \beta^2 c B^2 \sin^2 \theta \quad (1.18)$$

$$= 2\sigma_{TCUB} \gamma^2 \sin^2 \theta \quad (1.19)$$

ここで、 $u_B = B^2/8\pi$ は磁場のエネルギー密度である。磁場と電子の運動方向がランダムな場合、全ピッチ角 θ にわたる磁場の平均値は、

$$\langle B^2 \sin^2 \theta \rangle = \frac{1}{4\pi} \int B^2 \sin^2 \theta d\Omega \quad (1.20)$$

$$= \frac{1}{2} B^2 \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta = \frac{2}{3} B^2 \quad (1.21)$$

なので

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c u_b \gamma^2 \quad (1.22)$$

が得られる。ここからシンクロトロン放射のエネルギー損失は、 $(1/m^2)\gamma^2 B^2$ に比例することが分かる。電子がエネルギーを失う典型的なタイムスケールをシンクロトロンクーリングタイムと言い、例えば電子のエネルギーを $E = \gamma m_e c^2$ とおくと、

$$\tau_{sync} = \frac{E}{dW/dt} = \frac{\gamma m c^2}{dW/dt} \quad (1.23)$$

と表せる。

シンクロトロン放射は、ビーミングにより角度 $1/\gamma$ の方向に放射されるので、角度 $1/\gamma$ の円錐が視線方向を向く間だけ観測される。2回の放射の時間間隔は $2\pi/\omega_B$ である。図 1.2 で電子が点 1 と点 2 を通過するとき、角度 θ は

$$\theta = \frac{2}{\gamma} \quad (1.24)$$

電子の系で、点 1 から 2 まで動く時間は

$$\Delta t_e = \frac{s}{v} = \frac{a\theta}{v} = \frac{\theta}{\omega_B} \quad (1.25)$$

と書ける。

ここで ω_B は相対論的なジャイロ周波数、 s は点 1 から 2 の間の長さである。点 1 と 2 で放射されたパルスが観測される間隔 Δt_{obs} は、

$$\Delta t_{obs} = \Delta t_e - \frac{s}{c} = s \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) = \frac{\theta}{\omega_B} (1 - \beta) \quad (1.26)$$

$v \approx c$ のとき

$$\frac{1}{\gamma^2} = 1 - \beta^2 = (1 + \beta)(1 - \beta) \approx 2(1 - \beta) \quad (1.27)$$

と書けるので、

$$\Delta t_{obs} = \frac{\theta}{\omega_B} \frac{1}{2\gamma^2} = \frac{2}{\gamma\omega_B} \frac{1}{2\gamma^2} = \frac{1}{\gamma^3\omega_B} = \frac{1}{\gamma^2\omega_L} \quad (1.28)$$

となる。ここで $\omega_L = \omega_B/\gamma$ は非相対論的なジャイロ周波数である。 Δt の幅を持つパルスをフーリエ展開すると、典型的な周波数は $\omega \sim (\Delta t)^{-1}$ となるので、シンクロトロン放射の典型的な周波数として、

$$\omega_c = \gamma^2 \omega_L = \frac{\gamma^2 q B}{m c} \quad (1.29)$$

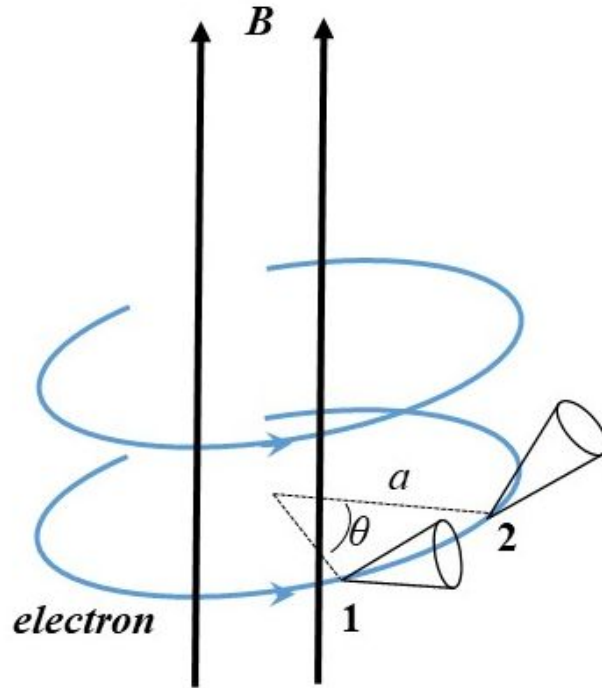


図 1.2 シンクロトロン放射

が得られる。電子のエネルギーは $E = \gamma mc^2$ で表されるので、シンクロトロン周波数は $\omega_c \propto E^2$ 、すなわち電子のエネルギーの 2 乗に比例する。つまり、高エネルギーの電子は、より高い周波数で放射する。

次に電子がべき型のエネルギースペクトルを持つ場合について考える。ローレンツ因子 γ と $\gamma + d\gamma$ の間にある電子の数を

$$N(\gamma)d\gamma = N_0\gamma^{-p}d\gamma \quad (1.30)$$

とする。典型的な p の値は 0.5 から 2 くらいである。1 個の電子の放射する全エネルギーの式から、周波数あたりに単位時間に放射する全エネルギー W_ν は

$$\frac{dW_\nu(\gamma)}{dt} = \frac{4}{3}\sigma_{TC}\beta^2\gamma^2u_B\Phi_\nu(\gamma) \quad (1.31)$$

と表される。ここで Φ_ν はローレンツ因子に対する電子のスペクトルの形を含んでいる。スペクトルは $\nu_c = \omega_c/2\pi$ 付近で強いピークを持つので、 $\Phi_\nu(\gamma) \approx \delta(\nu - \nu_c)$ として、電子の全スペクトルについて積分すると

$$\frac{dW_\nu}{dt} = \int \frac{dW_\nu(\gamma)}{dt}dN(\gamma) = \frac{4}{3}N_0\sigma_{TC}u_B \int \gamma^{2-p}\delta(\nu - \nu_c)d\gamma \quad (1.32)$$

と書ける。ここで $\beta \approx 1$ とした。定数を C_0 、 $\nu' \equiv \gamma^2 \nu_L$ (ただし $\nu_L = \omega_L/2\pi$) とすると、

$$\frac{dW_\nu}{dt} = C_0 \int \left(\frac{\nu'}{\nu_L}\right)^{-(p-1)/2} \delta(\nu - \nu') \frac{1}{2\nu_L} d\nu' = \frac{C_0}{2\nu_L} \left(\frac{\nu}{\nu_L}\right)^{-(p-1/2)} \quad (1.33)$$

を得る。ここで

$$\int f(x') \delta(x - x') dx' = f(x) \quad (1.34)$$

を使った。ここから、べき p を持つ電子はべき $(p-1)/2$ のシンクロトロン放射スペクトルを持つことが分かる。

1.1.4 逆コンプトン散乱

高エネルギーの電子が光子にぶつかって、光子を散乱することを、逆コンプトン散乱と言う [134](図 1.3)。エネルギー $h\nu$ の光子が、速度 $v = \beta c$ の電子の進行方向に対して角度 θ で入射したとする。電子のエネルギーを E_e として電子に固定した座標系で考えると、光子のエネルギーは

$$h\nu' = \gamma h\nu(1 + \beta \cos \theta) \quad (1.35)$$

である。ここで $\gamma = E_e/mc^2 = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ である。光子のエネルギーが低い場合、トムソン散乱を受けると考えると、散乱後も光子の振動数が変化しないので、散乱後の光子のエネルギーも $h\nu'$ と書ける。散乱角を ϕ として、実験室系に戻ると、散乱光子のエネルギーを $h\nu''$ は

$$h\nu'' = \gamma h\nu'(1 + \cos \phi) \approx \gamma^2 h\nu \quad (1.36)$$

となる。ただし $\theta = \phi = \pi/2$ とした。入射光子は $(E_e/mc^2)^2$ 倍高いエネルギーの光子となって散乱される。正確に計算すれば、散乱光子の平均エネルギーは

$$\langle h\nu'' \rangle = \frac{4}{3} \gamma^2 h\nu \quad (1.37)$$

となる。一方、電子は光子のエネルギー密度 ϵ_{ph} の空間を通過すると毎秒

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_{TC} \left(\frac{E_e}{mc^2}\right)^2 \epsilon_{ph} \quad (1.38)$$

のエネルギーを失う。これはシンクロトロン放射の場合の式 (1.22) と同じ形である。入射光子のエネルギーが高い場合 ($\gamma h\nu \gg mc^2$) 光子のエネルギーは

$$h\nu'' \approx \gamma mc^2 = E_e \quad (1.39)$$

となり、電子は1回の衝突でほとんどのエネルギーを光子に与えてしまう。

図 1.4 において、ここまで述べた放射過程による MeV 領域でのガンマ線生成比率を示した。MeV 領域では低エネルギー側で星光や黒体放射によるコンプトンや制動放射、高エネルギー側で π^0 崩壊によるガンマ線放射が卓越している。

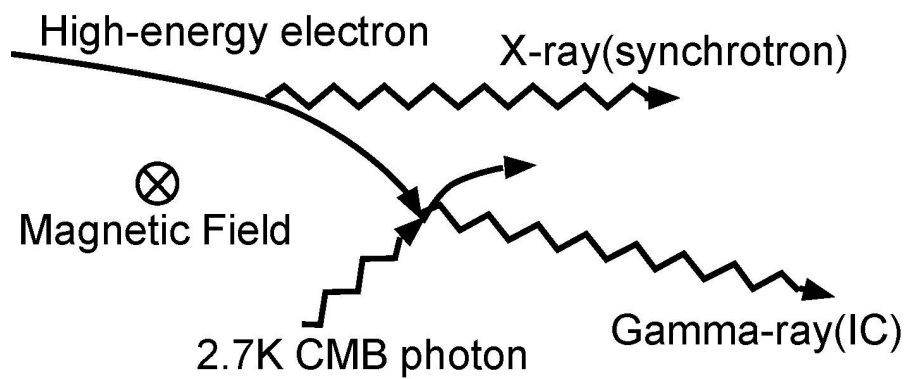


図 1.3 逆コンプトン散乱

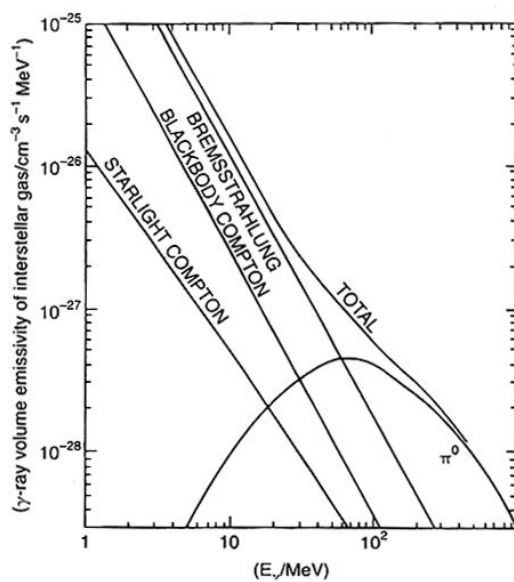


図 1.4 放射過程によるガンマ線生成比率。典型的な星間物質であり、ガス密度は 10^6 particles m^{-3} 、星光のエネルギー密度は 4.4×10^5 eV m^{-3} と仮定した場合 [100]。

第 2 章

活動銀河核

2.1 活動銀河核の特徴

活動銀河核 (AGN: Active Galactic Nuclei) とは、星に由来しない活動的な現象が発生している銀河の中心核を意味し、銀河中心核だけで一般的な銀河と同程度かそれ以上の光度 ($\sim 10^{42} - 10^{47} \text{erg s}^{-1}$) を示す天体である。AGN は図 2.1, 2.2 のように細かく分類されるが、AGN に共通する性質は銀河中心核が明るいことと明るい X 線源であることである [62]。

AGN には $(10^7 - 10^{10}) M_{\odot}$ の超大質量ブラックホール (Super Massive Black Hole: SMBH) が存在すると考えられている。AGN の構造の模式図を図 2.3 に示す。SMBH を中心に降着円盤とドーナツ状のダストトラス、幅の広い輝線を出す領域 (Broad Line Region: BLR)、幅の狭い輝線を出す領域 (Narrow Line Region: NLR) からなり、BLR からの放射を散乱する電子が数 pc 以内の狭い領域に入り、電波の強い AGN では細く絞られた構造で光速の 99% ほどにもなる相対論的ジェットが双方向に形成されていると推測されている [170]。しかし、SMBH や降着円盤、BLR や NLR を分解して撮像することはできていないため AGN の構造は未解決の問題である。近年では図 2.3 の構造の他に、光速の 10% 以上の速度をもつ降着円盤からのアウトフロー (Ultra-fast outflow: UFO) の存在も示唆されている [158, 157]。図 2.4 には典型的な活動銀河核の描像としてケンタウルス A の画像を示した。この画像は X 線と電波の重ね合わせであり、双方向に伸びるジェットが見えている。近年では電波望遠鏡の角度分解能の向上により、相対論的ジェットの噴出方向の変化や [163]、SMBH のスピンの観測によって報告されている [59]。AGN は 1908 年にリック天文台の E.A.Fath が活動銀河の可視光スペクトルを得てから 1 世紀以上研究が行われてきた。しかし AGN には未だに謎が多く、正確なブラックホール質量、降着モデル、広輝線領域の正体やダストトラスの構造、相対論的ジェットの加速方法や組成、SMBH のスピンは相対論的ジェットに寄与しているか、ガンマ線放射は SMBH 近傍か遠方か、などは未解決の問題である [163]。

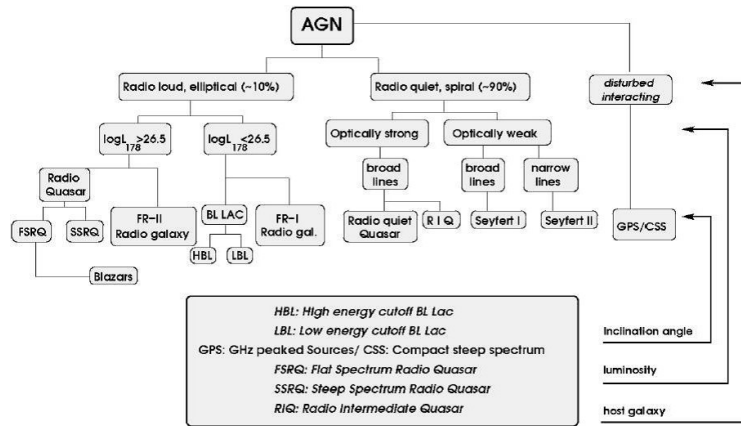


図 2.1 AGN 分類図。電波強度や中心核光度および視線方向との角度による分類 [31]

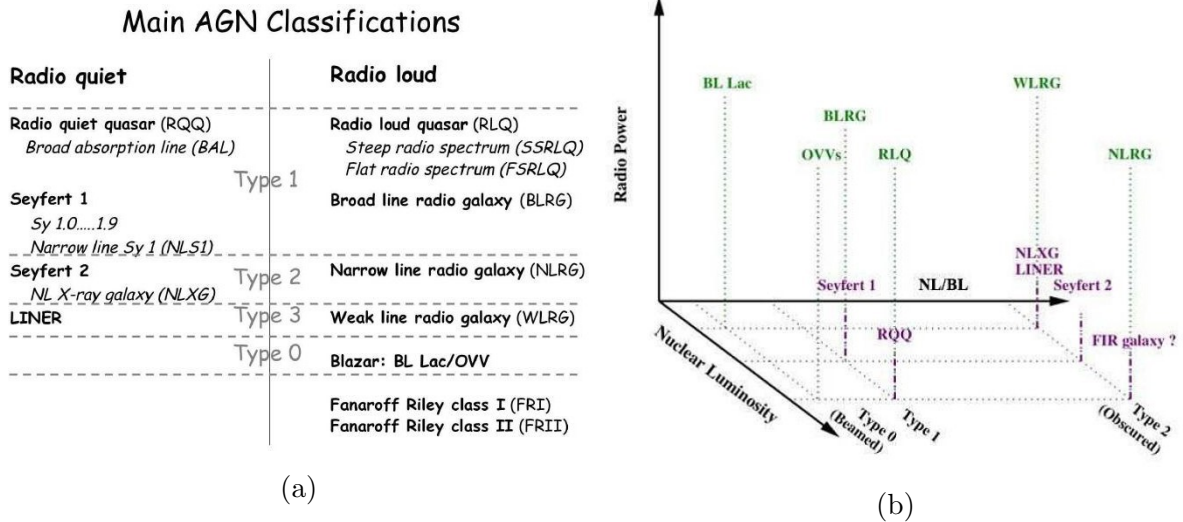


図 2.2 輝線の特徴による AGN 分類図 [148] (a) 電波強度と輝線の特徴による分類 (b) 電波強度や中心核光度および狭輝線と広輝線の強度比による分類

2.2 活動銀河核の分類

AGN の分類のうち、代表的なものを以下に示す。

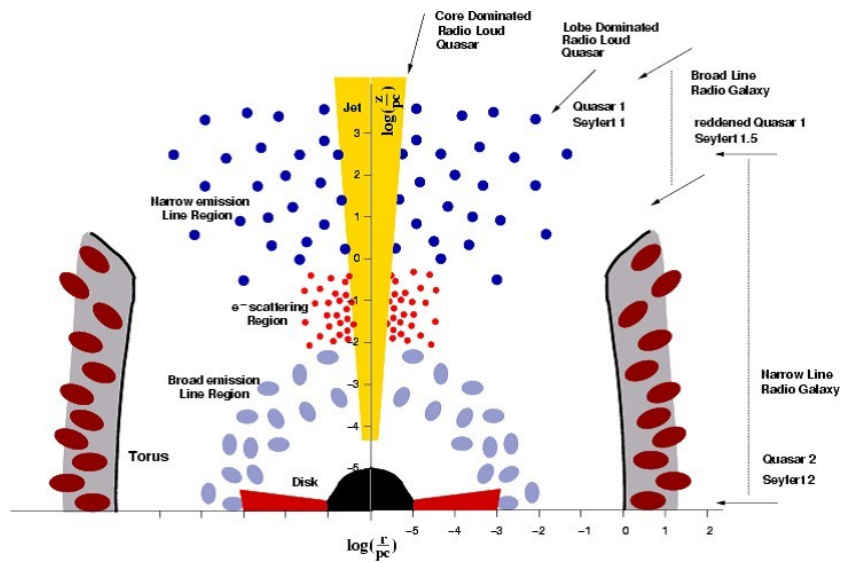


図 2.3 AGN 構造の模式図 [170]

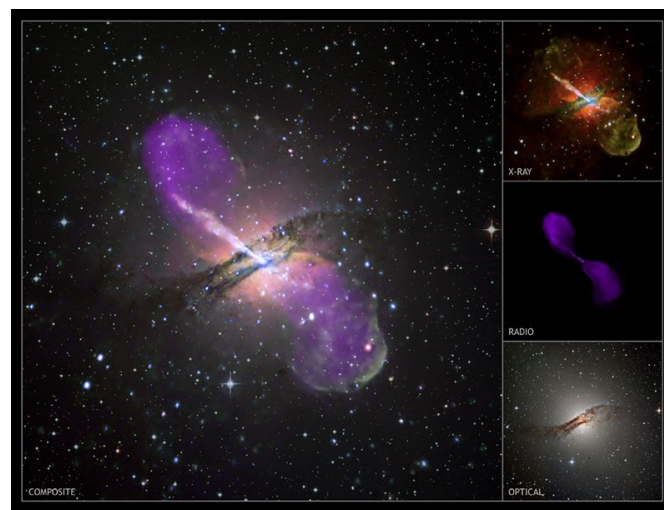


図 2.4 活動銀河のケンタウルス座 A を複数の波長帯で撮像した画像。X 線 (Chandra)、可視光 (ESO)、電波 (VLA) を重ねあわせてある [28]。電波と X 線で双方向に伸びるジェットが見える。

2.2.1 セイファート銀河

セイファート銀河 (Seyfert Galaxy) は AGN としては比較的近傍 ($z < 0.1$, z は赤方偏移量^{*1}) にある活動銀河で、光度も AGN としては比較的弱く電波放射も弱い銀河である。母銀河は渦巻き

*1 赤方偏移とは実験室で測られる (静止した原子の) 輝線や吸収線の波長 λ_0 と、 λ_0 に対する観測値 λ のずれの比で表される量で $z = (\lambda - \lambda_0) / \lambda_0 = (\lambda / \lambda_0) - 1 = (\nu_0 / \nu) - 1$ である。ここで $\nu = c / \lambda$, $\nu_0 = c / \lambda_0$ はそれぞれ λ , λ_0 に対応する振動数である [92]。赤方偏移は宇宙の膨張によって生じている。また、赤方偏移は強い重力場によっ

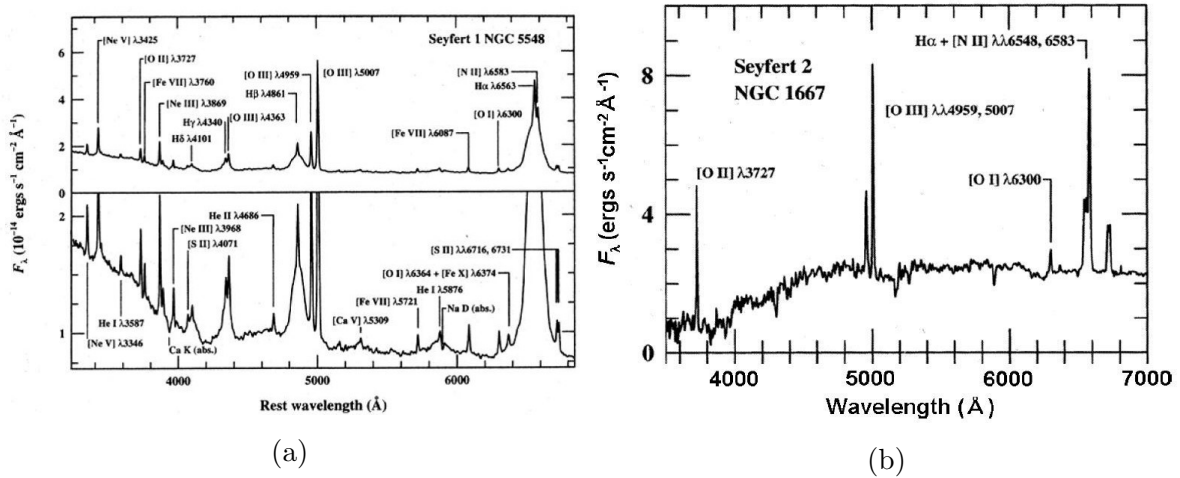


図 2.5 セイファート銀河の分類 [123](a) セイファート I 型銀河の可視光スペクトル。下パネルは上パネルの拡大図。幅の広い輝線が見える。(b) セイファート II 型銀河の可視光スペクトル。セイファート I 型銀河のような幅の広い輝線が見えない。

銀河で、Schmidt と Green による定義では絶対等級 M_B が $M_B > -23$ となる AGN がセイファート銀河となる [141]。セイファートという名前は、Carl Seyfert が銀河中心核が星のように見える渦巻き銀河のリストアップを 1943 年に行い、特異な可視光スペクトルを示す銀河を複数得たことに由来する。セイファート銀河は、可視光スペクトルで幅の広い輝線が観測されるか否かで、二つのサブクラスに分類でき [91]、幅の広い輝線と幅の狭い輝線の両方が観測される。セイファート銀河は、セイファート I 型銀河と幅の狭い輝線のみ観測されるセイファート II 型銀河に分類される (図 2.5)。しかし、セイファート銀河は I 型と II 型で完全に分類できるわけではなく、バルマー線の特徴によって 1.0 型と 2.0 型の間には 1.2 型、1.5 型、1.8 型、1.9 型と細分化される [121] *2。また、近年では電波が強く輝線幅が狭い I 型セイファート銀河 (Radio-Loud Narrow-Line Seyfert I: RLNLS I) も発見されており [60]、単純な定義は難しくなっている。幅の広い輝線の典型的な速度幅は $1000 - 10000 \text{ km s}^{-1}$ で、密度が $10^9 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ の BLR から放射されていると考えられ、幅の狭い輝線の典型的な速度幅は $100 - 1000 \text{ km s}^{-1}$ で、密度が 10^3 cm^{-3} 程度の NLR から放射されていると考えられている [68]。

2.2.2 電波銀河

電波銀河 (Radio Galaxy) は AGN としては光度が低く ($\sim 10^{43} - 10^{45} \text{ erg sec}^{-1}$)、電波領域では非常に明るい ($L_{\text{radio}} > 3 \times 10^{41} \text{ erg sec}^{-1}$) 活動銀河である。セイファート銀河の I 型と II 型のように、可視光スペクトルの性質で二つのサブクラス、広輝線電波銀河 (Broad-Line Radio Galaxy: BLRG) と狭輝線電波銀河 (Narrow-Line Radio Galaxy: NLRG) に分類できる。ただ

ても一般相対論的效果によって生じる。

*2 可視光スペクトルから広がった輝線が見えなくなるにつれて 1.2 型から 1.9 型まで大きくなる。1.9 型では広輝線は H α 輝線しか見えず、より高次のバルマー輝線は見えない [123]。

し、母銀河が渦巻き銀河であったセイファート銀河と違い、電波銀河の母銀河のほとんどは楕円銀河である。また Fanaroff と Riley による分類では、FR I 型 (Fanaroff-Riley type I) と FR II 型 (Fanaroff-Riley type II 型) の二つのサブクラスに分類され [64]、FR I 型は中央部が電波で最も明るく、外側にいくほど電波が弱くなり、FR II 型は電波構造の外側が電波で最も明るい。電波銀河からは、数 10 pc から数 Mpc と銀河のサイズ (~ 10 kpc) を超えるスケールで伸びる電波ジェットが見え、中には図 2.6 のようにジェットの先に巨大な電波ローブを持つ電波銀河もある。

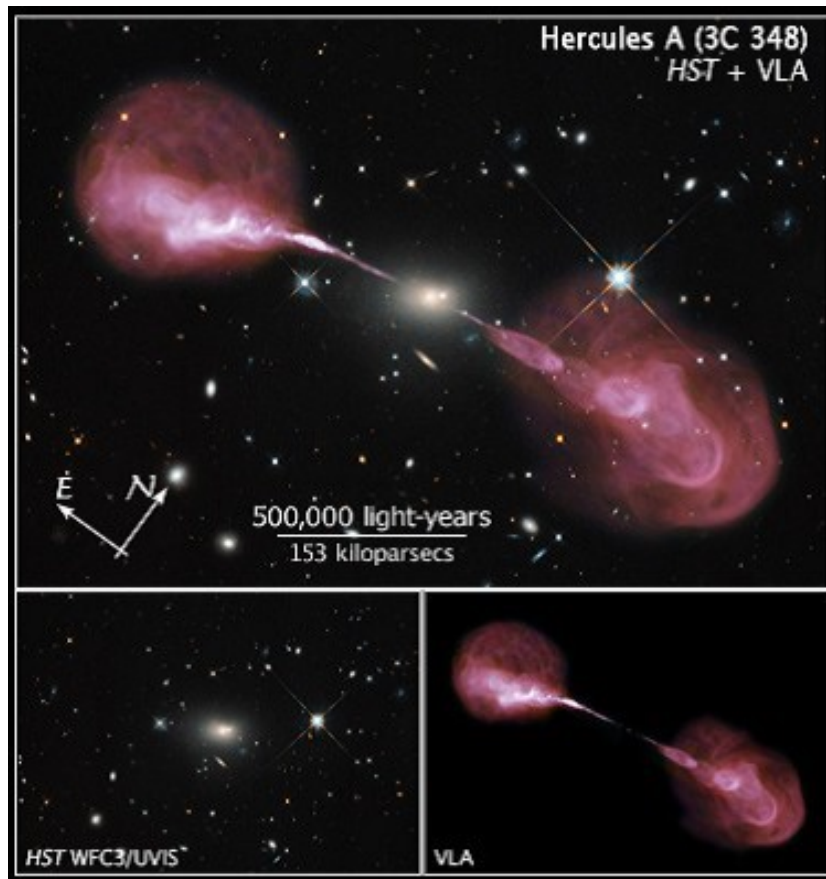


図 2.6 電波銀河のヘラクレス座 A(3C 348)[81]。可視光 (Hubble) と電波 (VLA) の画像を重ねてある。楕円銀河から伸びる電波ジェットと、ジェットの端に電波ローブが見える。3C 348 は FR I 型と FR II 型の中間の性質を持つ電波銀河である [142]。

2.2.3 クエーサー

クエーサー (Quasar) の名は、恒星のような電波源 (Quasi-stellar radio source) が短縮された名称である。その名の通り、クエーサーは 1950 年代の電波による観測で非常に小さな視直径の電波源として発見されたことに由来する [103]。1963 年に Schmidt は、電波源 (3C 273) に対応する可視光での点源が、当時としては非常に大きな赤方偏移 ($z = 0.158$) を示すことを確認した

[140]。現在では赤方偏移が $z > 7$ のクエーサーが発見されている [55]。遠い天体が観測されていることからわかるように、クエーサーは AGN の中でも光度が高く ($\sim 10^{44} - 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$) 銀河全体の光度を銀河中心核だけで超える程となる。また、Schmidt と Green による定義では、絶対等級 M_B が $M_B < -23$ となる AGN がクエーサーである [141]。クエーサーの特徴は他に、紫外線から可視光線のスペクトルでは強く幅の広い輝線が観測されること、UBV 測光において U-B の色指数が恒星ではほとんど存在しないほど青いこと (紫外線超過) が挙げられる。電波源としてクエーサーが発見されたため、はじめはクエーサーといえば電波が強い天体 (Radio Loud Quasar: RLQ) であった。しかし、上記の特徴を用いた可視光や紫外線での観測によって、電波の弱いクエーサー (Radio Quiet Quasar: RQQ) が多数 (電波の強いクエーサーの 10~20 倍) 発見された。よって、クエーサーは現在では恒星のような天体 (Quasi Stellar Object: QSO) とも呼ばれる。クエーサーは吸収線 (Mg II や C IV) によっても分類され、吸収線の幅が広いものを Broad Absorption Line(BAL) QSOs、吸収線の幅が狭いものを Narrow Absorption Line(NAL) QSOs、BAL と NAL の間の性質をもつものを mini-BAL QSOs と呼ぶ [120, 97, 90]。クエーサーの例として図 2.7 に 3C273 の画像を示す。

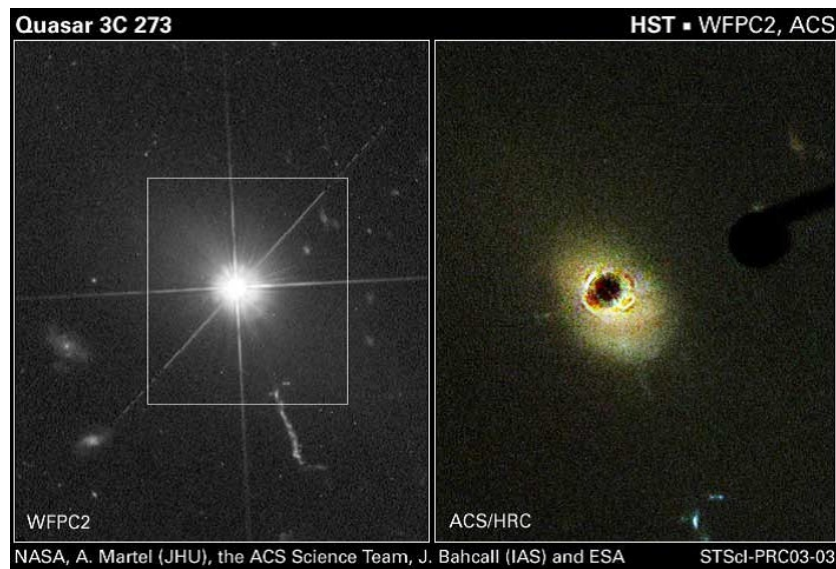


図 2.7 クエーサー 3C273 を Hubble 宇宙望遠鏡で撮像したもの [80]。図の左パネルでは恒星のような点源に見える。図の右パネルでは中心核からの強い光を遮って母銀河が見えるようにしたもの。

