

ガンマ線衛星フェルミを用いた
活動銀河核の光度変動探査による銀河間磁場の推定

広島大学理学部物理科学科
高エネルギー宇宙・可視赤外天文学研究室

B116262

志岐 健成

主査 深澤泰司 副査 志垣賢太

2015 年 2 月

概要

銀河間磁場とは銀河団を超えるスケールで宇宙全体に存在する大局的な磁場や、宇宙の大規模構造に付随するような磁場のことを指す。銀河間磁場の強度を推定する方法はいくつかあるが、そのほとんどが磁場強度の上限値を推定するものである。一方で遠方の TeV ガンマ線を放射するブレーザーを用いると銀河間磁場の下限を制限できる。この見積りは天体の TeV 領域での光度変動タイムスケールに依存することが知られている。先行研究の多くは数百万年光度が変動しないという仮定のもとに制限を行っていた。しかし本来光度変動が起きやすいブレーザーでそのような仮定をおくことには疑問が残る。そのため、ガンマ線の光度変動を探索することでより現実に即した銀河間磁場の見積りが可能となる。

TeV ガンマ線帯域で天体をモニターすることは困難であるため、我々は GeV 帯域で全天サーベイ観測を行っているフェルミ衛星のデータを用いた。そしてより正確な制限を付けるため TeV ガンマ線帯域でハードな3天体を選んでフェルミ衛星を解析し、光度変動を調査した。その結果3天体中1天体について光度変動の兆候を得ることができ、より現実的な仮定のもとで銀河間磁場の制限を行った。右図は横軸を時間、縦軸を光度にとってその天体のフラックス変化の様子を示したものである。

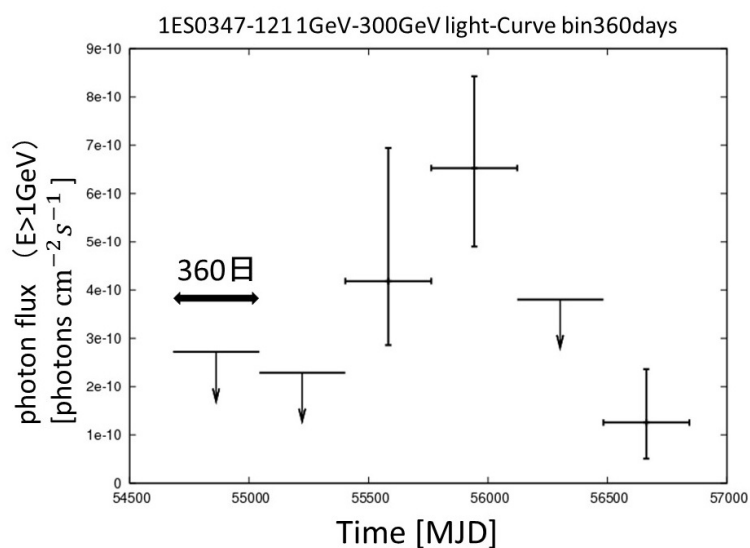


図 1: 1ES0347-121 の 360 日ビンの光度曲線 矢印は 90%confidence level の上限値を示す

目次

第 1 章 序論	5
1.1 銀河間磁場	5
1.2 活動銀河核とエクストリーム TeV ブレーザー	6
1.3 高エネルギー天体からの二次ガンマ線	8
1.3.1 概要	8
1.4 先行研究	12
1.4.1 銀河間磁場の強さの推定	12
1.4.2 変動のタイムスケールの重要性	13
1.4.3 天体からの TeV 放射の光度変動の示唆	14
1.5 本研究の目的	15
第 2 章 観測衛星	16
2.1 ガンマ線による観測概要	16
2.2 フェルミ衛星	17
2.3 Large Area Telescope (LAT) 検出器	17
2.4 NuSTAR 衛星	19
第 3 章 解析	20
3.1 目標天体とその選考基準	20
3.2 解析方法	21
3.3 最尤法	24
3.4 天体の検出	25
3.5 解析結果	30
3.5.1 光度曲線	30
3.5.2 スペクトルエネルギー分布 (SED)	35
第 4 章 考察	41
4.1 時間変動の兆候	41
4.2 エネルギースペクトル分布の先行研究との比較	43
第 5 章 まとめと今後	47

目 次

1	1ES0347-121 の 360 日ビンの光度曲線	
	矢印は 90%confidence level の上限値を示す	1
1.1		6
1.2	AGN の想像図。[23]	7
1.3	(左)mrk421 のエネルギースペクトル分布。二つのピークが見て取れる [1] (右)Mrk421 の光度曲線。広帯域で激しい変動が起きていることがわかる [28]	8
1.4	一次ガンマ線が放射されてから二次ガンマ線が地球に届くまでの概念図	10
1.5	1ES0229+200 の SED。TeV 領域の観測点と GeV 領域のモデルを比較している [8]	13
1.6	Charles D Dermer 2010 より改変 [4]	14
1.7	1ES 0229+200 の 300GeV 以上の光度曲線 [11]	15
2.1	大気圏外からの電磁波の到達高度。地表まで到達できるのは可視光と電波のみ。[31]	16
2.2	モジュールの模式図 [27]	18
2.3	LAT の全体図 [27]	18
2.4	NuSTAR の全体図 [26]	19
3.1	(左) ハードなスペクトルの例 (右) ソフトなスペクトルの例	20
3.2	天頂角とロッキング角の概念図	22
3.3	全天のカウントマップ。緑色の天は三天体の大まかな位置を表す。	25
3.4	(左)1ES 0347-121 の 6 年データによるカウントマップ (右) カウントマップ拡大図	26
3.5	(左)1ES 0229+200 の 6 年データによるカウントマップ (右) カウントマップ拡大図	26
3.6	(左)1ES 1101-232 の 6 年データによるカウントマップ (右) カウントマップ拡大図	27

3.7		
	(左)1ES0347-121 のスペクトル	
	(右)1ES0229+200 のスペクトル	28
3.8	1ES1101-232 のスペクトル	28
3.9	フェルミによる月からのガンマ線放射のエネルギースペクトル分布図 [2]	29
3.10	全天のカウントマップ上に黄道座標系を表示させた図。赤い線がそれぞれ黄経・黄緯を表す。	29
3.11	月が 1ES0229+200 に近づく時期を示したもの。頻繁に近づいていることがわかる。	30
3.12		
	(左) 1ES0347-121 の 360 日 bin の光度曲線と TS の推移	
	(右) 1ES0347-121 の 180 日 bin の光度曲線と TS の推移	
	上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%	31
3.13		
	(左) 1ES0229+200 の 360 日 bin の光度と TS の推移	
	(右)1ES0229+200 の 180 日 bin の光度と TS の推移	
	上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%	31
3.14		
	(左) 1ES01101-232 の 360 日 bin の光度と TS の推移	
	(右) 1ES1101-232 の 180 日 bin の光度と TS の推移	
	上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%	32
3.15	prefactor と -log likelihood の関係	33
3.16		
	(左) 1ES0347-121 の 360 日 bin の光度と TS の推移	
	(右) 1ES0347-121 の 180 日 bin の光度と TS の推移	
	上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%	33
3.17		
	(左) 1ES0229+200 の 360 日 bin の光度と TS の推移	
	(右) 1ES0229+200 の 180 日 bin の光度と TS の推移	
	上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%	34
3.18		
	(左) 1ES1101-232 の 360 日 bin の光度と TS の推移	
	(右) 1ES1101-232 の 180 日 bin の光度と TS の推移	
	上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%	34
3.19	1ES0347-121 の 1GeV から 300GeV のエネルギースペクトル分布。誤差の信頼係数は 68% .	36
3.20	1ES0347-121 の広帯域エネルギースペクトル分布。曲線は磁場毎に予想されるスペクトルを示す [16]。TeV 領域のピンクの点は HESS 観測データ、水色の点は CIB 光子による吸収を補正したものである [16]。赤の点は NED のデータである [33]。	37
3.21	1ES0229+200 の 1 GeV から 300 GeV のエネルギースペクトル分布。誤差の信頼係数は 68%	37
3.22	1ES0229+200 の広帯域エネルギースペクトル分布	38
3.23	TeV の光度が一定となるタイムスケールが一定としたときのモデルカーブとの比較	38

3.24	TeV の光度が一定となるタイムスケールが ~ 3 年としたときのモデルカーブとの比較	39
3.25	1ES1101-232 の 1 GeV から 300 GeV のエネルギースペクトル分布。誤差の信頼係数は 68%	39
3.26	1ES1101-232 のエネルギースペクトル分布。誤差の信頼係数は 68%	40
4.1	(左)1ES 0347-121 の 360 日 bin の光度曲線とそのフィット結果 (右)1ES 0347-121 の 180 日 bin の光度曲線とそのフィット結果	41
4.2	(左)1ES 0229+200 の 360 日 bin の光度曲線とそのフィット結果 (右)1ES 0229+200 の 180 日 bin の光度曲線とそのフィット結果	42
4.3	(左)1ES 1101-232 の 360 日 bin の光度曲線とそのフィット結果 (右)1ES 1101-232 の 180 日 bin の光度曲線とそのフィット結果	42
4.4	図 3.20 の高エネルギー側を拡大した図。	44
4.5	TeV 放射が一定と仮定した場合のモデルカーブとの比較	45
4.6	TeV の光度が一定となるタイムスケールが ~ 3 年とした場合のモデルカーブとの比較	45

第1章 序論

1.1 銀河間磁場

宇宙には様々な磁場が存在している。地磁気はおよそ 0.46G、太陽の磁場は数 G から数千 G という磁場強度を持つことがわかっている。[21] また、中性子星という天体は 10^{15} G もの極端に大きい磁場強度を持つ。さらに大きい規模に目を向ける。通常の銀河内部の磁場（銀河磁場）は数 μ G という磁場をもつことが知られている。このように宇宙には大小様々なスケールの天体にはそれぞれ固有の磁場強度が存在している。

銀河磁場の起源のシナリオとして最も有力な説はダイナモ効果を用いたものである。これは銀河磁場の素となる磁場が何らかの理由で生成され、それがダイナモ効果によって増幅されて現在の銀河磁場になるという説である。ダイナモ効果は地球でも起きていて、内部のコアが運動することで電流が流れ、磁場が生成される。銀河は角運動量を持つので同様にダイナモ効果が起きると予想されている。これによって素の磁場が指数関数的に増幅され、現在の銀河磁場になったと考えられているのである。ただしダイナモ効果では磁場を増幅することはできるものの、磁場を生み出すことはできない。では銀河磁場の素となる磁場はどのようにして生まれたのだろうか。この起源は宇宙の初期段階で宇宙全体に磁場が発生したと考えられている。発生機構はいくつか議論がなされていて、以下のような説が提唱されてきた。

- インフレーション期での量子論的生成
- 相転移や再イオン化での非熱的プロセスによる生成
- 密度ゆらぎによる生成

どの程度の強さの磁場ができるのかはモデルによって大きく異なるが、天体が形成される以前か、初期天体形成時に宇宙全体を満たす磁場が生成されるという特徴を持つ。これらのモデルによって予言される原始磁場の大きさはおよそ 10^{-25} – 10^{-15} G 程度である。この微弱な種磁場がダイナモ効果によって増幅され現在の銀河磁場になったのである。では、この微弱な磁場を観測するにはどうすればよいのか。銀河磁場から定量的に素になった磁場を求めることは困難を極める。しかしボイドとよばれる銀河間空間には、素となった磁場がそのまま保存されているかもしれない。

宇宙の大規模構造に置いて銀河団や超銀河団は何億光年も壁状に連なって存在している。さらにそれら連結してつながった蜂の巣のような構造をなしている。蜂の巣の辺上に銀河が密集し、辺が交わる所には超銀河団がある。一方、辺に囲まれた領域は銀河が極めて少ない。この銀河がほとんどなく、ガスが希薄な領域をボイドという。宇宙の大規模構造を表したものを図 1.1 に示す。所々に穴のような構造が見て取れる。ボイド領域には銀河がほとんど存在しないのでダイナモ効果が働かず、原始磁場が増幅されずにそのまま保存されている可能性がある。このように銀河間空間に存在する磁場を銀河間磁場といい、これを観測すれば原始磁場を測定できるかもしれないのである。前述とおり、原始磁場は初期宇宙の様々な現象によって生

じたものだと考えられている。つまり原始磁場を観測すれば初期宇宙の情報を得ることができるかもしれない。

ここで、注意すべき点がある。それは、銀河間空間に存在する磁場が全て原始磁場とは限らない、という点である。銀河間空間には原始磁場以外の磁場が存在すると考えられている。それは「浸み出し説」とよばれる。これは銀河風や AGN のジェットによって、銀河内の磁場が銀河間空間に放出されるという説である。先述の通り、一般的に銀河内の磁場強度は数 μG 程度であることが知られている。このような磁場強度を持つ銀河ガスが銀河間空間に放出され、密度が数千倍低下して数 nG 程度の磁場強度になる。これは原始磁場に比べて非常に強い磁場強度である。銀河風や AGN ジェットが宇宙の大規模構造の中でどのように進化するのがよく理解されていないため、銀河風由来の磁場の定量的な予言は非常に難しい。さらにこのような磁場はその性質上銀河周辺の空間に分布すると考えられている。

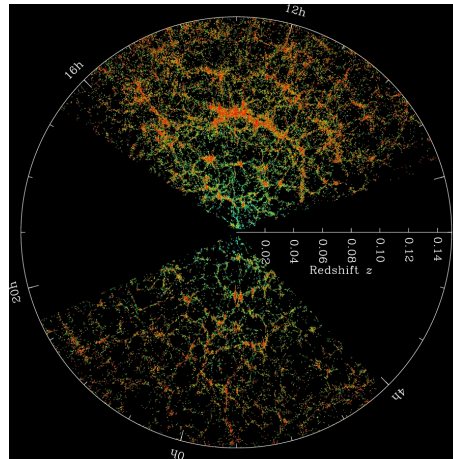


図 1.1: SDSS による銀河サーベイカタログ。点の一つ一つが銀河を表し、色は密度を表す。銀河の分布が蜂の巣構造をなしている。[22]

1.2 活動銀河核とエクストリーム TeV ブレーザー

一般的に銀河と言えば、我々がすんでいる天の川銀河のように安定な星の集合体のことを指すが、その性質は非常に多様である。数千億ともいわれる銀河が存在する宇宙空間にはわずかな割合で銀河中心が異常に光り輝くような銀河が存在し、この銀河中心部分のことを活動銀河核 (Active Galactic Nuclei; AGN) という。AGN の正体は降着円盤を形成した超巨大 ($10^5\text{--}10^9 M_\odot$) ブラックホールであると考えられており、AGN の 1 ~ 10% がジェットを放出している。AGN のスペクトルは非常に多様であるため、細かく分類されその種類は多岐にわたる。現在では分類の違いは構造の違いによるものではなく、それらを観測する角度に起因するものであるという統一モデルが広く受けいられている。

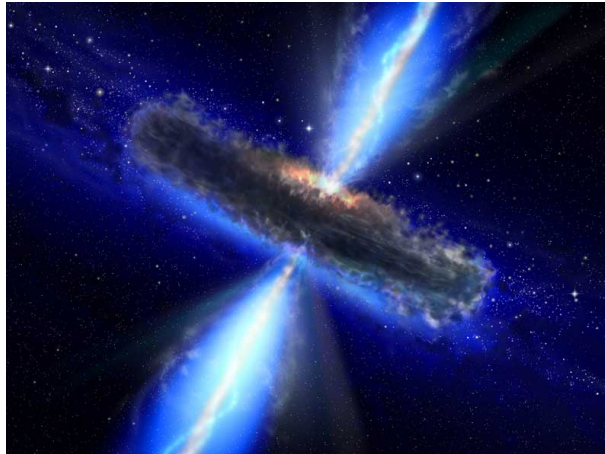


図 1.2: AGN の想像図。[23]

AGN の分類の一つにブレーザーというものがある。以下にその特徴を述べる。

- ブレーザー

ブレーザーはジェットからの連続成分が卓越するため AGN からのジェットを真正面から見ている天体であると考えられている。典型的なスペクトルは電波から可視光にかけてピークを持つ成分と、ガンマ線領域にピークを持つ成分の二つの成分からなる。さらにこの天体は光度の短時間変動を特徴とする。ブレーザーの中でもスペクトルが TeV の領域までハードに伸びているようなものを、特にエクストリーム TeV ブレーザーという。

典型的なブレーザーのスペクトルエネルギー分布と光度曲線を図 1.3 に示す。

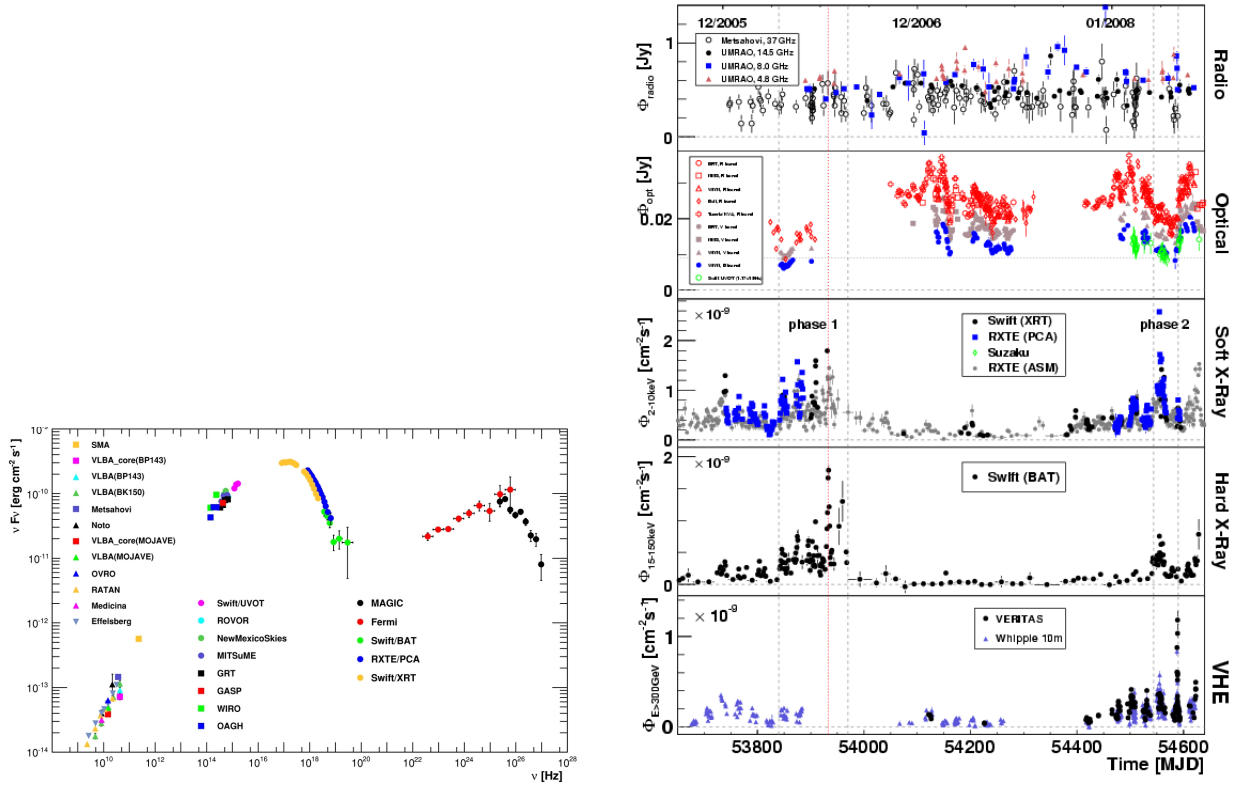


図 1.3:

