

修士学位論文

超新星残骸 Monoceros Loop のフェルミ衛星によるガンマ線
観測
2013年度
(平成25年度)

茨城大学大学院理工学研究科
理学専攻

12NM158A
杉山 重実

概要

本研究では、超新星残骸 Monoceros Loop をフェルミ衛星による GeV ガンマ線データの解析を行い、超新星残骸とその近傍分子雲における粒子の加速や拡散のメカニズムを調べることを目的とする。

宇宙線とは 1912 年に V.F.Hess により発見された宇宙空間を飛び交う高エネルギー粒子を指し、地球近傍で測定される 99% は陽子である。宇宙線の起源や加速機構については超新星爆発による説が有力であり、爆発時の爆風が超音速で膨張し星間空間に衝撃波を生じ、フェルミ統計加速と呼ばれる加速機構により粒子が高エネルギーまで加速される、という説が提唱されている。しかし、宇宙線は荷電粒子であり、銀河磁場などの影響により方向が曲げられてしまうため、地球で観測されたときには本来の到来方向の情報がわからなくなっている。到来方向を特定するには、加速領域において粒子と周辺の物質などと相互作用し発する電磁波を観測すればよい。特にガンマ線は高エネルギー粒子の存在を示す証拠となる。

フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡（以下「フェルミ衛星」）は、2008 年 6 月に日米欧の国際協力により開発されたガンマ線天文衛星である。フェルミ衛星の 2 年間の観測データに基づき作成された GeV ガンマ線フェルミ天体カタログにある天体と同定された超新星残骸は 15 を数えており（可能性がある天体も含む）、宇宙線の加速起源と超新星残骸の研究がされてきている。ただし、ガンマ線の空間分解能は 1 GeV で 0.7degree であり、他の波長と比べて良くない。そこで、GeV ガンマ線フェルミ天体カタログと、超新星残骸についてまとめた Green Catalog の中から、ガンマ線の空間分布についての議論ができるよう、視直径が最大であり Fermi チームで論文が未発表の天体である Monoceros Loop に着目して解析を行う。Monoceros Loop は距離 1.6kpc、年齢 3.0×10^4 年とされる超新星残骸であり、これまで電波などにより観測されており、近傍にある分子雲 Rosette Nebula と相互作用していることが判明している。

本研究では、Monoceros Loop の解析にあたりフェルミ衛星による約 57 カ月 (2008.8.4-2013.5.9) のガンマ線観測データを使用し、解析に際し "Science Tools" というフェルミ衛星データを解析するツールを用いた。まず、Monoceros Loop の近傍にはパルサー "PSR J0633+0632" が存在し、このパルサーの影響を排除するため、Off-pulse 解析を行った。Off-pulse 解析とはパルサーが強く放射している時間をイベントデータからカットする方法である。この解析のためパルサー解析ソフト "Tempo2" を用いた。Off-pulse 解析を経て、Monoceros Loop 周辺のガンマ線カウントマップ作成、ガンマ線分布を調査するため最尤法によるフィッティングを行った。Monoceros Loop と Rosette Nebula のガンマ線形状モデルとして、前者は Disk 形状モデルと点源状モデルの 2 つ、後者は CO データより作成した。その結果、フェルミソースカタログでの 6 つの点源モデルよりも、3 つのモデルのほうがより良いフィッティングができることがわかった。Rosette Nebula のガンマ線放射と CO 放射が空間的に一致していることから、Monoceros Loop で生成された宇宙線が Rosette Nebula に逃げ出し、そこで相互作用によりガンマ線が放射していると考えられる。そこで 3 つのモデルを用い、それぞれのスペクトルを導出した。結果、これまでの超新星残骸同様、数 GeV 付近でスペクトル指数がソフトなスペクトルが得られた。

この中で Monoceros Loop の Disk 形状モデルのスペクトルと、電波のスペクトルを用いて π^0 中間子崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱のそれぞれ卓越する場合のガンマ線放射機構のスペクトルモデルによるフィッティングを行った。その結果、陽子起源である π^0 中間子崩壊のモデルで良く説明できることがわかった。