2.2.4 ブレーザー

ブレーザー (Blazar) は AGN の中でも特に激しい時間変動を示し^{*3}、可視光域で数 % にも及ぶ大きな偏光 (普通の AGN の偏光度は $\sim 1\%$ 程度) を示す AGN である。過去にブレーザーの 1ES 1959+650 が数百秒ほどの非常に短い時間でフラックスの時間変動があったという報告もある [96]。ブレーザーの分類には等価幅 (Equivalent Width of a line: EW) と呼ばれる輝線のフラックス F_0 と輝線の観測される波長帯域の連続光のフラックス F_λ (フラックスの単位は $[\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}]$) を用いて定義される量

$$EW = \int \frac{F_0 - F_\lambda}{F_\lambda} d\lambda$$

を使用する。

$EW < 5 \text{\AA}$ で弱い輝線や吸収線を持つ (または Line を持たない) ブレーザーを BL Lac 天体 (BL Lacs)、 $EW > 5 \text{\AA}$ で強く幅の広い輝線を持つブレーザーを Flat Spectrum Radio Quasars (FSRQs) と分類する [68]。また、可視光域で 1 日程度の時間スケール内に 0.1 等級以上の変動を起こす可視光激変天体 (Optically Violent Variable: OVV) もブレーザーに分類されており、ブレーザーの初期の定義では BL Lacs と OVV の統合によって成されていた。ブレーザーに分類されている BL Lacs と FSRQs はどちらも電波領域でのスペクトルの傾き α ($F \propto \nu^{-\alpha}$) が $\alpha \leq 0.5$ である。なお、 $\alpha > 0.5$ の Steep Spectrum Radio Quasars (SSRQs) はブレーザーではなくクエーサーに分類されている。

BL Lacs の名はとかげ座 BL 星 (BL Lacertae) に由来し、BL Lacertae は発見当時には銀河系内の不規則型変光星だと考えられていたため、変光星の命名規則に従って名付けられている [79]。ブレーザーは電波からガンマ線までの広い波長領域で観測され、多波長での Spectrum Energy Distribution (SED) には二山の構造が見える (図 2.8)。低周波数側の「山」は相対論的電子 (または相対論的陽子) によるシンクロトロン放射と考えられており、このシンクロトロン放射による「山」のピークの位置によって BL Lacs は細分化される。紫外線領域から X 線領域にピークを持つ BL Lacs を High frequency peaked BL Lacs や High synchrotron peaked BL Lacs (HBLs) などと呼び、可視光領域から紫外線領域にピークを持つ BL Lacs を Intermediate frequency peaked BL Lacs や Intermediate synchrotron peaked BL Lacs (IBLs)、赤外線領域から可視光領域にピークを持つ BL Lacs を Low frequency peaked BL Lacs や Low synchrotron peaked BL Lacs (LBLs) などと呼ぶ。

2.3 ガンマ線吸収

A.A. Abdo et al. (2009) は FSRQ 型ブレーザー 3C 454.3 のガンマ線スペクトルの数 GeV にスペクトルの折れ曲がりを発見し [1]、A.A. Abdo et al. (2011) では 3C 454.3 の数 GeV でのガ

*3 特徴的な変光周期はない。

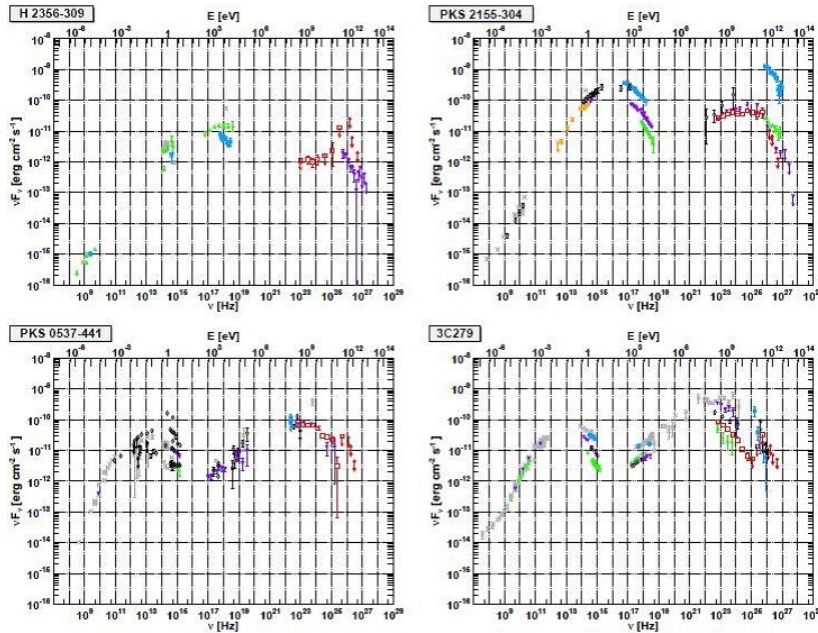


図 2.8 ブレーザーの多波長スペクトル [111] (上段左:HBL H2356-309、上段右:HBL PKS2155-304、下段左:LBL PKS 0537-441、下段右:FSRQ 3C279)。縦軸は Spectral Energy Distribution νF_ν である。それぞれに二山の構造が見える。

ンマ線スペクトルの折れ曲がりが見えることによって変化しないことを示した [3]。なお、この折れ曲がりの位置が見えることによって変化しないことは、S. Tsujimoto et al. (2015) の LBL 型ブレーザー AO 0235+164 に対する研究でも確認されている [160]。J. Poutanen and B.E. Stern (2010) は図 2.9(a) において、この GeV ガンマ線スペクトルの折れ曲がりを、BLR 由来の 13.6 eV の H I Lyman continuum photon (LyC) と 54.4 eV の He II LyC 光子と、ガンマ線光子との電子陽電子対生成によって引き起こされたとすれば説明できることを示し、BLR 内で放射された超高エネルギーガンマ線は、BLR の光子により吸収されてしまうことを示した [125]。ただし、13.6 eV の H I LyC は 19.2 GeV のガンマ線を吸収し 10.2 eV の H I Ly α は 25.6 GeV のガンマ線を吸収するため、水素の Ly α 光子では数 GeV のガンマ線の吸収を起こせない。なお、54.4 eV の He II LyC は 4.8 GeV のガンマ線を吸収し、40.8 eV の He II Ly α は 6.4 GeV のガンマ線を吸収するため、Ly 系列の He II では数 GeV でのガンマ線スペクトルの折れ曲がりを説明することができる。また、G.D. Şentürk et al. (2013) は超高エネルギーガンマ線放射をするブレーザーに対し、BLR 由来の光子による吸収を考慮して SED のフィッティングを行い、同様に H I LyC と He II LyC の吸収により説明できることを示した [97]。さらに、B.E. Stern and J. Poutanen (2011) は図 2.10 のように 1 GeV のエネルギーフラックスが上がるほど He II LyC による吸収が弱くなることを示し、ガンマ線放射が電離された He 原子の領域 (高階電離した BLR) で起こるという描像を提示した [147]。このように近年、高エネルギーガンマ線の観測からガンマ線の放射領域内の構造に迫ってきている。

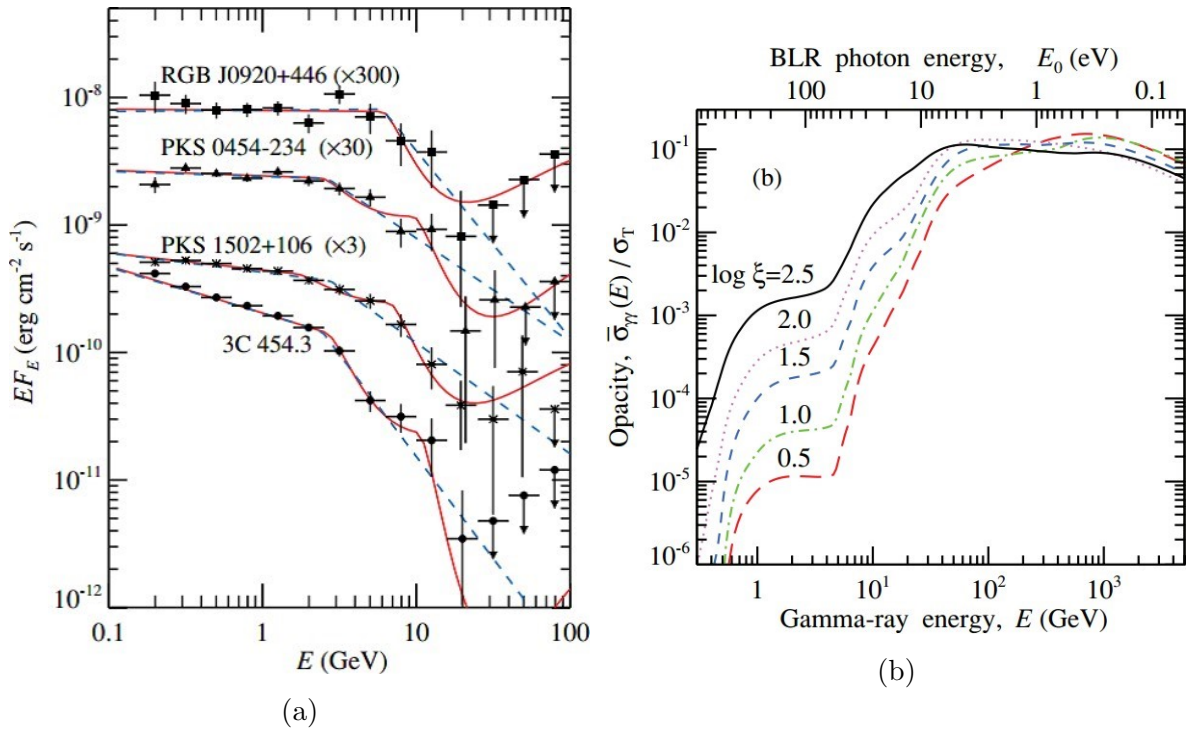


図 2.9 (a) BLR 由来の光子による吸収を仮定したガンマ線スペクトル [125]。黒点が *Fermi* ガンマ線観測衛星によるブレイザーの観測結果。青の点線が Broken power law モデルによるベストフィット。赤の実線が Power law モデルに H I と H II の吸収を加えた場合のベストフィット。
 (b) BLR での電子陽電子対生成によるガンマ線の平均の散乱断面積 [125]。散乱断面積はトムソン散乱断面積を単位として表示してある。図 (b) 中の線はイオン化パラメーター ξ を変化させた場合を表示している (ξ が大きいほど強く電離されている)。BLR には降着円盤の放射が直接、または散乱されて注入されていると仮定している。

2.4 スペクトルエネルギー分布モデル

AGN のスペクトルエネルギー (SED) の二山構造を説明するものとして、ジェット中の相対論的速度の電子陽電子プラズマを成分と考えるレプトニックモデルと、ジェット中の相対論的速度の電子陽子プラズマを成分と考えるハドロニックモデルがある。図 2.11 に 2 つの SED モデルを示した。また、レプトニックモデルとハドロニックモデルの混合のレプト - ハドロニックモデルも存在する [44, 132]。先に述べたように、電波から X 線の低周波数側の「山」については、電子または陽子によるシンクロトロン放射で放射された成分であると考えられているが、高周波数側の「山」については、二つのモデルの間で説明が異なる。例えば最もシンプルなレプトニックモデルである一領域 SSC モデル (One-zone SSC model) では、一つの領域内でシンクロトロン放射を起こした相対論的電子 (または陽電子) が、同領域内の他の電子によるシンクロトロン放射光を逆コンプトン散乱して高エネルギー光子に叩き上げる、Synchrotron Self Compton (SSC) で説明

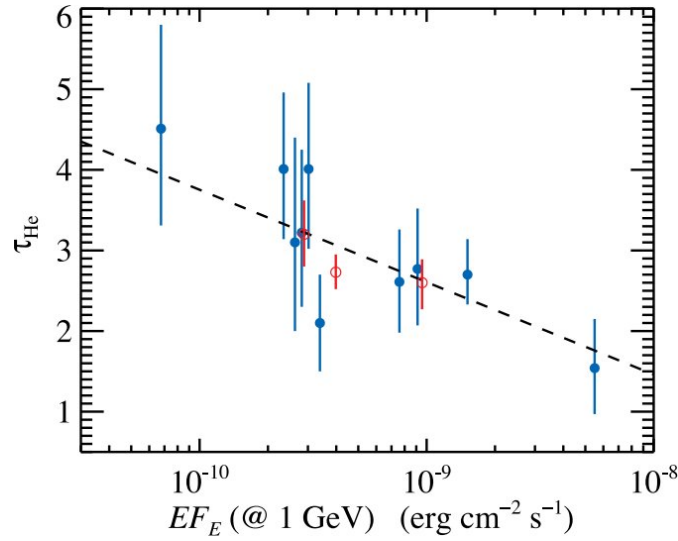


図 2.10 3C454.3 の 1 GeV でのエネルギーフラックスに対する He II LyC の光学的深さの関係 [147]。青点が各期間ごとのプロット。赤点が複数期間を足し合わせた場合のプロット。点線は全期間でのベストフィット。

する。この SSC により X 線からガンマ線に至る高エネルギー側の「山」を説明する。One-zone SSC model がシンプルである理由は、フリーパラメータの数が比較的少ないことにある。使われるモデルによるが最もシンプルな場合、ベキが α 、normalization が K の電子がローレンツ因子 γ_{\min} から γ_{\max} 内の領域にあり、サイズが R 、ドップラー因子が δ で一様磁場 B の放射領域について考えると、総フリーパラメータ数は 7 個となる [48, 111] *4。

One-zone SSC model は、HBL 型ブレイザーの SED を比較的少ないパラメータ数ながら説明することができるが、高エネルギー X 線や超高エネルギーガンマ線で起こる、非常に大きい光度変動やスペクトルの形状を説明することは難しいため、Two-zone SSC model など複数の放射領域を仮定して説明したり [22]、ガンマ線放射と電波放射の放射領域が空間的に異なるモデル (spine-sheath model) を用いて説明している [152, 153]。FSRQ 型ブレイザーに One-zone SSC model を適用すると、ガンマ線領域のエネルギーフラックスが HBL 型に比べ非常に強く、非常に大きなドップラー因子が要求されるため、ジェット外の BLR や CMB(Cosmic Microwave Background)、降着円盤やダストトーラス等を由来とする、外部光子 (external photons) に対する逆コンプトン散乱を起こす External Compton(EC) をモデルに加えて議論される (SSC+EC)[111]。One-zone SSC model に比べ、これらのモデルは観測結果をよく再現するものの、フリーパラメータ数が One-zone SSC model に比べて増えるため、フィッティングがどれほど現実的であるかが問題となる。他にも Minijets モデル [114] などがあるが、 $B > 100\text{G}$ の強磁場を必要とするなどの問題がある。ハドロニックモデルでは、電波から紫外または X 線までの SED を電子によるシンクロトロン放射で説明し、X 線からガンマ線までを、電子の SSC 放射と陽子、荷電パイオン、ミューオ

*4 参考文献 [111] では $\gamma_{\min} = 1$ と仮定しているため、フリーパラメータ数は 6 個である。

ンのシンクロトロン放射および式 (2.1) などのカスケードにより説明する [32, 131, 154]。

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} N \\ p \\ n \end{pmatrix} + \gamma &\rightarrow \begin{pmatrix} N \\ n \\ p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \pi^0 \\ \pi^+ \\ \pi^- \end{pmatrix} \\
\pi^0 &\rightarrow 2\gamma \\
\gamma + \gamma &\rightarrow e^+ + e^- \\
\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \\
&\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)
\end{aligned} \tag{2.1}$$

ハドロニックモデルでは、レプトニックモデルよりも大きな磁場を必要とする等の問題があるが [136]、ハドロニックモデルではレプトニックモデルよりも高いエネルギーのガンマ線まで放射されることが期待され、最高エネルギー宇宙線の起源をブレーザーで説明できる可能性をもっている。近年、電波から超高エネルギーガンマ線領域の多波長での、同時観測データおよび観測データを説明する SED モデルは増えてきたものの、まだどのモデルが正しいのかは不透明である。今後はより高感度、高分解能の望遠鏡*5による多波長での同時観測や、ノイズが強く高い感度を達成しにくい MeV ガンマ線領域の次世代望遠鏡*6による観測から、SED モデルに強い制限をかけることが重要である。

2.5 ガンマ線時間変動

第 2.2.4 節で述べたように、ブレーザーのガンマ線放射は非常に短い時間に大きな変動を起こすことが一つの特徴である。HBL 型ブレーザーの PKS 2155-304 は、超高エネルギーガンマ線帯域で 10 分以下のタイムスケールで変動を起こしたことがあり [10](図 2.12(a))、HBL 型ブレーザーの IC 310 *7は 5 分ほどのタイムスケールで変動を起こした [21] (図 2.12(b)) *8。放射領域のサイズ R は変動のタイムスケール t_{var} 、ドップラー因子 δ 、光速 c 、赤方偏移 z から

$$R \leq \frac{ct_{var} \delta}{1+z} \tag{2.2}$$

と制限できるため、PKS 2155-304 の放射領域サイズは $R \leq 0.31\delta$ AU(AU: 天文単位) となり、小さい領域で超高エネルギーガンマ線の放射が起きたことがわかる。IC 310 に至っては、ブラックホールの事象の地平線を光が横断する時間 (light-crossing time) $\Delta t_{BH} = (23_{-15}^{+34})$ 分よりも短いタイムスケールで変動しており、非常に小さい領域で放射が起きたことがわかる。

*5 電波領域の ALMA(Atacama Large Millimeter/submillimeter Array)[24]、可視赤外線領域の TMT(Thirty Meter Telescope)[156]、X 線領域の Hitomi 衛星 [78] の後継機、超高エネルギーガンマ線領域の CTA(Cherenkov Telescope Array)[53] など。

*6 SMILE(Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment)[146]、MEGA(Medium Energy Gamma-Ray Astronomy)[109]、ACT(Advanced Compton Telescope)[8]、AMEGO(All-sky Medium Energy Gamma-ray Observatory)[108]、e-ASTROGAM(enhanced ASTROGAM)[25] など。

*7 電波銀河とする場合もある [106]。

*8 ビーミングを考慮しても変動のタイムスケールは 20 分ほどと非常に短い。

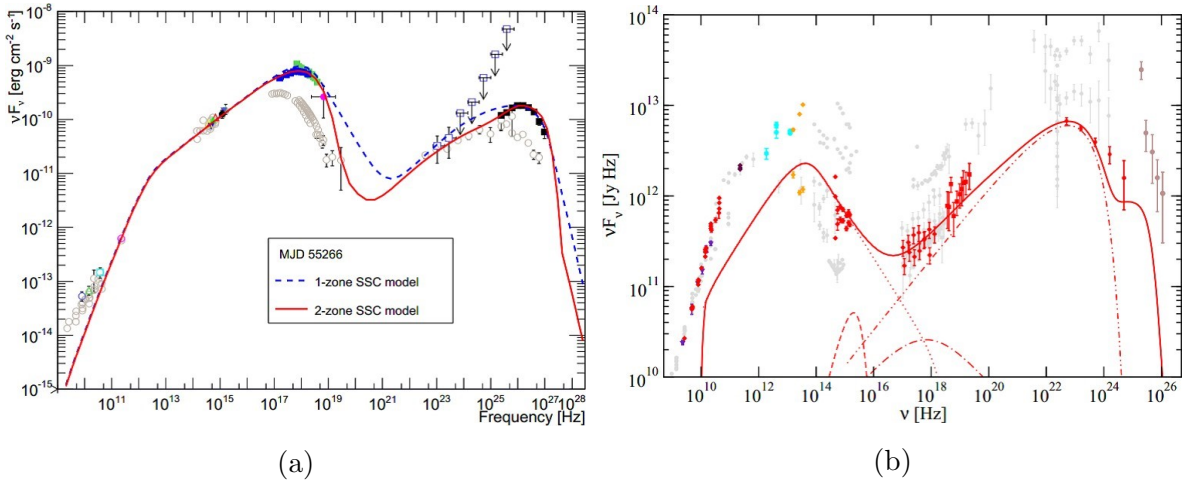


図 2.11 2つの SED モデル

(a) レプトニックモデルによる HBL 型ブレイザー Mrk 421 の SED の説明 [22]。One-zone SSC model(青点線) と Two-zone SSC model(赤実線) のによるフィッティング。

(b) ハドロニックモデルによる FSRQ 型ブレイザー 3C 279 の SED の説明 [45]。点線: 電子によるシンクロトロン放射成分。破線 (dashed line): 降着円盤からの放射成分。dot-dashed line(一点短鎖線): SSC 放射成分。dot-dot-dashed line(二点短鎖線): BLR を種光子とした EC 成分。dot-dash-dashed line: 降着円盤を種光子とした EC 成分。実線: 各成分の足し合わせ。

誤差を考慮しつつフラックスの平均値に対する光度変動の大きさを示す指標として、 F_{var} (Fractional root mean square variability amplitude) を用いることがある。 F_{var} は観測したエネルギー領域ごとの光度変動の大きさを求めるためによく用いられており、S.Vaughan et al.(2003) により、式 (2.3) のように定義されている [88]。

$$F_{var} = \sqrt{\frac{S^2 - \overline{\sigma_{err}^2}}{\bar{x}^2}} \quad (2.3)$$

ここで、

$$\bar{x}^2 = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \right]^2 \quad (2.4)$$

は測定値の平均の二乗、 $\overline{\sigma_{err}^2}$ は測定値の誤差の二乗平均、 S^2 は不偏分散であり、以下のように定義される。

$$S^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2 \quad (2.5)$$

高エネルギーガンマ線帯域では、A.A. Abdo, et al. (2010) が AGN の 84 天体に対して *Fermi* ガンマ線観測衛星の 11 ヶ月データを元に光度曲線を作成し、 F_{var} を二乗した normalized excess variance を用いてガンマ線の変動量を見積もり、FSRQs と LSP、ISP 型 BL Lac 天体は光度変動が大きく、HBL 型 BL Lac 天体は光度変動が比較的小さいことを示した [2]。FSRQs と LSP、ISP 型 BL Lac 天体の変動量が大きい理由として、MeV/GeV 領域に高エネルギー放射のピーク

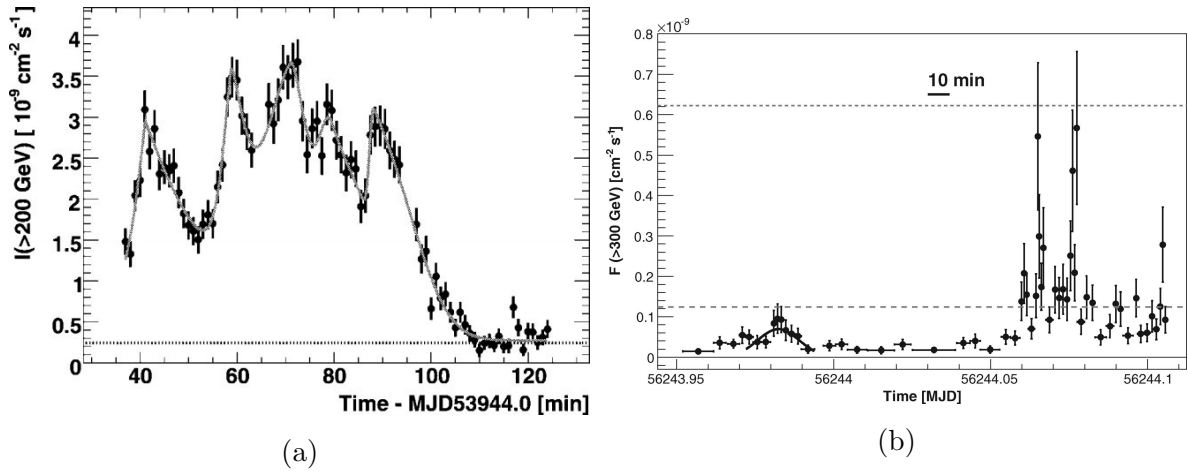


図 2.12 短時間ガンマ線光度変動

(a)PKS 2155-304 の超高エネルギーガンマ線の光度曲線 [10]。1 ビンは 1 分間。

(b)IC310 の超高エネルギーガンマ線の光度曲線 [21]。

があることを挙げ、HBL 型 BL Lac 天体の変動量が小さい理由は永続的な放射による可能性を挙げている。また、A.A. Abdo, et al. (2010) は 1 週間ビンの光度曲線に対して隣り合う 2 つのビンのフラックスの比 F_{high}/F_{low} が最大となる $(F_{high}/F_{low})_{max}$ を算出し*⁹、赤方偏移に対する $(F_{high}/F_{low})_{max}$ から $0.5 \leq z \leq 1.0$ で BL Lac 天体と FSRQ を分離できること、LBL 型の AO 0235+164 が FSRQ のような変動幅を見せることから FSRQ に近い性質をもつことを示した [2] (図 2.13)。高エネルギーガンマ線帯域を観測する *Fermi* の AGN カタログ (2LAC) では、normalized excess variance と高エネルギーガンマ線スペクトルのベキの関係 (図 2.14(a)) およびガンマ線光度と normalized excess variance の関係図 2.14(b)) を調べており、高エネルギーガンマ線スペクトルが soft な天体 (シンクロトロン放射のピーク周波数が低い天体) ほど高エネルギーガンマ線の変動が大きく、BL Lac 天体と FSRQ を問わずガンマ線光度が大きいブレイザーほど高エネルギーガンマ線の変動が大きいことを示した [14]。

2.6 BL Lacertae

BL Lacertae (とかけ座 BL 星) は 1929 年に変光星として発見された [79]、BL Lac 型ブレイザーである。赤方偏移は $z = 0.069$ であり [119]、シンクロトロン放射のピーク周波数から LBL[117] や IBL[6] と同定されている。Hervet et al. (2016) は電波ジェットの運動の特徴に基づいた分類から BL Lacertae が IBL と LBL の中間とした [75]。

BL Lacertae は広いエネルギー範囲で光度変動する天体であり、特に電波と可視光帯域で多数の多波長観測が行われてきた ([73, 105, 127, 3, 128, 164])。長期の観測から可視光と高エネルギーガ

*⁹ 1 週間ビンの光度曲線の場合、 $(F_{high}/F_{low})_{max}$ は 1 週間で相対的なフラックスがどれほど変化したかを表している。

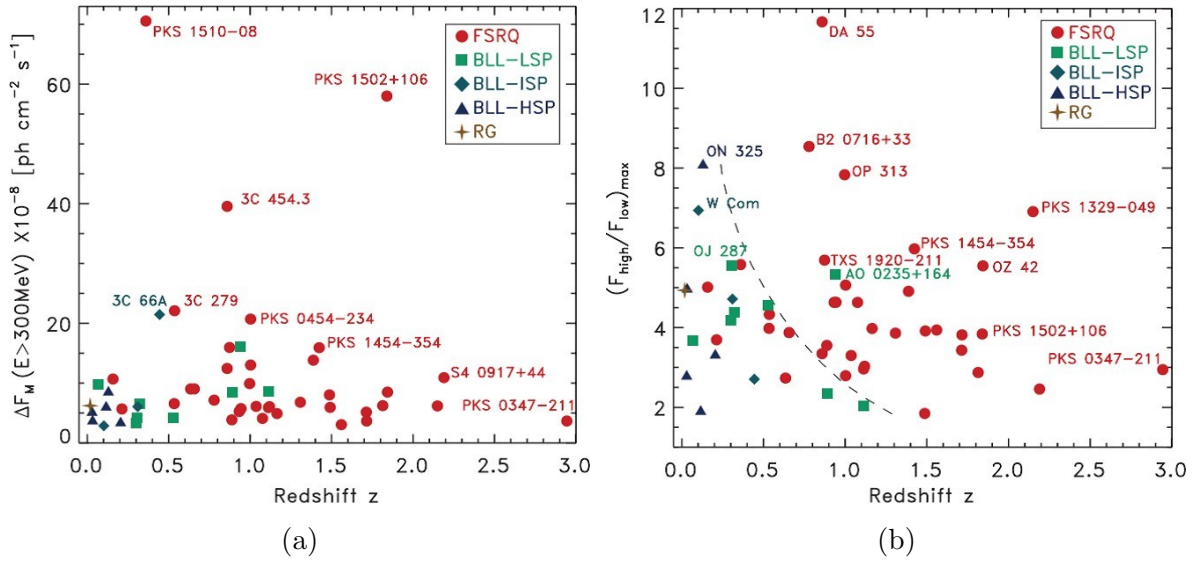


図 2.13 赤方偏移に対する $(F_{high}/F_{low})_{max}$ 分布 [2]
 (a) 縦軸を $F_{high} - F_{low}$ の差分で表したものを。型から外れた天体には天体名を付けている。
 (b) 縦軸を F_{high}/F_{low} の比で表したものを。型から外れた天体には天体名を付けている。図中の曲線は BL Lac 型と FSRQ 型の境界を表している。

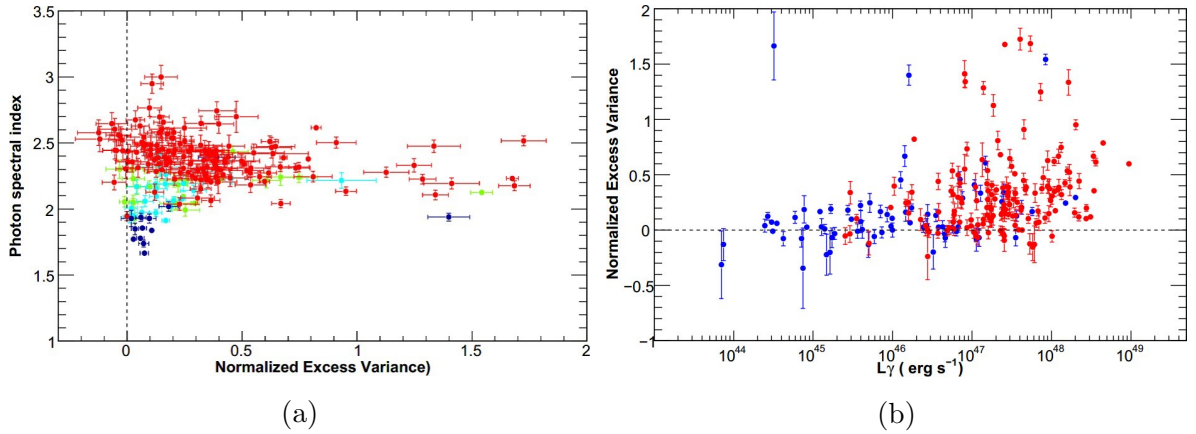


図 2.14 Normalized excess variance とガンマ線光度・ベキの関係
 (a) Normalized excess variance とガンマ線スペクトルのベキの関係 [6]。フラックスが 3×10^{-8} $\text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ より大きい天体をプロットしている。色はそれぞれ赤が FSRQ、緑が LBL、水色が IBL、紺色が HBL。
 (b) ガンマ線光度と Normalized excess variance の関係。色はそれぞれ赤が FSRQ、青が BL Lac 天体。

ンマ線帯域で ~ 680 日の準周期的な変動が示唆されている [139]。

1998 年に Crimean Observatory が初めて BL Lacertae の超高エネルギーガンマ線を 7.2σ の有意度 ($> 1\text{TeV}$) で検出したと報告した [115]。しかし同時期に観測した HEGRA は未検出であり、上限値を報告した [95]。続いて MAGIC が 2005 年と 2006 年にそれぞれ 22.2 時間と 26 時間の観測を行い、2005 年のデータから 3% かに星雲フラックス ($> 200\text{ GeV}$) の積分フラックスで超高エネルギーガンマ線を検出した [14]。2011 年 6 月 28 日に VERITAS が非常に速い TeV ガンマ線フレアを検出した。VERITAS は 34.6 分間ガンマ線フレアを観測し、200 GeV 以上の積分フラックスは $(3.4 \pm 0.6) \times 10^{-6} \text{ photons m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ($\sim 125\%$ かに星雲フラックス) に達した [27]。速い超高エネルギーガンマ線フレアは他にも本研究を含め MAGIC と VERITAS によって観測されている [110, 113]。この数年間速い超高エネルギーガンマ線フレアは他の活動銀河核でも検出されている。(HBL 型天体については [10, 15] など、FSRQ 型天体については [19, 166] など)。IBL や LBL 型ブレイザーに対する超高エネルギーガンマ線観測の中で BL Lacertae は唯一 1 時間未満の光度変動が検出されている。ブレイザーの 1 時間未満で分スケールの光度変動に対して、多くの理論モデルが提唱されている。超高エネルギーガンマ線がブラックホール磁気圏の近くで放射されているモデル [21, 77] や磁気リコネクションによるミニジェットモデル [71, 112]、高いドップラー因子を持つ小さなブロッブモデル [35] やブロッブがジェットを通過し大きな放射領域と相互作用するモデル [151] などである。

第 3 章

解像型大気チェレンコフ望遠鏡 (IACT)

3.1 空気シャワー

3.1.1 電磁カスケードシャワー

超高エネルギーガンマ線が大気に入射すると、大気中の原子核の電場との相互作用により、電子・陽電子対を生成する。電子・陽電子は制動放射によりガンマ線を生成し、再び電子・陽電子対を生成し、この繰り返しのよって粒子数が増える。このようにしてできる粒子のカスケードを、電磁カスケードシャワーという。(図 3.1)[100]。電子対生成で生成される、電子・陽電子対の運動エネルギーの和 $E^- + E^+$ は、

$$E^- + E^+ = E_\gamma - 2mc^2 \quad (3.1)$$

で、ガンマ線のエネルギー E_γ が電子の静止質量エネルギーの 2 倍、 $2mc^2 = 1.02\text{MeV}$ 以上のときにのみ起こる。電子対生成の断面積は低エネルギーでは $E_\gamma - 2mc^2$ にほぼ比例して増加し、高エネルギー $h\nu \gg mc^2$ ではほぼ一定の値、

$$\sigma_{pair} = \frac{e^2 Z^2 r_e^2}{\hbar c} \left(\frac{28}{9} \ln \left(191 Z^{1/3} \right) - \frac{2}{27} \right) \text{cm}^2 \quad (3.2)$$