(左)mrk421 のエネルギースペクトル分布。二つのピークが見て取れる [1]

(右)Mrk421 の光度曲線。広帯域で激しい変動が起きていることがわかる [28]

1.3 高エネルギー天体からの二次ガンマ線

1.3.1 概要

エクストリームブレーザーのような、TeV ガンマ線を放射する天体からは二次ガンマ線が地球に到達すると考えられている。地球から d 離れたブレーザー天体から TeV ガンマ線光子が直接放射されたとする。この光子は地球に届くまでに宇宙を漂う宇宙赤外線背景放射 (Cosmic Infrared Background; CIB) 光子と相互作用して電子陽電子対生成を起こす。100 GeV~100 TeV のエネルギーを持つ光子がこの CIB 光子と反応を起こす [12]。天体から放射された TeV ガンマ線のエネルギーを E_{pri} とする。TeV ガンマ線の平均自由行程 $\lambda_{\gamma\gamma}$ は次のように表される。

$$\lambda_{\gamma\gamma} \cong 80\kappa \left(\frac{E_{\text{pri}}}{10 \text{ TeV}} \right)^{-1} [\text{Mpc}] \quad (1.1)$$

ここで $\kappa \sim 1$ は CIB の不定性による数値的な要素である。実は、平均自由行程は対生成を起こす CIB のモデルによって多少の違いがある。例えば Finke et al 2010 のモデルでは、エネルギー 1TeV、3TeV、10TeV の光子の平均自由行程はそれぞれ 200Mpc、125Mpc、70Mpc である [4][7]。一方で CIB モデルを kneiske

& Dole 2010 のものを用いれば、それぞれ 280Mpc、150Mpc、85Mpc であると計算できる [4][9]。いずれにせよ、TeV ガンマ線の平均自由行程はおよそ数百 Mpc のオーダーであることがわかる。

天体から放射されたガンマ線を一次ガンマ線という。この一次ガンマ線光子と CIB 光子の相互作用の結果電子と陽電子のペアが生成される。一次ガンマ線が数 TeV のエネルギーを持つ一方で CIB 光子のエネルギーは数 eV 程度のエネルギーしか持たないので、電子・陽電子対が持つエネルギーは近似的に次のように表される。

$$E_e \cong 500 \left(\frac{E_{\text{pri}}[\text{TeV}]}{1\text{TeV}} \right) [\text{GeV}] \quad (1.2)$$

ここで E_e は電子・陽電子対それぞれが持つエネルギー、 E_{pri} は一次ガンマ線のエネルギーである。さらに対生成の結果でてくる電子・陽電子の γ を計算することができる。

$$\gamma = \left(\frac{E_e[\text{TeV}]}{2m_e c^2} \right)^2 \cong 0.98 \times 10^6 E_{\text{pri}}[\text{TeV}] \quad (1.3)$$

対消滅・対生成の過程では方向はほとんど変わらないまま、まっすぐに運動を続ける。

ある程度の距離を進むと、エネルギー E_e を持つ電子・陽電子対は前方からくる宇宙マイクロ波背景放射 (Cosmic Microwave Background; CMB) 光子を逆コンプトン散乱する。このとき電子・陽電子は進む間に宇宙空間の磁場に影響を受けて軌道がある角度 θ_{diff} で曲げられる。逆コンプトン散乱された CMB 光子のエネルギー E_{rep} は次のように表される。

$$E_{\text{rep}} = \frac{4}{3} \epsilon_{\text{CMB}} \gamma^2 \quad (1.4)$$

低赤方偏移の平均的な CMB 光子のエネルギーは $6.34 \times 10^{-4} [\text{eV}]$ なので、これより逆コンプトン散乱された CMB 光子のエネルギーを計算することができる。

$$\begin{aligned} E_{\text{rep}} &= \frac{4}{3} \times \epsilon_{\text{CMB}} \times \gamma^2 \\ &\cong \frac{4}{3} \times 6.34 \times 10^{-4} \times (0.98 \times 10^6 E_{\text{pri}})^2 \\ &\cong 0.8 \left(\frac{E_{\text{pri}}[\text{TeV}]}{1\text{TeV}} \right)^2 [\text{GeV}] \end{aligned} \quad (1.5)$$

このようにして加速された二次ガンマ線は、一次ガンマ線よりも 2~3 桁低いエネルギーを持つ。この二次ガンマ線は背景光子と対消滅するほどのエネルギーを持っていないので吸収されることはない。したがってこれらの過程をまとめると、天体から放出された TeV ガンマ線は電子陽電子を経て最終的に GeV ガンマ線として地球に到達するということになる。

一次ガンマ線が放出され、二次ガンマ線が地球に届くまでの概念図を図 1.4 に示す。

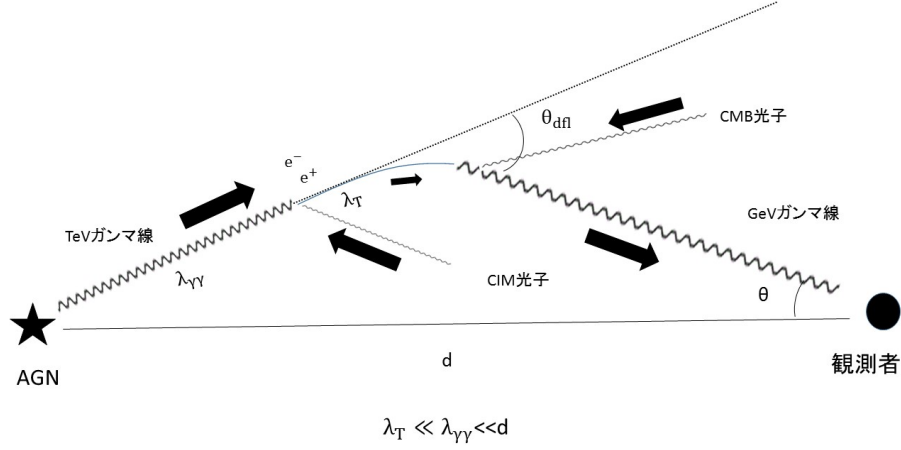


図 1.4: 一次ガンマ線が放射されてから二次ガンマ線が地球に届くまでの概念図

次に、電子・陽電子の時の過程を詳しく見ていく。これらの荷電粒子がエネルギーを失う冷却長 λ_{cool} は次の式で表される。

$$\lambda_{\text{cool}} = \frac{3m_e c^2}{4\sigma_T u_{\text{CMB}} \gamma} = \frac{0.75}{\gamma} \times 10^6 [\text{Mpc}] \quad (1.6)$$

ここで $u_{\text{CMB}} \simeq 4 \times 10^{-13} \text{erg cm}^{-3}$ は低赤方偏移での CMB のエネルギー密度である。例えば 1TeV の一次ガンマ線によって作られた電子の冷却長は $\sim 765 \text{ kpc}$ と計算することができる。1TeV の一次ガンマ線の平均自由行程は $\sim 800 \text{ Mpc}$ となることから、 $\lambda_{\gamma\gamma} \gg \lambda_{\text{cool}}$ であることがわかる。

数百 kpc の距離を進む間、電子は磁場の影響を受ける。

次に磁場によってどれくらい曲げられるのかを説明していく。曲げられる角度 θ_{dff} は磁場の相関長 λ_{coh} に依存する。磁場の相関長とは、磁場の方向がおおよそ揃っている長さのことである。

- $\lambda_{\text{cool}} \ll \lambda_{\text{coh}}$ の場合

この場合、一様磁場中の運動に近似できる。曲げられる角度 θ_{dff} は近似的に次のように与えられる。

$$\theta_{\text{dff}} = \frac{\lambda_{\text{cool}}}{r_L} \quad (1.7)$$

ここで r_L はラーマー半径であり、これは次のように与えられる。

$$r_L = \frac{m_e c^2 \gamma}{eB} \simeq 0.55 \times 10^{-21} \left(\frac{\gamma}{B[\text{G}]} \right) [\text{Mpc}] \quad (1.8)$$

例えば天体から放射されたガンマ線を 1TeV、磁場強度を 10^{-15}G と仮定すれば、式 1.8 よりラーマー半径は $\sim 0.55 \text{ Mpc}$ となる。これを用いて θ_{dff} を書き直せば

$$\begin{aligned} \theta_{\text{dff}} &\simeq \frac{\lambda_{\text{cool}}}{r_L} \\ &\simeq \frac{0.75 \times 10^6}{\gamma} \times \frac{B[\text{G}]}{0.55 \times 10^{-21} \gamma} \\ &\simeq 1.3 \times 10^{27} \frac{B[\text{G}]}{\gamma^2} \end{aligned} \quad (1.9)$$

ここで $\gamma \times 10^{-6} \cong E_{\text{pri}}[\text{TeV}] \cong 1.1\sqrt{E_{\text{rep}}[\text{GeV}]}$ を用いて式 1.9 を書き直すと式 1.10 のようになる。

$$\begin{aligned}\theta_{\text{dff}} &\cong 1.3 \times 10^{27} \frac{B[G]}{1.1^2 \times 10^{12} E_{\text{rep}}} \\ &\cong 1.1 \times 10^{15} \frac{B[G]}{E_{\text{rep}}[\text{GeV}]} \end{aligned} \quad (1.10)$$

- $\lambda_{\text{cool}} \gg \lambda_{\text{coh}}$ の場合

この場合、曲がる角度は次の式のように記述される。

$$\begin{aligned}\theta_{\text{dff}} &= \frac{\sqrt{\lambda_{\text{coh}} \lambda_{\text{cool}}}}{r_L} = \frac{\lambda_{\text{cool}}}{r_L} \sqrt{\frac{\lambda_{\text{coh}}}{\lambda_{\text{cool}}}} \\ &\cong 1.1 \times 10^{15} \frac{B[G]}{E_{\text{rep}}[\text{GeV}]} \times \sqrt{\frac{\lambda_{\text{coh}}}{\lambda_{\text{cool}}}} \end{aligned} \quad (1.11)$$

$\theta_{\text{dff}} \equiv \omega \frac{\lambda_{\text{cool}}}{r_L}$ とすれば、まとめて記述することができる。

$$\theta_{\text{dff}} \equiv \frac{\lambda_{\text{cool}}}{r_L} \omega = 1.1 \times 10^{15} \frac{B[G]}{E_{\text{rep}}} \times \omega, \quad \omega = \begin{cases} 1 & \lambda_{\text{cool}} \ll \lambda_{\text{coh}} \text{の時} \\ \sqrt{\frac{\lambda_{\text{coh}}}{\lambda_{\text{cool}}}} & \lambda_{\text{cool}} \gg \lambda_{\text{coh}} \text{の時} \end{cases} \quad (1.12)$$

図 1.4 より、正弦定理を用いると二次ガンマ線と観測者の視線方向のなす角 θ は次のように表される。

$$\theta = \frac{\lambda_{\gamma\gamma} \theta_{\text{dff}}}{d} \quad (1.13)$$

フェルミ衛星の LAT 検出器の PSF(Point Sprid Function) を θ_{psf} とすると、二次ガンマ線が天体由来のものであると検出されるためには θ が θ_{psf} よりも小さい角度で検出されなければならない。よって

$$\frac{\lambda_{\gamma\gamma} \theta_{\text{dff}}}{\theta_{\text{psf}}} \leq d \quad (1.14)$$

このように、ある程度天体までの距離が必要であることがわかる。例えばエネルギー 1TeV を持つ光子が角度 0.1° で放射されたとする。CIB モデルを Finke et al 2010 のものにすれば、 $\theta_{\gamma\gamma} \sim 200 \text{Mpc}$ 、 $\theta_{\text{psf}} \sim 2.39^\circ$ 、 $\theta_{\text{dff}} \sim 2.5^\circ$ なので、最低でも $\sim 210 \text{Mpc}$ の距離が必要である。

さらに二次ガンマ線の到来数は磁場の強度が大きいほど数が少なく、磁場の強度が小さいほど数が多いという特徴がある。天体と地球の間の磁場強度が非常に大きい場合、ローレンツ力によって力を受ける電子・陽電子は大きく曲げられることになる。このとき曲げられる方向は等方的であるので、地球に向かってくる電子・陽電子相対的に少なくなり、その結果二次ガンマ線の到来数が少なくなる。一方で天体と地球の間の磁場強度が非常に小さい場合、電子・陽電子は曲げられることなくほぼ地球の方向を向いたまま CMB 光子を逆コンプトン散乱するので相対的に二次ガンマ線が強くなる。これにより弱い磁場の方がより多く二次ガンマ線が地球に到達するのである。

1.4 先行研究

1.4.1 銀河間磁場の強さの推定

銀河間磁場を測定する方法はいくつかあり、多くがその上限値を推定する方法である。例えば CMB の非等方性を用いる方法や、遠方銀河天体の偏光電波天体のファラデー回転を用いる方法などがある [18]。これらの方法からはおよそ 10^{-9}G という上限値のみしか決めることができない [10][18]。ボイド領域に保存されている可能性がある原始磁場の強度は $10^{-25} \sim 10^{-15}$ なので、この方法では正確な見積りを行うのは難しい。しかし唯一磁場の下限を推定できる方法が存在する。それが二次ガンマ線を用いた方法である。

1995 年、R.Plaga によって初めて銀河間磁場の下限値の推定方法が示された [12]。二次ガンマ線の素となる TeV 放射と、地球に直接届く GeV 放射が同時に放射されたとする。二次ガンマ線はいくつかのプロセスを経て地球に届くため、直接届く GeV ガンマ線よりも到達時間が遅くなる。TeV 放射が一定の場合は作られる二次ガンマ線の量もほぼ一定になるため、GeV 領域の増光は見られない。しかし、TeV 領域でフレアが起これば二次ガンマ線の量も増えるはずである。二次ガンマ線には遅延時間が発生するので、観測者からすれば TeV の増光が起こった後に GeV の増光が起こるように見えるはずである。この遅延時間を測定することでできれば銀河間磁場を測定できることを示したのである。しかしこの遅延時間を測定する方法は非常に難しい。Plaga の方法では GeV 領域と TeV 領域の同時観測と TeV 領域のフレアの観測が必要となる。当時は GeV 領域を感度よく観測できる望遠鏡がなかったためにこの方法はあまり注目されていなかった。2004 年頃になって HESS などの大気チェレンコフ望遠鏡が稼働を開始し、TeV 放射をする天体が徐々に発見されてきた。さらに 2008 年にフェルミ衛星が打ち上げられたことにより Plaga の方法が検証できるようになり、銀河間磁場の研究は大幅に発展した。

2010 年頃になると、Plaga の方法とは別のアプローチで銀河間磁場の測定を行う動きが出てきた。2010 年 4 月、Neronov と Vovk は TeV ガンマ線の観測データとフェルミの観測データを用いて銀河間磁場の測定を行った。それによれば、銀河間磁場の強度の下限を $3 \times 10^{-16}\text{G}$ と見積もっている。同時期に似たような結果が Tavecchio et al 2010 によって示されており、銀河間磁場の強度の下限を $B \cong 5 \times 10^{-15}\text{G}$ と見積もった。これらの論文では次のような議論で銀河間磁場を見積もっている。

まず TeV 領域のスペクトルを観測する。観測されるスペクトルはすでに CIB による吸収を受けているので、天体から放射された瞬間のスペクトルとは違っている。二次ガンマ線は TeV 領域のガンマ線が吸収されることによって発生する。CIB による吸収を計算すれば、観測されたスペクトルから天体が本来持つスペクトルを見積もることができる。この二つのスペクトルを比べることで二次ガンマ線が持つ最大のフラックスを求めることができる。ここから実際に観測されるであろう GeV 領域のスペクトルを推定することができる。これは銀河間磁場に依存するものであるので、ここで求めたスペクトルと実際に観測されたスペクトルを比較することによって銀河間磁場を推定するのである。これらを実際に行ったものを図 1.5 に示す。これは GeV~TeV 帯域の 1ES0229+200 の SED である [8]。TeV 領域には赤い点と緑の点があることがわかる。赤い点は HESS の観測データである [6]。この観測点から CIB 光子による吸収を補正して求めた、天体が持つ元々のスペクトルを表したものが緑色の点である。この図の場合は Kneiske et al (2004) の CIB モデルを用いている。赤と緑それぞれの点上に引いてある破線はこれらを近似したスペクトルを表す。また、二つの破線に囲まれた灰色の領域は CIB 光子による吸収を示す。この吸収された部分は二次ガンマ線の持ちうる最大のフラックスを意味する。GeV 領域の黒い矢印はフェルミ衛星によって求めたスペクトルの上限値である。色付きの曲線は、二次ガンマ線による影響を加味した GeV 領域のスペクトルを銀河間磁場の

強度毎に示したものである。フェルミの観測から求めた上限値と矛盾せず、かつ最も弱い磁場の推定値が黒い曲線で示されている。この曲線が銀河間磁場の強度が $B \approx 5 \times 10^{-15} \text{ G}$ の時に予想されるスペクトル曲線を示す。

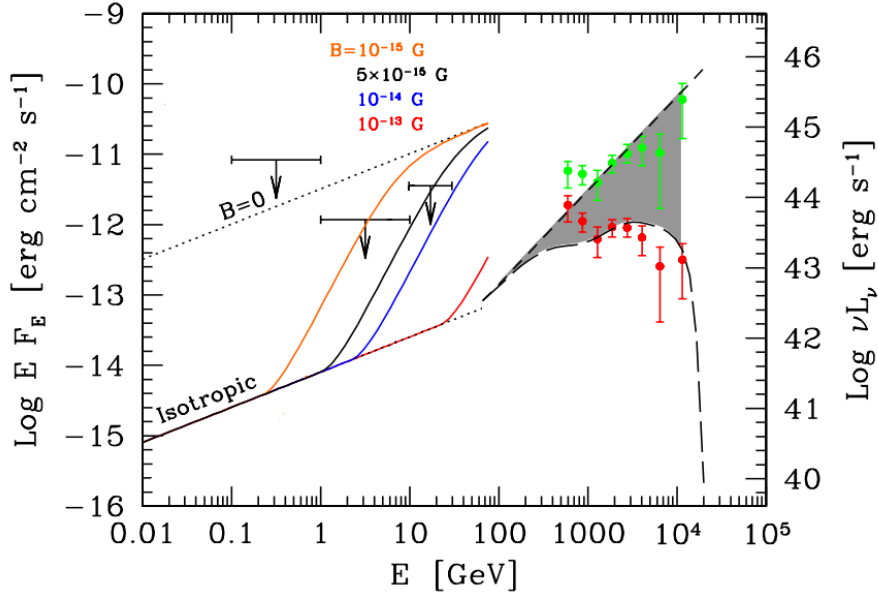


図 1.5: 1ES0229+200 の SED。TeV 領域の観測点と GeV 領域のモデルを比較している [8]