目次

第 1 章 Introduction	5
1.1 宇宙線	5
1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル	5
1.1.2 宇宙線の起源	6
1.2 高エネルギー粒子からのガンマ線放射機構	9
1.2.1 π^0 中間子崩壊	9
1.2.2 制動放射	9
1.2.3 逆コンプトン散乱	10
1.3 これまでの超新星残骸のガンマ線観測	11
1.4 超新星残骸 Monoceros Loop	11
第 2 章 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡	17
2.1 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の概要	17
2.2 Large Area Telescope(LAT) 検出器	18
2.2.1 トラッカー部 (TKR)	18
2.2.2 カロリメータ部 (CAL)	19
2.2.3 反同時計数シールド (ACD)	20
2.3 Large Area Telescope(LAT) 検出器の性能	20
第 3 章 データ解析手法	23
3.1 ガンマ線データの構造	23
3.2 データセレクション	24
3.3 Likelihood 解析	25
第 4 章 データ解析結果	29
4.1 PSR J0633+0632 の Off-pulse 解析	30
4.2 天体のガンマ線放射形状モデル作成	30
4.2.1 Rosette Nebula のモデル作成	31
4.2.2 Monoceros Loop のモデル作成	33
4.2.3 ガンマ線カウントマップと作成したモデルの比較	34
4.3 ガンマ線スペクトル	35
第 5 章 議論	39
5.1 ガンマ線の空間分布	39
5.2 多波長でのエネルギースペクトル分布	39
5.3 ガンマ線放射機構の議論	39
5.3.1 ガンマ線放射モデリング	40
5.3.2 ガンマ線放射機構によるスペクトルモデルによるフィッティング	41
5.4 議論のまとめ	45
第 6 章 まとめと今後	46

付録 A Science Tools	47
A.1 SCons を用いた Science Tools のインストール	47
A.2 Science Tools のコマンド	47
付録 B Tempo2	49

目次

1.1	宇宙線のエネルギースペクトル	5
1.2	Hillas プロット	6
1.3	衝撃波加速の模式図 1	7
1.4	衝撃波加速の模式図 2	8
1.5	π 中間子崩壊の模式図	9
1.6	制動放射の模式図	10
1.7	逆コンプトン散乱の模式図	10
1.8		12
1.9		12
1.10	W44 のガンマ線マップ	13
1.11		13
1.12		13
1.13	7 天体	14
1.14	7 天体	15
1.15	電波の Monoceros Loop	16
2.1	フェルミ衛星外観 [7]	17
2.2	LAT による全天マップと EGRET による全天マップ	18
2.3	Large Area Telescope(LAT)	19
2.4	トラックモジュールの写真 (左) と検出原理	19
2.5	カロリメータ (CAL)	20
2.6	反同時計数シールド (ACD)	20
2.7	視野 (Field of View) [14]	21
2.8	エネルギー毎の LAT の Point Spread Function の分布 [14]	22
2.9	LAT のエネルギー分解能	22
3.1	Fermi-LAT データ解析の流れ	23
3.2	Zenith Angle	25
4.1	Monoceros Loop のガンマ線画像	29
4.2	PSR J0633+0632 のパルス周期	30
4.3	Off-pulse 解析後のガンマ線カウントマップ	31
4.4	Off-pulse 解析後の残差マップ	31
4.5	対応する速度帯で積分した CO マップ	32
4.6	下限値以下のピクセルを 0 にした CO マップ	33
4.7	下限値以下のピクセルを 0 にした CO マップ	33
4.8	Monoceros Loop のガンマ線放射のみの残差マップ	34
4.9	Monoceros Loop の disk モデル	35
4.10	Monoceros Loop の disk モデル 2	35
4.11	作成した 3 つのモデルを組み合わせたモデルマップと Monoceros Loop / Rosette Nebula からの放射のみを残した残差マップの比較	36