に近づく。ここで e は電子の電荷量、 r_e は電子の古典半径で $e^2/mc^2 = 2.82 \times 10^{-13}\text{cm}$ であり、 Z は原子番号である。断面積は Z の 2 乗に比例しており、原子番号の高い物質ほど電子対生成を起こしやすいことが分かる。また、電子対生成の断面積はエネルギーによらず、一定値に近づく。 1g cm^{-2} の物質中で、電子対生成を起こす確率 P は、 N をアボガドロ数、 A を物質の原子量とすると、

$$P \approx \frac{N}{A} \sigma_{pair} = \frac{1}{X_p} \quad (3.3)$$

と書ける。 $X_p [\text{g cm}^{-2}]$ は光子による電子対生成の平均自由行程を表し、光子が物質中で X_p 走ると個数が $1/e$ に減衰する。

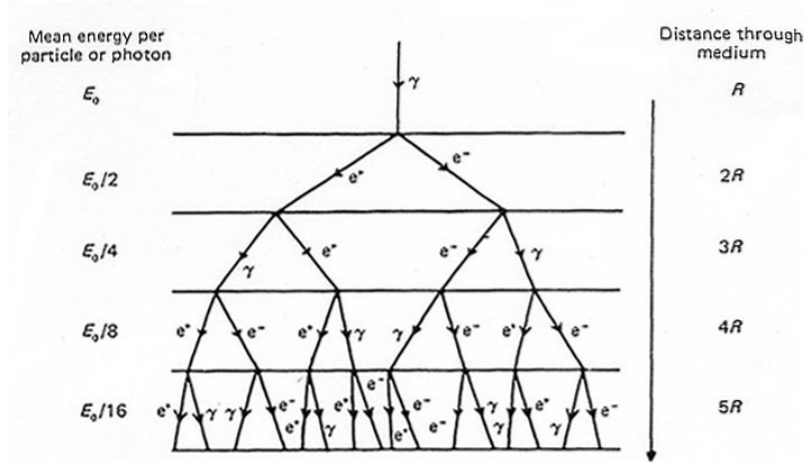


図 3.1 電磁カスケードシャワー [100]

高速で走っている電子が原子核の近傍を通ると、原子核のクーロン場の力を受けて進行方向が曲げられ、電磁波を放出する。これを制動放射という。エネルギー E の電子が 1 g cm^{-2} の物質を通過して、 $\epsilon \sim \epsilon + d\epsilon$ のエネルギーの光子を制動放射により放出する確率 Φ は、以下のように示すことができる。

$$\Phi(E, \epsilon) d\epsilon = \frac{r_e^2}{137} Z^2 \frac{N}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{d\epsilon}{\epsilon} g(E, \epsilon) \quad (3.4)$$

非相対論的 ($E \ll mc^2$) な場合、

$$g(E, \epsilon) \approx \frac{16}{3} \log \left(\frac{E}{\epsilon} \right) \quad (3.5)$$

であり、 E, ϵ に対する依存は弱く、だいたい 1~20 くらいの値をとる。一方、相対論的 ($E \gg mc^2$) な場合、

$$g(E, \epsilon) \approx 4 \log \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} + \frac{1}{18} \right) \quad (3.6)$$

となる。電子が距離 dx [g cm^{-2}] 走る間に、制動放射によって失うエネルギーは以下の通りである。

$$-dE = dx \int_0^{\epsilon_{max}} \epsilon \Phi(E, \epsilon) d\epsilon \quad (3.7)$$

ϵ は必ず電子のエネルギー E より小さいから、 $\epsilon_{max} = E$ と置くと、

$$-\frac{dE}{E} = \frac{r_e^2}{137} Z^2 \frac{N}{A} \frac{1}{\beta^2} g(E, \epsilon) dx \quad (3.8)$$

となる。よって、

$$X_0 = \frac{1}{\frac{r_e^2}{137} Z^2 \frac{N}{A} \frac{1}{\beta^2} g(E, \epsilon)} \quad (3.9)$$

と置くと、

$$E \propto e^{-\frac{x}{X_0}} \quad (3.10)$$

が得られる。つまり、電子が X_0 走るとエネルギーは $1/e$ となる。この距離を放射長と呼ぶ。この関係は、放射損失が電離損失よりもはるかに大きい場合に適用される。電子対生成の平均自由行程 X_p と制動放射の放射長 X_0 の間には、およそ $X_p \approx \frac{9}{7}X_0$ の関係がある。

X_0 あたりの制動放射によるエネルギー損失と、電離損失エネルギーがほぼ等しくなると、光子の発生が減り、電子の増殖が止まり、シャワーは減衰していく。このエネルギーを臨界エネルギーと呼び、空気中では大体 84 MeV である。

カスケードシャワーの電子は、物質中の電磁散乱によって最初の電子 (光子) の入射方向から外れ、シャワーは横方向に広がる。 $t = \frac{x}{X_0}$ の厚さの物質中での多重散乱による平均の散乱角 θ は、

$$\langle \theta^2 \rangle \approx \left(\frac{E_s}{E} \right)^2 t \quad (3.11)$$

$$E_s = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} mc^2 = 21 \text{ MeV} \quad (3.12)$$

と書ける。ここで E_s は電子のエネルギー。電子が $x = X_0$ 走ったときの横方向の広がり $r = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} X_0$ は、

$$r = \frac{E_s}{E} X_0 \quad (3.13)$$

となる。

図 3.2 に大気中の物質の通過量と地上高度の関係を示し、ガンマ線が入射したときのシャワーの最大発達高度を示す [83]。1 TeV のガンマ線では約 8 km の高さで最大となる。

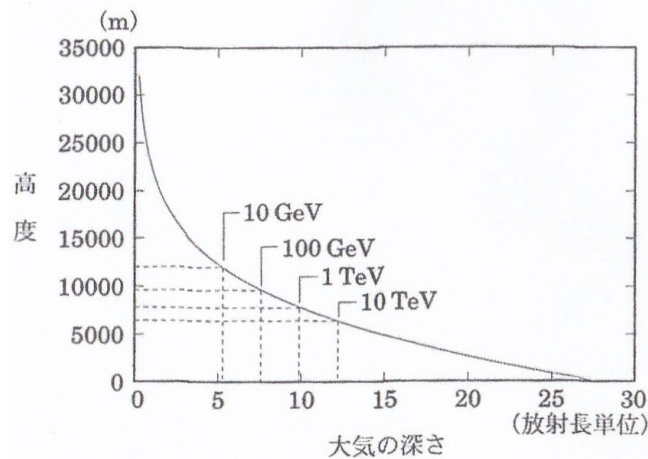


図 3.2 大気中の物質の通過量と地上高度の関係およびガンマ線シャワーの最大発達高度。ガンマ線が垂直入射したときのシャワーの最大発達高度をエネルギーごとに示してある [83]。

3.1.2 核子カスケード

図 3.3 に示した通り、高エネルギー核子が原子核と衝突すると、 π 中間子の多重発生を行う。

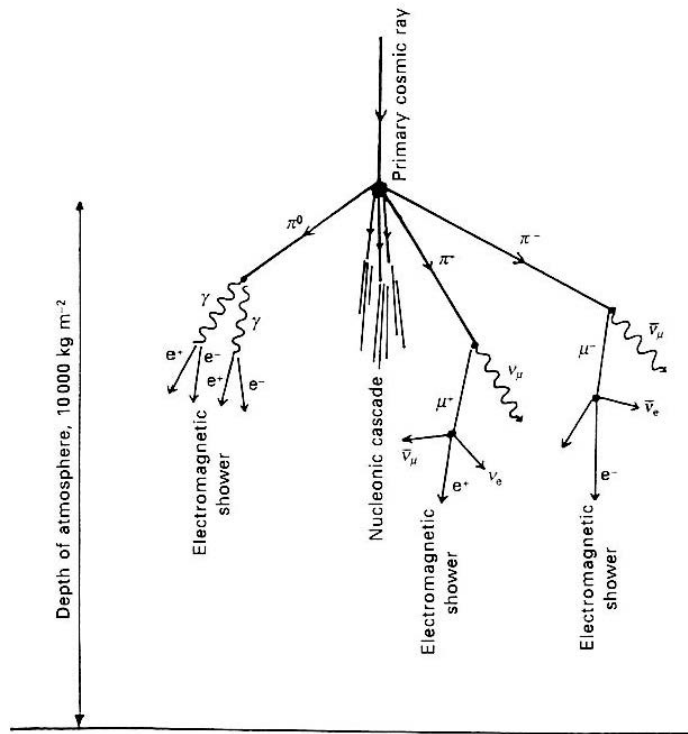


図 3.3 核カスケードシャワー [100]

π のド・ブローイ波の周期は、重心系での π のエネルギーを E_π とすれば、

$$T = \hbar / \sqrt{p_\pi^2 c^2 - m_\pi^2 c^4} \approx \hbar / E_\pi \quad (3.14)$$

と書ける。発生した π の個数を n_π 、入射核子のエネルギーを E とすると重心系のエネルギーは $\sqrt{2EMc^2}$ なので、

$$E_\pi \approx \frac{\sqrt{2EMc^2}}{n_\pi} \quad (3.15)$$

となる。作られた π が原子核内の 1 つの核子を通りすぎる時間は、核子の半径を r_0 、核子のローレンツ因子を γ とすると、

$$t = \frac{r_0}{\gamma c} \quad (3.16)$$

程度になる。 T がこれより小さければ、 π が発生し、次の核子に衝突する。 T が t より大きいときには、発生した π は形を取る前に次の核子に衝突する。これを次々に起こして核子と中間子が原子核の一部以外にはあまり影響を与えずに原子核を突き抜ける。このような現象をジェットと呼ぶ。

ジェットの起こる条件は

$$T > \frac{r_0}{\gamma} \frac{1}{c} \quad (3.17)$$

である。大気中に入射した核子は、空気の原子核と衝突してジェットを生成し、そのジェット粒子は、さらに空気の原子核と衝突し、2次、3次のジェットを作ることで発達していく。

これらの衝突で作られた π^\pm 中間子は、寿命 2.5×10^{-8} s で μ 粒子に崩壊する。

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (3.18)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (3.19)$$

μ^\pm 粒子の寿命は 2.2×10^{-6} s で、電子に崩壊するが、ほとんどの μ 粒子は崩壊する前に地表に達する。

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (3.20)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (3.21)$$

また、 π^\pm 中間子と同時に π^0 中間子も生成されるが、 π^0 中間子の寿命は 0.9×10^{-16} s で直ちに2つのガンマ線に崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (3.22)$$

生成されたガンマ線は、電子対生成を起こし、電磁カスケードによって粒子数を増やしていく。

核カスケードはジェットの積み重ねであるため、ジェットの性質を強く反映する。例えば、ジェットの角分布の広がりによって、核カスケードシャワーの広がりが決まる。ジェットの横向き運動量 P_T は観測的に、ジェット全体のエネルギーにも、入射粒子のエネルギーにもよらず、だいたい $0.3 \text{ GeV}/c$ 程度という値が得られている。図 3.4 に MC シミュレーションによる、電磁カスケードと核カスケードの発達の様子を示す [11]。核カスケードの方が横方向に大きく広がっていることが分かる。

3.2 チェレンコフ放射

高エネルギーの荷電粒子が誘電体中を通過すると、誘電体分子の分極が起こる。荷電粒子の速度がその物質中の光速よりも速い場合、 $v > \frac{c}{n}$ のときこれらの光は強め合い、チェレンコフ光として観測される。ただし、 n は物質の屈折率である。この時、チェレンコフ光の放出角度 θ は

$$\cos \theta > \frac{c}{nv} \quad (3.23)$$

と表せるので、空気の屈折率 n を地表での値 1.0003 で代表すると、ほぼ光速で走る荷電粒子の場合、大気中での放出角度 θ はおよそ 1.3° となる。屈折率 n は高度 h によって変化し、およそ次のように表せる。

$$n = 1 + \eta_h = 1 + \eta_0 \exp(-h/h_0) = 1 + 2.9 \times 10^{-4} \exp(-h/h_0) \quad (3.24)$$

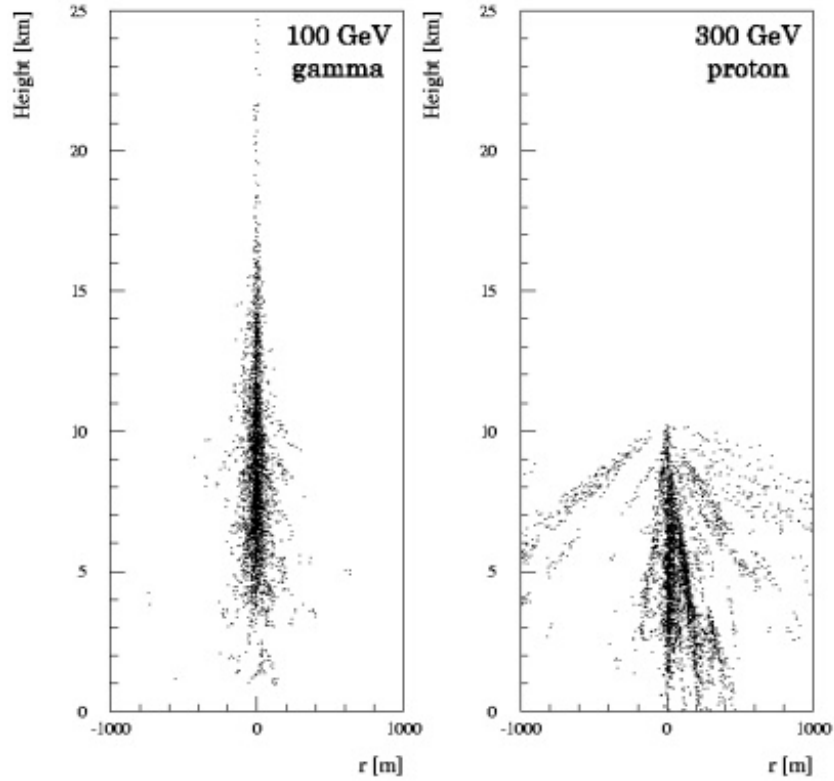


図 3.4 MC シミュレーションによる、カスケードの発達の様子 [11]。左は 100GeV ガンマ線を入射した際の電磁カスケード、右は 300GeV 陽子を入射した際の核カスケード (右) の発達の様子。

ここで h_0 は大気のスケールハイトで、 $h_0 = mg/RT$ 、 m は平均の分子量、 R は気体定数、 T は温度である。チェレンコフ光を放出するのに必要な最小のエネルギー E は

$$\beta_{min} = \frac{v}{c} = \frac{1}{n} \quad (3.25)$$

より、

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - n^{-2}}} \quad (3.26)$$

ここで m_0 は荷電粒子の静止質量である。電子が大気中でチェレンコフ光を放出するのに必要なエネルギーは、およそ 21MeV となる。

式 (3.26) と式 (3.24) から、チェレンコフ光を放出する電子の最小のエネルギーは、 $\eta_h \ll 1$ のとき

$$E_{th} = \frac{0.511\text{MeV}}{\sqrt{2\eta_h}} = \frac{0.511\text{MeV}}{\sqrt{2\eta_0 \exp(-h/h_0)}} \quad (3.27)$$

となる。高度が高くなると η_h が減少するので、最小のエネルギーは小さくなる。

Tamm-Frank の理論から、粒子が走ったとき単位長あたりに、周波数 ν から $\nu + d\nu$ 間に放出される光子数 N は、

$$N d\nu = \frac{2\pi^2}{hc^2} \left(1 - \frac{c^2}{n^2 v^2}\right) d\nu \quad (3.28)$$

と表される [118]。これよりチェレンコフ光によるエネルギー損失 W は、

$$dW = Nh\nu d\nu \propto \nu d\nu \propto \lambda^{-3} d\lambda \quad (3.29)$$

$$W \propto \lambda^{-2} \quad (3.30)$$

となる。

チェレンコフ光の発生高度を 10km とすると、地上でのチェレンコフ光の広がり、 $10\text{km} \times \tan(0.7^\circ) \approx 120\text{m}$ となる。図 3.5 にモンテカルロシミュレーションによる電磁カスケードシャワーのチェレンコフ光の海拔 160m での横広がりを示す。チェレンコフ光の地上での密度分布は、半径 200m 内の領域で密度が高く、ほぼ一定の光量が得られており、この領域をライトプールと呼ぶ。十分エネルギーの高い電子は、地上で 1m 走ると、波長範囲 400 – 600 nm で約 20 個のチェレンコフ光子を放出する。上空では大気密度はおおよそ $\propto \exp(-h/7.1\text{ km})$ に従って薄くなるため [83]、放出角は小さくなるが、発生高度が高くなる効果とほぼ相殺して図 3.5 のような光量が一定になるライトプールを形成する。一方、核カスケードの場合、電磁カスケードと、ミューオンの発するチェレンコフ光の重ね合わせとなり、図 3.6 に示すように複雑な分布となる [136]。核カスケードは電磁カスケードに比べて荷電粒子の数がおおよそ $1/3$ なので、粒子のエネルギーが同じとき、電磁カスケードのチェレンコフ光の発光量は、核カスケードに比べて 3 倍程度大きい。

式 (3.30) で示したように、チェレンコフ光の波長分布は波長の 2 乗に反比例し、短波長ほど多く放出されるが、地上の検出器に届くまでに、オゾンによる吸収や大気分子によるレイリー散乱、チリなどによるミー散乱によって光は減衰するため、実際に検出される光子の波長は 300 – 500 nm 程度に分布する [83]。

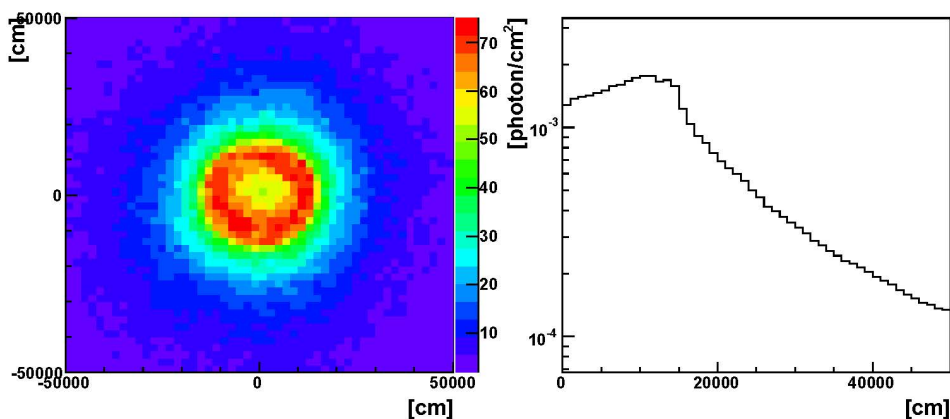


図 3.5 MC ガンマ線によるチェレンコフ光の広がり (1TeV)[136]

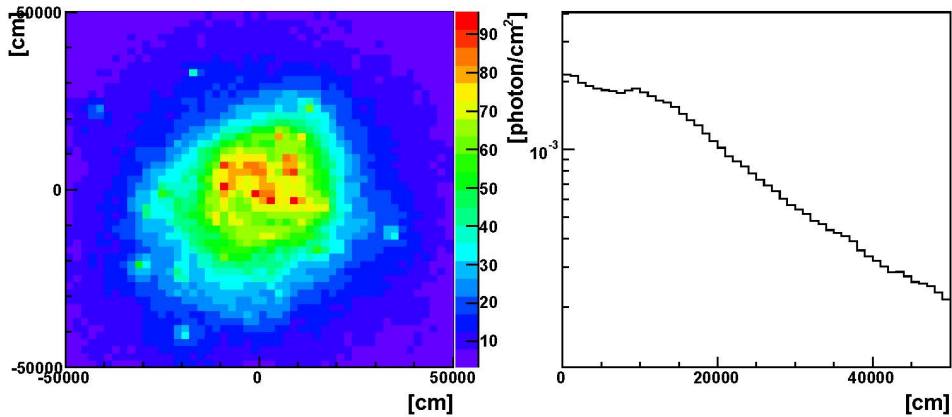


図 3.6 MC 陽子によるチェレンコフ光の広がり (3TeV)[136]

3.3 イメージング法

超高エネルギーガンマ線および宇宙線は、発生するシャワーに荷電粒子を含むので、どちらもチェレンコフ光を発生する。大気チェレンコフ望遠鏡による観測では、この2つのチェレンコフ光を区別し、バックグラウンドとなる大量の宇宙線イベントを除去する必要がある。そのための方法として、第5.1.4章や付録A章で示したようなガンマ線と陽子のシャワー発達の違いによるチェレンコフ光像イメージの違いをもとに、一次粒子を判別する手法が考案された。Hillasはチェレンコフ光像イメージの形状をパラメータ化し、その分布の違いをもとに一次粒子を統計的に識別する方法を提唱した [76]。

図3.7のように、カメラ面に射影されたシャワーイメージは楕円形になる。シャワーイメージの光量の2次元分布の短軸方向の2次モーメントを *width*、長軸方向の2次モーメントを *length* と定義し、*width* はシャワーの横方向の発達を、*length* は縦方向の発達を反映している。さらに、近似した楕円の重心から天体までの距離を *distance*、視野中心とシャワーイメージ主軸のなす角を *alpha* と定義する。^{*1}。これらのパラメータのガンマ線シャワーと陽子シャワーの分布の違いを図3.8に示す。ガンマ線シャワーのイメージはコンパクトな楕円形をしているのに対し、宇宙線によるシャワーの方がより広がりムラのある傾向を示す。これらの分布の差を利用して、ガンマ線と宇宙線バックグラウンドを分別する方法をイメージング法といい、これらのパラメータはイメージパラメータと呼ばれる。イメージパラメータの詳細な定義は第5.1.3章、および付録Aに記載した。

^{*1} alpha 以外は Hillas によって定義されたが [76]、alpha は Giovanni Bignami らによってガンマ線識別の有用性が指摘された [83]。

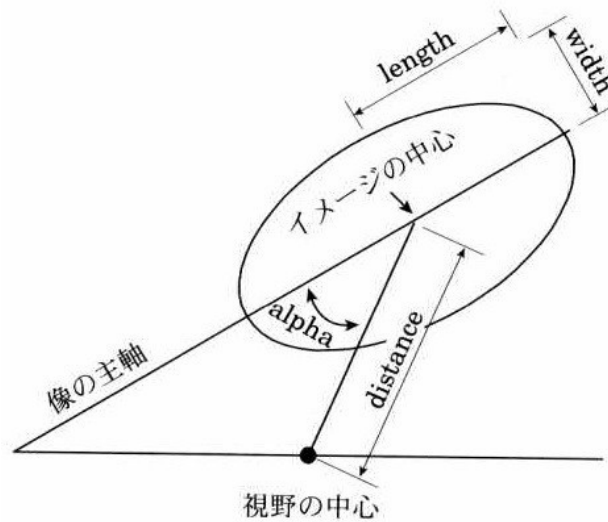


図 3.7 イメージパラメータの定義 [83]

3.4 ステレオ観測

チェレンコフ光像の長軸方向とシャワー軸は一致する。1 台の望遠鏡だけではその到来方向は決まらなないが、図 3.9 のように同じシャワーを複数の望遠鏡から異なる角度で見る (ステレオ観測) と、シャワーの到来方向は、得られた複数のカメラチェレンコフ光イメージを重ね合わせて、その長軸が交わったところとして 1 イベントごとに決められる [94]。角度分解能は、シャワー自体のゆらぎとイメージの光量重心と軸を決めるときの光量の統計、お互いのなす角度によって決まる。観測天体とシャワーの到来方向の間の角距離を θ とすると、放射源が点源のガンマ線の場合、到来方向は $\theta \approx 0$ の方向に集中する。一方、バックグラウンドである宇宙線の場合はあらゆる方向から一様に入射してくるので、特定の θ のところに集中しない。図 3.10 に MAGIC 望遠鏡で Crab Nebula を観測した際の再構成した到来方向の分布 (θ^2 分布) を示す [23]。立体角を補正するため、 θ^2 でプロットしている。ガンマ線イベントは天体方向に集中するため、 $\theta^2=0$ に集中する。 θ^2 分布はシャワー自体のゆらぎと、望遠鏡の性能を反映した広がりを持つ。この結果は、エネルギー範囲は 300 – 475 GeV で、点源を仮定したガンマ線の MC シミュレーションの結果と比較している。シングルとダブルの 2 次元ガウシアン分布でフィットした線をそれぞれ黒と青色の線で示しており、真の位置と再構成された位置との角距離のばらつきはシングルガウシアンにて $\theta^2 < 0.025 \text{ deg}^2$ でフィットでき、点源からの放射でも、この程度の広がりをもつことがわかる。

宇宙線による核カスケードシャワー以外に、シングルミューオンが出すチェレンコフ光もガンマ線観測のバックグラウンドとなる。しかし、大気チェレンコフ望遠鏡で捉えられるミューオンイベントは、発生高度が空気シャワーイベントに比べて低く (1km)、地表でのチェレンコフ光の広がり

は、およそ 20m 程度となるので、複数の望遠鏡で検出することにより、このバックグラウンドは低減できる。

3.5 Wobble モード観測

Wobble モード観測とは、天体からオフセットしたところにカメラ中心を向けて観測を行い、ある時間経過したら、オフセット点をカメラ面上でほぼ中心と対称な点に移動させて観測を行う方法である。例えば、天体の座標から赤緯方向に $+0.4^\circ$ オフセットした点を向けて 20 分観測したら、カメラ中心を天体の座標から赤緯方向に -0.4° の方向にずらして、再び 20 分観測を行う (図 3.11、図 3.12 参照)。この方法の最大の利点は、バックグラウンドを見積もるのに必要なオフ領域が常に存在することである。対称な位置に移動させることにより、カメラ面上の位置による検出効率等の系統誤差をキャンセルして消し去ることができる。これにより、バックグラウンドの不確実な系統誤差をほぼなくすことができる。

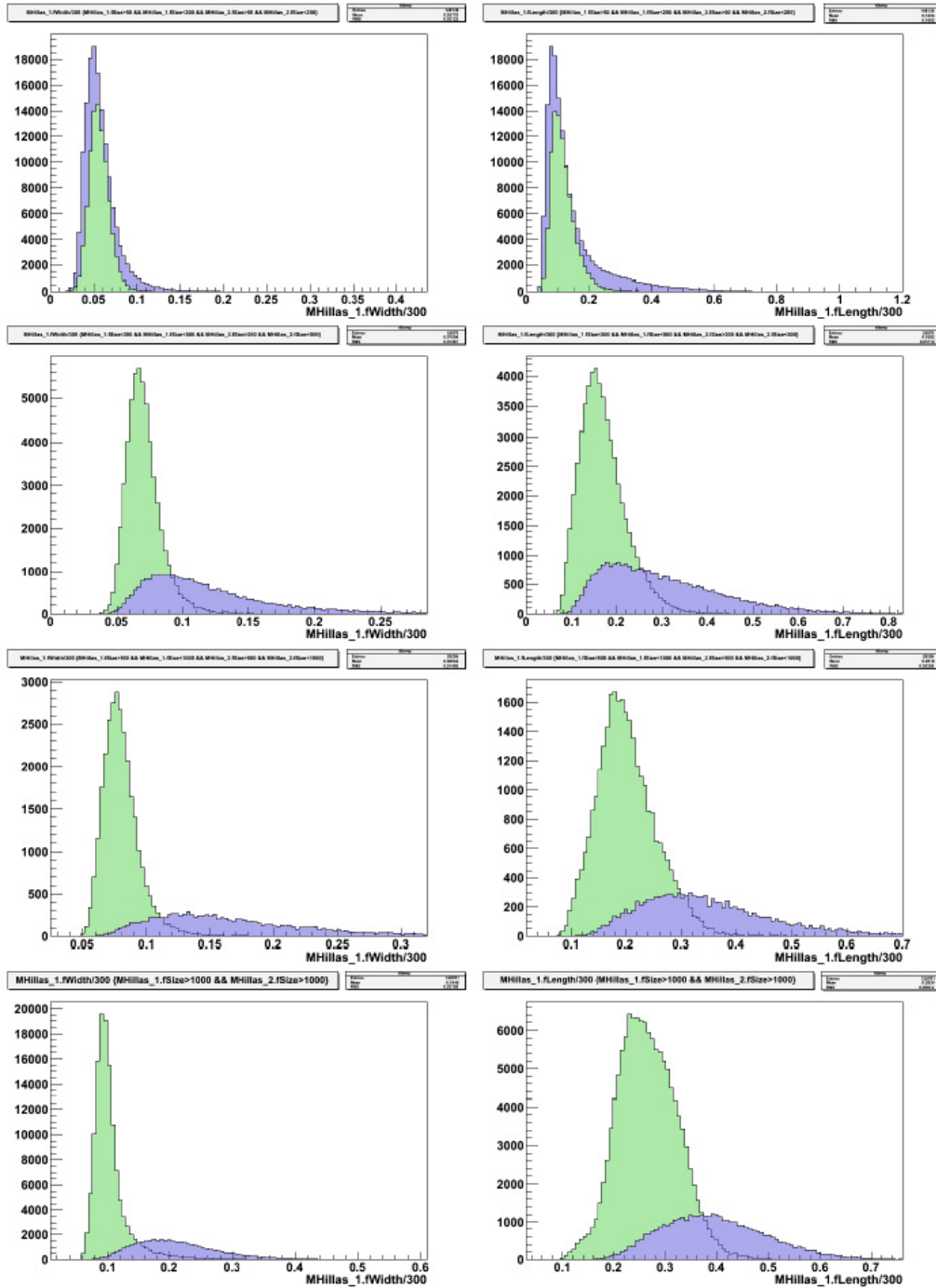


図 3.8 ガンマ線（薄緑色）とハドロン（薄青色）におけるイメージパラメータ分布の違い [93]。左図は Width、右図は Length の分布を示している。また、各段はエネルギー範囲が異なり、上段から下段にかけてエネルギーが高くなっている。上段から順に $50 < \text{Size} < 200 \text{ph.e.}$ 、 $200 < \text{Size} < 500 \text{ph.e.}$ 、 $500 < \text{Size} < 1000 \text{ph.e.}$ 、 $1000 < \text{Size} < 2000 \text{ph.e.}$ の範囲でプロットしている。ここでの Size は入射粒子のエネルギーに対応する。Size の詳細は 5.1.3 節にて説明する。

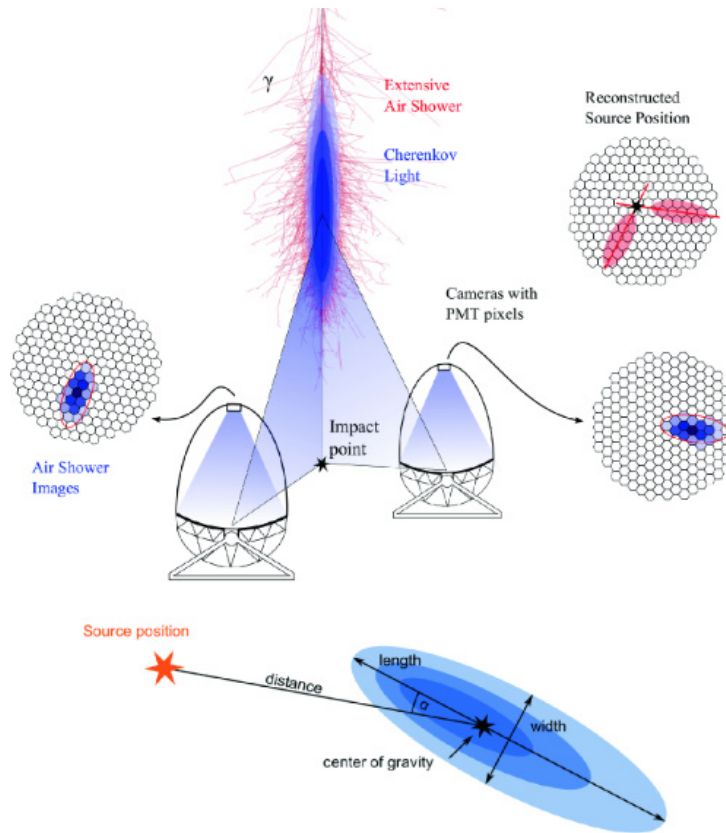


図 3.9 大気チェレンコフ光のステレオ観測 [66]