1.4.2 変動のタイムスケールの重要性

これらの先行研究で取り上げられたエクストリーム TeV ブレーザーは TeV 領域の光度変動が見つかっていなかった。Tavecchio 2010、Neronov&Vovk 2010 の先行研究でも天体からの放射が長いタイムスケールで一定であることを仮定していた。しかし根拠となる TeV 領域のデータは非常に少ない。これは TeV ガンマ線を観測が地上でしか行われないこと、観測可能な望遠鏡の数が少ないことに起因する。しかし図 1.3 を見てもわかるように、そもそもブレーザー天体は激しい光度変動を特徴とする。それにも関わらず TeV 変動が全くないという仮定をおくことには多くの人々から疑問の声が上がっていた [4]。

2011 年、Charles Dermer により TeV 帯域の光度が一定となるタイムスケール (t_{engine}) が二次ガンマ線を用いた銀河間磁場の推定に影響することが示された。図 1.6 は t_{engine} の違いによって推定される銀河間磁場の違いを比較したグラフである。図 1.6 の上図は t_{engine} が無限に長い場合、下図は t_{engine} が 3 年の場合で計算を行ったものである。黒い下向きの矢印はフェルミの観測によって求めた上限値である。予想されるエネルギースペクトル分布を銀河間磁場の強度毎に描き、この曲線とフェルミの観測による上限値を比較することにより磁場の下限値の推定を行っている。上の図から推定される銀河間磁場の強度は $B \geq 10^{-15} \text{ G}$ 、下の図から予想される強度は $B \geq 10^{-18} \text{ G}$ となる。 10^{-15} G という値は Neronov&Vovk(2010)、Tavecchio et al(2010) の先行研究の値と非常に近い結果となっている。一方で t_{engine} を 3 年と仮定した場合の 10^{-18} G という値はこの値と 3 桁もの違いがあるのである。

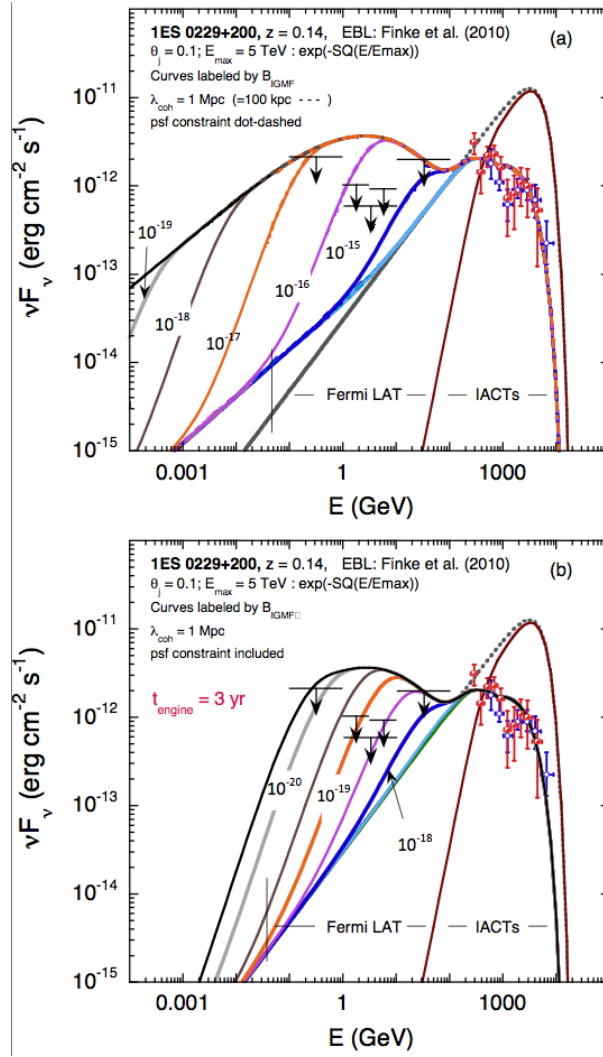


図 1.6: Charles D Dermer 2010 より改変 [4]

1.4.3 天体からの TeV 放射の光度変動の示唆

前述のように銀河間磁場の推定には TeV 領域の光度が一定となるタイムスケールが重要となる。これまでではエクストリームブレーザーの TeV 領域の変動が発見されておらず、光度は不変であると仮定することがそれまでの主流の方法だった。しかし 2013 年に MATTEO によって 1ES 0229+200 の TeV 領域の光度変動が示唆されたのである [11]。

図 1.7 は 1ES 0229+200 の 300GeV 以上の光度曲線を示す。緑の丸い点は VERITAS の年間データでのフラックスを示す。黄色い三角の点は 2005 年と 2006 年の過去の HESS のデータである。青い四角の点は 1 回の観測で 2σ 以上の信頼係数が得られた点を表す。2009 年から 2012 年にかけて計 14 回の観測が VERITAS で行われたが、他の 11 点は 2σ 以上の信頼係数が得られなかった。赤い実線は VERITAS の年間データを直線でフィットした結果である。年間データでフィットした結果は $\chi^2=8.3$ (2 d.o.f, chance probability 1.6%)

となり、全データでフィットした結果は $\chi^2=24.7$ (13 d.o.f, chance probability 2.5%) となった。これは偶然直線とずれた光度曲線ができる確率がそれぞれ 1.6%、2.5% であることを意味する。

この結果からでは TeV 領域の光度変動が発見されたということとはできない。しかし、光度変動の兆候が数値的に示唆されたのである。

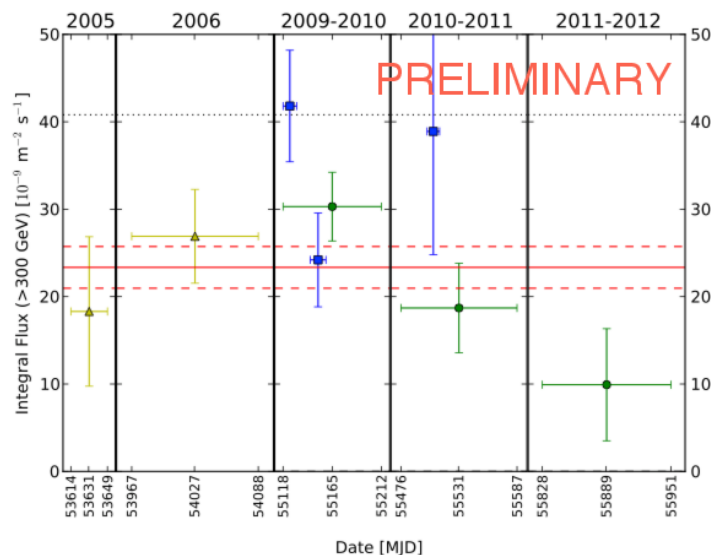


図 1.7: 1ES 0229+200 の 300GeV 以上の光度曲線 [11]

1.5 本研究の目的

天体の TeV 領域の観測は全て地上に数箇所しかない大気チェレンコフ望遠鏡に頼っている。そのため天体の観測データの量が非常に少なく、磁場の推定に用いられるエクストリームブレーザーの光度を精度よく決定できていないのが現状である。

そこで我々は TeV 領域の光度変動と GeV 領域の光度変動が同期すると仮定した。そして 24 時間全天をサーベイ観測しているフェルミ衛星の GeV 領域のデータを用いて光度変動の探査を行った。本研究ではフェルミのデータを用いていくつかのエクストリームブレーザーのスペクトルと光度の時間変動を探査する。そしてより正しく、現実的な銀河間磁場の値を推定することが目的である。さらに一般に公開されていないフェルミ衛星の最新データを解析することで、先行研究の結果よりも精度の良い結果を求めることを目指す。

第2章 観測衛星

2.1 ガンマ線による観測概要

光子のエネルギーが MeV 以上になるとガンマ線とよばれる領域に入る。ガンマ線は地球大気の吸収を強く受けるため、地上で直接観測することは不可能である。このためガンマ線を直接観測する場合は人工衛星や気球による大気圏外での観測が不可欠である。

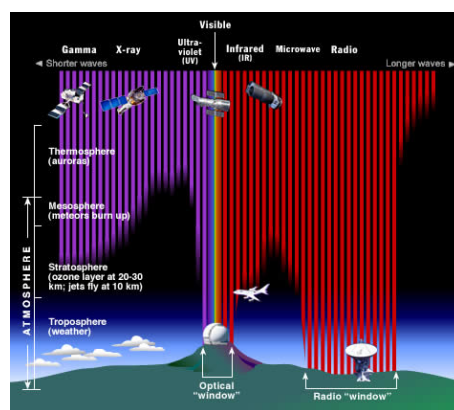


図 2.1: 大気圏外からの電磁波の到達高度。地表まで到達できるのは可視光と電波のみ。[31]

GeV 以上のオーダーのエネルギーを持つガンマ線を観測する場合、大きく分けて二通りの方法がある。

一つは高エネルギーガンマ線による電子陽電子対生成を用いる方法である。数十 MeV 以上のガンマ線の物質との相互作用の支配的な過程は電子陽電子対生成である。検出器に直接入射してきたガンマ線を電子・陽電子対生成させて変換し、それらの飛跡やエネルギーを測定することによって入射ガンマ線の情報を再構築する。このような仕組みの検出器としてはコンプトンガンマ線観測衛星（Compton Gamma Ray Observatory; CGRO）の EGRET 検出器やフェルミ衛星の LAT 検出器などが挙げられる。このような検出器の場合、視野が非常に広いという利点が挙げられる。しかし人工衛星を用いた大気圏外のみの使用となるので、故障すると修理のしようがない為非常に高い信頼性が求められる。

もう一つは大気チェレンコフ光を観測して間接的にガンマ線の観測を行う方法である。高エネルギーガンマ線が大気に入射すると大気の原子核と相互作用し、電子・陽電子対を生成する。電子・陽電子対のエネルギーが十分高ければ、大気中の光速よりも速く走りチェレンコフ光を放出する。このチェレンコフ光を観測することによって逆算的にガンマ線を観測することができる。おもな大気チェレンコフ望遠鏡としてはナミビアの HESS（High Energy Stereoscopic System）望遠鏡やアメリカの VERITAS 望遠鏡などがある。大気チェレンコフ望遠鏡は数十 GeV から数十 TeV の超高エネルギー領域のガンマ線を観測することができる、地上にあるので故障しても取替えが利く、観測機器を順次拡張することができるなどの利点がある。

しかし観測が晴れの夜に限定されるのはもちろん、チェレンコフ光が非常に暗いために月が明るい場合は観測そのものができない。観測できる場合でも人工光、大気光、黄道光、星野光などの夜光がバックグラウンドとなる。さらに大気チェレンコフ望遠鏡の場合視野が約 0.01sr 程度しかないので、限られた時間に限られた天体しか観測することができないという欠点をもつ。[29]

2.2 フェルミ衛星

ガンマ線観測衛星フェルミは米日伊などの共同で開発された宇宙ガンマ線観測衛星である。2000年に役目を終えた CGRO 衛星の後継機として、2008年8月4日に観測を開始し現在に至るまで観測を続けている。フェルミは二つの検出器を搭載している。一つは主要検出器である大面積望遠鏡 (Large Area Telescope ; LAT) 検出器、もう一つは $8\text{keV}\sim 30\text{MeV}$ のエネルギー領域でガンマ線バーストなどの突発現象を測定するガンマ線バーストモニター (Gamma-ray Burst Monitor; GBM) 検出器である。フェルミ衛星の LAT 検出器は先代の CGRO 衛星の検出器よりも遥かに高い有効面積、広い視野、良い角度分解能、広いエネルギー帯域を持つという特徴がある。さらにフェルミ衛星は軌道周期 95 分で全天の 85 % を観測することができるので、数年スケールの長期変動と数日スケールの短期変動を同時に追うことが可能である。

2.3 Large Area Telescope (LAT) 検出器

フェルミ衛星で用いられる主要検出器が LAT 検出器である。通常高エネルギーガンマ線は可視光のようにレンズや鏡で集光することができない。しかし LAT 検出器はガンマ線が対生成を行った結果発生する電子・陽電子対を捉えることで、もともとあったガンマ線のエネルギーの情報を得ることができる。LAT 検出器は大きくわけて、ガンマ線の到来方向の特定するトラッカー (TKR)、ガンマ線のエネルギーを測定するカロリメーター (CAL)、バックグラウンドの除去を行う反同時計測検出器 (ACD) の三つの装置からなる。トラッカーとカロリメーターのセットを一つのモジュールとして 4×4 の計 16 個のモジュールが組み合わさり、そのモジュール群の周りを反同時計測検出器で囲むという構造をしている。LAT 検出器の構造の模式図と主な性能を以下に示す。

次に、主要な装置についての説明を行う。

- トラッカー

シリコンストリップ検出器を搭載。一つのモジュールはガンマ線と対生成反応を起こすためのタンゲステンシートと、2 枚の電子・陽電子を検出するシリコンストリップセンサーの組を一つの層として、計 16 層で構成されている。電子・陽電子がシリコンストリップセンサーの中を通過すると電気パルス信号を出す。ストリップセンサーは狭い帯状のパターンで作られており、どの位置を通過したのかを数百 μm 単位で知ることができる。

- カロリメーター

主にヨウ化セシウムのシンチレーション検出器で構成されている。入っていった電子・陽電子が検出器を走る過程で数多くの電子・正孔対が作られ、これがシンチレーター中の活性化物質を励起させる。これが基底状態に戻るときに固有の波長を持つ光子が放出され、この光子の数を数えることによって電子のエネルギー、つまり入射ガンマ線のエネルギーを求めることができる。

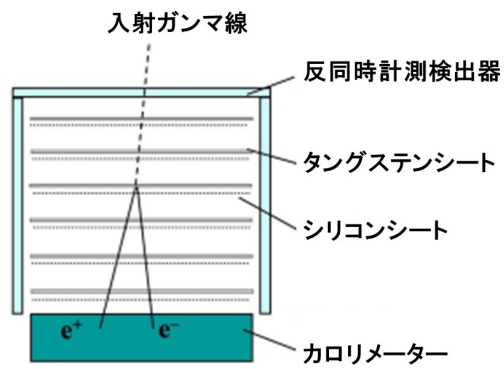


図 2.2: モジュールの模式図 [27]

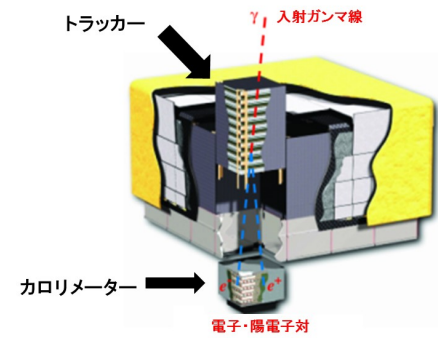


図 2.3: LAT の全体図 [27]

パラメーター	値または範囲
エネルギー範囲	$\sim 20 \text{ MeV} \sim \geq 300 \text{ GeV}$
エネルギー分解能	$\leq 15\% (\geq 100 \text{ MeV})$
最大有効面積	$\geq 8,000 \text{ cm}^2$
単一光子の角度分解能	$\leq 0.15^\circ (\geq 10 \text{ GeV})$ $\leq 3.5^\circ (= 100 \text{ MeV})$
視野	2.4 sr
位置決定精度	$\leq 0.5^\circ$
時間精度	$\leq 10^{-6} \text{ 秒}$
バックグラウンド除去	$\leq 10\% (100 \text{ MeV} \sim 300 \text{ GeV})$
デッドタイム	1 イベントあたり $\leq 10^{-4} \text{ 秒}$

表 2.1: LAT の性能 [32]

- 反同時計測検出器

上記した二つの装置だけでもガンマ線の到来方向とそのエネルギーがわかる。しかしこれだけだと視野内の天体からのガンマ線と、視野外からの天体からのガンマ線やバックグラウンドになる宇宙線などの荷電粒子との区別がつかない。そこでトラッカーとカロリメーターを覆うようにしてこの反同時計測検出器が設置してある。これにより反同時計測検出器とカロリメーターが同時に反応するようなイベントをバックグラウンドとみなすことができ、約 99.97% 以上のバックグラウンドを排除することができる。

2.4 NuSTAR 衛星

NuSTAR(Nuclear Spectroscopic Telescope Array) 衛星は硬 X 線を観測する X 線衛星である。NuSTAR 衛星には 2 つの X 線反射鏡が搭載されている。これらはプラチナ/炭化ケイ素およびタングステン/ケイ素の多層膜でコーティングされた 133 個の鏡が同心円状に配置されている。この鏡により 3 keV から 72 keV のエネルギー帯域の観測を可能とする。検出器はエネルギーの検出を行う機器と位置の検出を行う機器の計 2 つの検出器ユニットを有している。焦点面は 4 枚のテルル化カドミウム半導体検出器 (CdZnTe 検出器) でできており、それぞれ 1 枚あたり $20\text{mm} \times 20\text{mm} \times 2\text{mm}$ のサイズを持ち、全 32×32 ピクセルで構成されている。この CdZnTe 検出器で飛来光子のエネルギーを計測する。読みだしには特定用途向け集積回路 (ASIC) を使用している。X 線は全反射が起きる臨界角が 1° 以下と非常に小さいため、X 線観測望遠鏡は長い焦点距離が必要となる。そこで他の X 線観測衛星と同様に NuSTAR 衛星でも光学機器と検出器の間にマストを設けることで距離を離している。

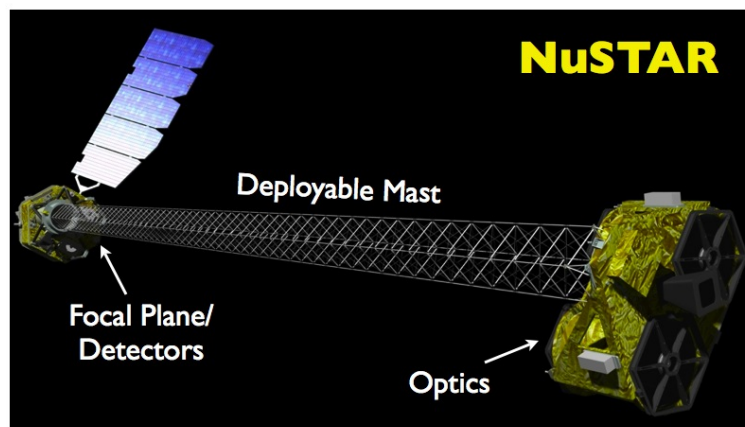


図 2.4: NuSTAR の全体図 [26]