4.12 Monoceros Loop の disk モデルでのガンマ線スペクトル	37
4.13 Monoceros Loop の point モデルでのガンマ線スペクトル	37
4.14 Rosette Nebula のガンマ線スペクトル	38
5.1 Monoceros Loop の電波のフラックス密度およびスペクトル指数 [46]	40
5.2 Monoceros Loop における ISRF	41
5.3 π^0 中間子崩壊が卓越した場合のモデル	43
5.4 制動放射が卓越した場合のモデル	43
5.5 逆コンプトン散乱が卓越した場合のモデル	44
5.6 ISRF モデルが 10 倍の場合のフィッティング結果	44
5.7 ISRF モデルが 100 倍の場合のフィッティング結果	45

第1章 Introduction

本章ではまずはじめに宇宙線について、そのあらしやエネルギーについての説明を行い、宇宙線起源に関する重要な理論である超新星残骸における衝撃波加速を述べる。次にこれまでの超新星残骸の観測結果と、本研究の解析対象天体である”Monoceros Loop”について、他波長での観測データとともに紹介していく。

1.1 宇宙線

宇宙線とは、宇宙空間から飛来する高エネルギー荷電粒子であり、1912年にV.F.Hessの気球実験により発見された [1]。宇宙線はその約90%を陽子が占め、残りはヘリウムなどの原子核や電子である。発見から約100年が経過するが、宇宙線の起源はいまだによくわかっていない。

1.1.1 宇宙線のエネルギースペクトル

図 1.1 は地球近傍で観測された宇宙線のエネルギースペクトルである。宇宙線のエネルギーは 10^8eV から 10^{20}eV の広範囲にわたり地上や人工衛星で観測されており、ベキ型のスペクトル ($F(E) = KE^{-\gamma}$) をもつ。ただし単一のベキ型スペクトルではなく、 $10^{15.5}\text{eV}$, $10^{18.5}\text{eV}$ 付近でスペクトルが折れ曲がっており、それぞれの領域を人間の足に見立て”knee”, ”ankle”と呼ばれている。このうち knee 以下は後述のように銀河系内での宇宙線起源の限界と考えられている。それぞれの領域での宇宙線粒子到来頻度は knee 領域で1年間に 1m^2 あたり1粒子、ankleで1年間に 1km^2 あたり1粒子と、特に高エネルギー側で到来頻度が非常に小さい。

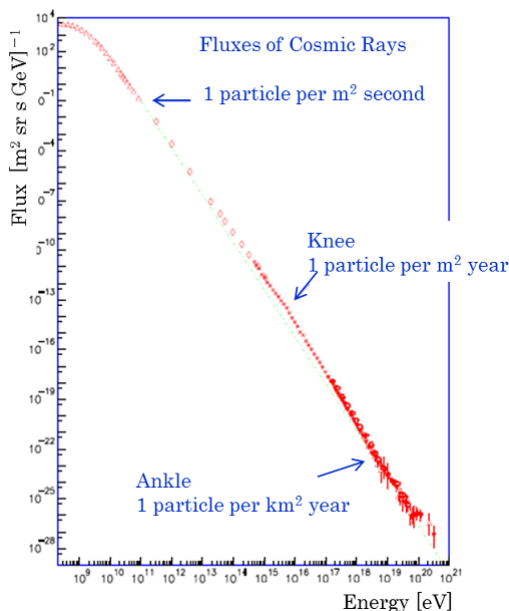


図 1.1: 宇宙線のエネルギースペクトル [2]

1.1.2 宇宙線の起源

宇宙線は荷電粒子であるため、銀河磁場など星間磁場により進路が曲げられる。磁場 B で電荷 Ze 、エネルギー E をもつ宇宙線のラーモア半径 r_L は次の式で表される。

$$r_L = \frac{E}{ZeB} \quad (1.1)$$

銀河磁場の強さは数 μG であり、ラーモア半径は銀河円盤の厚さよりも小さくなることから、銀河磁場による閉じ込め効果により銀河系内に長時間存在することになる。よって”knee”領域の宇宙線は銀河系内天体が起源と考えられる。一方”ankle”より高エネルギー側の宇宙線は、銀河系外天体であると考えられる。宇宙線がある領域で加速される場合を考える。加速領域の大きさ R はラーモア半径 r_L より小さくなる必要があるため、