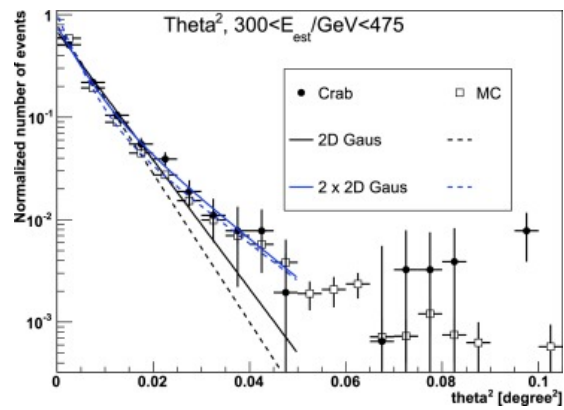


図 3.10 MC ガンマ線と Crab Nebula の θ^2 分布 [23]。白四角が MC、黒丸が MAGIC 望遠鏡による Crab Nebula の観測データを示している。300–475 GeV のエネルギー範囲で比較している。2次元ガウシアンフィットにおいて、シングル (黒) とダブル (青) フィットの違いを線の色で示し、MC は点線、Crab Nebula データは直線で示している。

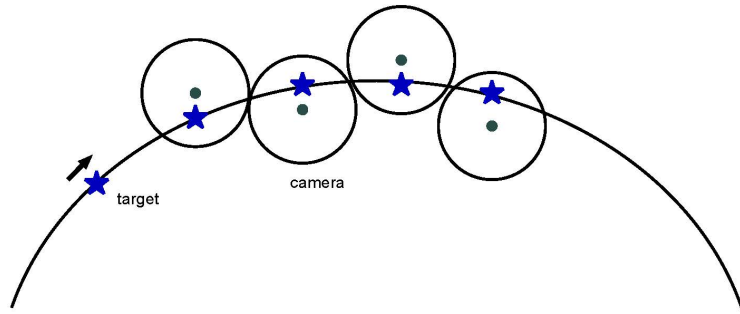


図 3.11 Wobble モードにおける観測視野の動き。

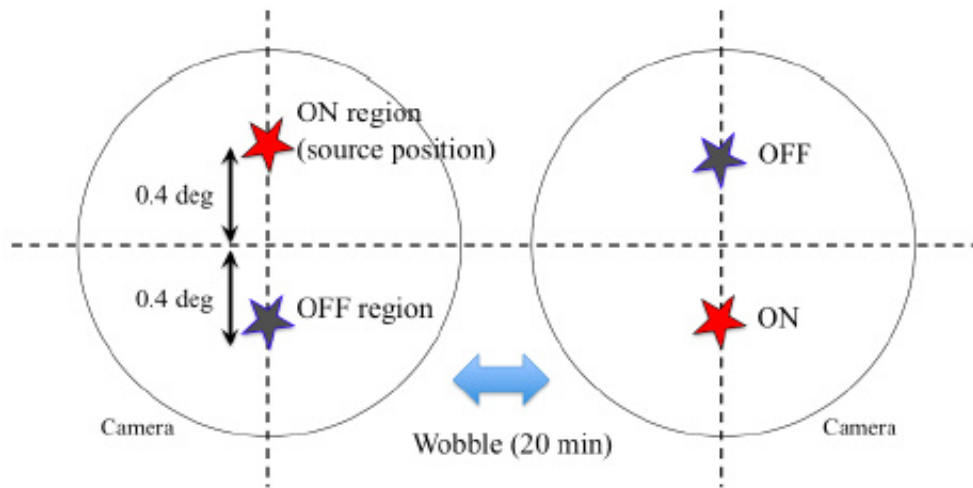


図 3.12 Wobble モード観測。カメラ中心に対して 0.4° 離れたところに観測天体を導入する (ON region)。そこから対称位置を OFF region とする。20 分ごとにカメラ視野内の位置を入れ替える。これにより ON と OFF のカメラ面上の位置が同じになるので、カメラ面の影響をキャンセルすることができる。

第 4 章

MAGIC 望遠鏡

この章では、BL Lacertae の VHE ガンマ線観測に用いた MAGIC 望遠鏡の詳細について述べる。

MAGIC 望遠鏡は、スペインのカナリア諸島ラパルマ島に設置されている、口径 17 m、面積 236 m^2 の鏡面を持つ 2 台の地上大気チェレンコフ望遠鏡 (図 4.1) で、2004 年から 1 台目の MAGIC-I による観測を始め、2009 年秋から 2 台目の MAGIC-II を追加したステレオ観測を開始した。表 4.1 に 2 台の MAGIC 望遠鏡の特徴についてまとめた。MAGIC-II については 2012 年夏のアップグレード後の仕様について示している。2 台の望遠鏡は約 85 m 離れて建設されている。MAGIC 望遠鏡によるステレオ観測での、ガンマ線に対するエネルギーしきい値は約 50 GeV であり、広い鏡面積を持つことから大気チェレンコフ望遠鏡としては低エネルギー側のガンマ線に対して高い感度を持っている。

表 4.1 MAGIC 望遠鏡の特徴

	MAGIC I	MAGIC II
積分フラックス ($>290 \text{ GeV}$, $\sim 50 \text{ h}$)	$0.67 \pm 0.04 \% \text{ C.U.}$	
角度分解能 ($\sim 300 \text{ GeV}$)	$\sim 0.04^\circ$	
駆動	180° 回転 ~ 20 秒	
角度調整精度	$\sim 0.02^\circ$	
カメラ視野	3.5°	
ピクセル数	PMT 1039 本	
量子効率 ($\lambda \sim 350 \text{ nm}$)	34 %	
反射鏡	口径 17 m 放物面鏡	
鏡面積	239 m^2	246 m^2

4.1 MAGIC 望遠鏡の感度

MAGIC 望遠鏡の積分フラックス感度をエネルギー閾値の関数として表示したものを、図 4.2 に示す [23]。2012 年夏に検出器のアップデートが行われ、それ以前よりも感度が改善されている。2 台の MAGIC 望遠鏡を用いた 50 時間のステレオ観測において、積分フラックスの感度は、290 GeV 以上のエネルギーで $(0.67 \pm 0.04)\% \text{C.U.}$ (Crab Unit: Crab Nebula のフラックス*1 の何 % かを示す)、100 GeV 以上では $(1.45 \pm 0.02)\% \text{C.U.}$ である。次に微分フラックスの感度を図 4.3 に示す [23]。こちらは低い天頂角 (θ_Z : Zenith degree) ($\theta_Z < 30\text{deg}$) で 50 時間のステレオ観測結果によるもので、およそ 398~631 GeV のエネルギー範囲で $(1.61 \pm 0.18)\% \text{C.U.}$ と見積もられている。

図 4.4 は MAGIC 望遠鏡の角度分解能をエネルギーごとに示している。アップデート以前に比べて改善されており 300 GeV で $\sim 0.04 \text{deg}$ ほどである [23]。

図 4.5 に MAGIC 望遠鏡で Crab Nebula を観測した際の再構成した到来方向の分布 (θ^2 分布) を示す [23]。点源を仮定した MC データと、300–475 GeV のエネルギー範囲で比較している。シングルとダブルの 2 次元ガウシアン分布でフィットした線をそれぞれ黒と青色の線で示している。真の位置と再構成された位置との角距離の分布はシングルガウシアンによるフィッティングの結果 $\theta^2 < 0.025 \text{deg}^2$ となっており、点源からの放射場合、ガンマ線到来方向としてこの範囲を用いる。



図 4.1 MAGIC 望遠鏡

*1 MAGIC 望遠鏡の観測から、Crab Nebula の平均積分フラックス F は 200 GeV 以上で $F = (1.96 \pm 0.05_{\text{stat}}) \times 10^{-10} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ とした [17]。

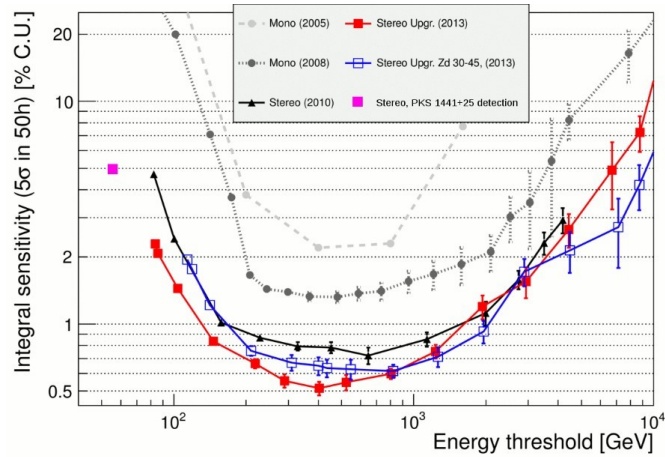


図 4.2 MAGIC 望遠鏡のステレオ観測における積分フラックス感度 [23]。灰色の破線は 2005 年、点線は 2008 年の MAGIC-I のみによる Mono 観測データ、黒色の実線は 2010 年のステレオ観測データ、赤がアップグレード後の 2013 年のステレオ観測データ、青色が中程度の天頂角 (30 ~ 45 deg) のステレオ観測結果、マゼンダのプロットは FSRQ PKS1441+25 のステレオ観測のデータ点である。

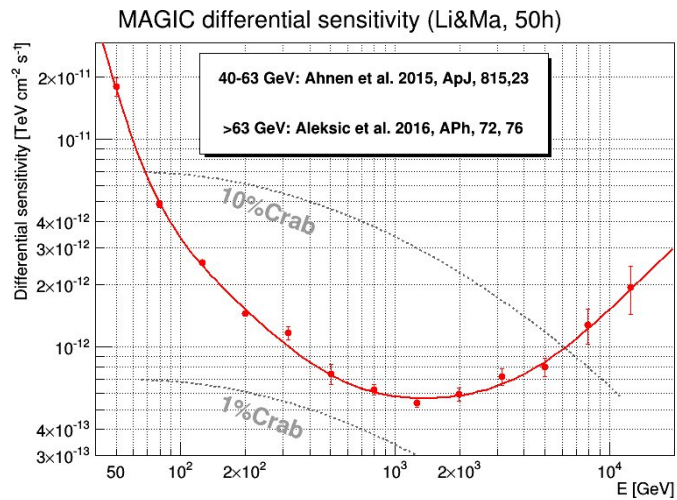


図 4.3 MAGIC 望遠鏡のステレオ観測における微分フラックス感度 [23]。40–63 GeV までは PKS 1441+25 のデータ点、それ以降は Crab Nebula のデータ点である。点線は 1% C.U. と 10% C.U. の微分フラックスを示す。

4.1.1 望遠鏡構造と駆動システム

MAGIC 望遠鏡の構造体部分には、三層構造軽量カーボンファイバークラウドが使用されている。また、接合部分にも軽量のアルミニウムジョイントが使用されているため、強度を保ちつつ軽量化を図っている。図 4.6 に望遠鏡構造体の外観を示す。構造体の重量は 5.5t であり、カメラと

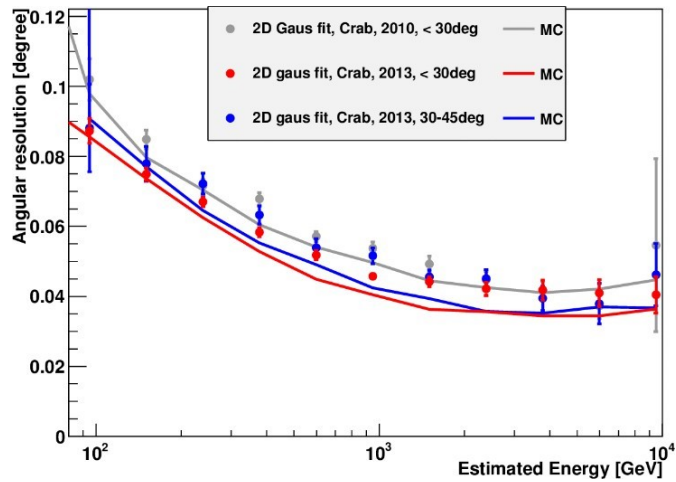


図 4.4 MAGIC 望遠鏡の角度分解能 [23]。灰色の実線はアップデート前の 2010 年の $\theta_Z < 30 \text{ deg}$ での観測、赤線がアップデート後の 2013 年の $\theta_Z < 30 \text{ deg}$ での観測、青色が同じく 2013 年の $\theta_Z = 30 \sim 45 \text{ deg}$ での観測結果である。

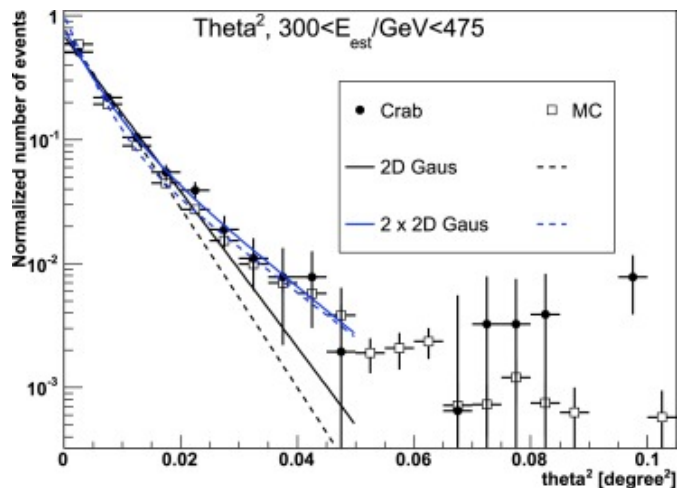


図 4.5 MAGIC 望遠鏡観測による Crab Nebula と MC の θ^2 分布 [23]。白四角が MC、黒丸が MAGIC 望遠鏡による Crab Nebula の観測データを示している。300–475 GeV のエネルギー範囲で比較している。2 次元ガウシアンフィットにおいて、シングル（黒）とダブル（青）フィットの違いを線の色で示し、MC は点線、Crab Nebula データは直線で示している。

鏡表面までの焦点距離は 17 m である。焦点面カメラは 0.5 t であり、アルミニウムチューブの構造体と鏡面まで伸びるスチールのワイヤーによって支えられている。これら軽量の素材を使用することで望遠鏡全体の重量を減らした結果、望遠鏡が方位角方向に 180 度動くのにかかる時間は ~20 秒と、非常に高速な回転が実現できている。一方、望遠鏡の駆動システムは図 4.7 に示したように、方位角と天頂角の 2 方向のモーターがついている。それぞれのモーターはチェーンに沿って駆動する。方位角駆動チェーンは直径 20 m の円形レール上に固定されていて、天頂角駆動チェーンは、

焦点面カメラをサポートするように、鏡面をはさんで対称的に楕円リング構造上に設置されている。天頂角モーターには、安全のためのブレーキが取り付けられている（ホールディング型の自動式と緊急時の手動式の2種類）。これらの装置によって方位角はおよそ $-90 \sim +318 \text{ deg}$ 、天頂角はおよそ $-70 \sim +90 \text{ deg}$ の範囲で稼働可能になっている。望遠鏡の角度調整の精度は約 0.02 deg である。

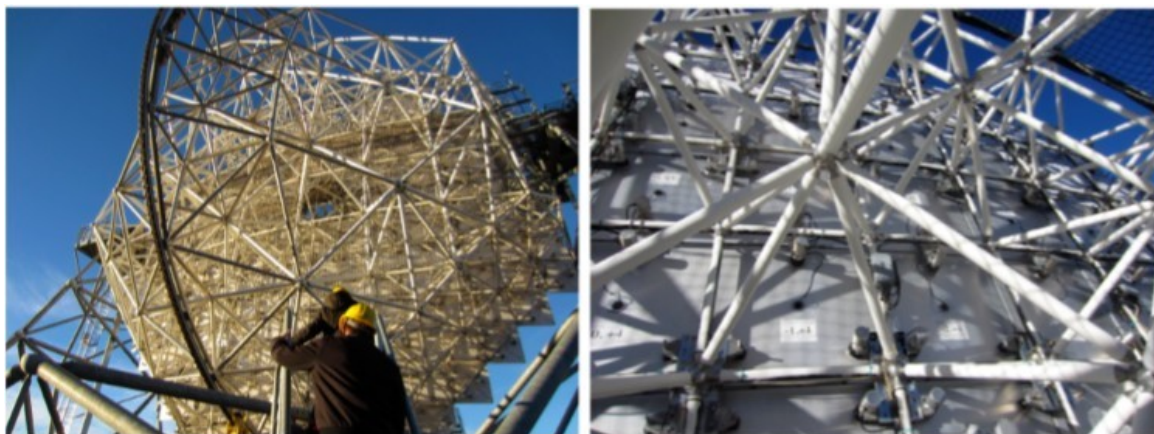


図 4.6 MAGIC 望遠鏡の構造体

左図:望遠鏡の構造体および天頂角方向の駆動チェーン。右図:接合部のアルミニウムジョイントとカーボンファイバークューブ [17]。

4.1.2 反射鏡

2 台の MAGIC 望遠鏡の反射鏡部分 (皿状の形から Dish と呼ぶ) は、直径 17 m の回転放物面構造を採用している。回転放物面構造は、平面からの入射に対し、経路差を生じないため、チェレンコフ光の到来時間情報を揃えることができる。ガンマ線由来のチェレンコフ光は、数 ns という非常に短い時間スケールで到達するため、時間情報を用いて宇宙線陽子イベントや夜光等のバックグラウンドイベントの除去にもつながる。また、放物面形状は Dish を大口径化しやすいというメリットもある。これによって広い面積で微弱なチェレンコフ光をより多く集光することが可能となり、ガンマ線のエネルギー閾値を下げることができ、低エネルギーガンマ線領域での観測精度向上にもつながっている。しかし、放物面構造はコマ収差の影響が大きいため、Dish の光軸に対し Off-axis に入射したシャワーイメージは歪んでしまう。コマ収差の影響による PSF の縦横の非対称性は、Crab Nebula の観測から 10% 程度と見積もっている [23]。また、放物面構造は、焦点面カメラを大きくできず視野を大きくできないというデメリットがある。

図 4.8 に MAGIC-II の回転放物面構造を、図 4.9 に MAGIC-I,II の分割鏡の様子を示した。Dish 構造は MAGIC-I と MAGIC-II では異なっており、それぞれの総面積は MAGIC-I が 239 m^2 、MAGIC-II が 247 m^2 である。

MAGIC-I の鏡面は建設当初は $0.495 \times 0.495 \text{ m}^2$ のアルミニウム製の分割鏡 974 枚を 4 枚一組の



図 4.7 MAGIC 望遠鏡駆動システム

左上:方位角レールおよび駆動チェーン、右上:望遠鏡設置の中心軸、
左下:天頂角方向駆動モーター、右下:方位角方向の駆動モーター

面積が $1.0 \times 1.0 \text{ m}^2$ となるグループで構成していた。徐々に $1.0 \times 1.0 \text{ m}^2$ の 1 枚のガラス-アルミニウム鏡に置き換えていき、2014 年には 60 個のパネルがガラス-アルミニウム鏡に置き換えられた。この変更は破損箇所の交換と、Dish の軽量化を考えて行われ、1t 以上の軽量化に成功している [52]。

一方、MAGIC-II は $1.0 \times 1.0 \text{ m}^2$ の分割鏡 246 枚で構成されている。この 246 枚のうち、中心の 142 枚がアルミニウム製で、その周囲の 104 枚はガラス-アルミニウム鏡である。分割鏡はアルミニウム製であり、ハニカム構造によって支えられているため、高耐久と軽量化を実現している。材質の違いのため反射率が異なり、アルミニウム鏡で $\sim 80\%$ 、ガラス-アルミニウム鏡で $\sim 85\%$ である。

MAGIC 望遠鏡の分割鏡には、AMC(Active mirror control) システムという、分割鏡ごとの方向を微調整できる機構が一枚一枚に搭載されている。このシステムによって、望遠鏡が天体を追尾する際に分割鏡の自重によって、Dish フレーム構造に歪みが生じてしまい、分割鏡の向きがずれて焦点面カメラに正しく像を結ばなくなってしまうことを防ぐことが可能になる。どの角度に向け



図 4.8 MAGIC-II 望遠鏡の回転放物面構造



図 4.9 MAGIC-I,II の分割鏡

ても分割鏡のずれの最大はおよそ 3.5 mm 以下と見積もられているが、この補正するための重要な役割を果たしている。1 枚の分割鏡の裏に 2 つのアクチュエータ (図 4.10) があり、各鏡の方向を $20\ \mu\text{m}$ の精度で調整することができる。

この方向調整に、分割鏡の裏側中央に搭載されたレーザー光装置を使用する (図 4.11)。カメラの蓋を閉じると 4 つの LED がついており、その中心にレーザー光が集まるように補正されるのである。このレーザースポットをモニタリングするための 200 万画素の CCD カメラや、PSF や鏡の反射率を測定する SBIG 社製の CCD カメラが Dish 中央部に配置されている。MAGIC グループではターゲット天体を観測する前に必ず恒星を CCD カメラで撮像して、PSF や鏡の反射率を測

定しており、コマ収差、分割鏡の方向補正精度、反射率の経年変化等をつねに把握し、シミュレーション等に反映させている。



図 4.10 分割鏡裏面のアクチュエータ [167]。

左：分割鏡裏面の 3 点を設置ポイントとして鏡面フレームに取り付けられており、そのうち 2 つにアクチュエータを搭載。

右：鏡面フレームに搭載されたアクチュエータ。

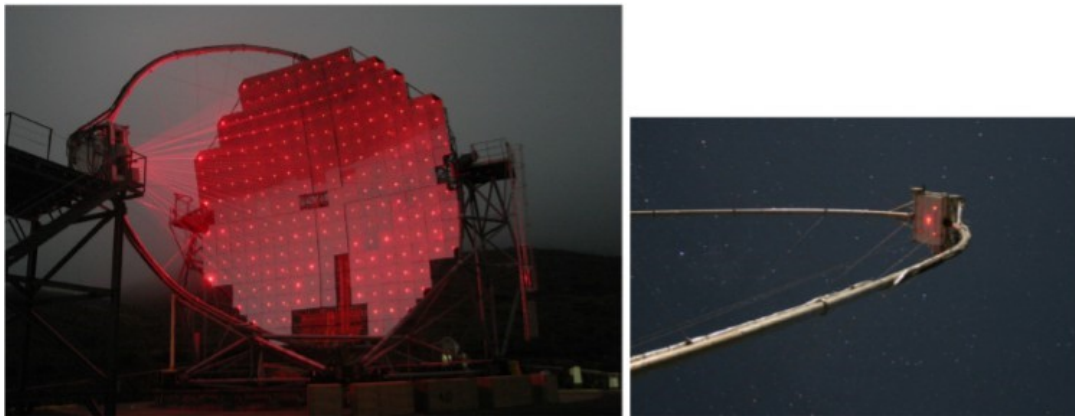


図 4.11 AMC による鏡面ゆがみ補正の様子 [167]

左：分割鏡とカメラフタ面間のレーザー光の軌跡。 右：焦点面カメラのフタ面に照射されたレーザー光スポット。

4.1.3 焦点面カメラ

図 4.12 に示した MAGIC-I、II の焦点面カメラは、視野角 0.1° の光電子増倍管が 1039 個搭載され、観測視野は 3.5° となっている。当初 MAGIC-I は MAGIC-II とは仕様の異なるカメラが取り付けられていたが、2012 年夏にアップデートされ、現在は MAGIC-II と同じ仕様になった。

受光面は球状になっていて、隣り合う光電子増倍管間のデッドスペースで光をロスしないように、Winston コーン型のライトガイドが取り付けられている。このライトガイドは、夜光由来のバックグラウンドなど、入射角の大きな光を遮断することにも役立っている。MAGIC で採用されている光電子増倍管と、それを束ねたモジュールを図 4.13 に示す。この光電子増倍管の量子効率、紫外線の波長域 $\lambda \sim 350 \text{ nm}$ でおおよそ 34% であり、紫外線領域で高い感度・量子効率を持つ。



図 4.12 MAGIC-II 焦点面カメラ [167]

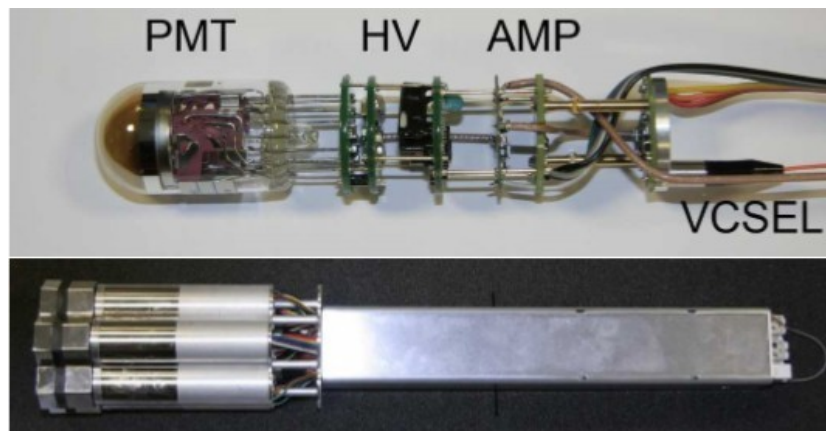


図 4.13 焦点面カメラを構成する光電子増倍管モジュール [159]

4.1.4 読み出し回路およびトリガーシステム

シグナルのデータ処理の流れを図 4.14 に示した [145]。光電子増倍管で得られたシグナルは、ノイズをあまり発生させずに高速で増幅できる、トランスインピーダンスプリアンプによって増幅される。増幅されたアナログ信号は、半導体レーザーによって光パルスに変換され、光ファイバケーブルを通して 80 m 離れた場所にある Control room へと送られる。このシステムによって、光電子増倍管で取得したシグナルに外部からの電氣的なシグナルの混入を防ぐことができ、シグナ

ルが取得されてから Control room に到着するまでの減衰を減らすことができる。

Control room で受信された光パルスは二つに分岐され、レシーバーボードによってアナログ信号へと変換される。さらにアナログ信号は分岐され、一つはトリガーシステムへ、もう一つは遅延をかけられた後、別のシステムへと送られる。MAGIC では DRS4 (Domino Ring Sampler version 4) というアナログサンプラーチップを使用しており、ここに送信された後 1024 個のキャパシタセルアレイに一時的に保存された後、環状のバッファで処理され信号が連続的に記録されていく (図 4.15[36])。この方法は優れた時間分解能を有しながらコストパフォーマンスに優れている。最終段のデータ収集 (DAQ) システム内では、32MHz 14bit Flash ADC から送られてきたアナログ信号をデジタル信号に変換し、トリガーのタイミングで記録されたデジタル信号が raw データファイルに保存される [36]。

トリガーは、MAGIC-I と MAGIC-II のそれぞれ独立した Mono トリガーシステムと二つを合わせたステレオトリガーシステムによって構成されている。トリガー領域はカメラ中心の 19 個のトリガーマクロセルで構成され、1 個につき 37 個の光電子増倍管ピクセルがあり、合計で 559 ピクセルが使用されている。それぞれのマクロセルは少し重なるようになっていて、トリガー領域の拡大につながっている。MAGIC 望遠鏡に搭載されているカメラのトリガー領域を図 4.16 に示した。

次に、MAGIC 望遠鏡のトリガーシステムについて記載する。トリガーにはいくつかのレベルが存在している。上記に記述したように、光電子増倍管からの信号が光ファイバーによって送信され、Control room 内のレシーバーボードが信号を受け取った後、分岐されたアナログ信号の一つはトリガーシステム内のディスクリミネータへと送信される。このディスクリミネータには夜光の変動や明るい恒星の影響を抑えるためのピクセルごとにしきい値が設定される。この処理は IPRC (Individual Pixel Rate Control) システムによって実行され、この時点でのトリガーを「Level-0」トリガーと呼ぶ。次に、大気シャワー形状を幾何学的に判断するためにディスクリミネータのしきい値を超えた信号は、次の「Level-1」トリガーシステムへと送られる。ここでは、3 ns の時間幅内でカウントがあった N 個の隣り合ったピクセルを選定する。一般的に、月の影響のない条件では $N = 3$ 、月の影響がある条件では $N = 4$ が設定される。図 4.17 に Level-1 トリガーシステムの概略図を示す。ピクセル A, B, C にかから来たシグナルが、赤帯の部分で重なるため、これらはクラスターピクセルと設定される。Level-0 と Level-1 の処理がそれぞれの望遠鏡内で行われ、もしこの Level-1 の条件を満たすクラスター信号が発見された場合、そのイベントはステレオトリガーシステムへと送られる。ここで「Level-3」トリガーと呼ばれる、両方の望遠鏡からのクラスター信号が 100 ns の時間幅内で到達したという条件を満たした場合に、そのイベントは Level-3 トリガーイベントと決定される。

光電子増倍管からのシグナルは、ゲインの変動や読み出しシステムの温度依存による影響を受けてしまうため、キャリブレーションボックスという校正するためのシステムを搭載しており、観測ごとにキャリブレーションデータを取得している。MAGIC-I であれば波長の異なる 3 色の LED が 64 個、MAGIC-II には紫外線固体レーザーが搭載されており、異なる強度で光パルスを発しており、このパルス幅は、実際のチェレンコフ光の到達時間に近い設定にされている。

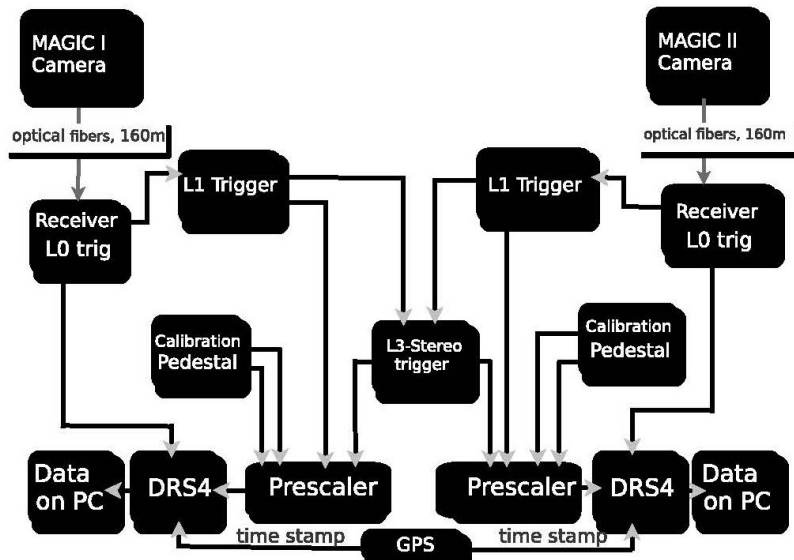


図 4.14 データ処理の流れ [145]

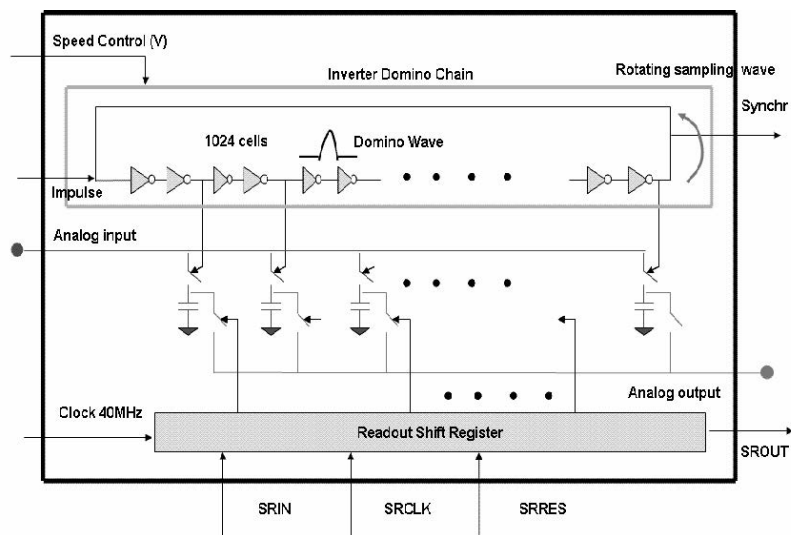


図 4.15 DRS4 概略図 [36]

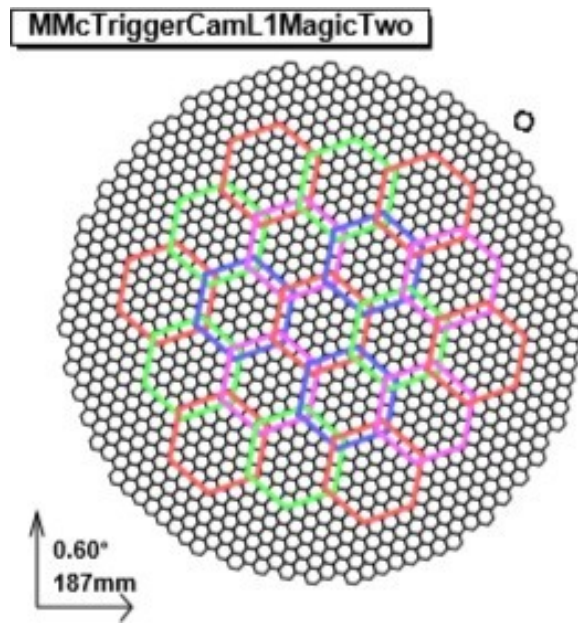


図 4.16 焦点面カメラのトリガー領域 [167]