第3章 解析

3.1 目標天体とその選考基準

対象天体はスペクトルが TeV 領域まで伸びていることが条件の一つである。TeV 以下のエネルギーを持つガンマ線は CIB 光子の吸収を受けないので、二次ガンマ線を作ることができないからである。加えてスペクトルがハードに伸びていることが望ましい。式 1.1 を見てもわかるように、エネルギーが高いガンマ線であるほど CIB 光子による吸収を強く受ける。スペクトルがハードである天体とソフトである天体を比べると、吸収される TeV ガンマ線の量に大きな違いがある。スペクトルのべきの違いによる TeV 放射の吸収量の違いを表したものを図 3.1 に示す。青い曲線が観測されるスペクトル、赤い曲線が天体の元々のスペクトルを示す。灰色の領域は CIB によって吸収されたフラックスを示す。CIB 光子に吸収される量が多いほど二次ガンマ線のフラックスは強くなるので、スペクトルがハードである天体が最も適しているのである。

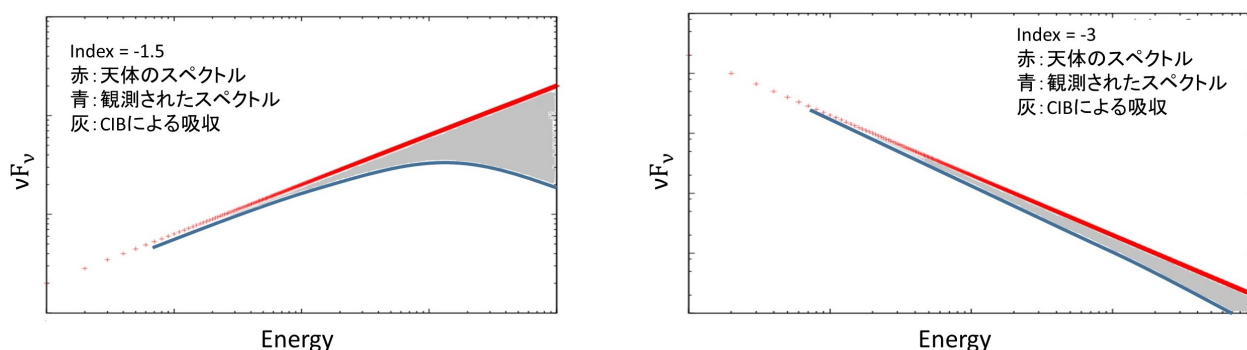


図 3.1:(左) ハードなスペクトルの例(右) ソフトなスペクトルの例

もう一つの条件は地球からある程度距離が離れていることである。式 1.14 よれば、この距離はおおよそ数 100Mpc と計算することができる。これら二つの条件に適合する天体として次の 3 天体を選んだ。

天体の正式名称	RA	DEC	index	赤方偏移 [z]	光度距離 [Mpc]	TeV ガンマ線の初検出日
1ES 0347-121	57.35	-11.99	1.65 ± 0.17	0.188	905.7	2007 年 8 月
1ES 0229+200	38.20	20.29	1.36 ± 0.25	0.14	654.2	2006 年 12 月
1ES 1101-232	165.91	-23.49	1.63 ± 0.12	0.186	894.9	2006 年 4 月

表 3.1: 天体の位置情報と赤方偏移は simbad より [25]。index は ytanaka et al(2014) より [16]。光度距離 [Mpc] は Wright2006 より [5]。宇宙論パラメータは $H_0 = 71, \Omega_M = 0.27, \Omega_{vac} = 0.73$ としている [16]。初検出日は TeVCat より [24]。

3.2 解析方法

次にフェルミ衛星の解析方法について記述する。フェルミ衛星から地球に送られてきたデータを raw data という。これには検出器が捉えた天体からの光子の情報と、衛星自身の姿勢や位置などの全情報が含まれている。このように raw data は衛星に関する全ての情報が入っているので、解析に使用しにくい。そこで、送られてきたデータは level0、level1 という過程によって解析に使用できるように処理される。

1. level0

raw data を level0 data にする過程。この過程では raw data に含まれる衛星の情報と検出器は情報とで分離される。

2. level1

level0 data 中の粒子の飛跡を再構築する。これによりガンマ線のエネルギーや到来方向、バックグラウンドの識別が得られる。

さらに処理されたデータから解析に必要な情報のみを取りだして、FITS(The Flexible Transport System)形式に変換する。FITS とは天文分野で使われるファイルの代表的な形式のことである。ここで作られる FITS ファイルは二種類ある。FT1 ファイルと FT2 ファイルである。FT1 ファイルは検出器が捉えた光子の情報が入っている。一方、FT2 ファイルには衛星の姿勢や位置の情報が入っている。フェルミ衛星の解析はまず膨大な量の FT1 データから、中心天体の位置、解析領域 (Region Of Interest; ROI とよばれる)、解析する期間、エネルギー範囲を指定して切り出す所から始まる。次にガンマ線イベントの絞込みを行う。前の章でも述べた通り、フェルミ衛星は全天をサーベイ観測しているので、特定の天体の観測時間は正確に定められていない。そこで FT2 の衛星の情報を用いて FT1 ファイルの情報をガンマ線イベントのみに絞り込む。ガンマ線イベントを絞り込むことができれば最後に最尤法によりフィッティングを行う。

フェルミ衛星での解析には大きく分けて unbinned 解析と binned 解析がある。

● unbinned 解析

検出された光子を一つ一つ数えてフィッティングを行う。到来光子数が他のエネルギー帯域に比べ少ないガンマ線の解析においては、この方法が頻繁に用いられる。光子数が多いデータに適用すると解析に時間がかかり過ぎるため、一般には用いられない。

● binned 解析

検出された光子を一定の領域で区切りフィッティングを行う。銀河面近傍の背景放射が大きい領域や、データ数が大きくなる長時間データの解析を行う際に用いられる解析方法である。データ数がいくら多くても時間がかかり過ぎることがない。

今回は全て unbinned 解析の手法を採用した。

これらの一連の解析を行うために、フェルミ衛星専用の解析ソフトである Science Tools を使用した。これはガンマ線イベントの選考から最尤法によるフィッティングなどの解析を行うことができる。次に今回の unbinned 解析で用いた Science Tools のコマンドとその内容を説明する。

● gtselect

大元の FT1 ファイルから解析するデータを絞り込み、フィルタリングされた新しい FT1 ファイルを作成するツール。ここで指定するのは天体の赤経・赤緯、解析領域、観測期間、ガンマ線のエネルギー範囲、ガンマ線の入射方向などである。フェルミ衛星は MET(Mission Elapsed Time) とよばれる時刻系を使用している。よって解析する期間を指定する際は、全てこの MET 入力する必要がある。MET は 2001 年 1 月 1 日の 0 時からの経過秒数で定義される。

- gtmktime

これは FT2 のデータから FT1 中の GTI(Good Time Interval) を作成するツールである。GTI とはデータが有効であるとみなすことができる時間範囲のことである。ガンマ線イベントは宇宙の遥か彼方から来るものばかりではない。宇宙線が地球の大気と反応しガンマ線を放出し、それがフェルミ衛星に観測されてしまう場合もあるのである。地球由来のガンマ線概念図を図 3.2 に示す。これを考慮し、衛星の天頂角やロッキング角を指定して GTI を決める。

天頂角とは図 3.2 の θ_z にあたる。これは天頂と入射ガンマ線の成す角のことである。また、ロッキング角とは図 3.2 の θ_r にあたる。これは天頂と衛星の視程との成す角に相当する。フェルミ衛星は全天を一様に見るために視程を天頂から傾けて観測を行っている。そのため大気ガンマ線を検出してしまふことがしばしばある。そこで天頂角の値を指定することで、その値以上の角度から飛来するイベントを除去することができる。また、ロッキング角は通常 50° 以下に抑えられるようになっている。しかしガンマ線バーストなどの突発天体が検出されれば 50° 以上傾くこともあるので、そのようなイベントを除去することができる。

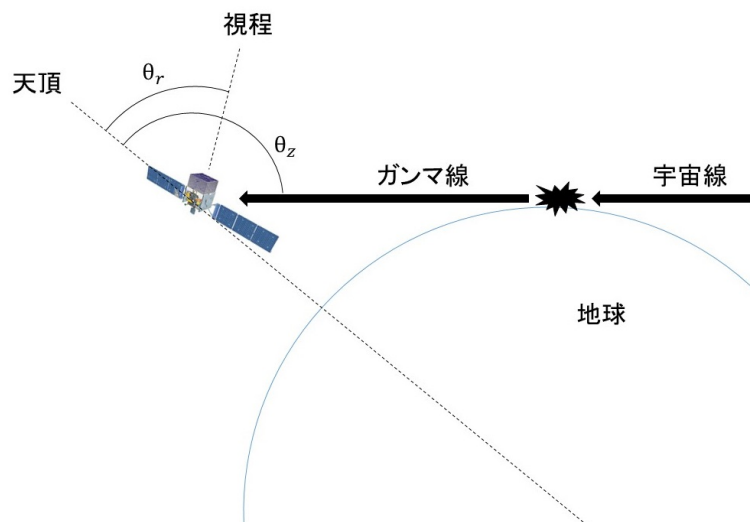


図 3.2: 天頂角とロッキング角の概念図

- gtbin

これは FT1 のデータを他のツール (ds9, fv, xspec 等) で使用できる形式に変換するツールである。CMAP ファイル、CCUBE ファイル、LC ファイル、HEALPIX ファイルなどに変換することが可能である。

- gtlcube

これは FT1 と FT2 ファイルから全 live time を計算するツールである。live time とは衛星の位置と傾斜角を含む 3 次元空間の関数である。このツールにより作られたファイルは 'livetime cube' と呼ばれる。最尤法での計算を容易にするためにこのツールで計算をおこなう。

- gtexpmap

このツールは ROI 内の露光時間マップを作成する。このツールは unbinned の最尤法解析専用のツールである。PSF による像の広がりを考慮するため、ROI の範囲外からの放射も考慮して露光時間マップを作る。そのため gtselect で指定した半径よりも $\sim 10^\circ$ 程度広く指定する必要がある。フェルミ衛星の PSF は $2^\circ \left(\frac{E}{10\text{GeV}}\right)^{-0.8}$ とあらわされるので、高エネルギー側で解析を行う際は指定した半径よりも $1^\circ \sim 2^\circ$ 広く指定すればよい。

- gtdiffirsp

このツールは広がった放射を解析するためのレスポンスを作る。最尤法でフィットを行う前にこのツールを使用することで、後の計算が早く終わらせることができる。

- gtlike

前述したツールで作成したファイル群をもとに実際に最尤法でフィッティングを行うツール。xml で記述された、中心天体とその周辺为天体のモデルファイルを予め用意しておく。そのモデルとデータを比較して、最適値を計算する。最適化ルーチンにはいくつかの種類があるが、主に DRMNFB と NEWMINUIT を使用する。DRMNFB はモデルのパラメーターの大まかな値を求める。NEWMINUIT はパラメーターの詳細を解析する際に用いられる。通常は先に DRMNFB でフィットし、その結果を用いて NEWMINUIT で再びフィッティングを行って詳細なパラメーターの値を求める。

モデルには点源である天体のモデルと、広がりをもつ放射のモデルをいれる必要がある。広がった放射は銀河系付随ガンマ線と背景ガンマ線および残留バックグラウンドがあり、それらについてのテンプレートのモデルが一般公開されているので、それを使用する。一方、点源に関してはスペクトルモデルを天体ごとに指定する必要がある。スペクトルモデルは PowerLaw、LogParabola、ExpCutoff、Gaussian など全 13 種類が用意されている。その中の一つである PowerLaw モデルについて説明する。このモデルは以下の関数で定義される。

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\gamma \quad (3.1)$$

ここで、

- N_0 : Prefactor

- γ : Index

- E_0 : Scale

Prefactor はスペクトルの normalization を表し、Index はスペクトルの傾きを表す。次に例として実際に使用する PowerLaw モデルファイルの例を以下に示す。

```
<source name="1ES 0347-121" type="PointSource">
  <spectrum type="PowerLaw">
```

```

    <parameter free="1" max="100000" min="0" name="Prefactor" scale="1e-12" value="10.23" />
    <parameter free="0" max="5" min="0" name="Index" scale="-1" value="1.6" />
    <parameter free="0" max="1000" min="0.01" name="Scale" scale="1000" value="0.1" />
  </spectrum>
  <spatialModel type="SkyDirFunction">
    <parameter free="0" max="360" min="-360" name="RA" scale="1" value="57.3467" />
    <parameter free="0" max="90" min="-90" name="DEC" scale="1" value="-11.9908" />
  </spatialModel>
</source>

```

gtlike はこれらのパラメーターの値を最尤法で決定する。

また、本研究では最新のデータである pass8 のデータを解析した。フェルミ衛星の LAT 検出器は天体からイベントとバックグラウンドと分けることができるように設計されている。しかしデータが蓄積されてゆくにつれて LAT の正確な性能が理解され、それまでバックグラウンドだと思われてきたイベントが実は天体からの放射だったということが分かり、データが修正されてゆく。このバージョンを pass~ と表示され、最新のバージョンは pass8 である。一つ前のバージョンである pss7 に比べて、pass8 は GeV 領域における受光面積が約 1.25 倍大きくなっている [15]。

3.3 最尤法

あるデータの組 X と、データに対応したモデルパラメータの組 Θ があるとする。 X 、 Θ は次のように表される。

$$X = \{x_i\} = \{x_1, x_2, \dots, x_N\}$$

$$\Theta = \{\theta_i\} = \{\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_M\}$$

ここで X が観測される確率を $P(X|\Theta)$ とするこれは天体のスペクトルや放射分布によって定まる。ここで $x_1, x_2, \dots, x_N$ は独立なので以下のようなになる。

$$\begin{aligned}
 P(X|\Theta) &= P(\{x_i\}|\Theta) \\
 &= P(x_1|\Theta)P(x_2, \dots, x_N|\Theta) \\
 &= P(x_1|\Theta)P(x_2|\Theta) \dots P(x_N|\Theta) = \sum_i^N P(x_i|\Theta)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

式 3.2 より尤度関数は次のように定義される。

$$L(\Theta|X) = \sum_i^N P(x_i|\Theta) \tag{3.3}$$

x_i を固定した場合に L の最大値を求めるような手法を最尤法という。尤度関数を θ で微分すればに Θ の最大値が求められる。実際に計算する時は式 (3.5) の両辺の対数をとった形で微分される。

$$\frac{\partial \ln L}{\partial \theta_j} = 0 \tag{3.4}$$

一般的にガンマ線は X 線などの低エネルギー側の光子に比べて到来数が少ない。そのため、 χ^2 検定を行うことができない。そこで尤度比検定を行った結果求められる TS(Test Statistics) という値を用いる。TS は次の式で定義される。

$$TS = -2(\ln(\text{中心天体を含めないモデルの尤度}) - \ln(\text{中心天体を含めるモデルの尤度})) \tag{3.5}$$

ここで $\sqrt{TS}$ はガウス分布の σ のように有意度を表す。つまり天体の検出の有意度を判断する指標になる [?]

3.4 天体の検出

本研究で扱う三天体は比較的暗く、統計が悪いので短期間の解析が困難である。そこで、どれくらいの有意度で検出されているかどうかを長期間のデータを用いてカウントマップや gtlike で調べた。解析の条件を以下の表 3.5.2 に示す。

データセット	pass8
イベントセレクション	SOURCE class
エネルギー範囲	1GeV~500GeV
解析期間 [MET]	239557417~426181417
解析期間 [MJD]	54682~56842
解析期間 [日付]	2008-08-04 ~ 2014-07-04
観測領域 (ROI)	15°
Zenith angle	$\leq 100^\circ$
Time Cuts Filter	DATA_QUAL>0 && LAT_CONFIG==1 && ABS(ROCK_ANGLE)<52
Science Tools バージョン	v9r34p1
Galactic Diffuse	gal_2yearp7v6_trim_v0.fits
Extragalactic Diffuse	isotropic_source_4years_P8V3.txt