$$\frac{E}{ZeB} < R \quad (1.2)$$

の関係が成り立つ。よって領域内での加速可能なエネルギー E は、

$$E < ZeBR \quad (1.3)$$

となる。

図 1.2 は”Hillas プロット”と呼ばれ、この条件を用いて横軸を天体のスケール、縦軸を天体の磁場強度とし、最大加速エネルギーと宇宙線の加速源候補天体の関係を示したものである。宇宙線の加速限界の最大エネルギーが 10^{20}eV 未満であり、また次に述べる銀河系内の宇宙線のエネルギー収支から銀河系内の宇宙線源の候補天体としては、超新星残骸が有力である。また銀河系外宇宙線の候補天体としては、活動銀河核やガンマ線バースト等があげられる。

超新星残骸が宇宙線源候補天体としてエネルギー収支の観点から考察する [4]。星間空間における宇宙線のエネルギー密度は $\sim 1\text{ eV/cc}$ と見積もられる [5]。銀河円盤の体積を 10^{61}m^3 (円盤半径:15kpc, 円盤の厚さ 1.5kpc) とすると、銀河円盤に蓄えられているエネルギーは 10^{55}erg となる。これを宇宙線の銀河円盤内の寿命 10^7 年 ($=3 \times 10^{14}$ 秒) で割った値である、 $3 \times 10^{40}\text{erg/s}$ で宇宙線が銀河内で生成されなければならない。一方、超新星爆発のエネルギーは $\sim 10^{51}\text{erg}$ と考えられ、その 3% が宇宙線加速に使われるとし、30年に一度の頻度で爆発すると仮定すると、 $3 \times 10^{49}\text{J}/10^9\text{秒} = 3 \times 10^{40}\text{erg}$ となり、宇宙線へのエネルギー供給が説明できる。

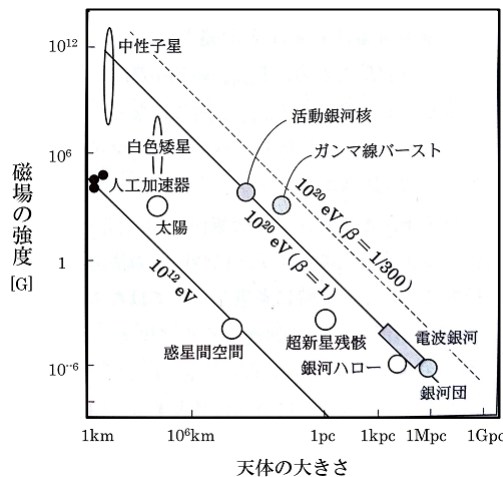


図 1.2: Hillas プロット [3][4]。宇宙線の加速源候補天体と加速限界エネルギーの関係を示す。

超新星残骸 [4]

超新星（超新星爆発）とは、恒星進化の最終段階における爆発現象をさす。超新星は観測において水素の吸収線を示さない I 型と、水素の吸収線を示す II 型に大きく分類できる。さらに I 型では元素の吸収線によって Ia 型、Ib 型などに分類できる。Ia 型は、連星中の白色矮星に物質が降着し、炭素の爆発的な核反応により爆発を起こす”炭素爆燃型超新星”であると考えられる。また Ia 型以外は、質量が $8M_{\odot}$ 以上の大質量星が重力崩壊により爆発を起こす”コア崩壊型超新星”であると考えられていて、このタイプの超新星爆発ではのちに中心部に中性子星（あるいはブラックホール）が生成されることが考えられる。

また超新星爆発では一般的に 10^{51} erg のエネルギーを、放出する物質の運動エネルギーとして周辺空間に解放する。この時放出された物質は、衝撃波をともない星間空間へと伝播し、プラズマを過熱させ、地上では電波、可視光、X 線で観測される。これが超新星残骸である。この超新星残骸は、次に述べるフェルミ統計加速理論により、銀河宇宙線の加速源と考えられている。

宇宙線起源 -衝撃波加速-[4]

いま銀河系内起源と考えられる knee 以下の低エネルギー宇宙線について考える。この発生メカニズムとして有力である説が超新星残骸における 1 次フェルミ加速理論である。