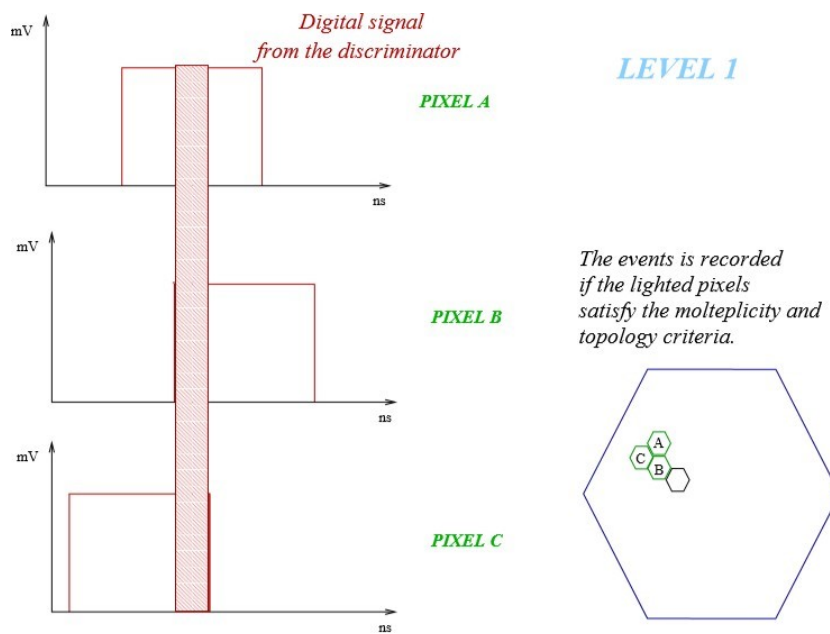


図 4.17 Level1 トリガーシステムの概略図 [167]

第 5 章

MAGIC 望遠鏡のデータ解析

MAGIC 望遠鏡による観測データの解析には、Mars(MAGIC Analysis and Re-construction Software) を用いている [168]。Mars は C++ 言語をベースに書かれた MAGIC 解析用のソフトウェアパッケージである。以下で観測データの解析の流れを示す。

5.1 解析の流れ

5.1.1 シグナル処理

まず初めに行われる解析は焦点面カメラに入射し記録されたシグナルを、photoelectron(p.e.) 数の情報へと変換することと、各シグナルの到着時間の補正である。イベントデータにはシャワートリガーイベントのほかに、ペDESTALトリガーイベントやキャリブレーショントリガーイベントが同時に取得されている。これらのトリガーイベントは夜光の影響によるペDESTALイベントを推定するために使用する。なお、シャワーイベントがペDESTALイベントに紛れないように、ペDESTALトリガーは周波数 $\nu = 25 \text{ Hz}$ で取得されている。キャリブレーショントリガーは前章内のキャリブレーションシステムにも記した通り、紫外線 LED パルスからカメラ面上に均一に照射されたものを取得したものである。こちらも周波数は $\nu = 25 \text{ Hz}$ で、光度は $30 \sim 40 \text{ p.e.}$ 程度である。このペDESTALイベントとキャリブレーションイベントを用いて、読み取りシステム内の Flash ADC に記録されているカウントから電荷量へと変換するファクターや、それぞれの光電子増倍管の時間差、読み出しシステムの違いによって生まれる相対的な読み出し時間のオフセットなどを計算していく。

5.1.2 イメージクリーニング

取得した観測データには本来取得すべきチェレンコフ光の電荷量や到達時間のほかに、周囲の星の光や夜光、人工の光など余計な情報も混入してしまっている。これらを取り除いてシャワーイメージのみを得るためにイメージクリーニングを行う。ガンマ線のエネルギーが低い場合などは非常に重要な処理である。二種類の方法があり、それぞれについて以下に記述する。

- 標準イメージクリーニング

シャワーイメージを構成しているコアピクセルと、周囲の隣接ピクセルに電荷量のしきい値を与える。コアのしきい値を q^{core} 、隣接ピクセルのしきい値を q^{boundary} とする。コアのしきい値は隣接ピクセルのしきい値よりも高くなるように設定する。例えば、あるピクセルの電荷量がしきい値 q^{core} を越えたとする。この時のピクセル番号を i とし、このピクセルがシャワーイメージのコアを構成するコアピクセルと設定される。同じくコアのしきい値 q^{core} を越えた他のピクセルが、時間幅 $\Delta t_{\text{core}} = 4.5 \text{ ns}$ 内で i 番のピクセルに連なっていた場合、これらのピクセルはコアクラスタとみなされる。これがシャワーイメージのコア部分となる。以上までのコアイメージとして認識されるまでの必要条件をまとめると以下のようになる。

$$\begin{aligned} q_i &> q_{\text{core}} \\ |t_i - t_n| &< \Delta t_{\text{core}} \end{aligned} \quad (5.1)$$

一つ目の式が i 番のピクセルがコアピクセルとしての電荷のしきい値を超えたことを示している。二つ目の式の t_n は隣接しているコアピクセルの平均到達時間を示し、 i 番の到達時間 t_i との差が t_{core} 以内であることが条件である。なお、MAGIC-I と MAGIC-II のコアピクセルの電荷量のしきい値は、それぞれ 6 p.e. と 9 p.e. と定義されている。コアクラスタの周囲には隣接ピクセルが設置され、コアを含めたこれらをクラスタとしてシャワーイメージが形成される。隣接ピクセルは、電荷のしきい値が q^{boundary} を超えていて、コアピクセルから到着時間差 $\Delta t_{\text{boundary}} = 1.5 \text{ ns}$ 内にあるピクセルが設定される。この際の MAGIC-I と MAGIC-II の隣接ピクセルしきい値は、それぞれ 3 p.e. と 4.5 p.e. である。この違いは、2 台の望遠鏡で読み出しシステムが異なるためであり、それぞれの望遠鏡に最適化された値を用いている。

- SUM イメージクリーニング

SUM イメージクリーニングも標準イメージクリーニングと同じく、コアピクセルと隣接ピクセルの電荷量のしきい値を与え、シャワーイメージの構築を行うのだが、標準イメージクリーニングとは違い、各ピクセルに記録される電荷量や信号の到着時間情報のほかに、コアの形状にも制限が与えられている。そのため形が整っていて、きれいに隣接しあったクラスタでなければならない。最初にコアの形を探索できるため、1 ピクセル当たりの電荷量のしきい値を標準イメージクリーニングよりも低く設定することができる。

5.1.3 イメージパラメータ

第 3.3 章で述べたように、大気チェレンコフ望遠鏡による観測では、ガンマ線と宇宙線や夜光などバックグラウンドとなるイベントを除去するためにシャワーの形状をパラメータ化した、Hillas によって提唱されたパラメータ [76] を含むイメージパラメータを用いて分別する。

Hillas によって定義されたパラメータは主に、Width、Length、Distance、Size、

Conc(concentration) などのパラメータ群で成り立っている。第 3.3 章の図 3.7 において焦点面上につくるシャワーイメージに対するイメージパラメータ値の定義を示した。数量的な定義は付録 A に記載した。以下でそれぞれのパラメータに関して簡単に解説する。

- Width :

楕円形なシャワーイメージの短軸方向の、光子分布の二乗平方根を与える。Width の広がり、大気シャワーの横方向の発達に対応する。ガンマ線の大気シャワーイメージと宇宙線陽子の大気シャワーイメージの分離にも有効で、横方向にどの程度広がっているかの推測ができる。

- Length:

楕円形なシャワーイメージの長軸方向の、光子分布の二乗平方根を与える。Length の広がり、空気シャワーの縦方向の発達に対応している。

- Distance(DIST) :

シャワーイメージの重心座標 (x, y) と天体の位置 $(0, 0)$ の間の角距離を与える。ここでの座標値は焦点面状の角度で表している。

$$DIST = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (5.2)$$

- Alpha :

天体の位置とシャワーイメージの重心座標を結んだ直線と、シャワーイメージの長軸がなす角度を与える。天体から放射されたガンマ線から生成されたシャワーイメージであるなら、常にカメラ面上の天体位置の方向を指すはずなので、角度 Alpha は小さい値となり、Alpha = 0 でピークを持つ分布を描くと期待される。ハドロンの大気シャワーであればカメラ面上に一様に分布するはずなので、Alpha の値はフラットな分布となる。おもに望遠鏡一台での観測において重要なパラメータである。

- Size :

シャワーイメージに含まれる総電荷量であり、大気シャワーを生成する入射粒子のエネルギーに対応している。

$$Size = \sum_i q_i \quad (5.3)$$

- Conc :

n 個のピクセルの総電荷量とシャワーイメージの総電荷量 (Size) の比であり、シャワーイメージのコンパクトさを表す; ハドロンのシャワーイメージよりもガンマ線イメージのほうがより大きな Conc 値を示すので、このパラメータもイメージの切り分けに使用される。

- Time gradient :

シャワーイメージの長軸方向に射影した到着時間の線形係数を与える。Time gradient の符号はカメラ面上の天体の位置に依存している。正の値であれば天体の位置から離れる方向に増加していると考えられる。

- Time RMS :
シャワーイメージの到達時間の二乗平方根を与える。

5.1.4 ステレオイメージパラメータ

MAGIC-I と MAGIC-II でそれぞれ観測されたシャワーイメージを個別にパラメータ化した後、そのシャワーイメージの情報を合成し、三次元空間上にシャワーを再構築したステレオイメージパラメータを計算する。図 5.1 に三次元のシャワーイメージの概要図を示す。

- Shower axis :
大気シャワーの軸は、二つの望遠鏡で得た楕円形のシャワーイメージをカメラ面上で合成し、長軸の交点から推定することができる「ガンマ線の到来方向」と、同様に二つの望遠鏡の設置位置を考慮して考えられた長軸の交点から求められる「インパクトポイント」の二つから推定することができる。大気シャワーの軸は、望遠鏡と大気シャワーの間の相対的な位置関係に依存していて、楕円形のシャワーイメージの長軸の交差角が垂直に近いイベントであるほど、より精度の良い結果を得ることができる。
- Shower maximum height (H_{max}) :
大気シャワーの最大発達高度を与えるパラメータ。第 3.1.1 節の図 3.2 に示したように、シャワーの最大発達高度は入射ガンマ線のエネルギーに依存する。このパラメータは二次元平面上に射影された、楕円形シャワーイメージの重心位置をもとにして、三次元空間内に再構築される。低エネルギーガンマ線の大気シャワーとハドロンの大気シャワーでは最大発達高度が大きく異なるため、これらの切り分けにも重要なパラメータである。
- Squared angular distance(θ^2) :
楕円形のシャワーイメージの長軸の交点から再構築されたガンマ線の到来方向と、実際の天体の位置との間の角距離 θ の 2 乗を与えるパラメータ。観測天体からのガンマ線イベントであれば、 $\theta^2 = 0$ でピークを持つような分布になる。一方で、一様に入射するハドロンイベントは非常に平坦な分布をとると予想されている。

実際に Crab Nebula の観測データを解析して得た θ^2 分布を図 5.2 に示す。 θ^2 の値が 0 に近くなるにつれて、十字記号で示すデータのプロットに鋭いピークが立つ様子がわかる。これがガンマ線がこの観測天体から来ているものであるという証拠となる。灰色のハッチ部分は、ガンマ線以外のバックグラウンドイベントで、これらは等方的に到来するため、 θ^2 分布の特定の場所にピークをもたない。バックグラウンドに対する統計的有意度は Li&Ma(1983)[98] に従って算出しており、 5σ 以上の有意度で信号が検出されたとみなす。

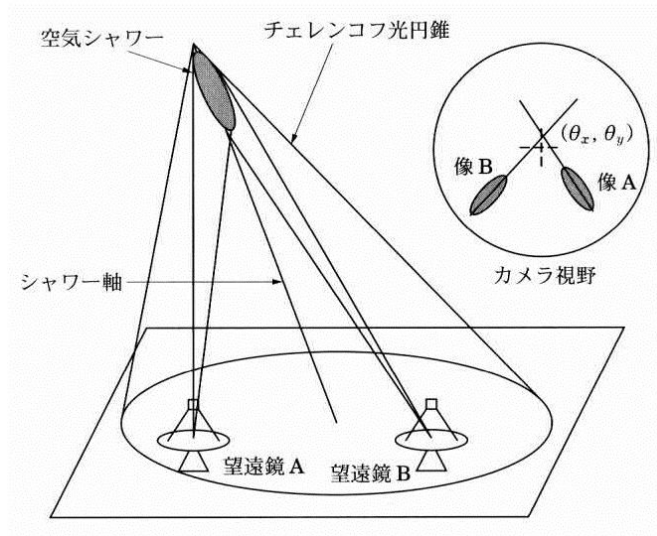


図 5.1 ステレオ観測模式図 [83]

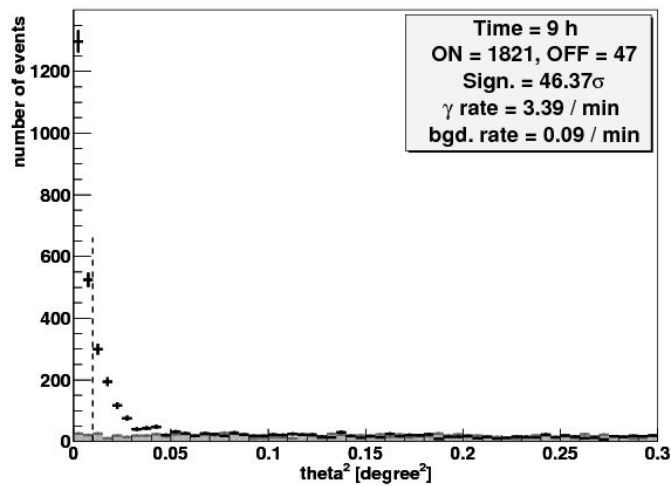


図 5.2 θ^2 分布 (Crab Nebula)[20]

5.1.5 Random Forest 法

次に、観測データに含まれている宇宙線陽子によるシャワーイメージと、ガンマ線によるシャワーイメージの分離を行う。観測データは宇宙線陽子由来のシャワーイメージが支配的で、膨大な量のバックグラウンドイベントが含まれている。その中に埋もれたガンマ線由来のイベントを抽出する必要がある。この分離には深層学習（ディープラーニング）の一種である、ランダムフォレスト（RF: Random Forest）法を用いて行う。この時、モンテカルロ（MC）シミュレーションによって生成したガンマ線イベントと、オフ領域を観測して得たハドロンイベントのデータを使用し、そ

それぞれのシャワーの形状の違いを比較することによってイベントの分離を行う。以下で、MAGIC 望遠鏡の解析における RF 法の具体的なプロセスについて述べる [18]。

1. 初めに、ガンマ線とハドロンそれぞれのシャワーイベントの学習 (トレーニング) に必要なトレーニングサンプルデータを S_g, S_h と表記する。上述のように、ガンマ線のサンプルは、MC データで、ハドロンイベントのサンプルは、ガンマ線天体のないと思われる方向の観測データを使用している。

2. 次に、ガンマ線とハドロンイベントを分離するために、上述したそれぞれのイベントのイメージパラメータを指標とする。これらのパラメータは RF 法においては「分岐パラメータ」と呼ばれる。Size が大きい、つまりイベントのエネルギーが高くなるほどガンマ線とハドロンの分岐パラメータの違いは明確になっていくことがわかっている。3.3 節の図 3.8 で示したように、Width と Length の違いは顕著であり、この二つのパラメータがガンマ線とハドロンの分岐に大きな影響をもたらす。

3. 分岐パラメータの中からランダムに一つのイメージパラメータを選出し、分岐点を作成する。この分岐点のことを「ノード」と呼ぶ。作成された分岐にはしきい値が与えられる。

4. 3 の際に決定されるしきい値は、学習のためのサンプルデータ S_g, S_h がランダムに選ばれこのノードを通り、Gini 係数と呼ばれる値が最小となるように決定される。Gini 係数は二つのイベントのばらつき具合を示す値であり、値が小さいほど分離の精度が高いことを示している。Gini 係数 Q_{Gini} を与える式は以下のように表す。

$$Q_{Gini} = 2 \left(\frac{\#S_g^L \cdot \#S_h^L}{\#S_g^L + \#S_h^L} + \frac{\#S_g^R \cdot \#S_h^R}{\#S_g^R + \#S_h^R} \right) \quad (5.4)$$

$(S_g^L, S_g^R), (S_h^L, S_h^R)$ はノードで左右に分岐されたガンマ線とハドロンのサンプルイベントである。 $\#$ はそれぞれのイベント数を示し、式の各項は分岐されたサンプルイベントの不純度を示している。 $(\#S_g^L, \#S_g^R)$ は左右に分岐したガンマ線サンプルイベントの個数、 $(\#S_h^L, \#S_h^R)$ は左右に分岐したハドロンサンプルイベントの個数を示す。

5. さらにトレーニングサンプルとは独立したテストサンプルを作成したノードに通過させ、分離されたテストサンプルの分離度を評価する。分岐点は上記と同様の手順で次々に用意され、各分岐を通過したイベントをさらに次の分岐へと通して行く。この際のしきい値も上記と同様の手順で決められる。この一連の作業を繰り返して行うことで、シャワーイメージの差異を記憶した「分離木」が出来上がる。この分離木のことを「ツリー」と呼ぶ。

6. ツリーの末端に到達したガンマ線とハドロンのサンプルイベント $(\#S_g^{end}, \#S_h^{end})$ の割合から、ハドロンらしさを表す \tilde{h} (Hadronness) というパラメータが決定される。 \tilde{h} は以下のように定義される。

$$\tilde{h} = \frac{\#S_h^{end}}{\#S_g^{end} + \#S_h^{end}} \quad (5.5)$$

\tilde{h} は、0 から 1 の範囲の値をとり、 $\tilde{h} = 0$ に近いほどガンマ線らしいイベント、逆に $\tilde{h} = 1$ に近い

れば近いほどハドロンらしいイベントであると評価する。

7. 分離の精度を高めるためにツリーは 100 本用意される。このツリーの集まりのことをランダムフォレストと呼ぶ。

8. 完成したランダムフォレストに実際の観測されたイベントを通して、各イベントごとに \tilde{h} を割り当てていく。そのため、1 イベントにつき 100 個の \tilde{h} の値が与えられることになる。

9. 最後に以下の式のように 100 個与えられた \tilde{h} の値の平均をとることで、1 つのイベントに対する最終的な Hadronness 値 h が決定される。

$$h = \frac{1}{100} \sum_i^{100} \tilde{h} \quad (5.6)$$

以上の手順で作成された一つのツリーの構造例と、それに対してある観測イベントを通した時の \tilde{h} 値の決定についての模式図を図 5.3 に示す。この図では、実際の観測イベントが、作成されたツリーの分岐を通していき、 $\tilde{h} = 0.3$ の値が割り当てられる過程が示されている。

実際にこのランダムフォレスト法を使用して MC ガンマ線イベントとハドロンイベントを分離した図を、図 5.4 に示す。MC ガンマ線イベントは、Hadronness $\tilde{h} = 0$ で鋭いピークをもち、ハドロンイベントは $\tilde{h} = 1$ で鋭いピークをもち、作成したランダムフォレストによって二つのイベントが良く分離できていることがわかる。

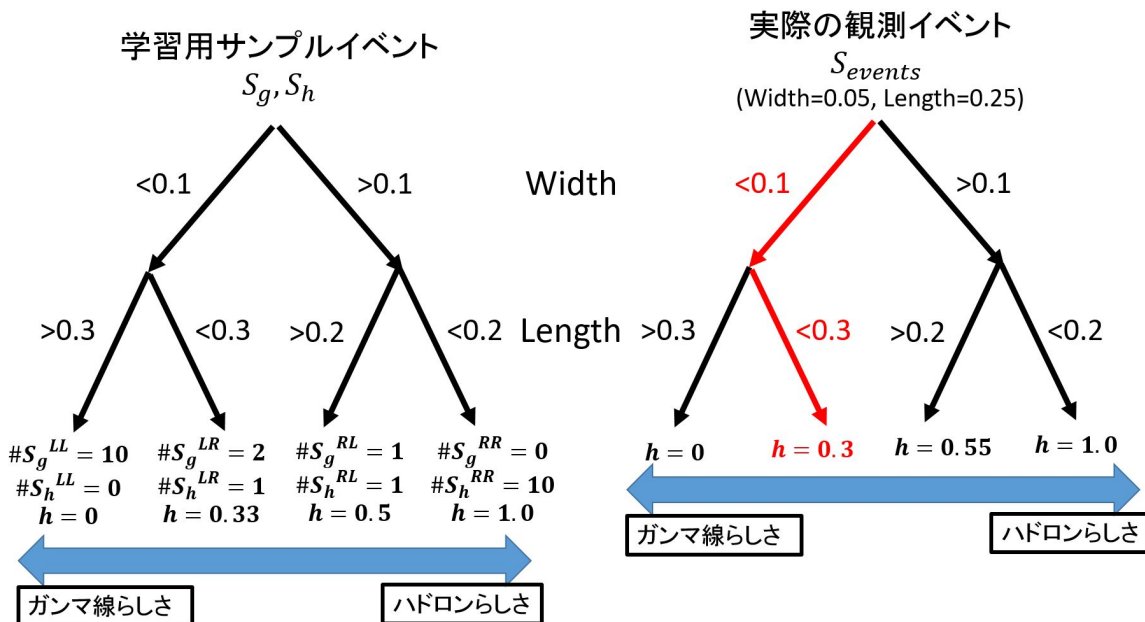


図 5.3 Random Forest 法模式図 [135]。

1 つのツリー構造の決定と、それを用いた \tilde{h} 値決定の模式図。左図が RF 法によって作成された 1 つのツリー構造である。簡単にするために、Width と Length のみの分岐を想定した。右図が作成したツリー構造に実際の観測イベントを通した時の \tilde{h} 値決定の様子 (図中では h と示す)。観測イベントは赤矢印を通して、 \tilde{h} 値 0.3 が割り当てられた。

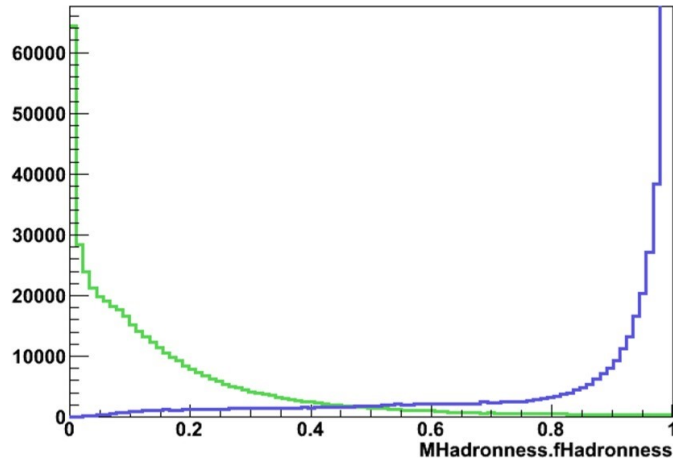


図 5.4 Hadronness 値。
MC ガンマ線サンプルイベント（緑色）と、ハドロンイベント（青色）の Hadronness 値の分布。

実際にかに星雲のデータに RF 法を適応した結果について以下に示す。かに星雲は 2013 年 10 月から 2014 年 1 月にかけて観測し、 $\theta_Z = 0 \sim 30 \text{ deg}$ が 29 時間、 $\theta_Z = 30 \sim 45 \text{ deg}$ が 4 時間分のデータを用いている [23]。

図 5.5 はかに星雲のデータを用いて、実データの Excess、バックグラウンドイベントおよび MC ガンマ線の Hadronness Cut 効率を 3 つのエネルギー領域に分けて示した図である [23]。実際の解析では、効率を考慮して最適な Cut 値を適用しており、ガンマ線イベントのロスを最小限に抑えて、90% 以上のバックグラウンドの除去ができています。エネルギーが高くなるほどイメージパラメータによる分離がよくなるため、ガンマ線とハドロンの分離もエネルギーが高くなるほどよくなっている。MAGIC 望遠鏡の有効検出面積 (Collection area) を図 5.6 に示した。Hadronness カット前が点線、カット後が実線であり、2012 年のアップグレード前後の $\theta_Z = 0 \sim 30 \text{ deg}$ および、アップグレード後の $\theta_Z = 30 \sim 45 \text{ deg}$ のデータについてそれぞれ示している。

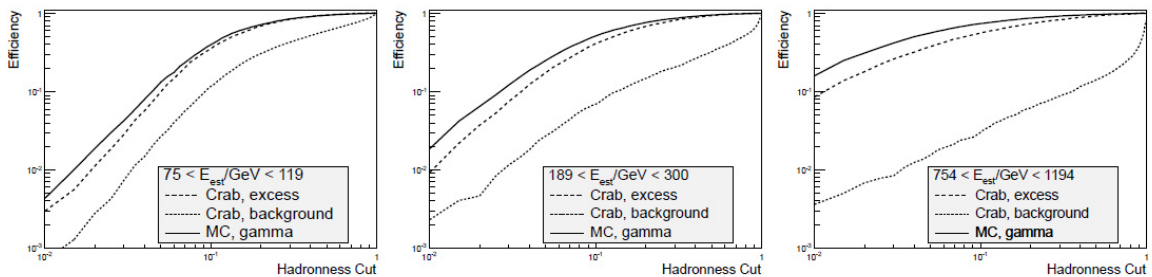


図 5.5 かに星雲データを用いた Hadronness Cut 効率 [23]。
かに星雲の Excess 値（破線）、バックグラウンドイベント（点線）、MC ガンマ線（実践）の Hadronness Cut 効率を 3 つのエネルギー領域に分けて示している。

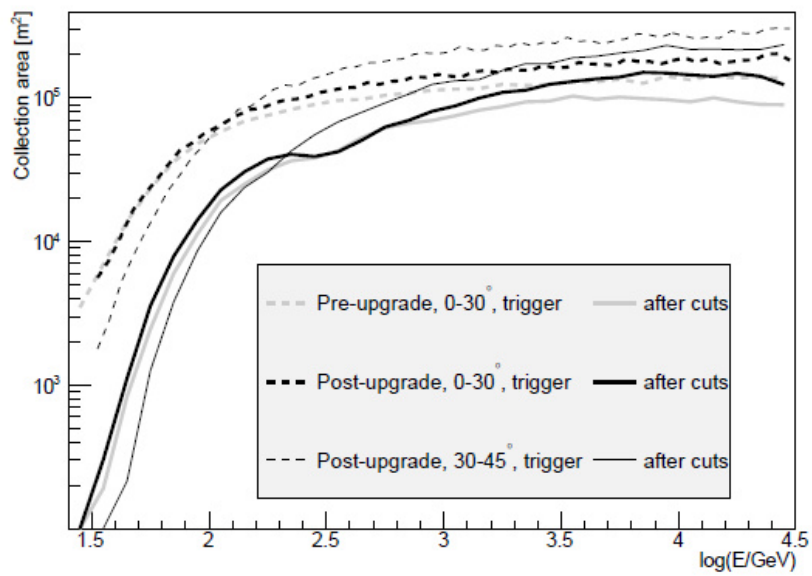


図 5.6 MAGIC 望遠鏡の有効検出面積 [23]。

Hadroness カット前を点線、カット後を実線で示している。また、2012 年のアップグレード前後の $\theta_Z = 0 \sim 30 \text{ deg}$ および、アップグレード後の $\theta_Z = 30 \sim 45 \text{ deg}$ のデータについて比較している。

第 6 章

BL Lacertae の観測と結果

この章では、2015 年 6 月に起こった BL Lacertae の短時間フレア周辺の期間の、MAGIC 望遠鏡による観測および解析結果について説明する。

2015 年時点での MAGIC 望遠鏡の Target of Opportunity (ToO) 観測条件は、高エネルギー (HE, $E > 100$ MeV) ガンマ線フラックスと可視光 R-band フラックスが閾値を超えるというものであった (HE ガンマ線閾値: $F_{E>100\text{MeV}} > 0.5 \times 10^{-6}$ photons cm $^{-2}$ s $^{-1}$ 、可視光 R-band 閾値: $F_R > 20$ mJy)。2015 年 6 月 13 日に MAGIC グループが行った Fermi 望遠鏡のデータ解析の結果、ToO 観測の閾値を超えた HE ガンマ線が検出され、同時に可視光 R-band のフラックスも閾値を超えたため、2015 年 6 月 14 日から MAGIC 望遠鏡による BL Lacertae の観測が行われた。なお MAGIC グループ内で行う HE ガンマ線解析の結果は、データの公開されるタイミングと解析時間により、観測 2 日後に通達される。よって、HE ガンマ線で ToO 観測の閾値を超えたのは、実際には 2015 年 6 月 11 日であった。MAGIC グループでは、2015 年 6 月 14 日から BL Lacertae の観測を試みて 6 月 20 日まで行われたが、6 月 21 日に再度 ToO 観測の閾値を超えたため、さらに、6 月 22 日から 28 日まで観測が行われた。しかし 6 月 14 日は高湿度のため観測できず、6 月 19 日はガンマ線バーストの観測、6 月 20 日は望遠鏡トラブルのために観測が行われなかった。結果、MAGIC 望遠鏡による観測は、2015 年 6 月 15 日から 2015 年 6 月 28 日までの計 10 日間行われた。この 10 夜で、8.58 時間分のデータを取得した。天頂角は 14° から 32° まで、20 分ごとに 0.4° のオフセットをとる Wobble 観測が行われた。表 6.1 に観測日、観測時間、観測天頂角をまとめた。解析には MAGIC 望遠鏡の標準解析ソフトウェアである Mars[168] を用いている。

図 6.1 は再構成されたイベントの到来方向とカメラ内のソース位置を示す θ^2 分布である。左図は 6 月 15 日から 28 日までのトータルのデータであり、右図は大きなフレアが起こった 6 月 15 日のみのデータを示している。観測期間全体 8.58 時間の観測から、70 GeV 以上 0.02 deg^2 以内で、 16.4σ に相当する 905 個のガンマ線イベントを検出した。観測初日の 2015 年 6 月 15 日 (MJD:57188.2) の 1.03 時間の観測では、70 GeV 以上 0.02 deg^2 以内で、 24.8σ に相当する 551 ガンマ線イベントを検出し、2015 年 6 月 15 日を除く観測期間では、 6.9σ の有意度であった。観測日毎の有意度およびフラックスを表 6.1 に示す。ここで未検出の期間のフラックスについては 30%

の系統誤差 [23] を考慮した 95% の信頼度 (C.L.:confidence level) の上限値を用いた。系統誤差についての詳細は J Aleksić et al.,(2015)[22] にて記述しているが、バックグラウンドの除去で $\leq 1\%$ 、ポインティング精度 0.02° 以内のガンマ線イベントのエネルギーの推定で 15% が生じ、これらの系統誤差によりフラックスの normalization に $11\text{--}18\%$ 、スペクトルの冪に $\pm 0.15\%$ の系統誤差を見積もっている。なお、観測日が異なることで生じる系統誤差は $\sim 10\%$ である。

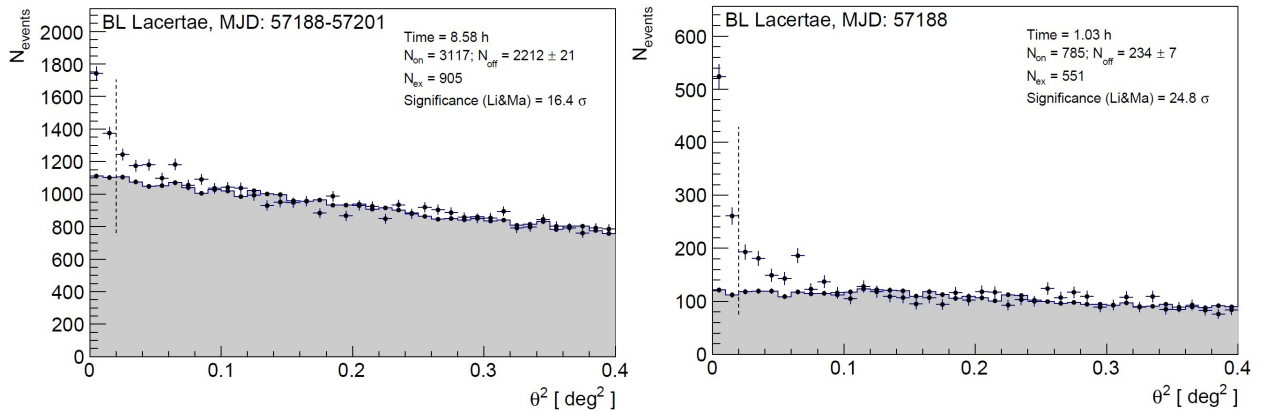


図 6.1 BL Lacertae の θ^2 分布。左図:2015 年 6 月 15 日から 28 日のデータ。右図:2015 年 6 月 15 日のみのデータ。Excess events を青点、オフ領域の events を灰色のヒストグラムと黒点で表す。エネルギー閾値は ~ 70 GeV。縦の点線は signal の領域として使った範囲で $\theta^2 = 0.02$ deg である。