まず、全天のカウントマップを図 3.3 に示す。

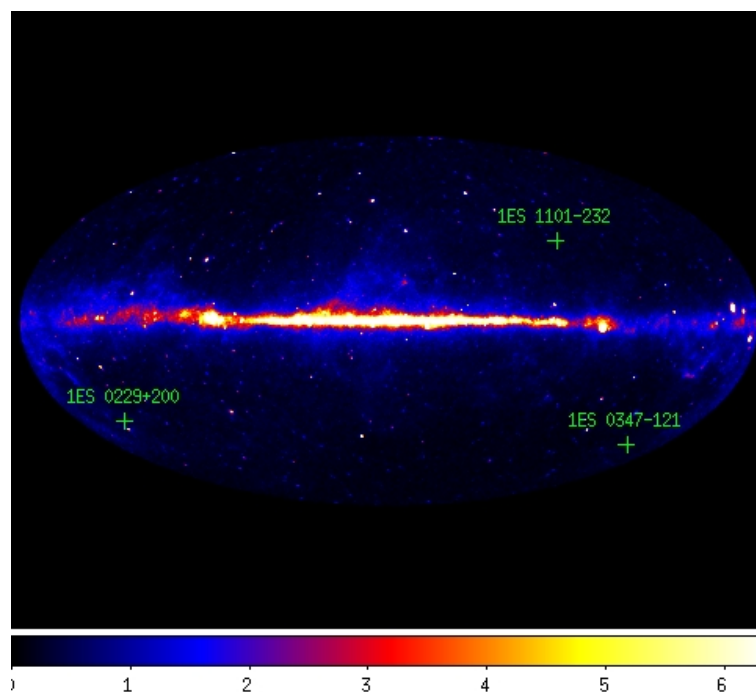


図 3.3: 全天のカウントマップ。緑色の天は三天体の大まかな位置を表す。

ここで図 3.3 は銀緯 0、銀経 0 を中心としたカウントマップである。この図より、天体の大まかな位置を

把握することができた。次に ROI15° で解析したカウントマップを 3.4, 3.5, 3.6 に示す。

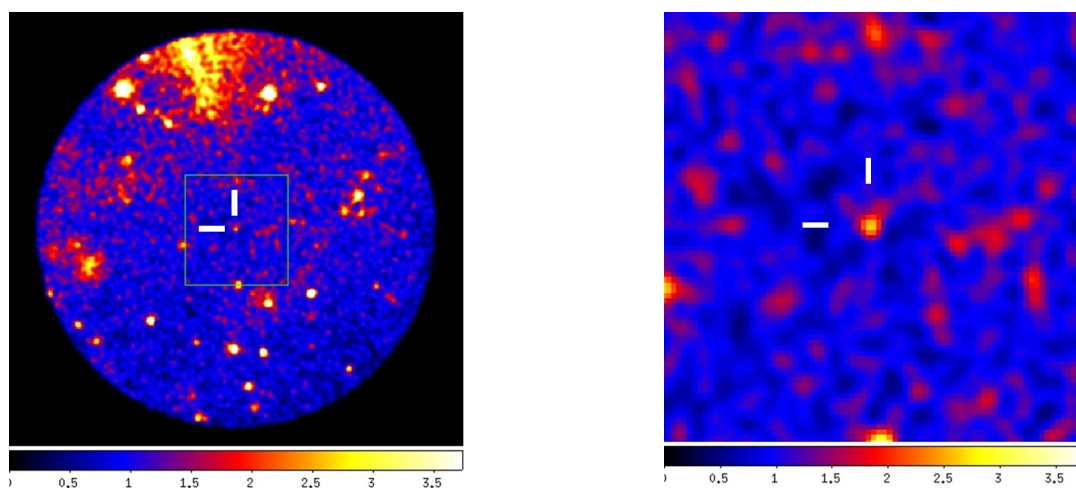


図 3.4:(左)1ES 0347-121 の 6 年データによるカウントマップ(右) カウントマップ拡大図

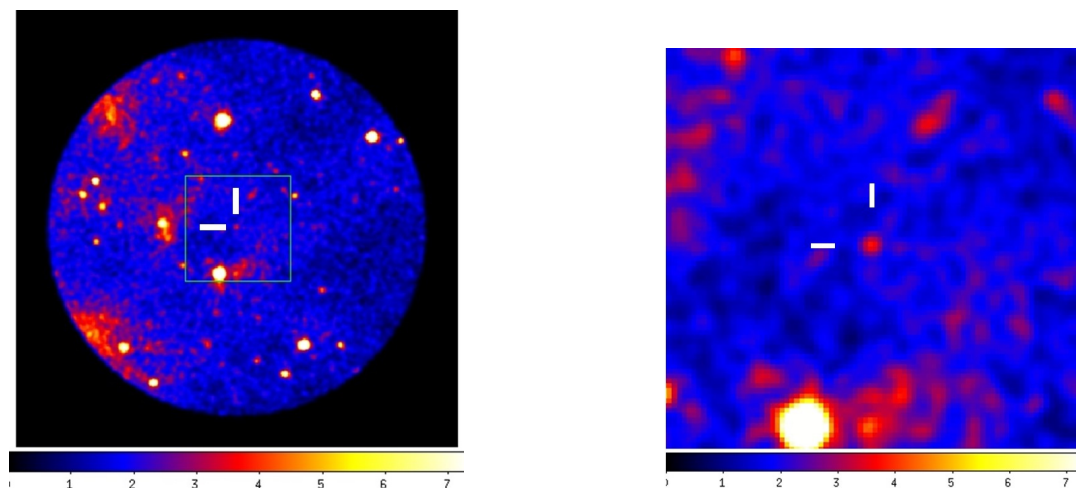


図 3.5:(左)1ES 0229+200 の 6 年データによるカウントマップ(右) カウントマップ拡大図

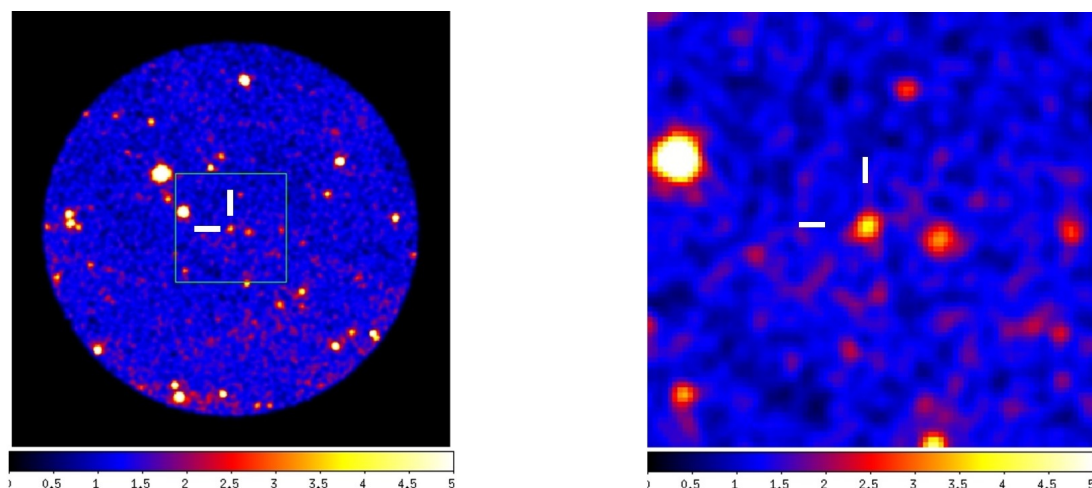


図 3.6:(左)1ES 1101-232 の 6 年データによるカウントマップ(右) カウントマップ拡大図

目標天体が確認できたので、gtlike を用いて最尤法でフィッティングを行った。

以下の表 3.2 に gtlike を使って求めたモデルの各パラメーター、TS, フラックスの値を示し、さらに gtlike によって求めたスペクトル図を図 3.7,3.8 に示す。ここで上側の図は、横軸 [Energy]・縦軸 [count/MeV] であり、黒い線：合計のスペクトル、赤の線：目標天体のスペクトル、青の線：系内放射のスペクトル、緑の線：系外放射のスペクトル、灰色の線：ROI 内の目標天体以外の天体のスペクトル群、を示している。。下の図は実測値とモデルの残差を示している。

ここで注意すべき点の一つがある。それは天球上での月の軌道に近い位置にある天体は、月からのソフトな放射の影響を受けるということである。Abdo et al 2012 によれば、月からは宇宙線と月表面の岩石が反応を起こした結果生成されるソフトなガンマ線が地球に放射されている。月の天球上の通り道を白道といい、この白道と天体の位置が重なると月からの影響を受ける。Abdo et al 2012 では白道と黄道は近い位置にあるので、黄道の近くに存在している暗い天体は月からの影響を受けやすいとしている。以下の図 3.9 に月からのソフトなガンマ線放射の観測結果を示す [2]。さらに全体のカウントマップに黄道座標系を重ねた図を、図 3.10 に示す。図 3.10 を見れば分かるとおり、1ES0229+200 のみが黄道の近くに位置しているので月からの放射の影響を受ける可能性が高い。そこで月と 1ES0229+200 が近づく時期がどのくらいあるのかを調べた。フェルミ衛星の LAT 検出器の点広がり関数は 1 GeV 以上で $\sim$ 数 $^{\circ}$ となっているので、半径 1° 以内で近づく場合を 30 分毎に集め、それらをプロットしたものを図 3.11 に示す。図 3.11 は縦軸を離角、横軸を時間で表示してあり、月とかぶる時期がたくさんある事が分かる。詳しく調べると、1ヶ月に 3 $\sim$ 4 時間程度月と天体の方角が近づくことがわかった。今回の 1ES0229+200 の解析では、月に近づく時期のデータを除いている。それぞれの天体について TS が表 3.2 のように 109($\sim 10\sigma$)、69($\sim 8\sigma$)、155($\sim 12\sigma$) という高い値が求められた。index は、三天体について表 3.1 の値と概ね近い値を求めることができた。

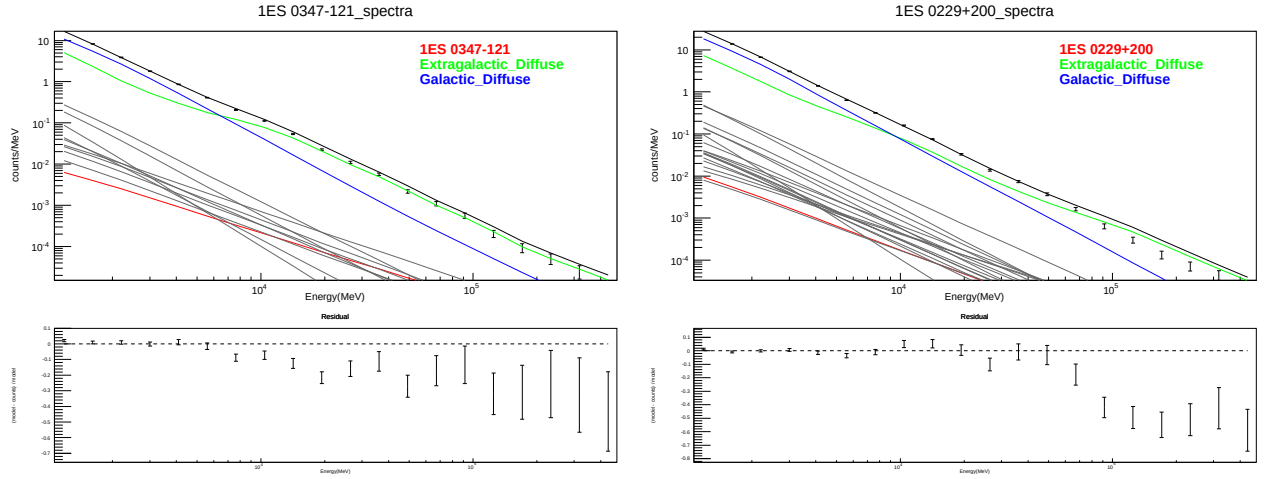


図 3.7:(左)1ES0347-121 のスペクトル(右)1ES0229+200 のスペクトル

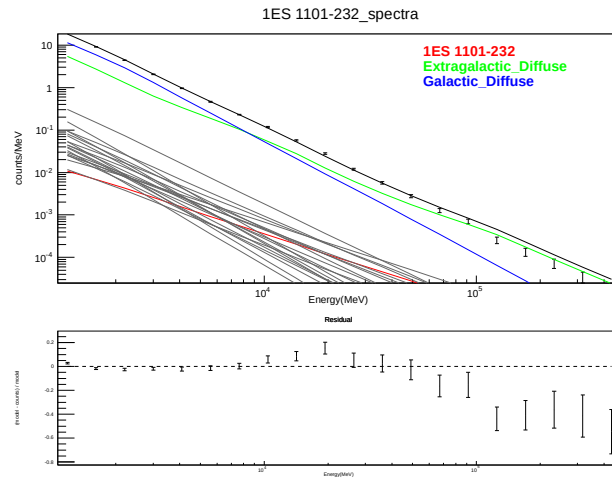


図 3.8: 1ES1101-232 のスペクトル

天体名	prefactor	index	TS	Flux
1ES 0347-121	6.13 +/- 3.67	1.60 +/- 0.13	109.40	2.50e-10 +/- 0.48e-10
1ES 0229+200	6.76 +/- 5.57	1.65 +/- 0.17	69.147	2.29e-10 +/- 0.65e-10
1ES 1101-232	10.03 +/- 5.11	1.60 +/- 0.11	155.45	4.02e-10 +/- 0.69e-10

表 3.2: 6 年間データの解析結果

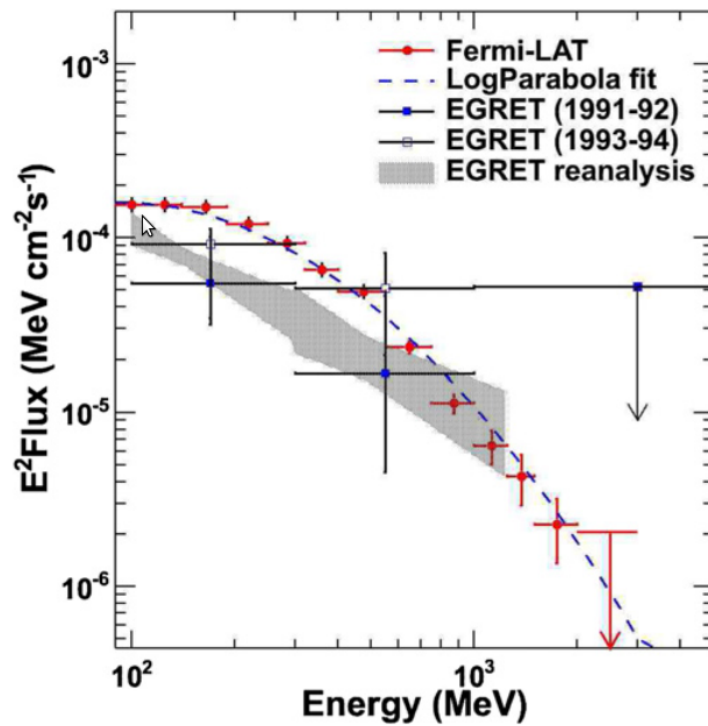


図 3.9: フェルミによる月からのガンマ線放射のエネルギースペクトル分布図 [2]

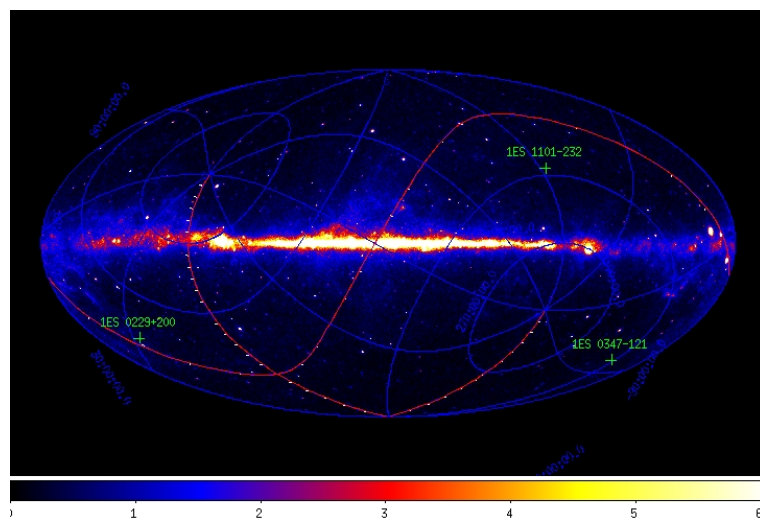


図 3.10: 全天のカウントマップ上に黄道座標系を表示させた図。赤い線がそれぞれ黄経・黄緯を表す。

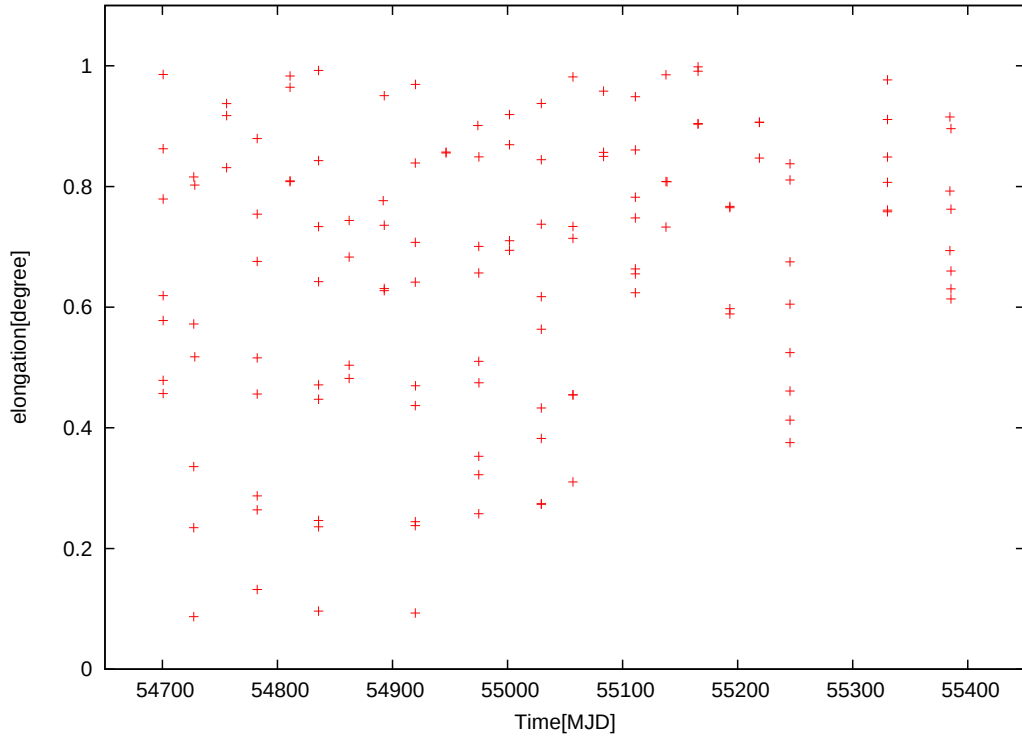


図 3.11: 月が 1ES0229+200 に近づく時期を示したもの。頻繁に近づいていることがわかる。

3.5 解析結果

前節にあるように、6 年間のデータで 7σ 以上の有意度で天体が検出することができた。そこで次に全データである約 6 年間のデータを 360 日ごと、180 日ごとで分割して解析を行い光度の変動の有無を調査した。さらにエネルギースペクトル分布の作成も行った。このとき Index を 6 年間の統計がよい解析で求めた値で固定して解析を行った。

3.5.1 光度曲線

gtlike を使って求めた結果をまとめた物を以下の図 3.12,3.13,3.14 に示す。ここではモデルファイルの prefactor を固定せずにフィッティングを行うことによって最も適した値を求める。

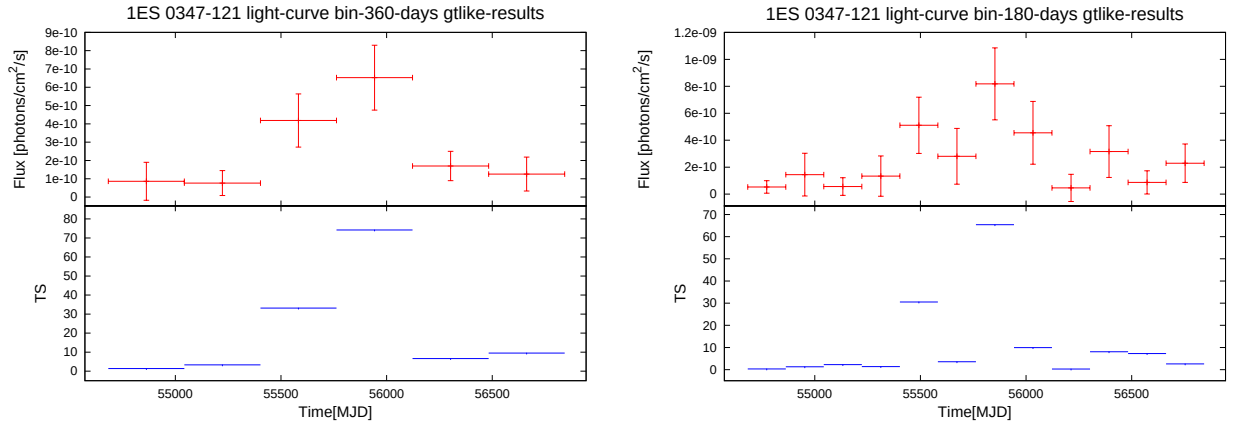


図 3.12:

(左) 1ES0347-121 の 360 日 bin の光度曲線と TS の推移

(右) 1ES0347-121 の 180 日 bin の光度曲線と TS の推移

上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%

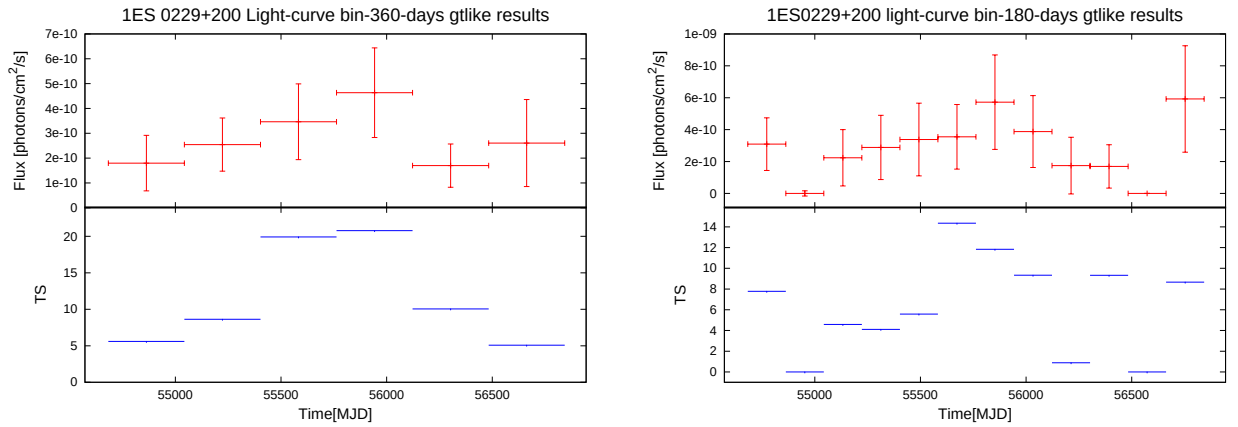


図 3.13:

(左) 1ES0229+200 の 360 日 bin の光度と TS の推移

(右) 1ES0229+200 の 180 日 bin の光度と TS の推移

上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%

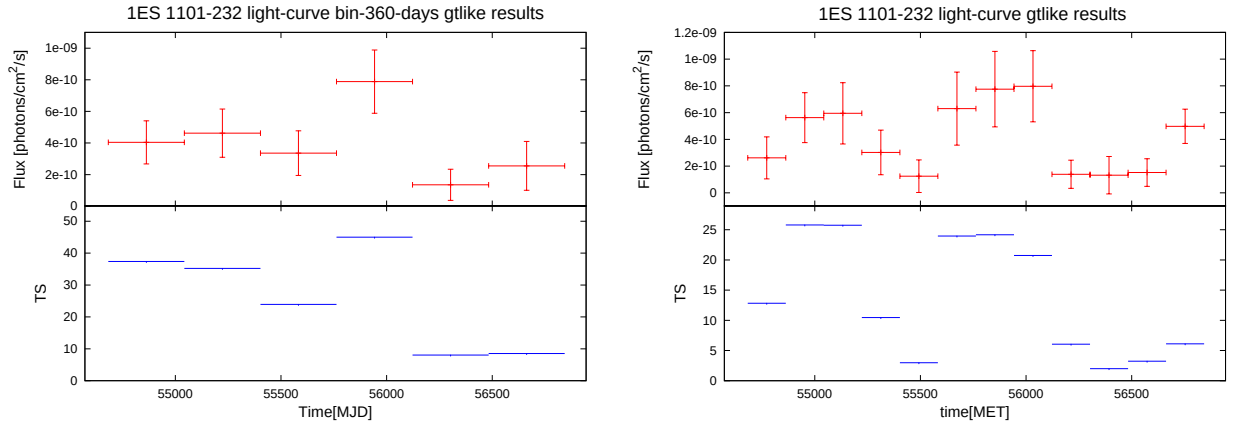


図 3.14:

(左) 1ES01101-232 の 360 日 bin の光度と TS の推移

(右) 1ES1101-232 の 180 日 bin の光度と TS の推移

上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%

gtlike は結果の誤差を少なく見積もってしまう可能性があるので再計算を行った。再計算の方法を以下に述べる。

gtlike を行った際に、式 3.3 の尤度 L の対数をとった $\ln(L)$ という値も同時に計算される。prefacotr を固定せずに計算した場合 $\ln(L)$ が最小になるような prefactor の値が計算される。この prefactor を最適値からずらしたような値でモデル固定し、gtlike で計算を行うと前の値よりも $\ln(L)$ が大きく計算される。最小の $\ln(L)$ と、prefacotr を固定して求めた $\ln(L)$ の差をとることで誤差を求めることができる。例えば $\ln(L)$ の差が 0.5 なら 1σ 、1.35 なら 2σ 、1.92 なら 3σ の信頼係数を持つ誤差が求められる。実際に計算し、prefactor と $\ln(L)$ の関係を表したものを図 3.15 に示す。赤い点は実際に計算した点、黒い曲線は計算値の近似曲線を示す。青の線はそれぞれ $y = 0.5$ 、1.35、1.92 の直線を表す。曲線と直線が交わる箇所の prefactor をとるときのフラックスが誤差になる。図 3.15 を見れば分かるように、この関係はしばしば左右非対称となる。これは非対称の誤差がつくことを意味する。

こうして時期毎に誤差を評価した。TS の値が $9(3\sigma)$ 以下の検出点は信頼係数 90% の上限値、TS の値が 9 以上の検出点は信頼係数 68% の誤差付きの点として、光度曲線としてプロットした物を図 3.16, 3.17, 3.18 に示す。

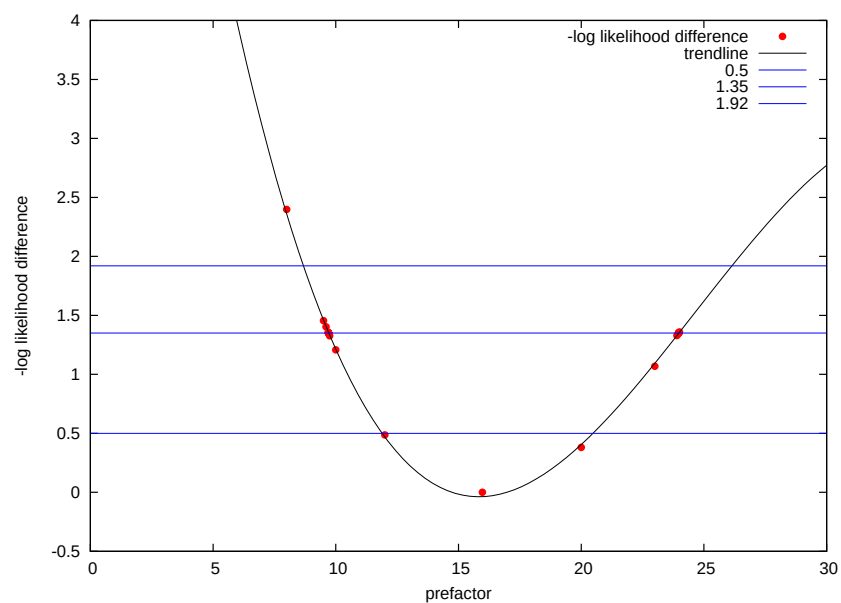


図 3.15: prefactor と -log likelihood の関係

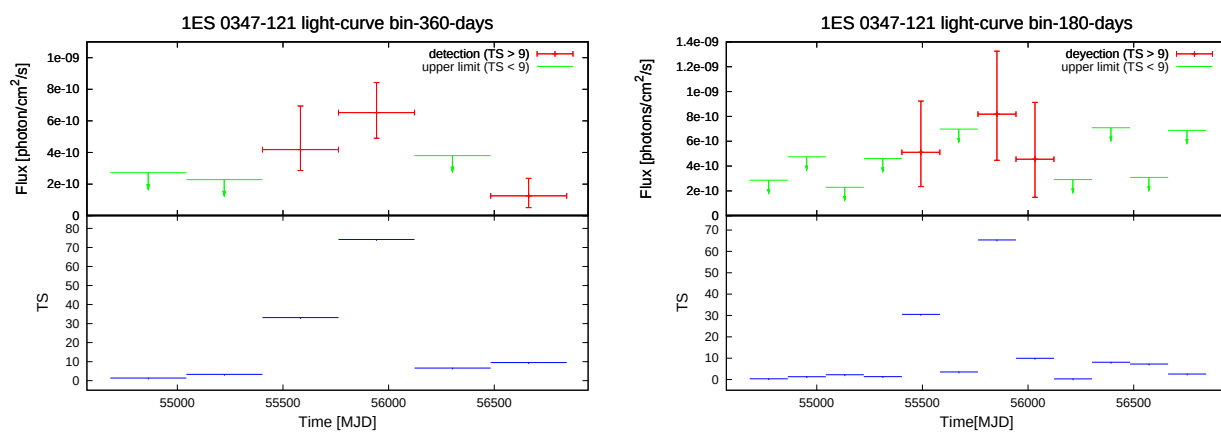


図 3.16:

(左) 1ES0347-121 の 360 日 bin の光度と TS の推移

(右) 1ES0347-121 の 180 日 bin の光度と TS の推移

上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%

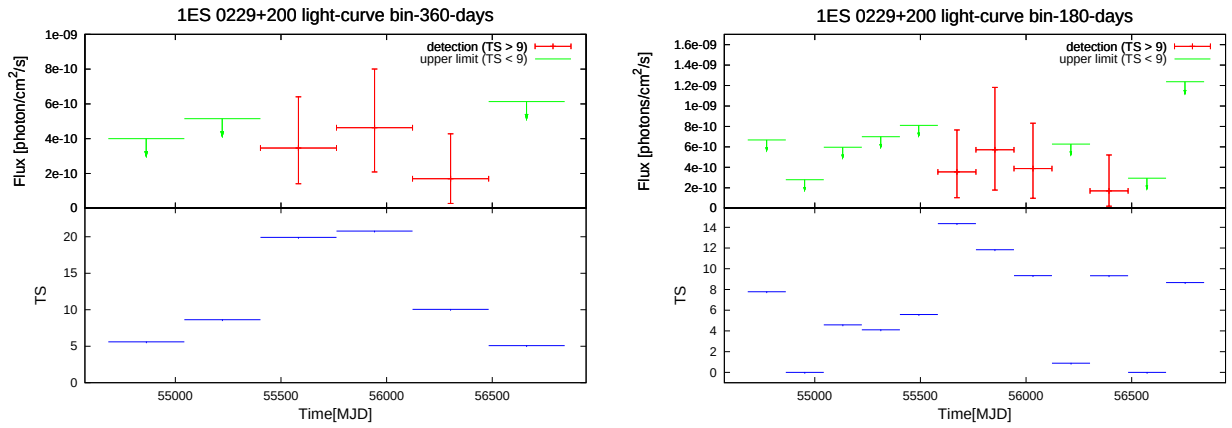


図 3.17:

(左) 1ES0229+200 の 360 日 bin の光度と TS の推移

(右) 1ES0229+200 の 180 日 bin の光度と TS の推移

上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%

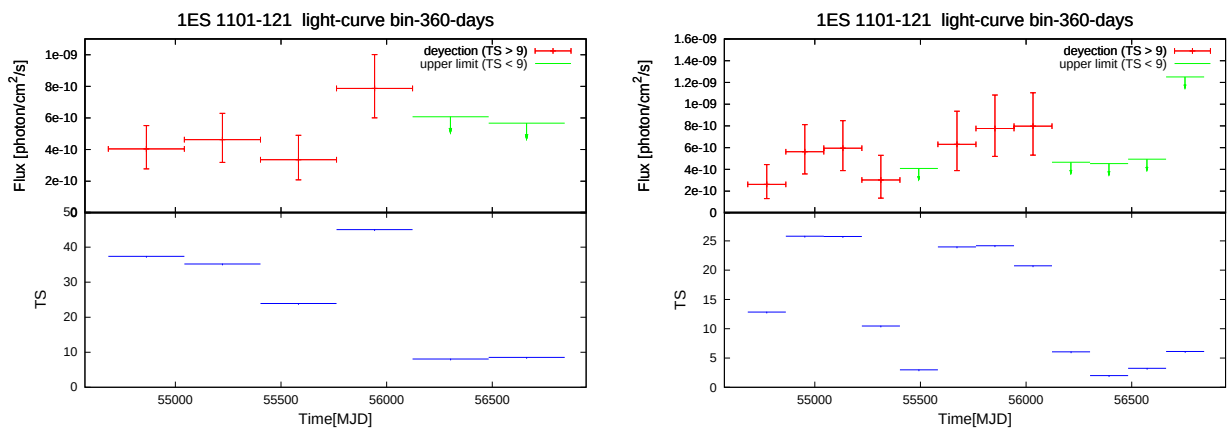


図 3.18:

(左) 1ES1101-232 の 360 日 bin の光度と TS の推移

(右) 1ES1101-232 の 180 日 bin の光度と TS の推移

上図が光度曲線、下図が TS の推移を表す。光度曲線の誤差の信頼係数は 68%

図 3.16, 3.17, 3.18 を見れば分かるように TS が 9 以上の検出点が半数ほどしかなく、上限値とした点も半数しかない。通常は数十点以上の検出点に対してフィッティングを行い、変動を調査する。数点しかないような今回の結果から変動を調査することは非常に難しい。そこで本研究では、少しでもデータ点が多くなるように gtlike によって直接求めた値を用いて少しでも数が多いデータについて変動を調査する。

3.5.2 スペクトルエネルギー分布 (SED)

続いて先行研究との比較を行うために、スペクトルエネルギー分布を作成した。具体的にはエネルギーを区切り、それぞれのエネルギー帯で gtlike による解析を行って prefactor を求める。求めた Prefactor、index、scale の値から $\frac{dN}{dE}$ を求めることができる。 $\frac{dN}{dE}$ の単位は $[cm^{-2}s^{-1}MeV^{-1}]$ であるので、それぞれのエネルギー帯の中心値の二乗をかけて係数の変換を行うことによって単位を $[ergcm^{-2}s^{-1}]$ に変換しプロットする。このとき解析するエネルギー範囲の中心値と式 3.1 の scale の値それぞれの点でを一致させる。こうすることによって index がどのような値であろうと式 3.1 の $\left(\frac{E}{E_0}\right)^\gamma$ の部分は 1 となるので、gtlike によって求めた prefactor の値とその誤差から上のような変換を行えばエネルギースペクトル分布の誤差を簡単に求めることができる。

次にエネルギースペクトル分布の解析の条件を示す。これらの解析は以下のような条件で行った。

データセット	pass8
イベントセレクション	SOURCE class
エネルギー範囲	1GeV~300GeV
解析期間 [MET]	239557417~426181417
解析期間 [日付]	2008-08-04 ~ 2014-07-04
観測領域 (ROI)	15°
Zenith angle	$\leq 100^\circ$
Time Cuts Filter	DATA_QUAL>0 && LAT_CONFIG==1 && ABS(ROCK_ANGLE)<52
Science Tools バージョン	v9r34p1
Galactic Diffuse	template_4years_P8_V2_scaled.fits
Extragalactic Diffuse	isotropic_source_4years_P8V3.txt

表 3.3: エネルギースペクトル分布の解析条件

このとき、1 GeV~300 GeV を三分割して解析を行った。エネルギースペクトル分布は両対数で表示されるのが一般的であるので、log 空間で等間隔になるように解析するエネルギー範囲を 1 GeV~ 300^{1/3} GeV, 300^{1/3} GeV~ 300^{2/3} GeV, 300^{2/3} GeV~300 GeV として解析を行った。その解析結果を図 3.19, 3.21, 3.25 に示す。また 1ES0347-121 に関しては Y.T.Tanaka et al 2014、1ES0229+200 に関しては Vovk et al 2012 と Charles D. Dermer et al 2011 と比較を行った。1ES1101-232 に関しては先行研究の例が発見できなかった。

図 3.20 は 1ES0347-121 の解析結果と Y.T.Tanaka(2014) の結果を比較した図である。図 3.20 の桃色の点は HESS のデータ、水色の点は CIB 光子による吸収を補正したデータ、オレンジ色の点はフェルミ衛星の pass7 で解析をした結果である [16]。図中の曲線は銀河間磁場の強度ごとに予想されるモデルカーブを示す。青色の点が今回解析を行ったフェルミ衛星の pass8 のデータである。

さらに図 3.23、3.24 は 1ES0229+200 の解析結果と Charles D. Dermer et al(2011) の結果を比較したものである。TeV 領域の赤い点は VERITAS のデータ、青い点は HESS のデータ点を表す。GeV 領域の赤い点は今回の pass8 の解析結果を、黒い矢印は先行研究の pass7 の解析結果を表す。MeV~TeV 領域の曲線はそれぞれ銀河間磁場ごとのモデル曲線を表す。この二次ガンマ線モデルは次のような式で表される。

$$\nu F\nu = \frac{3}{2} \left(\frac{\epsilon_s}{\epsilon_0} \right) \int_{\max[\sqrt{\epsilon_s/4E_0}, \gamma_{dfl}, \gamma(\Delta t_{eng})]}^{\infty} d\gamma \gamma^{-4} \left(1 - \frac{\epsilon_s}{4\gamma^2 \epsilon_0} \right) \times \int_{\gamma}^{\infty} d\gamma_i \frac{f_{\epsilon} \{ \exp[\tau_{\gamma\gamma}(\epsilon, z)] - 1 \}}{\epsilon^2} \quad (3.6)$$

ここで ϵ は光子のエネルギー、 $\gamma_i = \epsilon/2$ である。一つ目の積分は天体からの光子が電子・陽電子対を生成する際に吸収されるフラックスを表し、二つ目の積分は電子による逆コンプトン散乱のスペクトルを表す。 $\tau_{\gamma\gamma}$ は赤方偏移 $z \ll 1$ での CIB の不透明度である。これは CIB のモデルによって異なる値をとる。続いて積分範囲のパラメーターについて説明する。 ϵ_s は CMB 光子を散乱するような電子の最小のローレンツ因子である。 γ_{dfl} はトムソン散乱による冷却時間と、電子がジェットの外側で曲げられるときのタイムスケール $\frac{\theta_j r_L}{c}$ から求められる電子のローレンツ因子を表す。 $\gamma(\Delta t_{eng})$ は (Δt_{eng}) の間、電子が冷却された時の電子のローレンツ因子を表す。

図 3.23 の図は (Δt_{eng}) が無限に長い間一定である場合のモデルカーブと解析結果を比較した図である。図 3.24 は (Δt_{eng}) が ~ 3 年であると仮定した場合のモデルカーブと解析結果を比較したものである。どちらの図のモデルもジェットの広がり角は $\theta_j = 0.1$ だと仮定している。

さらに全天体について NED と比較を行った。NED(NASA/IPAC Extragalactic Database) とは NASA 等の宇宙研究機関の銀河系外の天体の様々な電磁波のデータをまとめた情報サイトのことである [33]。