観測日 MJD	観測時間 h	天頂角 deg	有意度 σ	F(>70 GeV) $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	F(>200 GeV) $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	95% C.L. 上限値 $10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
57188.2	1.03	18–30	24.8	57.5 ± 3.1	8.7 ± 0.7	—
57189.2	0.73	18–26	1.8	3.5 ± 2.7	-0.4 ± 0.3	0.5
57190.2	0.97	17–27	5.7	13.2 ± 2.6	1.9 ± 0.4	—
57191.2	0.82	16–27	3.3	6.9 ± 2.7	0.7 ± 0.4	2.4
57195.2	0.65	20–27	-0.4	0.4 ± 2.9	0.8 ± 0.4	2.6
57196.2	1.53	14–30	5.1	10.1 ± 2.1	0.8 ± 0.3	—
57197.1	0.65	24–32	2.4	11.0 ± 3.1	-0.3 ± 0.4	0.7
57199.1	0.98	17–32	1.3	6.6 ± 2.5	0.1 ± 0.3	1.0
57200.1	0.56	13–29	-1.3	1.7 ± 3.1	-0.3 ± 0.4	0.7
57201.2	0.71	16–23	0.7	4.4 ± 3.0	0.4 ± 0.5	2.0

表 6.1 BL Lacertae の MAGIC 望遠鏡による日毎の観測結果。観測日 (MJD)、観測時間、有意度 (>70 GeV)、Flux (>70 GeV)、Flux(> 200 GeV)、200 GeV 以上で検出されていない場合は 95% C.L. 上限値の順に示す。

2015年6月15日から28日の間に、MAGICが観測したBL Lacertaeの光度曲線を図6.2に示す。図から2015年6月15日に大きなフレアが起きていることがわかる。2015年6月15日の $> 200 \text{ GeV}$ の平均積分フラックスは $(8.7 \pm 0.7) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であり、2015年6月16日から6月28日の $> 200 \text{ GeV}$ の平均積分フラックスは $(4.7 \pm 1.5) \times 10^{-12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。また、全観測期間(6月15-28日)の $> 200 \text{ GeV}$ の平均積分フラックスは $(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ であった。6月15日の変動をより詳細に調べるために、7分間隔で光度変動をプロットしたものを図6.2の図中に挿入した。また、変化の時間スケールを示すために、式(6.1)の関数でフィットし、図中の赤点線で示した。

$$F(t) = F_0 \times 2^{-t/\tau} \quad (6.1)$$

F_0 は2015年6月15日のピークフラックス、 τ は半減時間であり、フィッティングの結果、6月15日のフレアの半減時間は $\tau = 26 \pm 8$ 分と求まった。

図6.3はMAGIC望遠鏡により観測されたBL Lacertaeからの超高エネルギーガンマ線微分フラックスである。Domínguez et al. (2011)[61]のモデルを用いて系外背景放射(EBL)による吸収を補正している。青点は観測期間全体のものを示し、赤点は短時間フレアの起こった6月15日のみの結果を示している。観測期間全体のスペクトルは下記の単純なpower-law(PL)関数で表すことができる。

$$\frac{dN}{dE} = f_0 \times \left(\frac{E}{300 \text{ GeV}} \right)^{-\Gamma} \quad (6.2)$$

フラックスの規格化定数 f_0 は $f_0 = (5.6 \pm 0.5) \times 10^{-11} \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ でphoton indexは $\Gamma = 2.9 \pm 0.1$ であった。この時のフィッティング χ^2 値は $\chi^2/\text{d.o.f} = 9/10$ となった。

それに対して、フレアの起こった2015年6月15日のスペクトル(EBL補正後)は、PL関数より式(6.3)にて示すlog parabola(LP)関数に近い形状をしていた(LP関数では $\chi^2/\text{d.o.f} = 4.6/9$ に対し、PL関数では $\chi^2/\text{d.o.f} = 12.4/10$)。

$$\frac{dN}{dE} = f_0 \times \left(\frac{E}{200 \text{ GeV}} \right)^{-\alpha - \beta \times \log_{10}(E/300 \text{ GeV})} \quad (6.3)$$

LP関数でフィットした結果、フラックスの規格化定数 f_0 は、 $f_0 = (3.7 \pm 0.3) \times 10^{-10} \text{ photon cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ TeV}^{-1}$ 、2つのベキ係数 α と β は $\alpha = 3.0 \pm 0.2$ 、 $\beta = 0.8 \pm 0.4$ というベストパラメータを得た。

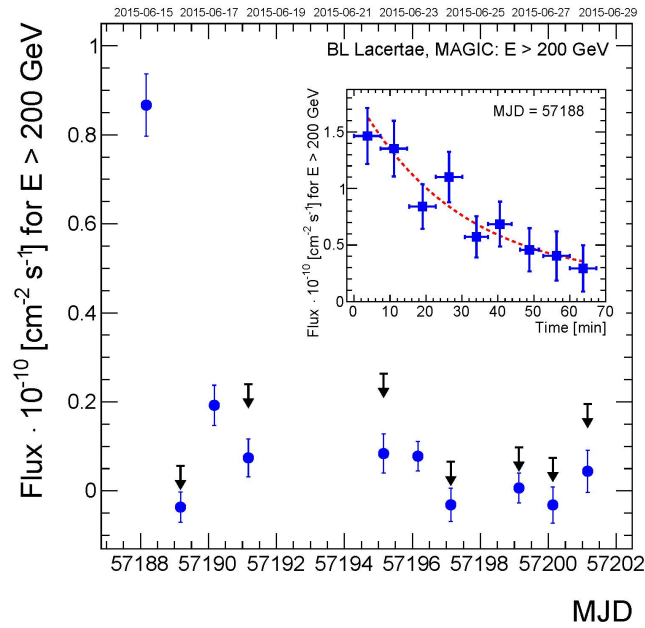


図 6.2 BL Lacertae の 2015 年 6 月 15 日から 28 日の 200 GeV 以上の光度曲線。図内に右上に MJD 57188 のフレアの時間変化を載せている。矢印は 95% 信頼度の上限值である。

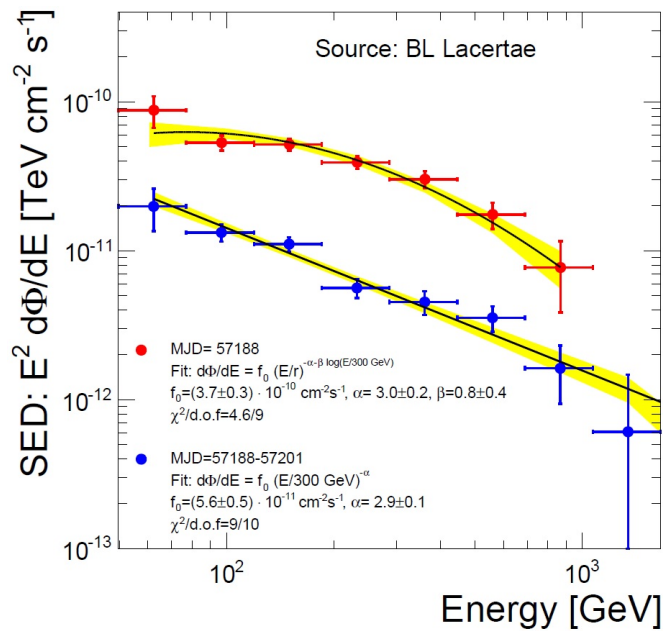


図 6.3 BL Lacertae からの超高エネルギーガンマ線微分フラックス。青点:2015 年 6 月 15 日から 28 日のデータ。赤点:2015 年 6 月 15 日のみのデータ。SED は Domínguez et al. (2011)[61] のモデルを用いて EBL の吸収を補正している。黒線は各スペクトルを PL と LP モデルでフィットしたもの。黒線をまたぐ黄色の領域はフィットの誤差である。

第 7 章

多波長観測と結果

この章では、MAGIC 望遠鏡以外の観測機器による、BL Lacertae の同時観測とその結果について述べる。高エネルギーガンマ線領域は *Fermi*-LAT、X 線領域は *Swift*-XRT、紫外線領域は *Swift*-UVOT、可視光領域は KVA 望遠鏡、偏光には、Steward と NOT、Perkins、AZT-8+ST7、MAPCAT、電波領域は、Metsähovi、OVRO、VLBA のデータをそれぞれ用いている。可視光帯域と *Fermi*-LAT の high state の報告を受けて、MAGIC 望遠鏡で観測を行った結果、超高エネルギーガンマ線フレアを発見したため、Astronomer's Telegram にて速報を出した結果、多波長で同時観測が行われた。

7.1 高エネルギーガンマ線観測

Fermi-LAT データ (0.1-300 GeV) のスペクトルに対し、power-law (PL) モデル $dN/dE \propto (E/E_0)^{-\Gamma}$ を用いてフィットした。また、BL Lacertae のガンマ線スペクトルの形状を調べるために、PL に代わるスペクトルモデルとして Log-Parabola (LP) モデル $dN/dE \propto (E/E_0)^{-\alpha-\beta \log(E/E_0)}$ を使用した。

データの解析には、2015 年 5 月 1 日から 7 月 31 日の期間を使用した。また、超高エネルギーガンマ線フレアと、その前後の高エネルギーガンマ線のスペクトルを調べるため、観測期間を次の 3 つの期間に分類した：

- pre-MAGIC 期間 (2015 年 5 月 1 日-6 月 14 日)
- MAGIC 期間 (2015 年 6 月 15 日-6 月 28 日)
- post-MAGIC 期間 (2015 年 6 月 29 日-7 月 31 日)

2015 年 5 月 1 日から 7 月 31 日の高エネルギーガンマ線の 1 日ごとの光度曲線を求める際には 1 日ごとのスペクトルを作成し、LP モデルでフィットして、積分フラックスを求めている。各ビンでは、BL Lacertae から 10° 以内の全天体の冪のスペクトルパラメーターを固定して解析した。有意でない ($TS < 10$) ビンに対しては 2σ 上限値を算出した。*Fermi*-LAT データの解析から得られる高エネルギーガンマ線フラックスの統計誤差は系統誤差より大きいため (Ackermann et al.,

2012[7])、本研究では統計誤差のみ考慮する。

Fermi-LAT データの解析では、Significance の推定に TS(Test Statistic) を使用した。TS は解析対象天体 (BL Lacertae) を含むモデルの尤度 L と解析対象天体を含まないモデルの尤度 L_0 を用いて

$$TS = 2(\log L - \log L_0) = 2\log\left(\frac{L}{L_0}\right) \quad (7.1)$$

で表され、解析対象天体を仮定することで観測された高エネルギーガンマ線を説明可能であるか評価するものである。また尤度 L は解析する領域を n 個の bin に分割し、 i 番目の領域におけるモデルから期待されるイベント数 m_i が、ガンマ線イベント数 n_i を再現する確率 p_i

$$p_i = \frac{e^{-m_i} m_i^{n_i}}{n_i!} \quad (7.2)$$

から、モデルから期待されるイベント数の総和 $N_{\text{pred}} = \sum_{i=1}^n m_i$ を用いて

$$L = \prod_i p_i = \prod_{i=1}^n \frac{e^{-m_i} m_i^{n_i}}{n_i!} = e^{-N_{\text{pred}}} \prod_{i=1}^n \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \quad (7.3)$$

で表される。ここで p_i は、ガンマ線イベントが少なくポアソン分布に従うと仮定して導出した。なお、有意度を標準偏差 σ の n 倍として示すとき、 n は TS 値の平方根におおよそ等しい ($n \simeq \sqrt{\text{TS}}$)[107]。

7.2 可視偏光観測

BLLacertae の偏光観測から、長期の可視光の偏光度 (polarization angle) と光学偏光角 (EVPA:electric vector position angle) のふるまいを示すために、5 つの望遠鏡で観測された可視偏光データを統合して使用した。EVPA は $\pm 180^\circ \times n$ ($n = 1, 2, \dots$) の曖昧さを持つが、本研究では隣り合う EVPA が最小となるような値を選択した。例えば、MJD 57184.5 のデータ点は一つ前のデータ点から $\sim 90^\circ$ 回転しているため -43.5° または $+136.5^\circ$ となるが、本研究では $+136.5^\circ$ としてプロットする。

7.3 電波観測

本研究では、BL Lacertae の観測に、Owens Valley Radio Observatory (OVRO)、Metsähovi、Boston blazar monitoring program による観測データを用いた。

OVRO blazar monitoring program では、OVRO の 40 m 望遠鏡によって 15 GHz の電波を観測した。観測及びデータの解析は Richards et al. (2011)[133] を参照のこと。Metsähovi 電波望遠鏡は直径 13.7 m の望遠鏡でフィンランドの Kylmäälä に位置している。この望遠鏡による 37 GHz の電波観測とデータ解析の詳細は Teraesranta et al. (1998)[155] に記述されている。Boston blazar monitoring program は、Very Long Baseline Array (VLBI) の 43 GHz の電波で毎月ブレーザー

を観測している。観測およびデータ解析の詳細は Jorstad et al. (2005, 2017[86, 87]) に記述されている。

Boston University website[37] から 2015 年の 8 エポックのデータを用いた。各エポックは、2015 年の 2 月 14 日、4 月 12 日、5 月 1 日、6 月 9 日、7 月 2 日、8 月 1 日、9 月 22 日、12 月 5 日である。なお、2015 年 8 月と 9 月の偏光成分の電波強度 (偏光強度) のデータは、天候不順のためノイズレベルが高いものであった。

7.4 多波長光度曲線

前節までに述べた観測データを用いて求めた、2015 年の BL Lacertae の多波長光度曲線を図 7.1 と図 7.2 に示す。図 7.1 は 2015 年 4 月から 8 月の光度曲線で、図 7.2 は MAGIC が観測した期間を拡大したものである。

15 GHz と 37 GHz の電波フラックスは、1970 年から 2005 年の間と比べて高い値ではなく (e.g. Nieppola et al., 2009[116])、大きなアウトバーストは見られなかった。

可視光 R-band のフラックスレベルは、長期間の電波平均フラックスである 13.1 mJy に対して大きく変動し (Lindfors et al., 2016[99])、MAGIC の観測期間に 20 mJy から 40 mJy に倍増しており、最も高いフラックスを示したのは 2015 年 6 月だった。可視光 U, B, V-band は紫外の w2-,m2-,w1-band の光度曲線と同様の光度変動を示したが、R-band で最も高いフラックスを示した期間は他の可視、紫外線で大きな光度変動が見られなかった。ここで、w2-,m2-,w1-band の中心波長と半値全幅はそれぞれ 1928 Å と 657 Å、2246 Å と 498 Å、2600 Å と 693 Å である [124]。

X 線 (2–10 keV) のフラックスの変動は確認できなかった。

Fermi-LAT の光度曲線は何度か高エネルギーガンマ線フレアが起こったことを示しており、6 月は可視光 R-band と同期した光度変動を示しているように見える。これは可視光 R-band のデータが 6 月に多いことが原因であった可能性もあるが、BL Lacertae では高エネルギーガンマ線と R-band の同期した光度変動はよく観測される (e.g. Bloom et al., 1997[39]; Ramakrishnan et al., 2016[129])。

図 7.1 で示したように、MAGIC の光度曲線から、2015 年 6 月 15 日に起こった超高エネルギーガンマ線フレアは非常に高いフラックスであった。本研究では、MAGIC と同期した *Fermi*-LAT と *Swift*-XRT、KVA の観測データを取得したが、増光は見られなかった。特に VHE ガンマ線フレアが起こった 2015 年 6 月 15 日とその前後の日で、*Fermi*-LAT の 6 時間と 12 時間の光度曲線からも有意な変動は検出できなかった。*Swift*-XRT の X 線データは、完全に同時期のデータではなく ~0.5 日後のデータであるため、超高エネルギーガンマ線フレアと同期して X 線でも速いフレアが起きた可能性を完全に排除することはできない。

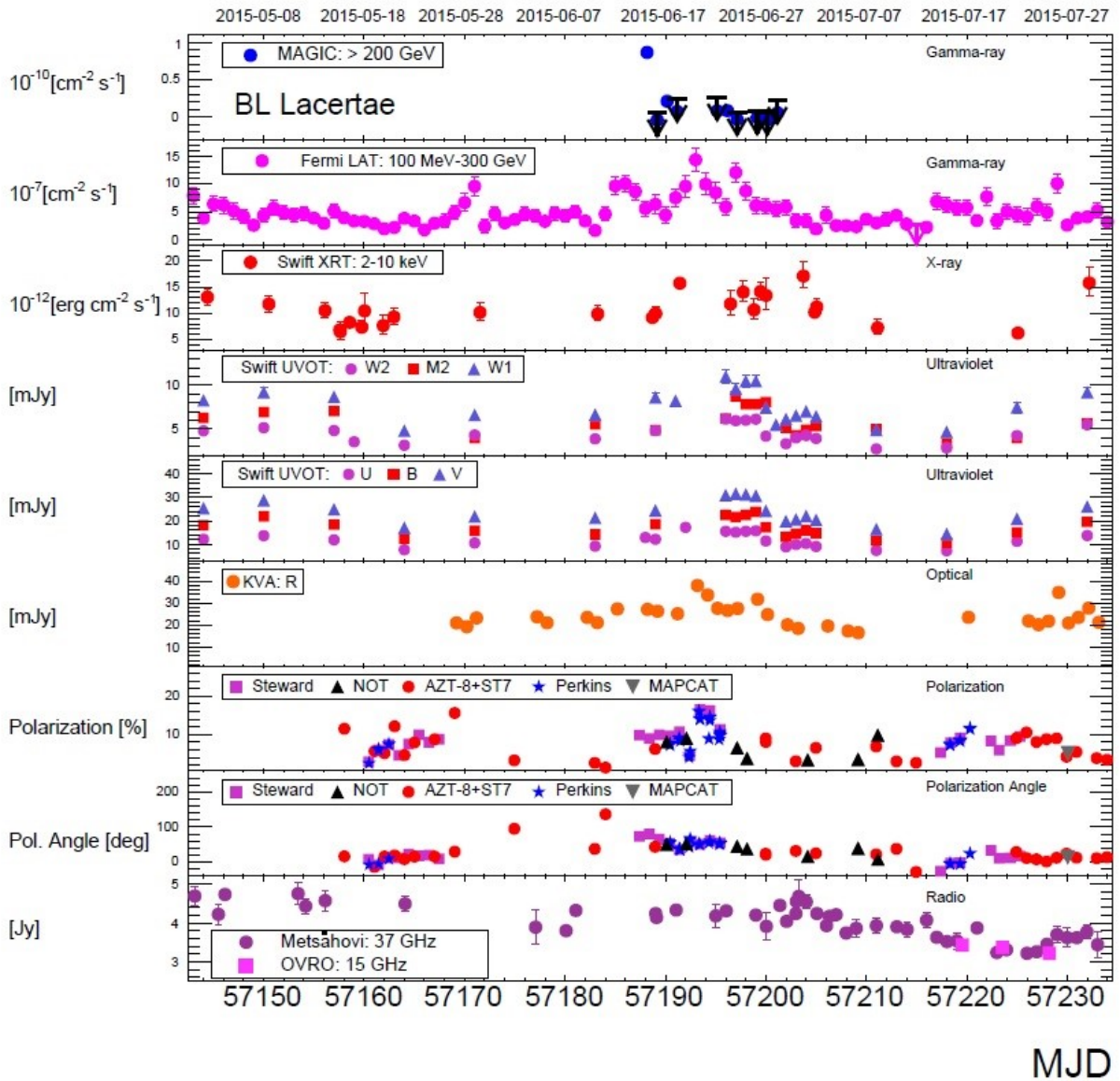


図7.1 2015年5月1日(MJD 57143)から2015年7月31日(MJD 57234)のBL Lacertaeの多波長光度曲線。上から順に MAGIC、Fermi-LAT、Swift-XRT、Swift-UVOTの紫外帯域、Swift-UVOTの可視光帯域、KVAの可視光R-band、StewardとNOT、Perkins、AZT-8+ST7そしてMAPCATの偏光データ、MetsähoviとOVROである。なお、MAGICとFermi-LAT dataは光子フラックスである。また矢印は95%信頼度の上限値である。

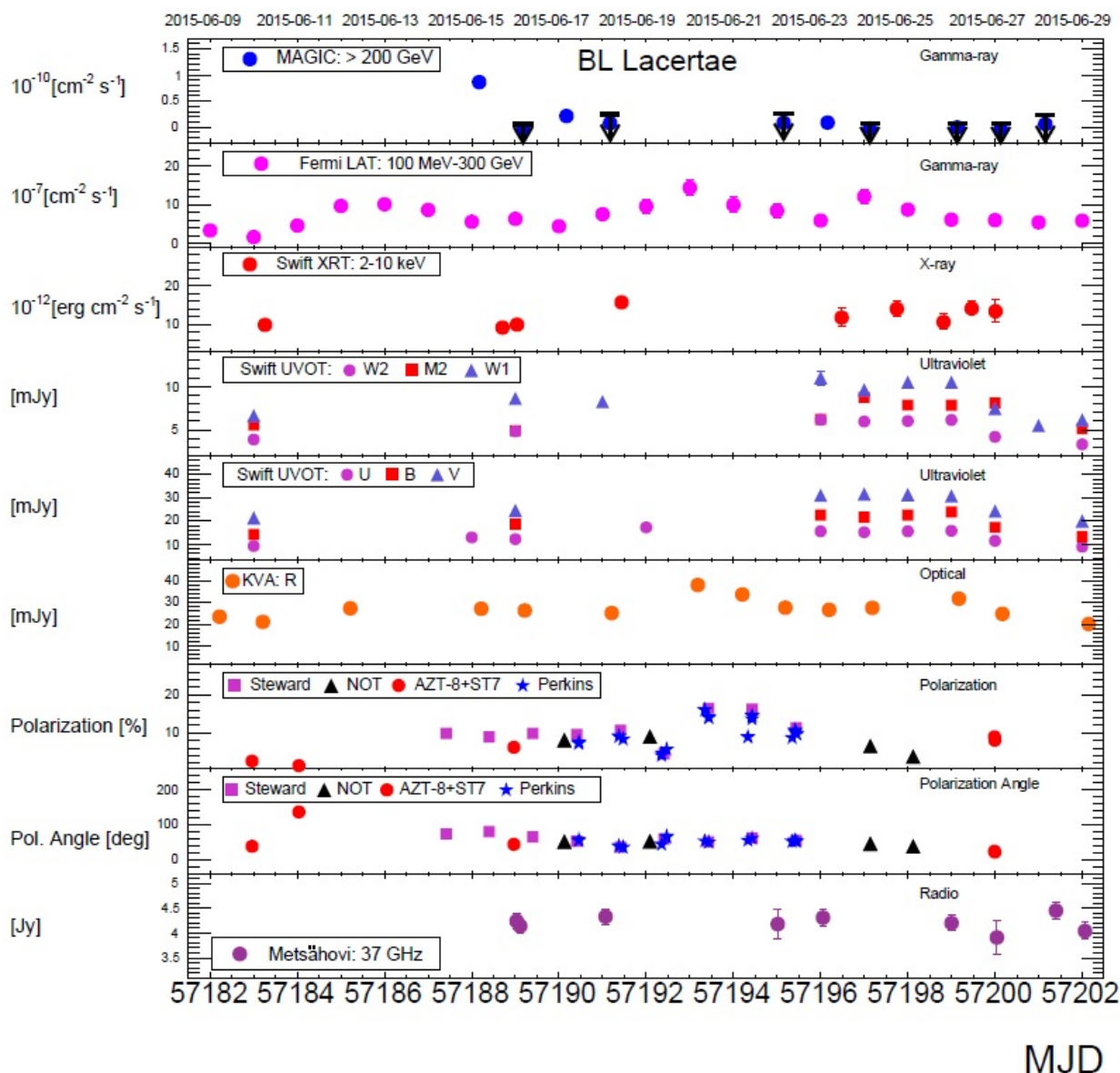


図 7.2 2015 年 6 月 7 日 (MJD 57180) から 2015 年 6 月 29 日 (MJD 57202) の BL Lacertae の多波長光度曲線。各データの詳細は図 7.1 を参照。

7.5 高エネルギーガンマ線観測結果

2015 年 5 月 1 日から 7 月 31 日の期間の *Fermi*-LAT データ (0.1-300 GeV) のスペクトルに対し、PL モデルでフィットした結果、 $TS = 3582$ ($\sim 60\sigma$) の有意度であり、平均積分フラックスは $(50.1 \pm 1.6) \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、photon index は $\Gamma = 2.20 \pm 0.03$ であった。また、LP モデルによるフィットの結果、 $TS = 3591$ ($\sim 60\sigma$) の有意度と $E_0 = 347.9 \text{ MeV}$ でのスペクトルの冪

$\alpha = 2.13 \pm 0.03$ 、ピークの曲率 $\beta = 0.04 \pm 0.01$ を得た。

Fermi-LAT のスペクトルが、MAGIC 期間の前後で変化しているか検証するために LP と PL モデルを仮定したが、いずれの期間でも LP と PL モデルに大きな差が出なかった。よって本研究では PL モデルを使用する。なお各期間と 2015 年 6 月 15 日 (MJD 57188) は photon index のパラメータの値を固定して解析した。

Fermi-LAT の解析結果を表 7.1 に示す。また、バックグラウンドのガンマ線である diffuse emission のフラックスは 6 月 15 日の 1 日分のデータを解析して得た値で固定した。MAGIC 期間全体で、TS = 496、photon index $\Gamma_\gamma = 2.22 \pm 0.11$ 、フラックス $F_\gamma = (6.0 \pm 0.7) \times 10^{-8}$ photons cm⁻² s⁻¹ ($100 < E < 300$ GeV) であり、高エネルギーガンマ線の有意な変動は見られなかった。Fermi Science Support Center (FSSC) が提供している gtsrcprob ツールで座標の修正を行い、probability > 90% で *Fermi*-LAT が検出した BL Lacertae 起源のガンマ線の最も高いエネルギーは 2015 年 6 月 21 日に検出した 31.9 GeV であった。

期間名	観測期間	観測エネルギー GeV	Photon index	フラックス 10 ⁻⁸ ph cm ⁻² s ⁻¹
全期間	2015 年 5 月 1 – 7 月 31 日	0.1 – 300	2.20 ± 0.03	50.1 ± 1.6
pre-MAGIC	2015 年 5 月 1 – 7 月 14 日	0.1 – 300	2.24 ± 0.04	48.0 ± 2.2
MAGIC	2015 年 6 月 15 – 6 月 28 日	0.1 – 300	2.12 ± 0.04	76.8 ± 5.0
MAGIC	2015 年 6 月 15 – 6 月 28 日	1.0 – 300	2.22 ± 0.11	6.0 ± 0.7
post-MAGIC	2015 年 6 月 29 – 7 月 31 日	0.1 – 300	2.20 ± 0.07	43.5 ± 2.6
MAGIC detection	2015 年 6 月 15 日	0.1 – 300	2.29 ± 0.24	57.0 ± 15.4

表 7.1 異なる期間に対する *Fermi*-LAT 解析の結果。各期間で光度および photon index の変動は検出されなかった。

7.6 可視偏光観測結果

BL Lacertae は偏光度の変動が大きく (< 1–40%) (Hagen-Thorn et al. (2002)[73])、数十分のタイムスケールで変動する天体である (Covino et al., 2015[52])。本研究の観測期間内では、可視偏光度は 1–20% という BL Lacertae では典型的な範囲で変動していた。なお、超高エネルギーガンマ線フレアを検出した 2015 年 6 月 15 日の 4 日前に、偏光度が 1.4% という非常に低い値にまで落ちた。なお、6 月 15 日の偏光度は 9% であった。

EVPA は 2 度回転した。1 度目は、超高エネルギーガンマ線の観測の前である MJD 57161 から 57175 の期間に発生し、同時に *Fermi*-LAT の高エネルギーガンマ線帯域のフラックスもやや増光していた。EVPA は -13.8° から 95.1° の範囲で回転した。2 度目の回転の発生時刻と長さは、MJD 57184.5 のデータ点に依存する。MJD 57184.5 のデータ点が上記の EVPA の曖昧さにより正しくプロットできたかどうかに関わらず、超高エネルギーガンマ線フレアの期間に EVPA は

回転している。MJD 57184.5 のデータ点が -43.5° であった場合、EVPA は超高エネルギーガンマ線フレアの 5 日前から 31 日間に 80° から -27° まで回転している。MJD 57184.5 のデータ点が $+136.5^\circ$ であった場合、EVPA は超高エネルギーガンマ線フレアの 5 日前から 31 日間に 137° から -27° まで回転している。偏光角の回転は非常にスムーズに発生したわけではなく、逆向き (180° の変化) になってもいなかった。EVPA $> 90^\circ$ の回転は BL Lacertae では一般的で、2008 年から 2012 年の 4 年間に 4 度検出されている (e.g. Jermak et al., 2016[84])。よって、偏光角の回転と超高エネルギーガンマ線フレアが結びついている可能性がある。

7.7 電波観測結果

ここでは、2015 年の BL Lacertae に対する 8 エポックの 43 GHz VLBA 画像を用いて、ジェット運動について議論する。2015 年 5 月 11 日 (MJD 57153) の画像を図 7.3 に示す。図中に A0(赤点)、A1(黄点)、A2(緑点)、J1(青点)、J2(薄紫点) の各成分の位置を示している。A0 が電波コアに該当する。2015 年のフレア発生前後の時期において、8 エポックは全て図 7.3 から変化は見られず、明確な新たな成分の発生は検出できなかった。各エポックの位置の時間変化を図 7.4 下図に示す。A0、A1、A2 の 3 つの成分は電波コアで静的な成分として知られており (e.g. Wehrle et al., 2016[164])、A1 と A2 は電波コア A0 から ~ 0.14 mas と ~ 0.3 mas の距離に位置する。図 7.4 から、本研究でも A0 に対する A1 と A2 の有意な運動は見られないことが確認できた。BL Lacertae における 1 mas は地球から観測したとき 1.3 pc の距離に相当する。ジェットの見込み角 6° (Wehrle et al., 2016[164]) から、BL Lacertae 上では 1 mas ~ 13 pc である。よって A1 と A2 の電波コアからの距離は 1.8 pc と 3.9 pc である。ノット A1 と A2 は 15 GHz では 2 つをあわせて単独の像として観測されており、準静的な recollimation shock (斜め衝撃波) と考えられている (Cohen et al., 2014[49])。超高エネルギーガンマ線フレアに伴って A1 や A2 の位置が変化したとしても、Jorstad et al. (2017)[87] の通り、静的な成分を動くノットとして検出することは難しい。

明確な新成分の放出が発見できなかった一方、2015 年 5 月から 7 月にかけて、電波コア (=電波コア内のビームサイズ領域) のフラックス密度の増加が観測された (図 7.4 中図)。この増光は新しい動く成分 (ノット) が原因の可能性もある。また 5 月 (MJD:57153) に電波コアの偏光強度が増加しており、6 月と 7 月 (MJD 57182、57205) には A2 の偏光強度が増加している (図 7.4 上図)。図 7.5 に電波コアと静的成分の偏光角の変動を示す。図 7.5 から 5 月 (MJD 57153) に電波コアと A1 で偏光強度が増加し、6 月 (MJD:57182) に A2 の偏光強度が増加していることがわかる。総フラックス密度と共に増加する偏光強度は、ジェット内のショックの伝播と解釈される (Hughes et al., 1989[82])。以上の議論より、偏光の観測から新たな運動する成分のヒントが得られた。

もしこの成分が運動するノットだと解釈できるのであれば、この成分は BL Lacertae において ~ 1.07 mas/yr ($\sim 5c$) の速度で固有運動していると考えられる。また、偏光フラックス密度と偏光強度の増加は、一般に天体の可視光とガンマ線の増光に同期しているため。ノットは増光と関連のある放射領域にあると考えられる。このことより BL Lacertae の中心にあるブラックホールとこの放射領域の距離を推定でき、この増光は電波コアから 0.2 mas の距離である 2.6 pc に位置する

(分解能から電波コア自体の可能性もある)。

その他、BL Lacertae のブラックホールと電波コアの位置については、以下のように見積もられている。1 つは Pushkarev et al. (2012)[126] によるもので、高い周波数で観測した電波コアほどジェットの本根を観測できるという core-shift の測定から、ブラックホールと 15 GHz 電波コアの距離は 0.84 pc と求められている (BL Lacertae 上の実距離)。2 つ目は、電波コアの位置が周波数に逆比例するという関係から求める方法で、ブラックホールと 43 GHz 電波コアは ~ 0.3 pc の距離に位置すると見積もられている。(O’ Sullivan & Gabuzda, 2009[122]; Pushkarev et al., 2012[126])。

以上からブラックホールと運動するノットは、 ~ 0.3 pc から ~ 2.6 pc の距離にあると見積もることができる。

7.8 BL Lacertae の他の VHE フレアとの比較

この章では、BL Lacertae の 2015 年 6 月のフレアと、他期間に発生したフレアの比較を行う。BL Lacertae からの超高エネルギーガンマ線の明るく速いフレアは、VERITAS で 2 度観測されている (Arlen et al., 2013[27]; Abeysekara et al., 2018[4])。これら 3 つの期間に分けて、超高エネルギーガンマ線を中心に多波長スペクトルのふるまいを比較する。

- 2011 年 6 月 (以下 VERITAS flare 1)
- 2015 年 6 月 (以下 MAGIC flare)
- 2016 年 10 月 (以下 VERITAS flare 2)

VERITAS flare 1 の観測は、MAGIC flare と同様に高エネルギーガンマ線と可視光で明るくなったことにトリガーされて観測された。VERITAS flare 2 は、他二つの超高エネルギーガンマ線フレアの観測と異なり、通常の観測プログラムの一環として観測された。

2015 年 6 月の観測から得られた最大の超高エネルギーガンマ線フラックス (MAGIC flare) は、 $(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-10}$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ であった。このフラックスは、VERITAS が 2011 年 6 月 28 日 (VERITAS flare 1) に観測したフラックスの半分の値であったが、2011 年以降で最も明るいフレアであった。その後、2016 年 10 月 5 日 (VERITAS flare 2) に VERITAS が検出した、他の超高エネルギーガンマ線の最大のフラックスは $(4.2 \pm 0.6) \times 10^{-10}$ photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ であり、MAGIC flare よりも非常に明るいフレアであった (Feng et al., 2017[65]; Abeysekara et al., 2018[4])。VERITAS flare 1 と flare 2、MAGIC flare はいずれも一夜に集中しており、フレア後の観測では超高エネルギーガンマ線は有意に検出されていない。

MAGIC flare の間フラックスは減少し、半減時間のタイムスケールは 26 ± 8 分であった。VERITAS flare 1 では半減時間は MAGIC flare のおよそ半分ほど短い 13 ± 4 分だった。VERITAS flare 2 のフラックスの増加時間は 140^{+25}_{-11} 分であり、フラックスの減少時間は 36^{+8}_{-7} 分であった。フラックスが減少する時間のタイムスケールは、どれも MAGIC flare と誤差の範囲内で一致しており、BL Lacertae の超高エネルギーガンマ線フレアは同程度のタイムスケールで光度変動する可

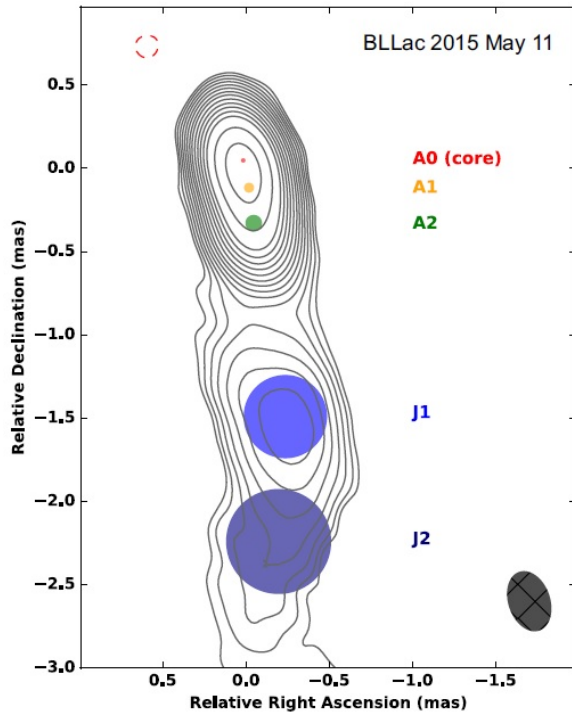


図 7.3 2015 年 5 月 11 日の BL Lacertae の 43 GHz VLBA 画像。コントアは 1.7 mJy/beam に対して、-1, 1, 2... 倍を示し、 $\sqrt{2}$ の倍数で増加する（負のコントアは赤で書かれている）。ビームサイズは右下にプロットされており、偏光角 20.6 度で 0.325 mas \times 0.208 mas である。最も高いフラックス密度は 1.88 Jy/beam である。A0(電波コア)、A1、A2、J1、J2 は Gaussian でベストフィットした成分で、A0、A1、A2 は電波コアに位置する静的成分で、A1 と A2 は A0 に対して、 ~ 0.14 mas と ~ 0.3 mas に位置する (e.g. Wehrle et al., 2016[164])。

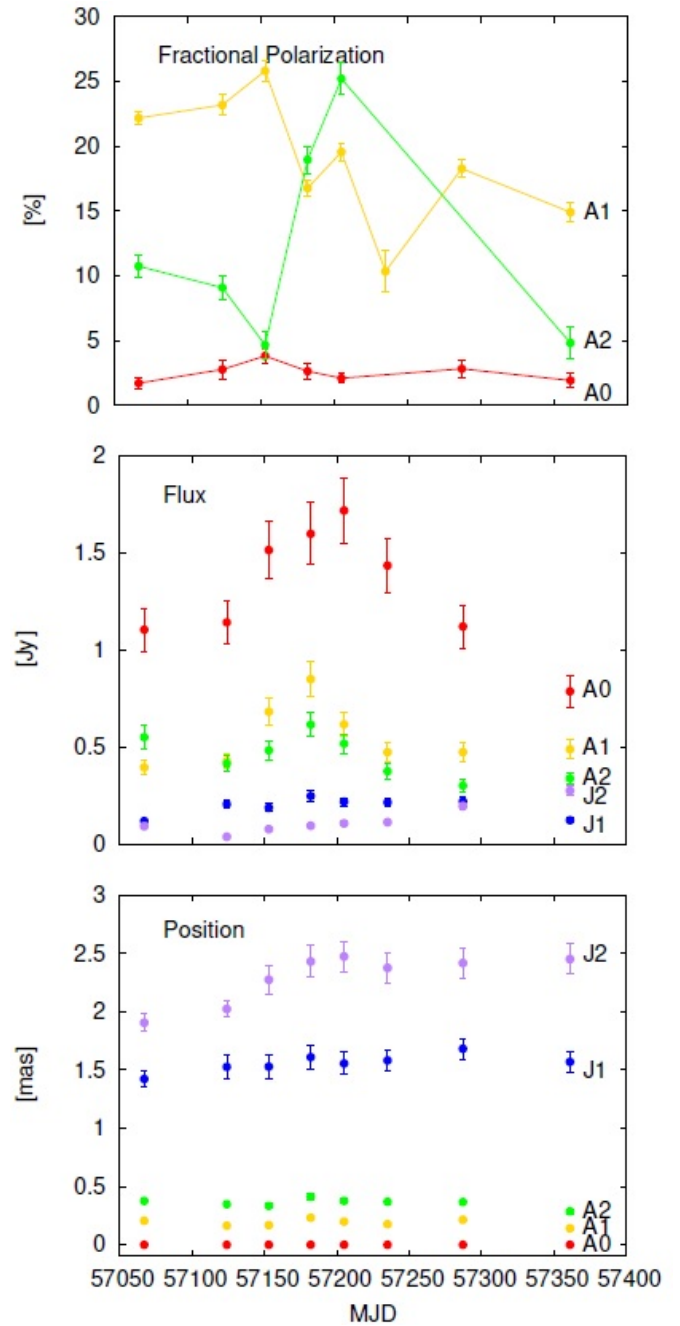


図 7.4 VLBA による BL Lacertae 電波コア付近の偏光強度 (上図)、フラックス密度 (中図)、各成分の位置 (下図) の進化。フラックスの測定誤差は VLBA データの典型的な値である 10% とし、位置の誤差はフィットした Gaussian サイズの 1/5 と推定した。MJD 57235 と 57287 の偏光強度は天候不順のためノイズレベルが高く、偏光強度 (上図) のみ 8 エポック全ての成分を求めることはできなかった。

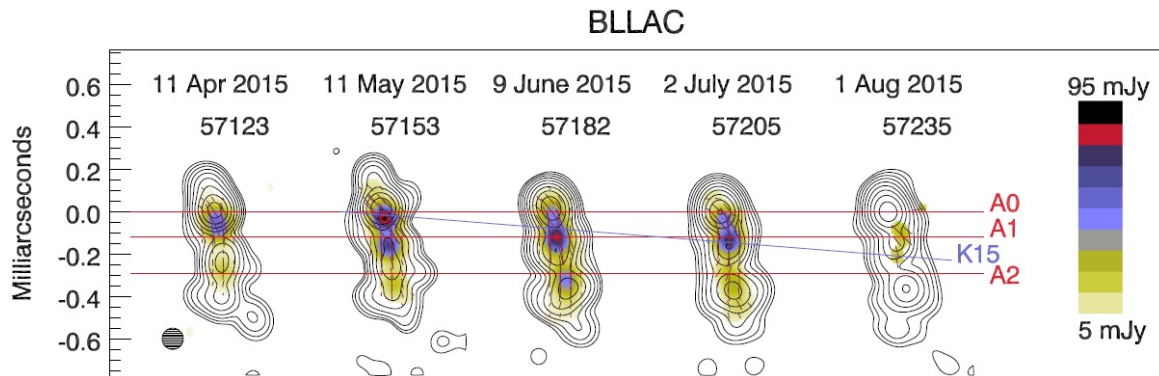


図 7.5 BL Lacertae の 43 GHz の電波強度 (コントア) と偏光強度 (カラースケール)。ビームの解像度は 0.1×0.1 mas で最も高い電波強度は 1.59 Jy/beam である。最も高い電波強度の 0.4、0.8、1.6、3.2、6.4、12.8、25.6、51.2% と、各値の 96% の電波強度にコントアをつけている。赤い点線は偏光方向で、赤い横線は Jorstad et al. (2017)[87] から得た電波コア A0 と静的成分の A1 と A2 の位置である。青線は仮のノット K15 の運動を示している。

能性がある。

観測された全ての速い超高エネルギーガンマ線変動 (MAGIC flare、VERITAS flare 1 と 2) は、高エネルギーガンマ線で高いフラックス ($F_{E>100 \text{ MeV}} > 0.5 \times 10^{-6} \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を示した時よりも遅れて発生している。なお、超高エネルギーガンマ線フラックスが高い値を示した日の $F_{E>100 \text{ MeV}}$ のガンマ線フラックスは、特別高い値を示してはいなかった。可視光観測の Tuorla blazar monitoring program による長期 R-band フラックスの平均値が 13.1 mJy (Lindfors et al., 2016[99]) であったのに対し、MAGIC flare、VERITAS flare 1 と 2 の可視光フラックスは $20\text{-}40 \text{ mJy}$ 程度となっていた。一方 X 線フラックスは MAGIC flare、VERITAS flare 1、VERITAS flare 2 のいずれの期間も長期的な高いフラックスレベルにはならなかった。ただし、可視光と高エネルギーガンマ線の密な観測は、MAGIC や VERITAS による超高エネルギーガンマ線の検出報告によって行われたため、可視光と高エネルギーガンマ線の高いフラックスレベルは観測バイアスによる可能性がある。

MAGIC flare や VERITAS flare 1 と 2 で起きた偏光角の減少は、超高エネルギーガンマ線フレアの観測前、もしくは観測中に発生している。第 7.6 章で議論したように、可視光の偏光角の回転は BL Lacertae では一般的な現象であり、3 つの超高エネルギーガンマ線フレアの前後で起きるように見える。VERITAS flare 1 と 2、MAGIC flare の間で起きた偏光角の回転は、Marscher et al. (2008)[105] で示されている、なだらかで長期間かけて起こる描像とは異なっていた。BL Lacertae の可視偏光のふるまいと、超高エネルギーガンマ線フレアの結びつきを断定することは現時点では難しく、より多くのデータが必要となる。しかし、観測された偏光角の減少と EVPA の回転というふるまいは、Feng et al. (2017)[65] や Abeysekara et al. (2018)[4] に用いられた Marscher (2014) のモデルと一致しており、放射を理解する一つのヒントとなるであろう。このモデルでは VLBA の電波コアで、乱流シェルにプラズマが通過することによる conical shock が電

子を効率よく加速させる環境を生んでいると解釈している。

超高エネルギーガンマ線で活動的な期間において、15 GHz や 37 GHz の電波フラックスは特に高い値を示さなかった。しかし、MAGIC flare や VERITAS flare 1 と 2 の全ての期間で 43 GHz VLBA データは活動性を検出した。VERITAS flare 1 と 2 では、電波コアから新しい成分が放出されたと報告されているが (Feng et al., 2017[65]; Abeysekara et al., 2018[4])、VERITAS flare 2 で放出された成分は有意に検出された成分ではなく、MAGIC flare で観測した事例とよく似ている。MAGIC flare では、電波コアの非常に近い位置で発生したため解析から結論付けることは難しいが、新しい成分の放出が明確に示唆されている。以上から、MAGIC flare の観測は、超高エネルギーガンマ線フレアと 43 GHz 電波コアの活動性には関係があると考えられる。MAGIC flare と VERITAS flare 1 と 2 の速い超高エネルギーガンマ線フレアは、類似した多波長の変動パターンを持っているかもしれない。

BL Lacertae に対する短時間の超高エネルギーガンマ線フレアの多波長観測を増やし、各フレアの特徴を比べることで、BL Lacertae における超高エネルギーガンマ線フレアの放射領域や放射メカニズムの統一的な理解が期待できる。

第 8 章

多波長スペクトルモデル

BL Lacertae の放射機構を説明するため、今までも多波長スペクトル (SED) モデルの作成が幾度も行われてきた。初期に適用された SED モデルは、one-zone synchrotron self Compton (SSC) model (e.g. Ghisellini et al.,(1998); Ravasio et al.,(2002)[69, 130]) であった。EGRET の時代には、100 MeV 以上で明るくなったときの観測データを解釈するためには Compton 散乱のために外部種光子が必要とされた (Sambruna et al.,(1999); Madejski et al.,(1999); Böttcher and Bloom(2000)[137, 102, 42])。今までに、BL Lacertae の SED モデルとしては、Broad line region (BLR) 起源の外部光子を用いたモデルがよく用いられてきた (e.g. Böttcher et al., (2013)[45])。また、Böttcher et al.,(2013)[45] では、SED に対して hadronic model を用いた解釈が行われているが、一般に、BL Lacertae に対する hadronic model には、 ~ 10 Gauss の強い磁場と非常に大きな power の相対論的陽子を必要となるため、ここでは議論しない。

初期の SED モデルを適用する際には、超高エネルギーガンマ線の観測結果が含まれていなかったが、Albert et al.,(2007)[16] では、Ravasio et al.,(2002)[130] の one-zone SSC model により、観測された超高エネルギーガンマ線データもまた説明可能であることが示された。ところが、2015 年に観測された超高エネルギーガンマ線フラックスは、Albert et al.,(2007) で使用されたフラックスよりも ~ 10 倍ほど大きく、また速い光度変動を説明するためにモデルにさらなる制約を加えた。最近 Morris et al.,(2019)[112] は、速い光度変動のあった超高エネルギーガンマ線フレア (VERITAS フレア 2) を含むデータに対する、初めての SED モデルを示した。このモデルは reconnection layer を通り、半径と速度が発展する reconnecting plasmoid を計算している。このモデルでは速いフレアを説明することが可能であるが、SED モデル曲線は可視光から X 線領域において観測データに対して超過している。

本章では 2015 年 6 月に観測された BL Lacertae の短時間フレアに対して、SED や光度変動に対し複数のモデルを用いて放射機構を考察する。

8.1 Two-zone モデル

短時間フレアの放射機構のみに着目するため、BL Lacertae の多波長観測の結果から、フレアを起こした日のみ取り出して多波長スペクトルを再構成した (MJD 57188、2015 年 6 月 15 日の ± 0.5 日分)。BL Lacertae からの放射は、2 つの成分があると考えられる。高エネルギーガンマ線と可視光、43 GHz 電波コアの観測から見られる、長い期間における放射の傾向としては、放射は 43 GHz 電波コアで起こっているように見える。他方、超高エネルギーガンマ線放射は非常に速い光度変動を示すため、小さな放射領域から放射されているように見えるが、観測された光度曲線からは放射領域に制限を加えることができない。この 2 つの放射領域の放射メカニズムを検討するために、本研究では Tavecchio et al.,(2011)[151] と同様の leptonic モデルを適用する。Tavecchio らによるモデルの詳細および、本研究に適用した際の相違点は以下の通りである。

このモデルでは以下の 2 つの放射成分を仮定する。

- Small blob : VHE ガンマ線観測によって示される速い変動の放射に対応する成分
- Larger jet: VHE ガンマ線以外の観測によって示されるゆるやかな変動の放射に対応する成分 (ここでの jet は 43 GHz VLBA による電波コアのことを示す)

2 つの放射領域における電子のエネルギー分布は以下の smoothed broken power-law の式を仮定した。

$$N(\gamma) = K\gamma^{-n_1} \left(1 + \frac{\gamma}{\gamma_b}\right)^{n_1-n_2}, \gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max} \quad (8.1)$$

K は γ_{\min} から γ_{\max} の範囲で規格化された値、 n_1 と n_2 は折れ曲がり γ_b 前と後のベキである (Maraschi and Tavecchio(2003)[104])。この、大きさが R の放射領域は、磁場 B を持ち、観測者に対してドップラー因子 δ で運動しているとすると、以下のような制約が導かれる。

- 2015 年 6 月 15 日の MAGIC の観測で得た光度変動のタイムスケール 26 分から、Small blob の放射領域の大きさ $R \sim ct_{var}\delta \sim 10^{15}$ cm を得る。
- Larger jet の大きさは、可視光と高エネルギーガンマ線の光度変動のタイムスケール 2 日から、 10^{17} cm を得る。
- 磁場の強度とドップラー因子は VLBA の観測から得ることができる。本研究では Larger jet を 43 GHz VLBA 電波コアとしているため以下の値を採用する。

磁場強度 $B = 0.11$ G (Pushkarev et al.,(2012)[126])。

ドップラー因子 $\delta = 7$

(Jorstad et al.,(2005); Wehrle et al.,(2016); Jorstad et al.,(2017)[86, 164, 87])。

Tavecchio et al.,(2011)[151] では、放射領域の位置関係について、以下の 2 つのパターンを提唱している。

モデル A BLR の外に 2 つの放射領域が位置するもの

モデル B Larger jet は BLR の内側に位置しているが、Small blob が BLR の外側に位置しており超高エネルギーガンマ線の $\gamma - \gamma$ 吸収を避ける。

しかし、BL Lacertae では観測された輝線が弱く ($L_{H\alpha} = 4 \times 10^{41}$ erg/s) (Corbett et al.,(1996),(2000)[50, 51]; Capetti et al.,(2010)[47])、標準的なクエーサーの構造 (ブラックホールや電波コアの位置関係) から、BLR の光度は $L_{BLR} = 2.5 \times 10^{42}$ erg/s、半径は $R_{BLR} = 2 \times 10^{16}$ cm ~ 0.005 pc と見積もられる (e.g. Ghisellini & Tavecchio(2009)[70])。BL Lacertae は、クエーサーのように BLR の放射が強い天体ではないため、BLR の弱い low-frequency-peaked blazar と考えて Tavecchio モデルを適用した。よって、BLR の光度によらず Tavecchio モデルが適用可能という仮定を基にしている。また推定された放射領域の大きさは、少なくとも 43 GHz VLBA 電波コアとブラックホールの距離よりも小さい (第 7.7 章の議論より、少なくとも 0.3 pc)。以上の議論より、BL Lacertae では、大きな放射領域は BLR の外側に位置する可能性がある。外部光子源は、FSRQ 型ブレーザーでは dusty torus が想定されているが (Sikora et al.,(2008)[144])、BL Lac 型ブレーザーのような低光度天体では、そのような構造を示す証拠は発見されていない。よって、本研究では、Jet に対する外部光子の影響は考慮しない。

これらの議論を踏まえて、BL Lacertae における 2 つの放射領域 Small blob と Larger jet の位置関係について、図 8.1 に示した空間的に異なる 2 つのモデルを検討していく。どちらのモデルでも、大きな放射領域に対応する Larger jet は BLR より外側に位置しており、Small blob の位置関係のみ異なっている。一つは図 8.1 (A) に示した Small blob が BLR の内側にあるもの、もう一つは図 8.1 (B) に示した Small blob が BLR より外側にある Larger jet (電波コア) と相互作用しているものである。それぞれの放射領域モデルに対応する、多波長 SED モデルを図 8.2 に示し、この SED モデルで仮定しているパラメータを表 8.1 にまとめた。

電波から超高エネルギーガンマ線にかけての複数の波長の光度変動のタイミングを比較し、放射領域の考察を行ったが、光度の変動パターンから Small blob の位置は特定できなかった。Böttcher and Els (e.g. 2016)[43]; Abolmasov & Poutanen (e.g. 2017)[5] で議論されているように、一般には、超高エネルギーガンマ線の強い $\gamma - \gamma$ 吸収が起こるため、Blob は BLR の外側に位置する必要がある。しかし、BL Lacertae では、BLR による超高エネルギーガンマ線の吸収は非常に弱い、Compton 散乱によってさらに種光子を作ることができる。よって、BLR による放射が弱く Blob が内側に位置する場合でも、超高エネルギーガンマ線は完全に吸収されず観測可能であると仮定し、Blob が BLR の内側に位置する場合と、外側に位置する場合の 2 つのモデルについて考える。モデル A(図 8.1(A), 図 8.2 左図) では、Small blob が BLR の半径内にあるパターンを考える。このモデルでは、表 8.1 の BLR モデルで示したパラメータのみ、観測結果を説明できた。観測から得られた Small blob の放射領域の大きさ $R \sim 10^{15}$ cm や Larger jet の大きさ $R \sim 10^{17}$ cm および磁場強度 $B = 0.11$ G、ドップラー因子 $\delta = 7$ といった制限は全て満たしており、多波長

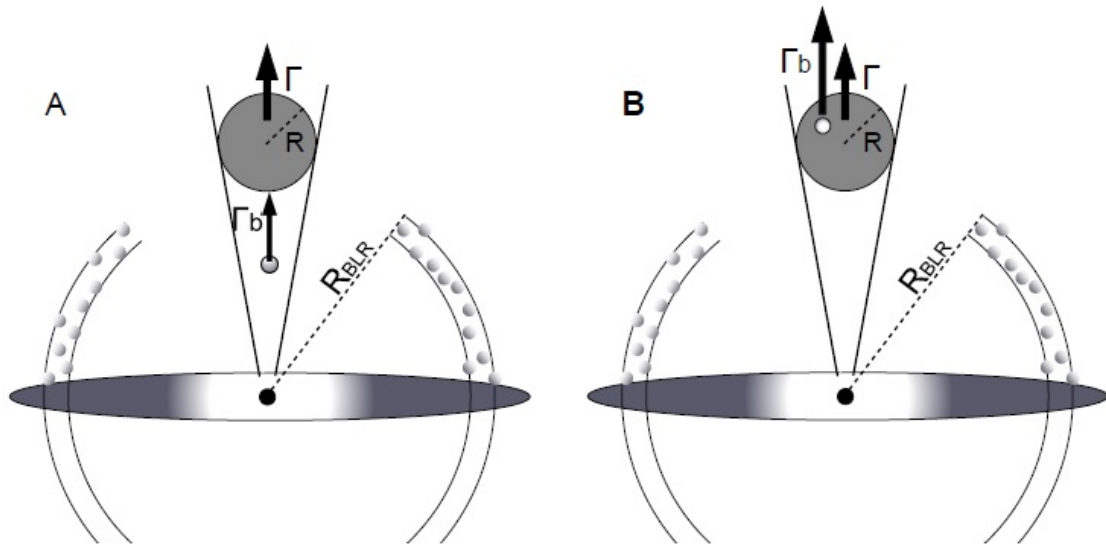


図 8.1 SED モデルのための放射領域概念図。放射領域が異なる 2 つのモデルについて考える。
 (A)BLR : Small blob が BLR の内側にあるモデル。
 (B)Interaction : Small blob が Larger jet(電波コア) と相互作用しているモデル。

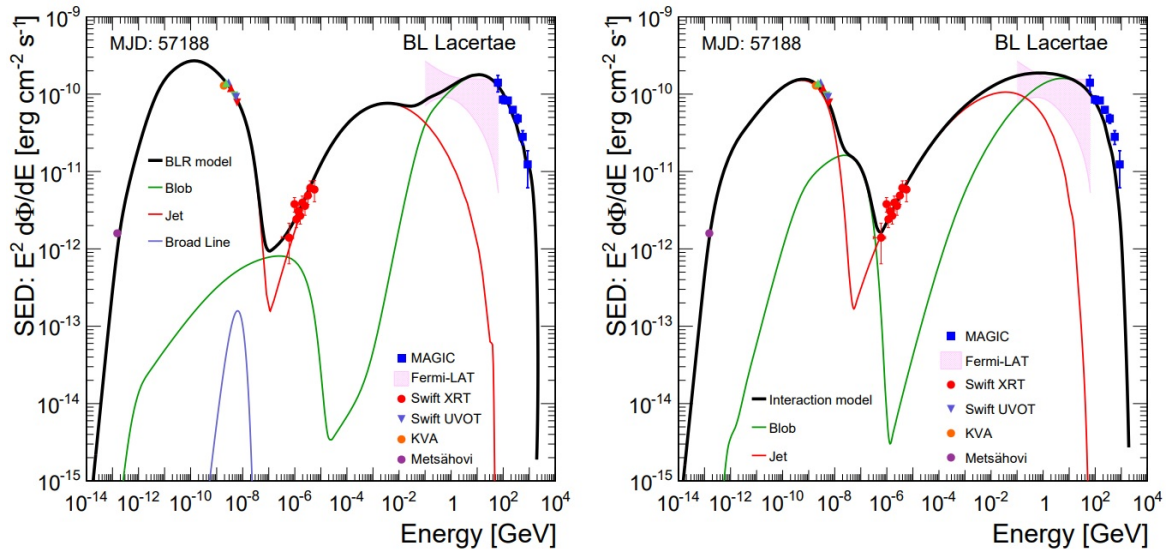


図 8.2 2015 年 6 月 15 日 (MJD 57188) のみの BL Lacertae 多波長 SED および two-zone モデル。(左図)BLR : Small blob が BLR の内側にあるモデル。(右図)Interaction : Small blob が Larger jet(電波コア) と相互作用しているモデル。

モデル	成分	γ_{\min}	γ_b	γ_{\max}	n_1	n_2	B	K	R	δ
		10^2	10^4	10^5			G	10^3 cm^{-3}	10^{16} cm	
BLR	Blob	1.0	1.0	2.0	2.0	3.0	0.14	45	0.1	25
	Jet	5.0	0.3	0.3	1.9	3.9	0.12	0.4	30	7
Interaction	Blob	50.0	4.0	0.9	2.0	3.2	0.013	300	0.17	60
	Jet	3.0	0.9	0.3	2.0	3.7	0.05	0.8	30	7

表 8.1 短時間フレア日 (MJD 57188, 2019 年 6 月 15 日 ± 0.5 日分) の 2 つの SED モデルに対応するパラメーター。BLR は BLR 起源の種光子に対して逆コンプトン散乱するモデル。Interaction は Jet 成分起源の種光子に対して逆コンプトン散乱するモデル。各パラメータは以下の通り。 γ_{\min} :最小のローレンツ因子。 γ_b :電子のエネルギースペクトルの break。 γ_{\max} :最大のローレンツ因子。 n_1 :break 前の電子の冪。 n_2 :break 後の電子の冪。 B :磁場強度。 K :電子密度。 R :放射領域の大きさ。 δ :放射領域のドップラー因子。

の SED もよく再現できている。ただし上述した見積もりの通り、BLR 半径が小さいのであれば、Blob は観測された超高エネルギーガンマ線フレアの光度変化より早い時間で BLR の半径を超え、観測された光度変動を説明できなくなる可能性がある。繰り返すが、モデル A は実現可能であるが、BLR の大きさという不確定な要素が残っている。

モデル B(図 8.1(B), 図 8.2 右図) では、二つの放射領域 (Small blob と Larger jet) が同じ空間に位置し、相互作用している。Larger jet は逆コンプトン散乱のために種光子を生成する。このモデルでは Tavecchio et al.,(2011) のセットアップ B[151] を適用するが、dusty torus からの外部種光子は除外する。同様のモデルは Ahnen et al.,(2018)[12] で用いられている。超高エネルギーガンマ線の高いフラックスを生成するために、VLBA の観測と、エネルギーと磁場の等分配の仮定に基づいて、Pushkarev et al.,(2012)[126] による電波観測による値より $\sim 50\%$ 低い磁場を用いる。表 8.1 のパラメーターで、観測された SED をよく再現できるが、モデルが予言する SED の形状は、SSC モデルのようなふた山の高エネルギー成分が広いエネルギー範囲に広がっており、MAGIC の最も高いエネルギーを再現する場合には、モデルが *Fermi*-LAT のフラックスを過剰に予言してしまう。また、一般に BL Lac 型ブレイザーに対する one-zone モデル (Tavecchio and Ghisellini(2016)[63]) では、少なくとも小さな放射領域においてエネルギー等分配が成り立たない環境が必要とされる ($U_B \sim 0.04 \times U_e$)。さらに、Tavecchio and Ghisellini(2016) は、2 つの放射領域の相互作用を考慮した、two-zone モデルにおいてもエネルギー等分配が成り立たない環境が必要であると結論付けている。2015 年 6 月は極端に活動性の高いフレアが起こったため、エネルギー等分配が成り立たないという仮定が可能であると考えている。

8.2 Star-jet interaction model

この節では、観測された BL Lacertae の 2015 年 6 月の速い光度変動を説明するために、Banasinski et al.,(2016)[29] による Star-jet interaction model モデルが適用可能かを検討する。

星やガス雲のような小さな天体が相対論的速度でジェットに衝突する Star-jet interaction model では、速い高度変動を説明することが可能である (Bednarek & Protheroe(1997); Barkov et al.,(2010); Bosch-Ramon et al.,(2012); Araudo et al.,(2013); Wykes et al.,(2014); Bosch-Ramon(2015); Bednarek & Banasinski(2015); de la Cita et al.,(2016); Banasinski et al.,(2016) [34, 30, 41, 26, 165, 40, 33, 56, 29])。電子で満たされた放射領域 (Blob) は、Jet 内をローレンツ因子 Γ で運動している。Blob が Jet 内に入ってきた星と衝突すると、放射領域内の電子が逆コンプトン散乱を起こし、ガンマ線を放射する。この方法では、Orphan フレア (可視光フラックスの上昇を伴わない超高エネルギーガンマ線放射)、または Orphan フレアのような超高エネルギーガンマ線フラックス (可視光が明るい状態で可視光フラックスと同期しない超高エネルギーガンマ線フラックスの増加) を説明することができる。

観測された放射のタイムスケールは、星と Blob の縦方向の大きさの 2 つの要因で制限される。通常 Blob の縦方向の大きさの方が支配的である。本研究では Jet 内を進む星の温度を $T = 3 \times 10^4$ K、そして星の半径を 10^{12} cm とした。Blob は $\Gamma = 50$ で運動しているとする。Blob は Jet に対して半径 3.6×10^{15} cm の cross section を占める。これらの仮定したパラメータは、two-zone modeling の Blob で使用した値と近い。Blob の縦方向の大きさは、星に対する Gaussian フィットの RMS から 7.2×10^3 cm としている。Blob は、エネルギー密度が ~ 7.5 erg cm $^{-3}$ で 2.35 のベキを持つ power-law スペクトルの電子に満たされているとする。電子は星と相互作用しガンマ線が生じる。星の近くを通過する十分にエネルギーの高いガンマ線は吸収され、 e^+e^- ペアを生じる。 e^+e^- ペアは電磁カスケードによりさらにガンマ線を生じる。本研究では、光子が典型的な観測角 (observing angle) $\sim 1/\Gamma$ で散逸したと仮定して計算した。また Star-jet interaction モデルと、MAGIC が 2015 年 6 月のフレアで観測した 1.2 時間分の SED とを比較した。BL Lacertae に対する *Fermi* 衛星の観測可能時間帯と統計不足のため、MAGIC のデータと完全に同時刻の *Fermi*-LAT のデータを使用することはできなかった。代わりに、MAGIC の観測時間の前後 12 時間分の *Fermi*-LAT データをスペクトルのベキとして使用し、前後 6 時間分の *Fermi*-LAT データを超高エネルギーガンマ線フラックスとして使用した。

図 8.3 は、Star-jet interaction モデルと 2015 年 6 月 15 日の観測データの比較結果を示している。図 8.3 の左図は GeV-TeV 領域 SED であり、*Fermi*-LAT と MAGIC の観測データは完全に同じ期間ではないが、*Fermi*-LAT と MAGIC のスペクトルは統計誤差の範囲でスムーズに繋がっているように見える。図 8.3 の右図は MAGIC 望遠鏡の 200 GeV 以上の光度曲線とモデルとの比較であり、超高エネルギーガンマ線の光度変動においても、Star-jet interaction モデルは観測データを統計誤差の範囲内で説明可能である。