先行研究と比較することによって銀河間磁場の制限に関する考察を次の章で行う。

次に Y.T.tanaka 2014 のデータと比較したエネルギースペクトル分布を示す。その時 NED のデータとも比較を行った。

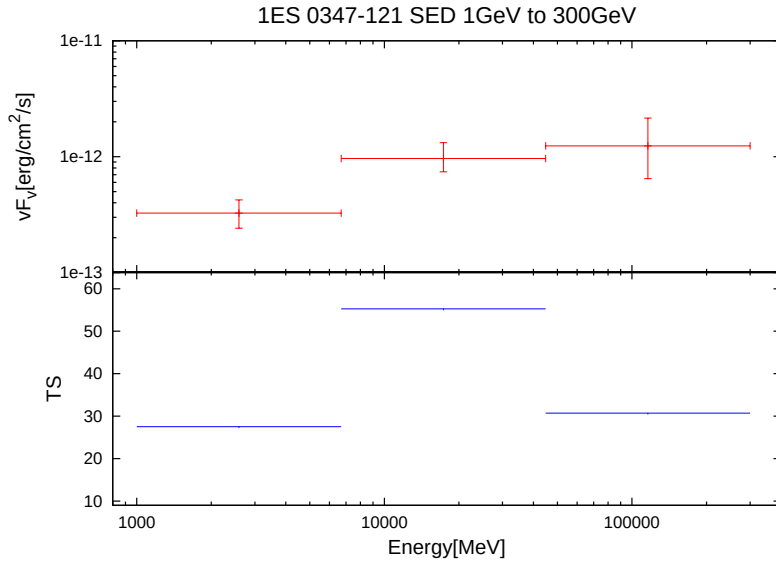


図 3.19: 1ES0347-121 の 1GeV から 300GeV のエネルギースペクトル分布。誤差の信頼係数は 68%

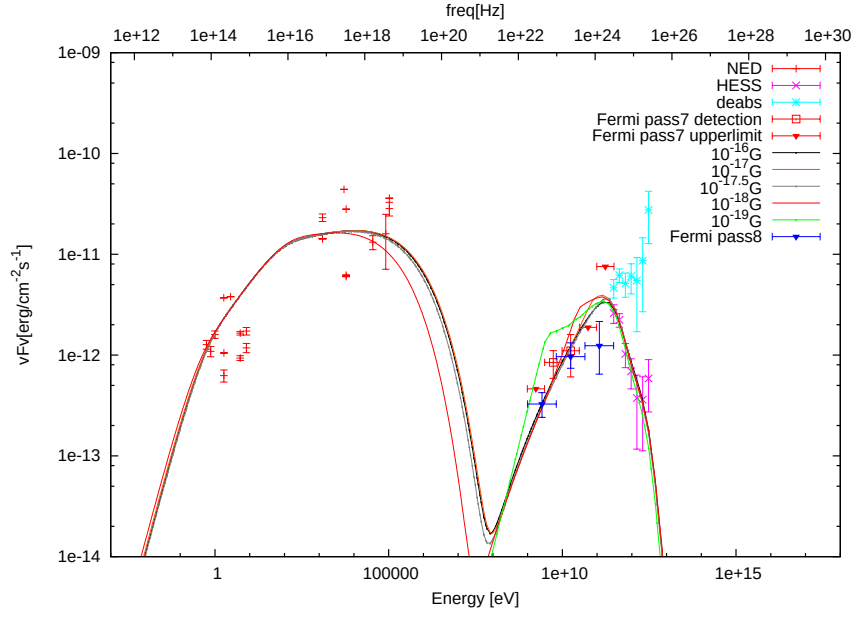


図 3.20: 1ES0347-121 の広帯域エネルギースペクトル分布。曲線は磁場毎に予想されるスペクトルを示す [16]。TeV 領域のピンクの点は HESS 観測データ、水色の点は CIB 光子による吸収を補正したものである [16]。赤の点は NED のデータである [33]。

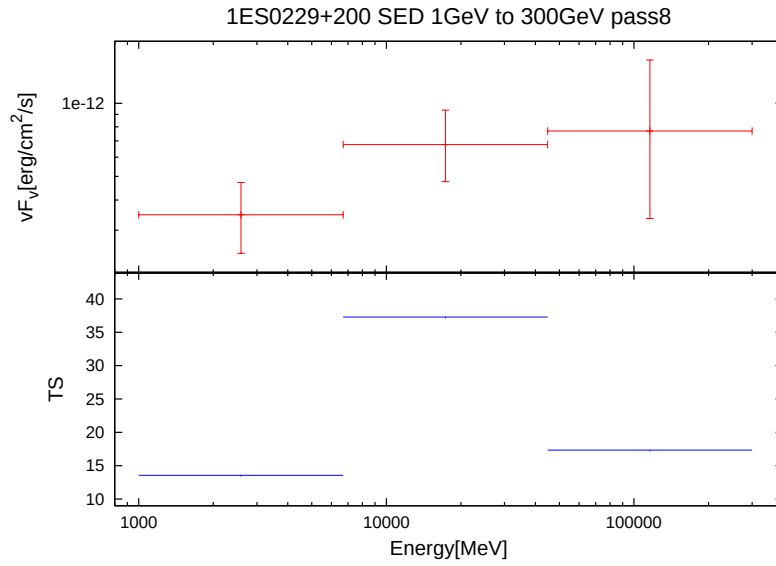


図 3.21: 1ES0229+200 の 1 GeV から 300 GeV のエネルギースペクトル分布。誤差の信頼係数は 68%

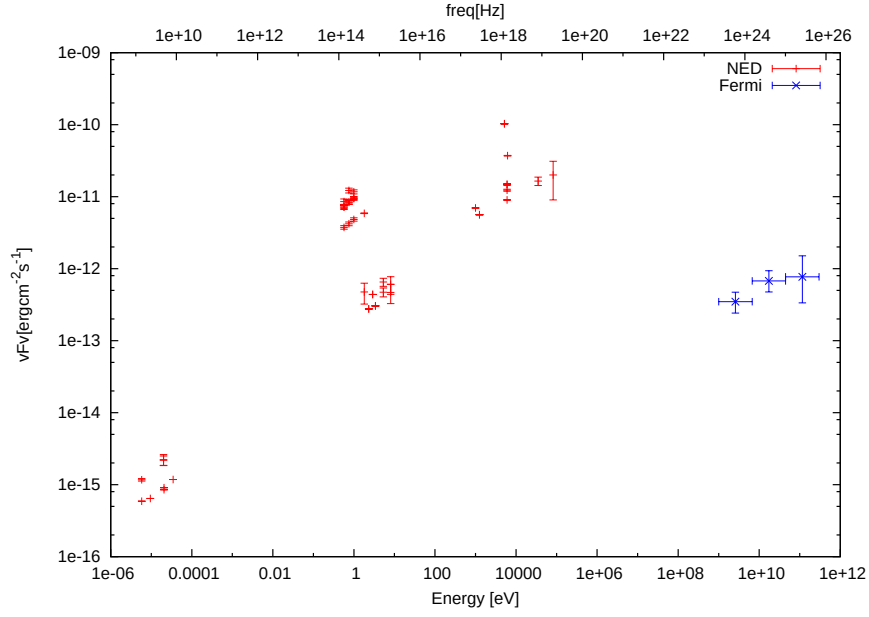


図 3.22: 1ES0229+200 の広帯域エネルギースペクトル分布

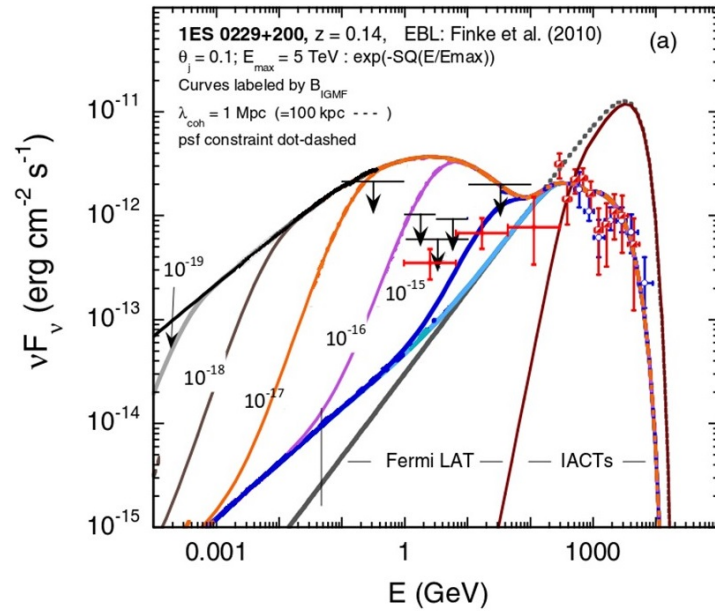


図 3.23: TeV の光度が一定となるタイムスケールが一定としたときのモデルカーブとの比較

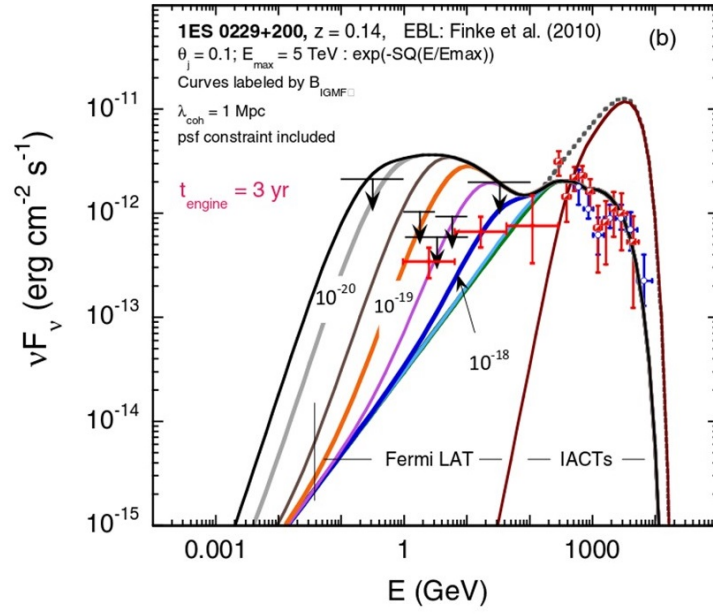


図 3.24: TeV の光度が一定となるタイムスケールが ~3 年としたときのモデルカーブとの比較

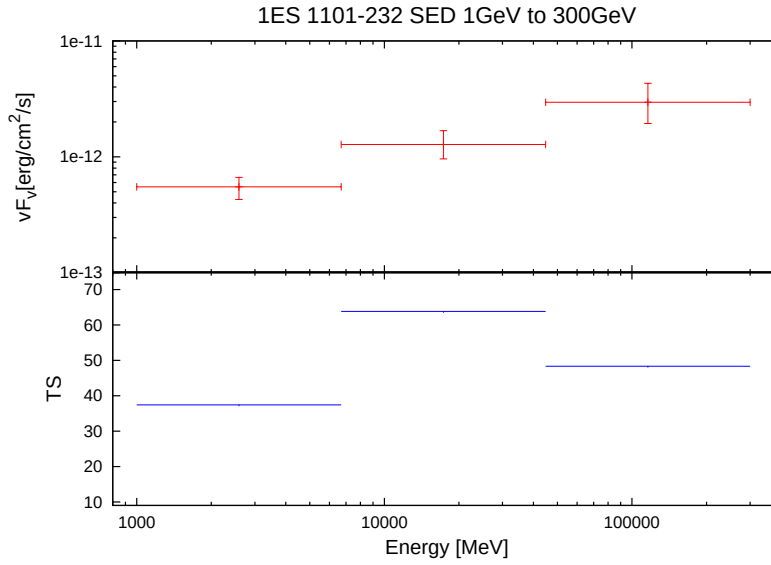


図 3.25: 1ES1101-232 の 1 GeV から 300 GeV のエネルギースペクトル分布。誤差の信頼係数は 68%

次に広帯域のエネルギースペクトル分布を示す。その時 NED のデータとも比較を行った。

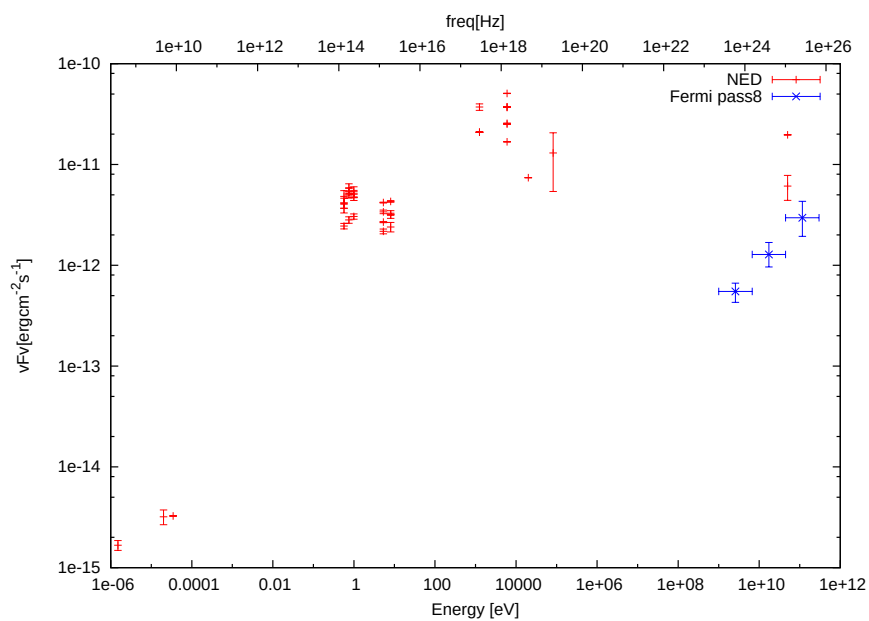


図 3.26: 1ES1101-232 のエネルギースペクトル分布。誤差の信頼係数は 68%

第4章 考察

4.1 時間変動の兆候

ここでは3.4.1で得られた光度曲線を用いて、どれくらいの変動があるのかを調査する。そこで MATTEO (2013) と同様に直線でフィッティングを行い、光度曲線が直線からどれくらい逸れているのかを調べた。

フィッティングの際は 3σ 以上の検出点のみを使用して行うのが一般的である。しかし今回の場合はデータ数が非常に少なく、検出点のみでのフィッティングが意味をなさない可能性が高い。そこで実際にフィッティングに用いたデータは gtlike によって直接求められたものを使用した。

以下にフィッティングの結果を示す。今回のフィッティングでは世界で広く利用されているグラフ作成ソフトウェアである gnuplot を用いた。

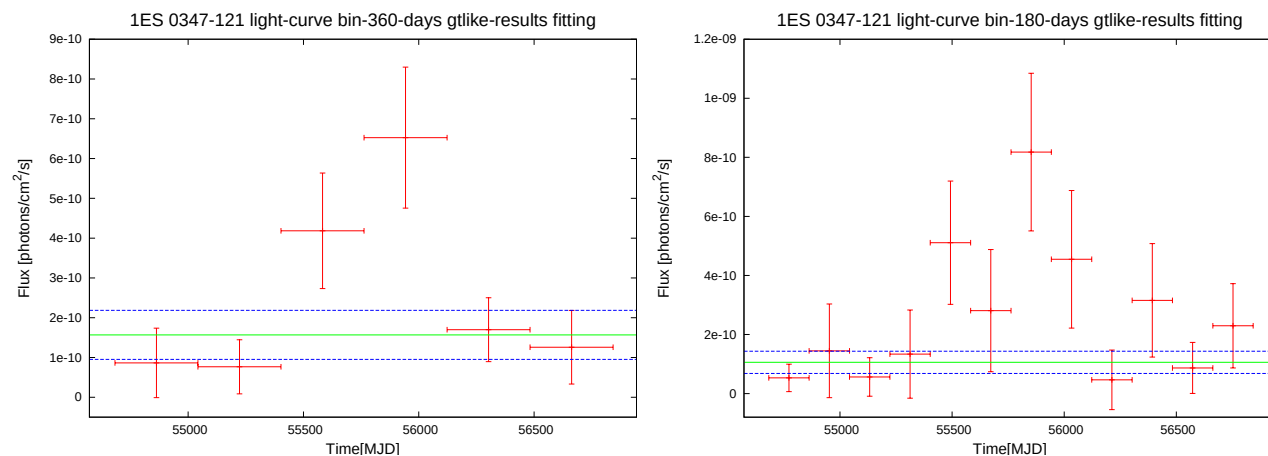


図 4.1:

(左)1ES 0347-121 の 360 日 bin の光度曲線とそのフィット結果

(右)1ES 0347-121 の 180 日 bin の光度曲線とそのフィット結果

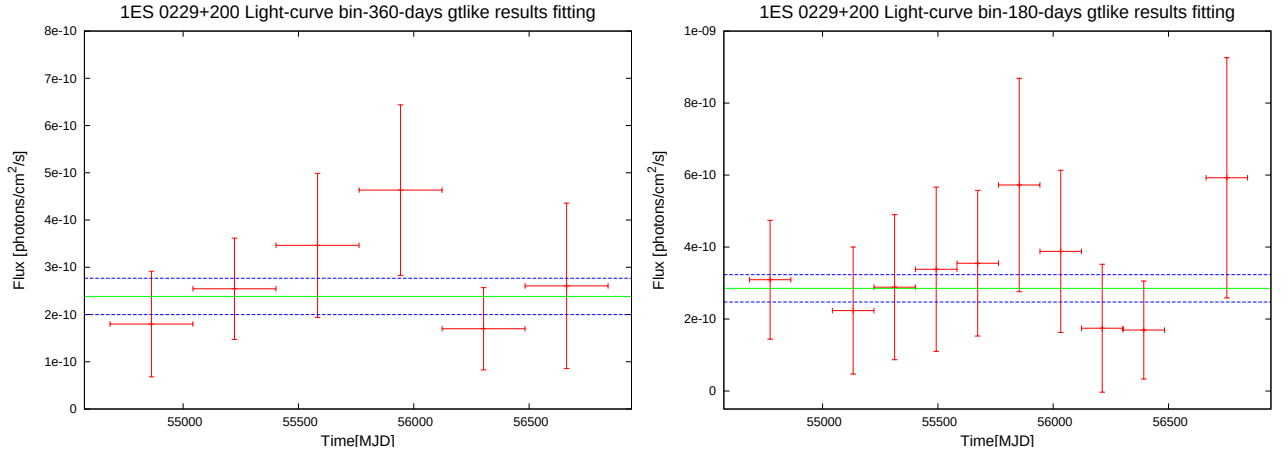


図 4.2:

(左)1ES 0229+200 の 360 日 bin の光度曲線とそのフィット結果

(右)1ES 0229+200 の 180 日 bin の光度曲線とそのフィット結果

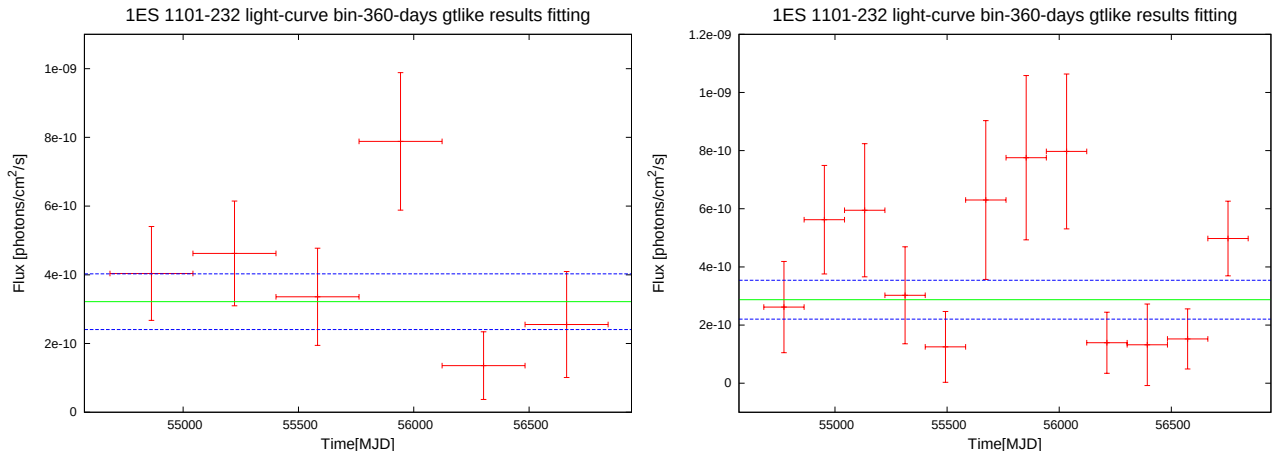


図 4.3:

(左)1ES 1101-232 の 360 日 bin の光度曲線とそのフィット結果

(右)1ES 1101-232 の 180 日 bin の光度曲線とそのフィット結果

ここで緑色の直線がフィッティングの結果を示す。上下に青い線は誤差を示す。図 4.2, 1ES0229+200 の 180 日 bin の 54862~55042[MJD] の点と 56302~56482[MJD] の点は TS の値が著しく低く誤差を正しく見積もることが困難であるため、これらの点を除いてフィッティングを行っている。

以上の結果をまとめたものを表 4.1 に示す。

	フラックス [$\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	reduced chisquare	chance probability	自由度
1ES 0347-121(360 日 bin)	$1.30 \times 10^{-10} \pm 0.54 \times 10^{-10}$	2.87	1.35%	5
1ES 0347-121(180 日 bin)	$1.06 \times 10^{-10} \pm 0.38 \times 10^{-10}$	1.65	7.86%	11
1ES 0229+200(360 日 bin)	$2.38 \times 10^{-10} \pm 0.38 \times 10^{-10}$	0.598	70.17%	5
1ES 0229+200(180 日 bin)	$2.85 \times 10^{-10} \pm 0.38 \times 10^{-10}$	0.38	96.26%	9
1ES 1101-232(360 日 bin)	$3.22 \times 10^{-10} \pm 0.81 \times 10^{-10}$	2.11	6.09%	5
1ES 1101-232(180 日 bin)	$2.87 \times 10^{-10} \pm 0.67 \times 10^{-10}$	2.02	2.31%	11

表 4.1: フィッティング結果

表の chance probability の値は、直線から偶然逸脱する確率を表す。この表 4.1 より、最も強く光度の変動が示唆されたのが 1ES 0347-121 の 360 日 bin のデータであることがわかる。そして図 4.1 から 1ES0347-121 の変動のタイムスケールはおよそ 2 年であることが推察される。その次に変動が示唆されるのは 1ES 1101-232 の 180 日 bin のデータである。これは図 4.1 から 1ES1101-232 の変動のタイムスケールはおよそ 1 年半であることが推察される。Charles D.Dermer et al (2011) によれば、数年のタイムスケールでの変動を仮定すれば、近似的に $B \geq 10^{-19} \left(\frac{E}{10\text{GeV}} \right) \sqrt{\frac{\Delta t}{3\text{year}}} \frac{1}{\sqrt{\lambda_{\gamma\gamma}}} [\text{G}]$ という見積もりをつけることができる [4]。ここで相関長は $\sim 1 \text{ Mpc}$ を仮定してある。Charles D.Dermer et al (2011) では ~ 3 年の変動のタイムスケールを仮定して銀河間磁場を $B \geq 5 \times 10^{-18} [\text{G}]$ と見積もっている。

この変動のタイムスケール $\Delta t = 2 \text{ year}$ としてやれば、 $B \geq 5 \times 10^{18} \times \sqrt{\frac{2\text{year}}{3\text{year}}} \cong 4 \times 10^{-18} \text{G}$ という磁場の強度が求められる。さらにこの変動のタイムスケール $\Delta t = 1.5 \text{ year}$ とすれば、 $\cong 3.5 \times 10^{-18} \text{G}$ となる。GeV 帯域の変動と TeV 帯域の変動が同期すると仮定すれば、Charles D.Dermer et al (2011) で見積もられた銀河間磁場よりも、より弱く現実に即した磁場を推定することができる。

しかし、1.35%, 2.31% という値では変動を示す証拠を発見したといえない。しかし変動の兆候を示唆するような結果が得られた。

4.2 エネルギースペクトル分布の先行研究との比較

ここでは、今回解析して求めたエネルギースペクトル分布と先行研究のモデルカーブを比較する。1ES00347-232 については Y.T.Tanaka(2014) のモデルカーブ、1ES0229+200 については Vovk et al (2012)、Dermer(2010) のモデルカーブと比較を行った。1ES1101-121 については該当する論文が見つからなかったため、ここでは議論を行わない。この時次のような手順で調査を行った。まずモデルカーブと自分の結果の νF_ν の値がどれくらいの差があるのかを調べた。次に今回の結果から差分を差し引き、この値を $f(x)=0$ の直線でフィッティングを行い、残差の加重二乗和を求めて比較した。

まず 1ES0347-121 についての解析結果と T.Y.tanaka(2014) のモデルカーブを比較を行ったものを図 3.20 に示す。さらに図 3.20 を拡大した物を図 4.4 に示す。Y.T.Tanaka(2014) のモデルは Δt_{eng} を $\sim 3\text{year}$ というタイムスケールで仮定を行ってモデルカーブを書いている。また、今回解析したフェルミ衛星の結果は信頼係数 68% の誤差をつけて表示している。1 GeV $\sim$ 6.69 GeV のビンと 6.69 GeV $\sim$ 48.81 GeV のビンは Y.T.Tanaka et al 2014 のほとんどのモデルカーブとよく合っていることがわかる。また逆に 10^{-19}G と 10^{-18}G のモデ

ルカーブとは合っていない。次に 48.81 GeV～300 GeV のビンを見ると、モデルカーブと誤差内で一致していないことがわかる。これは信頼係数を 68% と低めに見積もっていることが原因かと思われる。

次に表 4.2 モデルカーブとの残差の加重二乗和を示す。これより銀河間磁場は $10^{-17.5}$ G 以上のモデルカーブとよく一致することがわかった。フェルミ衛星の結果は T.Y.Tanaka et al(2014) の結果と無矛盾であり、かつ精度よく値を求めることができた。さらに前節で求めた値ともおおよそ近い値を得ることができている。

続いて、今回の 1ES0229+200 の解析結果と Dermer(2011) のモデルカーブを 1ES0347-121 と同様にし、比較を行い、どのモデルカーブが最も適しているのかを調べた。図 4.5、4.6 に今回の解析結果と比較的近いモデルカーブを 3 つ抽出して比較したものを示す。また、これらの残差の加重二乗和を調べてまとめたものを表の 4.3、4.4 に示す。前節の結果では、1ES0229+200 には光度の変動が見受けられなかったので、図 4.5 のモデルカーブとよく合うと予想した。しかし表 4.3、4.4 を見れば分かるとおり、光度が一定の場合と一定ではない場合のモデルの間で同程度となっている。銀河間磁場の研究はまだまだ発展途上であり、推定に使われるモデルは不定性が大いと考えられる。

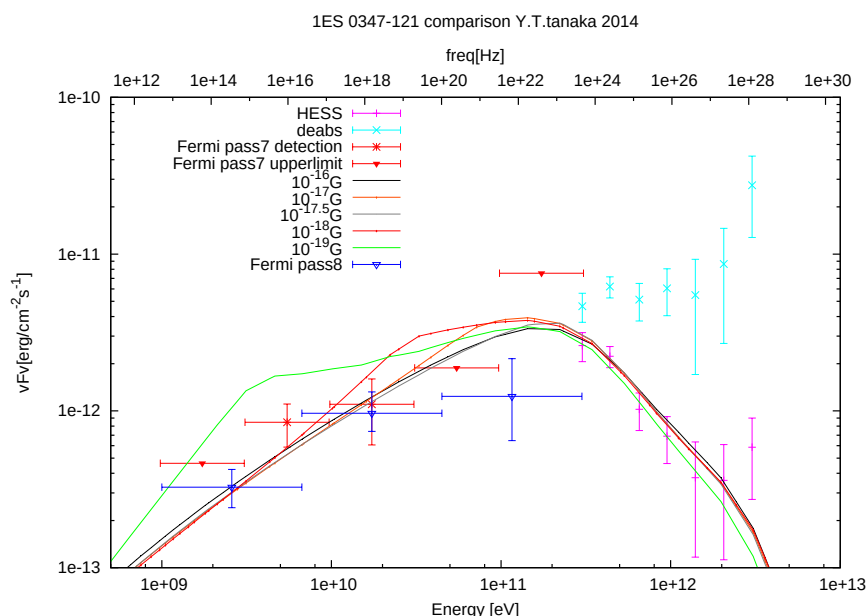


図 4.4: 図 3.20 の高エネルギー側を拡大した図。

モデルの銀河間磁場の強度 [G]	残差の加重二乗和
$10^{-17.5}$	1.00
10^{-18}	2.22
10^{-19}	53.5

表 4.2: 今回の 1ES0347-121 の解析結果と T.Y.tanaka et al(2014) のモデルカーブとの残差の加重二乗和

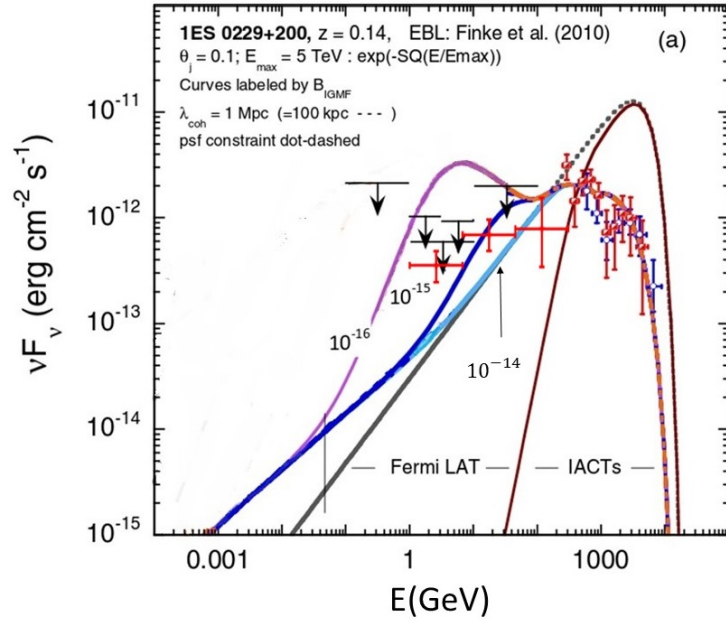


図 4.5: TeV 放射が一定と仮定した場合のモデルカーブとの比較

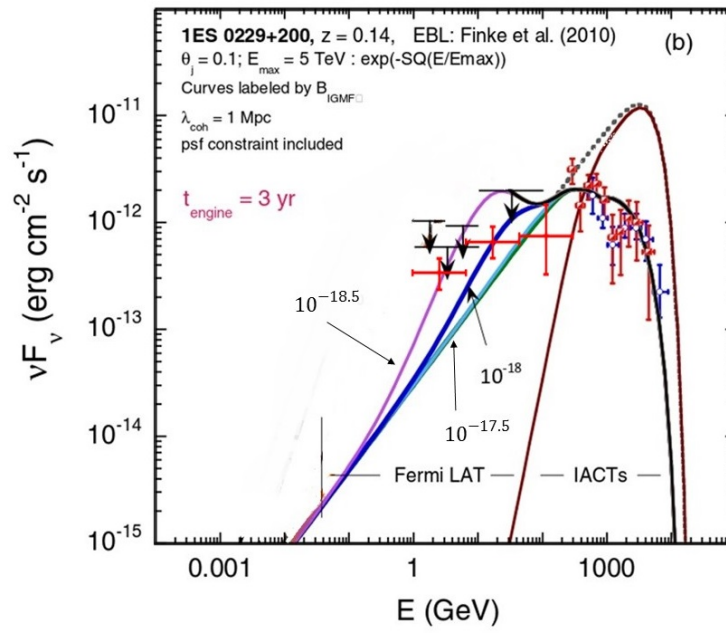


図 4.6: TeV の光度が一定となるタイムスケールが ~ 3 年とした場合のモデルカーブとの比較

モデルの銀河間磁場の強度	残差の加重二乗和
10^{-16}	257
10^{-15}	6.15
10^{-14}	7.05

表 4.3: TeV 放射が一定と仮定した場合のモデルカーブと 1ES0229+200 の解析結果の残差の加重二乗和

モデルの銀河間磁場の強度	残差の加重二乗和
$10^{-18.5}$	20.89
10^{-18}	5.63
$10^{-17.5}$	7.63

表 4.4: TeV の光度が一定となるタイムスケールが 3 年間とした場合のモデルカーブと 1ES0229+200 の解析結果の残差の加重二乗和

第5章 まとめと今後

本研究ではガンマ線観測衛星であるフェルミ衛星のデータを用いてエクストリームブレーザーの光度変動を探索した。さらにエネルギースペクトル分布を調査して先行研究と比較を行うことによって銀河間磁場の推定を試みた。そしてエクストリームブレーザーの光度変動の兆候を示す結果を得ることができた。また先行研究と矛盾しないエネルギースペクトル分布を求めた。さらに pass8 のデータを使用することによって先行研究よりも精度がよい結果を得ることができ、これらの結果を補強することができた。しかしモデル自体に不定性も大きいと考えられるため、今後のモデルの研究の発展を期待する。

今回はフェルミ衛星のデータでの解析だったが、硬 X 線衛星 NuSATR のデータを解析し、エクストリームブレーザーの X 線領域の振る舞いについて調査を行いたいと考えている。また、今回の論点はフラックスが一定となるタイムスケールに注目して議論を行ったが、背景赤外線放射などのまだよくわかっていない部分を明らかにしたいと考えている。

謝辞

今回の卒業論文を執筆するにあたって、様々な方々にお世話になりました。田中さんには毎週解析結果のチェックをやっていただきました。その他にもこの卒業論文を執筆するにあたって、様々なアドバイスをいただきました。本当にありがとうございました。深澤先生には今回の研究は勿論のこと、普段からお世話していただき本当に感謝しております。植村先生は専門外にも関わらず、毎週のブレーザー会議で自分に助言をいただきました。ありがとうございました。さらにスタッフの伊藤さんにはありとあらゆる宇宙の知識やフェルミ衛星の解析の方法など、いろいろなことを教えてもらいました。その他、研究室のスタッフの皆様、先輩方、事務の皆様など、本当にお世話になりました。ありがとうございました。

関連図書

- [1] Abdo, A. A., et al., “ Fermi Large Area Telescope Observations of Markarian 421: The Missing Piece of its Spectral Energy Distribution ”,ApJ, vol. 736, pp. 131, August 2011.
- [2] A. A. Abdo et al “ FERMI OBSERVATIONS OF γ -RAY EMISSION FROM THE MOON FERMI “ The Astrophysical Journal, 758:140 (8pp), 2012 October 20
- [3] Andrii Neronov & Ievgen Vovk “Evidence for Strong Extragalactic Magnetic Fields from Fermi Observations of TeV Blazars” ,Science 2 April 2010,Vol. 328 no. 5974 pp. 73-75
- [4] Charles D. Dermer ,Massimo Cavadini ,Soebur Razzaque,Justin D. Finke,James Chiang,Benoit Lott “Time Delay of Cascade Radiation for TeV Blazars and the Measurement of the Intergalactic Magnetic Field”,2011
- [5] E. L. Wright “A Cosmology Calculator for the World Wide Web” Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 118: 1711–1715, 2006 December
- [6] F. Aharonian, et al ”New constraints on the Mid-IR EBL from the HESS discovery of VHE gamma rays from 1ES 0229+200”,arXiv:0709.4584, 28 Sep 2007
- [7] Finke, J. D., Razzaque, S., & Dermer, C. D. 2010, ApJ, 712, 238
- [8] F.Tavecchio et al “The intergalactic magnetic field constrained by Fermi/LAT observations of the TeV blazar 1ES 0229+200”, r arXiv:1004.1329v2,2010
- [9] Kneiske, T. M., & Dole, H. 2010, A&A, 515, A19
- [10] Lawrence M. Widrow et al “The First Magnetic Fields” ,arXiv:1109.4052v1 19 Sep 2011
- [11] MATTEO CERRUTI “VERITAS results from a three-year observing campaign on the BL lac object 1ES 0229+200” ,33RD INTERNATIONAL COSMIC RAY CONFERENCE ,2013
- [12] R.plaga “Detecting intergalactic magnetic fields using time delays in pluses of γ -rays” Nature , 430-432
- [13] T. M. Kneiske , T. Bretz , K. Mannheim , and D. H. Hartmann ”Implications of cosmological gamma-ray absorption II. Modification of gamma-ray spectra” , A&A 413, 807–815 (2004)
- [14] Vovk et al ”FERMI/LAT OBSERVATIONS OF 1ES 0229+200: IMPLICATIONS FOR EXTRAGALACTIC MAGNETIC FIELDS AND BACKGROUND LIGHT” ,The Astrophysical Journal Letters, 747:L14 (5pp), 2012 March 1

- [15] W.Atwood et al 'Pass 8: Toward the Full Realization of the Fermi-LAT Scientific Potential',arXiv:1303.3514 , 2013
- [16] Y.T.Tanaka et al "Extreme Blazars Studied with Fermi-LAT and Suzaku: 1ES 0347-121 and Blazar Candidate HESS J1943+213",arXiv:1404.3727,2014
- [17] 高橋慶太郎、市來淨與、井上 進。森 正樹 "高エネルギー天体からのガンマ線観測による銀河間磁場の測定" 天文月報、第 106 巻、第 1 号
- [18] 高橋慶太郎、市來淨與、井上 進。森 正樹 "高エネルギー天体からのガンマ線観測による銀河間磁場の測定" 天文月報、第 106 巻、第 1 号
- [19] シリーズ現代の天文学 7 巻：宇宙の観測 高エネルギー天文学
- [20] シリーズ現代の天文学 4 巻：銀河 銀河と宇宙の階層構造
- [21] <http://www.kakioka-jma.go.jp/index.html>
- [22] <http://www.sdss.org/science/>
- [23] http://www.nasa.gov/mission_pages/swift/bursts/active_galaxies.html
- [24] <http://tevcat.uchicago.edu/>
- [25] <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>
- [26] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nustar/>
- [27] <https://www-glast.stanford.edu/instrument.html>
- [28] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/about/>
- [29] <http://people.umass.edu/eppex/veritas/>
- [30] <http://www.riken.jp/pr/press/2010/20100407/>
- [31] http://www.windows2universe.org/earth/Atmosphere/earth_atmosph_radiation_budget.html
- [32] http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Introduction/LAT_ov
- [33] <https://ned.ipac.caltech.edu/>