Blob のローレンツ因子 $\Gamma = 50$ は、Blob の速度 β がジェットの見込み角 θ に対して $\beta = \cos \theta$

であれば $\delta = \Gamma$ から、two-zone モデルのモデル A (BLR モデル) が示唆する $\Gamma = 25$ (モデル A) に対して大きな値であり、 $\Gamma = 60$ (モデル B) の値となったモデル B (Interaction モデル) と同程度の値である。しかし、PKS1221+21 フレア (Aleksić et al.,(2011)[19]; Banasinski et al.,(2016)[29]) に適用したモデルに比べると極端に大きな値ではなかった。よって、Star-jet Interaction モデルを仮定すると、ローレンツ因子などのパラメータは two-zone モデルよりも大きな値をとることも可能である。結論として相対論的電子で満たされた Blob と星の放射領域の相互作用によるモデルで、2015 年 6 月に観測された BL Lacertae からの短時間フレアの超高エネルギーガンマ線放射を説明することは可能であった。

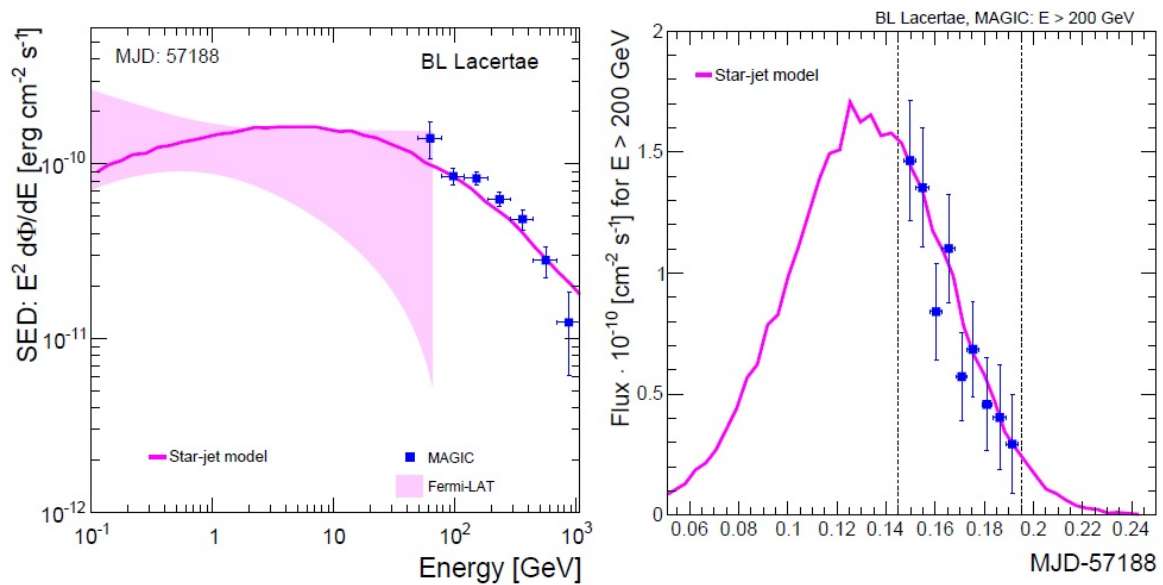


図 8.3 Star-jet interaction モデル。左図:GeV-TeV 領域 SED。網掛け領域が *Fermi-LAT*、青点が MAGIC で観測されたガンマ線放射、マゼンダ実線が Star-jet Interaction モデルを示す。Extragalactic Background Light (EBL) による吸収は Domínguez et al.,(2011) のモデルを使用して計算した。右図:MAGIC の 200 GeV 以上の光度曲線との比較。縦の点線の範囲を左図のスペクトルに用いている。

第 9 章

結論

本論文では、2015 年 6 月に起こった、BL Lacertae からの半減時間 26 ± 8 分という速い超高エネルギーガンマ線フレアの検出と、多波長同時観測の結果から短い時間スケールでの放射機構についての考察を行った。可視光帯域と *Fermi*-LAT の high state の報告を受けて、MAGIC 望遠鏡で観測を行った結果、超高エネルギーガンマ線フレアを発見したため、Astronomer's Telegram にて速報を出した結果、多波長で同時観測が行われた。本論文では、2015 年 5 月 1 日 (MJD 57143) から 7 月 31 日 (MJD 57234) の期間内期間で観測された、超高エネルギーガンマ線を含む多波長観測データを使用した。

多波長観測データからこの期間は X 線の光度変動が小さいときに可視光とガンマ線の光度変動が相関し、BL Lacertae が活動的な期間で観測される典型的なふるまいと似ていることがわかった。可視光の偏光角はおよそ 90° 回転し、VLBA 43 GHz の観測より、電波コアが増光していたことがわかった。しかし、短時間超高エネルギーガンマ線フレアに伴う高エネルギーガンマ線、X 線、可視光の大きな光度変動はなかった。なお全ての帯域で同日の観測が行われたが、X 線の観測は厳密に同じ期間ではない。

また BL Lacertae のフレアパターンを考察するため、VERITAS が 2011 年と 2016 年に観測した 2 つの超高エネルギーガンマ線フレアと比較した結果、3 つの短時間超高エネルギーガンマ線フレアと同時期に低周波の増光パターンも繰り返し発生しているように見える。すなわち、超高エネルギーガンマ線フレアと VLBA コアの活動期は一致しており、超高エネルギーガンマ線の放射機構は以下に述べる Marsecher (2014) が提唱したモデルに一致していた。このモデルとは、VLBA コアは conical shock であり、プラズマ乱流シエルが conical shock を通過し電子が加速されるというものである。乱流シエルが小さいとすれば短時間超高エネルギーガンマ線フレアも自然に説明できる。しかし 3 つの超高エネルギーガンマ線の観測は可視光と高エネルギーガンマ線フラックスが高いときにトリガーされて観測されたため、観測バイアスがあることに注意が必要である。

多波長スペクトルから放射機構を説明するため、下記の 3 つの SED モデルを検討した。

- BLR : Small blob が BLR 内に位置する
- Interaction : Small blob が Larger jet と相互作用する

- Star-jet interaction : Jet 内の Blob に星が相互作用する

この3つのモデルと、GeV–TeV 領域の観測結果を比較した SED を図 9.1 に示す。全ての SED モデルで 2015 年 6 月 15 日フレアを説明できた。しかしこれらの SED モデルには、以下のようにいくつかの注意点がある。

(1)BLR 内に Small blob がある BLR モデルでは、BLR の輝線が BL Lacertae では弱いため BLR の半径などのパラメータに大きな不確実性があった。加えて、このモデルでは Larger jet と Small blob という2つの放射領域に空間的つながりがない。しかし、実際に BL Lacertae で観測された全ての超高エネルギーガンマ線フレアではすべて、短時間超高エネルギーガンマ線と VLBA 43 GHz 電波コアの活動が同時期に起こっている。

(2)Small blob と Larger jet が同じ領域に位置する Interaction モデルでは、*Fermi*-LAT が観測したガンマ線フラックスを超過せずに MAGIC の観測データを説明することが困難であった。また、VLBA の観測から示唆される磁場よりも小さな磁場を仮定しなければならなかった。この磁場に関する不整合は、PKS 1510-089 (Aleksić et al.,(2014b)) に同様のモデルを適用した場合も生じている。

(3)Star-jet モデルでは、一般に短時間超高エネルギーガンマ線フレアと他波長のフラックスの増光に関連性がない。また、今までの超高エネルギーガンマ線観測から、BL Lacertae では短時間超高エネルギーガンマ線フレアが頻繁に発生しているように見える。しかし、Jet 内に星が入って Blob と衝突する、という特異な状況が頻繁に起こるとは考えにくい。ここから Star-jet interaction ではないように見える。同様の議論が Aleksić et al.,(2014a) においても行われている。

結論として、本研究では、3つの SED モデルを用いて、BL Lacertae の短時間超高エネルギーガンマ線フレアの放射機構の説明を検討したが、どれが1つのモデルに絞り込むことはできなかった。この中では、two-zone モデルのうち、Small blob が電波コアと相互作用する Interaction モデルが SED を最もよく説明できているようである。しかし、このモデルは最もガンマ線領域のデータと一致していなかった。さらなる特定をするためには、超高エネルギーガンマ線と完全に同期した可視光と X 線の観測が必要である。また、BL Lacertae のように、繰り返しフレアを起こす天体に対して、同時観測を行い、多波長スペクトルパターンを求め、統計を増やしていくことが放射領域や放射機構を解明する鍵となる。

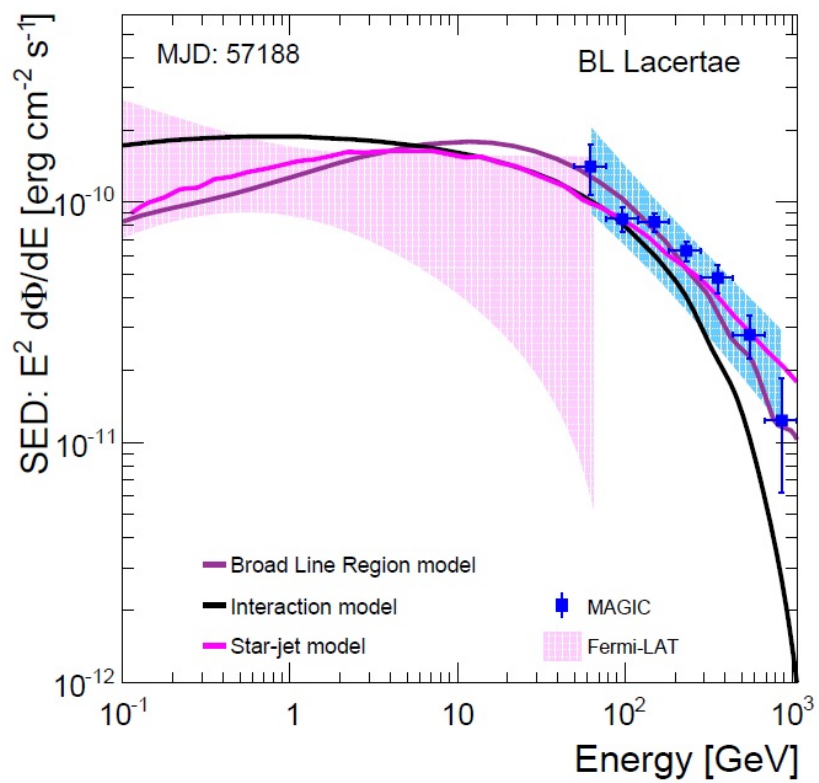


図 9.1 3つの放射モデルと観測データの比較。観測データは超高エネルギーガンマ線フレアのあった1日のみ (MJD 57188)。MAGIC のデータ点上にある青い網掛け領域は MAGIC のデータの系統誤差である。

付録 A

Hillas パラメータ

i 番目の PMT のカメラ面座標を (x_i, y_i) 、PMT が捉えた光量を s_i とすると、

$$\langle x \rangle = \frac{\sum s_i x_i}{\sum s_i}, \quad \langle y \rangle = \frac{\sum s_i y_i}{\sum s_i} \quad (\text{A.1})$$

$$\langle x^2 \rangle = \frac{\sum s_i x_i^2}{\sum s_i}, \quad \langle y^2 \rangle = \frac{\sum s_i y_i^2}{\sum s_i} \quad (\text{A.2})$$

$$\langle x^3 \rangle = \frac{\sum s_i x_i^3}{\sum s_i}, \quad \langle y^3 \rangle = \frac{\sum s_i y_i^3}{\sum s_i} \quad (\text{A.3})$$

$$\langle xy \rangle = \frac{\sum s_i x_i y_i}{\sum s_i}, \quad \langle x^2 y \rangle = \frac{\sum s_i x_i^2 y_i}{\sum s_i}, \quad \langle xy^2 \rangle = \frac{\sum s_i x_i y_i^2}{\sum s_i} \quad (\text{A.4})$$

が定義できる。ここで光量の重み付きの平均 ($\langle x \rangle, \langle y \rangle$) はイメージの光量重心を表す。さらにそれぞれの分散として、

$$\sigma_x^2 = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2, \quad \sigma_y^2 = \langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2, \quad \sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle \quad (\text{A.5})$$

$$\sigma_x^3 = \langle x^3 \rangle - 3\langle x^2 \rangle \langle x \rangle + 2\langle x \rangle^3, \quad \sigma_y^3 = \langle y^3 \rangle - 3\langle y^2 \rangle \langle y \rangle + 2\langle y \rangle^3 \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_{x^2 y} = \langle x^2 y \rangle - 2\langle xy \rangle \langle x \rangle + 2\langle x \rangle^2 \langle y \rangle, \quad \sigma_{xy^2} = \langle xy^2 \rangle - 2\langle xy \rangle \langle y \rangle + 2\langle x \rangle \langle y \rangle^2 \quad (\text{A.7})$$

と書ける。イメージの軸の方向を、($\langle x \rangle, \langle y \rangle$) を通る直線 $y = ax + b$ で表すとす。このとき直線は、直線とヒットした各ピクセルとの間の距離が最小となるように、 a と b を決める。

$$L = \frac{\sum_i s_i (ax_i + b - y_i)^2}{\sum_i s_i (a^2 + 1)} \quad (\text{A.8})$$

ここで $b = \langle y \rangle - a\langle x \rangle$ を使うと

$$L = \frac{a^2(\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2) - 2a(\langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle) + \langle y^2 \rangle \langle y \rangle^2}{(a^2 + 1)} \quad (\text{A.9})$$

$$= \frac{a^2 \sigma_{x^2} - 2a \sigma_{xy} + \sigma_y^2}{a^2 + 1} \quad (\text{A.10})$$

と書ける。このとき、 $dL/da = 0$ となる a が L を最小とする。

$$\frac{dL}{da} = \frac{2a^2 \sigma_{xy} - 2a(\sigma_y^2 - \sigma_{x^2}) - 2\sigma_{xy}}{(a^2 + 1)^2} = 0 \quad (\text{A.11})$$

ここで $d = \sigma_{y^2} - \sigma_{x^2}$ と置くと、

$$a = \frac{d + \sqrt{(4\sigma_{xy}^2 + d^2)}}{2\sigma_{xy}} \quad (\text{A.12})$$

が得られる。直線 $y = ax + b$ と各ピクセル間の距離の平均を $width$ 、これに直交する直線と各ピクセル間の距離の平均を $length$ とすると

$$width = \sqrt{\frac{a^2\sigma_{x^2} - 2a\sigma_{xy} + \sigma_{y^2}}{a^2 + 1}} \quad (\text{A.13})$$

$$length = \sqrt{\frac{a^2\sigma_{x^2} + 2a\sigma_{xy} + \sigma_{y^2}}{a^2 + 1}} \quad (\text{A.14})$$

と書ける。また、カメラ中心とイメージの重心間の距離 $distance$ は

$$distance = \sqrt{\langle x \rangle^2 + \langle y \rangle^2} \quad (\text{A.15})$$

となる。

謝辞

第一に本研究を行うにあたりご指導、ご助力いただいた榊田 淳子先生に感謝いたします。卒業研究で榊田研究室に入って以来研究の方向性やアイデアに対する議論、論文や研究発表をまとめる際のご指導が私のガンマ線天文学とブレーザーの研究に対する道標となりました。また東海大学宇宙研究グループの西嶋 恭司先生、河内 明子先生に感謝いたします。西嶋先生から結果に対する具体的な指摘や研究の優先事項など研究を行う際の考え方を学びました。河内先生には違った視点からのアイデアやプログラム開発の突破口をお教えいただくなど研究の参考となりました。三研究室の先生方のおかげで多角的な視点で研究することができました。MAGIC-Japan グループのリーダーとして牽引していただいた手嶋 政廣先生と窪 秀利先生にはとてもお世話になりました。

MAGIC における研究では特に電波や偏光、スペクトルモデルや論文作成まで多大な支援をしていただいた E. Lindfors に感謝いたします。また BL Lacertae の共同解析者であり再解析を即座に行っていたいただいた M. Vazquez Acosta に感謝いたします。J. Sitarek や F. Tavecchio にはスペクトルモデルの助言や調整、F. Dammando には Fermi のデータ解析と Fermi グループ内部との仲介者として尽力していただき感謝しております。V. Fallah Ramazani には X 線データの解析を行っていただき、また若手の AGN 研究者として良い参考となりました。MAGIC の解析方法の指導から他研究者との繋がりでは D. Mazin が大きな助けとなりました。

私の大学院の研究生活では東海大学大学院奨学金、日本科学協会の笹川科学研究助成、日本学生支援機構にご援助いただき、感謝いたします。審査員の皆様には、ご多忙の中、本研究の審査をしていただきとても感謝しております。最後に博士の道を理解し支援をしてくれた両親に、この場を借りて感謝いたします。

参考文献

- [1] Abdo, A. A., *et al. Astrophys. J.*, 699:817, 2009.
- [2] Abdo, A. A., *et al. Astrophys. J.*, 722:520, 2010.
- [3] Abdo, A. A., *et al. Astron. Astrophys.*, 730:101, 2011.
- [4] Abeysekara, A. U., *et al. Astrophys. J.*, 856(2):95, 2018.
- [5] Abolmasov, P., & Poutanen, J. *Monthly Notices of the RAS.*, 464:152–169, 2017.
- [6] Ackermann, M., *et al. Astrophys. J.*, 743:37, 2011.
- [7] Ackermann, M., *et al. Astrophys. J.*, 203:70, 2012.
- [8] ACT. <http://www.ssl.berkeley.edu/act>.
- [9] Aharonian, F., *et al. Astron. Astrophys.*, 342:69, 1999.
- [10] Aharonian, F., *et al. Astrophys. J.*, 664:L71–L74, 2007.
- [11] Aharonian, F. A., *et al. Astropart. Phys.*, 6:343–368, 1997.
- [12] Ahnen, M. L., *et al. Astron. Astrophys.*, 619:A45, 2018.
- [13] Albert, J., *et al. Astrophys. J.*, 663:125, 2007.
- [14] Albert, J., *et al. The Astrophysical Journal Letters*, 666:L17–L20, 2007.
- [15] Albert, J., *et al. Astrophys. J.*, 669:862–883, 2007.
- [16] Albert, J., *et al. Astrophys. J.*, 666:L17–L20, 2007.
- [17] Albert, J., *et al. Astrophys. J.*, 674:1037, 2008.
- [18] Albert, J., *et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 588:424–432, 2008.
- [19] Aleksić, J., *et al. Astrophys. J.*, 730:L8, 2011.
- [20] Aleksić, J., *et al. Astrophys. J.*, 35:435–448, 2012.
- [21] Aleksić, J., *et al. Science*, 346:1080–1084, 2014.
- [22] Aleksić, J., *et al. Astron. Astrophys.*, 578:A22, 2015.
- [23] Aleksić, J., *et al. Astropart. Phys.*, 72:76–94, 2016.
- [24] ALMA. <http://www.almaobservatory.org/>.
- [25] Angelis, A. D., *et al. Journal of High Energy Astrophysics*, 19:1–106, 2018.
- [26] Araudo, A. T., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 436:3626–3639, 2013.
- [27] Arlen, T., *et al. Astrophys. J.*, 762:92, 2013.
- [28] Astronomy Picture of the Day. <http://apod.nasa.gov/apod/ap080110.html>.

- [29] Banasiński, P., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 463:L26–L30, 2016.
- [30] Barkov, M. V., *et al. Astron. Astrophys.*, 724:1517–1523, 2010.
- [31] Becker, J. K., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 183:129, 1978.
- [32] Becker, J. K., *et al. Nucl. Instrum. Meth.*, A630:269, 2011.
- [33] Bednarek, W., & Banasiński, P. *Astrophys. J.*, 807:11, 2015.
- [34] Bednarek, W., & Protheroe, R. J. *Monthly Notices of the RAS.*, 287:L9–L13, 1997.
- [35] Begelman, M. C., Fabian, A. C., & Rees, M. J. *Monthly Notices of the RAS.*, 384:L19–L23, 2008.
- [36] Bitossi, M., *et al. Proc. IEEE*, 9905333:60–63, 2007.
- [37] BL LAC(Boston University). https://www.bu.edu/blazars/VLBA_GLAST/bllac.html.
- [38] Blazejowski, M., *et al. Astrophys. J.*, 630:130, 2005.
- [39] Bloom, S. D., *et al. Astrophys. J.*, 490:L145–L148, 1997.
- [40] Bosch-Ramon, V. *Astron. Astrophys.*, 575:A109, 2015.
- [41] Bosch-Ramon, V., *et al. Astron. Astrophys.*, 539:A69, 2012.
- [42] Böttcher, M., & Bloom, S. D. *The Astronomical Journal*, 119:469–477, 2000.
- [43] Böttcher, M., & Els, P. *Astrophys. J.*, 821(2):5, 2016.
- [44] Böttcher, M., *et al. Astrophys. J.*, 703:1168, 2011.
- [45] Böttcher, M., *et al. Astrophys. J.*, 768:14, 2013.
- [46] Buckley, J. H., *et al. Astrophys. J., Lett.*, 427:9, 1996.
- [47] Capetti, A., *et al. Astron. Astrophys.*, 516:A59, 2010.
- [48] Cerruti, M., *et al. Astron. Astrophys.*, 558:A47, 2013.
- [49] Cohen, M. H., *et al. Astrophys. J.*, 151:10, 2014.
- [50] Corbett, E. A., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 281:737–749, 1996.
- [51] Corbett, E. A., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 319:685, 2000.
- [52] Covino, S., *et al. Astron. Astrophys.*, 578:A68, 2015.
- [53] CTA. <http://www.cta-observatory.org/>.
- [54] Cui, W. *Astrophys. J.*, 605:662, 2004.
- [55] Daniel, J. *Nature*, 474:616, 2011.
- [56] de la Cita, V. M., *et al. Astron. Astrophys.*, 598:A13, 2017.
- [57] Dermer, C. D., & Schlickheiser, R. *Astrophys. J.*, 416:458, 1993.
- [58] Djannati-Atai, A., *et al. A & A.*, 350:17, 1999.
- [59] Doeleman, S. S., *et al. Science*, 338:355, 2012.
- [60] Doi, A., *et al. Publ. Astron. Soc. Japan*, 59:703, 2007.
- [61] Domínguez, A., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 410:2556–2578, 2011.
- [62] Elvis, M., *et al. Phys. Rep.*, 458:173246, 2008.
- [63] F Tavecchio, G. G. *Monthly Notices of the RAS.*, 456:2374–2382, 2016.
- [64] Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. *Monthly Notices of the RAS.*, 167:31, 1974.

- [65] Feng, Q., *et al.* in *Proceedings of the 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017)*, 2017.
- [66] Fidalgo, D. C. *Revealing the Most Energetic Light from Pulsars and Their Nebulae*. Springer, 2019.
- [67] Gaidos, J. A., *et al.* *Nature*, 383:319, 1996.
- [68] Ghisellini, G. *Radiative Processes in High Energy Astrophysics*. Springer, 2012.
- [69] Ghisellini, G., *et al.* *Monthly Notices of the RAS.*, 301:451–468, 1998.
- [70] Ghisellini, G., & Tavecchio, F. *Monthly Notices of the RAS.*, 397:985–1002, 2009.
- [71] Giannios, D., Uzdensky, D. A., & Begelman, M. C. *Monthly Notices of the RAS.*, 395:L29–33, 2009.
- [72] Glozzi, M., *et al.* *Astrophys. J.*, 646:61, 2006.
- [73] Hagen-Thorn, V. A., Larionova, E. G., Jorstad, S. G., C-I Björnsson, & Larionov, V. M. *Astron. Astrophys.*, 385:55–61, 2002.
- [74] Hayashida, K., *et al.* *Astrophys. J.*, 500:642, 1998.
- [75] Hervet, O., Boisson, C., & Sol, H. *Astron. Astrophys.*, 592:A22, 2016.
- [76] Hillas, A. M. *19th Internat. Cosmic Ray Conf., La Jolla*, volume 3, pages 445–448, 1985.
- [77] Hirota, K., & Pu, H.-Y. *Astrophys. J.*, 818:50, 2016.
- [78] Hitomi. <http://astro-h.isas.jaxa.jp>.
- [79] Hoffmeister, C. *Astronomische Nachrichten*, 236:233, 1929.
- [80] HUBBLESITE(3C 273). <https://hubblesite.org/contents/media/images/2003/03/1287-Image.html>.
- [81] HUBBLESITE(3C 348). <https://hubblesite.org/contents/media/images/2012/47/3110-Image.html>.
- [82] Hughes, P. A., *et al.* *Astrophys. J.*, 341:68, 1989.
- [83] Inoue, H(井上一), *et al.* シリーズ現代の天文学 17 宇宙の観測 III. 日本評論社, 2008.
- [84] Jermak, H., *et al.* *Monthly Notices of the RAS.*, 462:4267–4299, 2016.
- [85] Jones, T. W., O’dell, S. L., & Stein, W. A. *Astrophys. J.*, 188:353, 1974.
- [86] Jorstad, S. G., *et al.* *Astrophys. J.*, 846(2):35, 2017.
- [87] Jorstad, S. G., *et al.* *Astrophys. J.*, 846(2):98, 2017.
- [88] K., V. S. F. A. C. . N. *Monthly Notices of the RAS.*, 339:1237, 2003.
- [89] Kataoka, J., *et al.* *Astrophys. J.*, 560:659, 2001.
- [90] Kataoka, J., *et al.* 天文月報, 105(9):542–552, 2012.
- [91] Khachikian, E. Y., & Weedman, D. W. *Astrophys. J.*, 192:581, 1974.
- [92] Kifune, T(木舟正). 宇宙高エネルギー粒子の物理学. 培風館, 2004.
- [93] Kodani, K. PhD thesis, Tokai University, 2015.
- [94] Kohnle, A., *et al.* *Astrin. Astrophys.*, 5:119, 1996.
- [95] Kranich, D. *High Energy Blazar Astronomy, ASP Conference Proceedings*, 299:3, 2003.

- [96] Krawczynski, H., *et al. Astrophys. J.*, 601:151, 2004.
- [97] Kunert-Bajraszewska, M., *et al. Astrophys. J.*, 718:1345, 2010.
- [98] Li, T., & Ma, Y. *Astrophys. J.*, 272:317–324, 1983.
- [99] Londfors, E., *et al. Astron. Astrophys.*, 593:A98, 2016.
- [100] Longair, M. S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 1997.
- [101] Longair, M. S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.
- [102] Madejski, G. M., *et al. Astrophys. J.*, 521:145–154, 1999.
- [103] MANCHESTER 1824. <http://www.jodrellbank.manchester.ac.uk/history/mk1quasars.html>.
- [104] Maraschi, L., & Tavecchio, F. *Astrophys. J.*, 593(2):667–675, 2003.
- [105] Marscher, A. P., *et al. Nature*, 452:966–969, 2008.
- [106] Matthias, K., *et al. Astron. Astrophys.*, 538:L1, 2012.
- [107] Mattox, J., *et al. Astrophys. J.*, 461:396, 1996.
- [108] McEnergy, J. E., *et al. arXiv:1907.07558*, 2019.
- [109] MEGA. <http://www.gamma.mpe-garching.mpg.de/MEGA/>.
- [110] Mirzoyan, R. *The Astronomers Telegram*, 2015.
- [111] Mizumura, Y. PhD thesis, Tokai University, 2012.
- [112] Morris, P. J., Potter, W. J., & Cotter, G. *Monthly Notices of the RAS.*, 486:1548–1562, 2019.
- [113] Mukherjee, R. *The Astronomers Telegram*, 2016.
- [114] Nalewajko, K. *Monthly Notices of the RAS.*, 413:333, 2011.
- [115] Neshpor, Y. I., *et al. Astronomy Reports*, 45:249–254, 2001.
- [116] Nieppola, E., *et al. Astrophys. J.*, 137:5022–5036, 2009.
- [117] Nilsson, K., *et al. Astron. Astrophys.*, 620:25, 2018.
- [118] Oda, M.(小田稔). 宇宙線. 裳華房, 1960.
- [119] Oke, J. B., & Gunn, J. E. *Astrophys. J.*, 189:5, 1974.
- [120] Orjales, J. M. C. *Monthly Notices of the RAS.*, 427:1209–1218, 2012.
- [121] Osterbrock, D. E. *Astrophys. J.*, 215:733, 1977.
- [122] O’Sullivan, S. P., & Gabuzda, D. C. *Monthly Notices of the RAS.*, 400:26, 2009.
- [123] Peterson, B. M. 活動銀河核. 丸善, 2010.
- [124] Poole, T. S., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 383:627–645, 2008.
- [125] Poutanen, J., & Stern, B. E. *Astrophys. J.*, 717:L118, 2010.
- [126] Pushkarev, A. B., Hovatta, T., Kovalev, Y. Y., *et al. Astron. Astrophys.*, 545:15, 2012.
- [127] Raiteri, C. M., *et al. Astron. Astrophys.*, 507:769–779, 2009.
- [128] Raiteri, C. M., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 436:1530–1545, 2013.
- [129] Ramakrishnan, V., *et al. Monthly Notices of the RAS.*, 456, 2016.
- [130] Ravasio, M., *et al. Astron. Astrophys.*, 383(2):763–772, 2002.
- [131] Reimer, A. *PoS AGN2011*, page 006, 2011.

- [132] Reynoso, M. M., *et al. Astron. Astrophys.*, 531:15, 2011.
- [133] Richards, J., *et al. Astrophys. J.*, 194:22, 2011.
- [134] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. *Radiation Processes in Astrophysics*. Wiley-Interscience, 1979.
- [135] Saito, T. PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universitat Munchen, 2010.
- [136] Sakamoto, Y. PhD thesis, Tokai University, 2008.
- [137] Sambruna, R. M., *et al. Astrophys. J.*, 515:140–152, 1999.
- [138] Sambruna, R. M., *et al. Astrophys. J.*, 538:127, 2000.
- [139] Sandrinelli, A., *et al. Astron. Astrophys.*, 600:A132, 2017.
- [140] Schmidt, M. *Nature*, 197:1040, 1963.
- [141] Schmidt, M., & Green, R. F. *Astrophys. J.*, 269:352, 1983.
- [142] Shi, Y., *et al. Astrophys. J.*, 629:88, 2005.
- [143] Sikora, M., Begelman, M. C., & Rees, M. J. *Astrophys. J.*, 421:153, 1994.
- [144] Sikora, M., *et al. Astrophys. J.*, 675:71–78, 2008.
- [145] Sitarek, J., *et al. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*, 723:109–120, 2013.
- [146] SMILE. <http://www-cr.scphys.kyoto-u.ac.jp/research/MeV-gamma/wiki/wiki.cgi>.
- [147] Stern, B. E., & Poutanen, J. *Monthly Notices of the RAS.*, 417:L11, 2011.
- [148] Tadhunter, C. *New Astronomy*, 52:227, 2008.
- [149] Takahashi, T., *et al. Astrophys. J., Lett.*, 470:89, 1996.
- [150] Takahashi, T., *et al. Astrophys. J., Lett.*, 542:105, 2000.
- [151] Tavecchio, F., *et al. Astron. Astrophys.*, 534:A86, 2011.
- [152] Tavecchio, F., & Ghisellini, G. *arXiv:1411.2783*, 2014.
- [153] Tavecchio, F., & Ghisellini, G. *Monthly Notices of the RAS.*, 443(2):1224–1230, 2014.
- [154] Tchern, C., *et al. Astron. Astrophys.*, 555:A7, 2013.
- [155] Teräsraanta, H., *et al. Astron. Astrophys.*, 132:305–331, 1998.
- [156] TMT. <http://tmt.nao.ac.jp/>.
- [157] Tombesi, F., Cappi, M., Reeves, J. N., & Braitto, V. *Monthly Notices of the RAS.*, 422:L1–L5, May 2012.
- [158] Tombesi, F. and Cappi, M. and Reeves, J. N. and Palumbo, G. G. C. and Yaqoob, T. and Braitto, V. and Dadina, M. *Astron. Astrophys.*, 521:A57, 2010.
- [159] Tridon, B., *et al. Proc.31st ICRC*, page arXiv:0906.5448, 2009.
- [160] Tsujimoto, S., *et al. Proceedings of the School of Science of Tokai University*, 51:27–37, 2015.
- [161] Ulrichi, M. H., Maraschi, L., & Urry, C. M. *Astron. Astrophys.*, 35:445, 1997.
- [162] Urry, C. M. *Astrophys. J.*, 486:799, 1997.
- [163] VLBI. <http://www.miz.nao.ac.jp/>.
- [164] Wehrle, A. E., *et al. Astrophys. J.*, 816:53, 2016.

- [165] Wykes, S., *et al.* *Monthly Notices of the RAS.*, 442:2867–2882, 2014.
- [166] Zacharias, M., *et al.* *Proceedings of 35th ICRC*, arXiv:1708.00653, 2017.
- [167] Zanin, R. PhD thesis, Universitat Autònoma de Barcelona, 2011.
- [168] Zanin, R., Carmona, E., Sitarek, J., Colin, P., Frantzen, K., Gaug, M., Lombardi, S., Lopez, M., Moralejo, A., Satalecka, K., Scapin, V., & Stamatescu, V. *Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013): Rio de Janeiro, Brazil, July 2-9, 2013*, page 0773, 2013.
- [169] Zhang, Y. H., *et al.* *Astrophys. J.*, 629:686, 2005.
- [170] Zier, C., & Biermann, P. L. *Astron. Astrophys.*, 396:91, 2002.