プラズマが音速を超える速度で物質と衝突すると衝撃波が形成される。図 1.3 は衝撃波前後のプラズマの速度変化を示している。今、衝撃波面の静止系を考える。左から速度 v_1 で超音速流が流入し、衝撃波面において減速・圧縮を受けて、右へ速度 v_2 の亜音速流となって流出する。以降、図 1.3 の左側を衝撃波の上流、右側を衝撃波の下流と呼ぶ。上流と下流のプラズマ密度は (r : 圧縮率)、速度比の逆数 ($\frac{v_1}{v_2}$ に等しい。また理想気体においてはマッハ数 M が大きい極限で、ランキン=ユゴニオの方程式を解くことにより、 r は 4 に漸近することがわかる [6]。

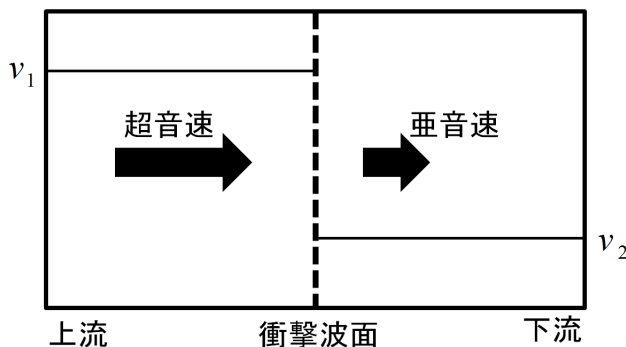


図 1.3: 衝撃波加速の模式図。衝撃波面の静止系において、上流（左）から超音速流が入り、下流（右）に亜音速流となり出ていく。

衝撃波の周辺のプラズマは電磁流体乱流を伴い、その中で運動する宇宙線粒子はアルヴェーン波（電磁流体において、磁力線に沿って伝播する電磁波（横波））との衝突を繰り返す。今、宇宙線粒子が上流側で衝突したのち、下流側に流れ込み、そこで衝突し再度上流側に戻るとする（図 1.4）。これらの衝突はプラズマの静止系において弾性衝突とみなせる。一方で衝撃波面の静止系から見ると、上流側では正面衝突、下流側では追突となり、それぞれエネルギーの増加、減少が生じる。このとき、上流、下流での運動量変化と宇宙線粒子の衝突前の運動量 p の比は、

$$\left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{上流}} = +\frac{4}{3} \frac{v_1}{c}, \quad \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_{\text{下流}} = -\frac{4}{3} \frac{v_2}{c} \quad (1.4)$$

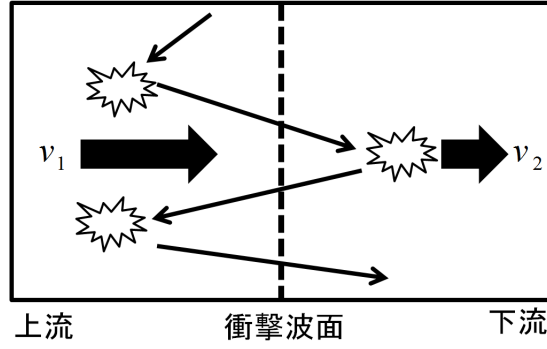


図 1.4: 宇宙線粒子がアルヴェーン波との衝突をくりかえし、上流と下流を行き来する。この過程において宇宙線粒子はエネルギーを獲得する。

と書ける (c は光速)。ここで宇宙線粒子のエネルギーは相対論的であり (すなわち、速度は光速で近似できる)、衝撃波の速度は非相対論的である (すなわち $v_1 \ll c$) と仮定した。上流側・下流側での衝突の 1 サイクルについて、正味の運動量変化は

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{4}{3} \frac{(v_1 - v_2)}{c} \quad (1.5)$$

となる。宇宙線粒子が初期値 p_0 の運動量からスタートして n 回衝突を繰り返した後の運動量 p_n は、

$$p_n = p_0 \left[1 + \frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} \right]^n \sim p_0 \exp \left[\frac{4}{3} \frac{v_1 - v_2}{c} n \right] \quad (1.6)$$

と書ける。宇宙線粒子が衝撃波面付近にとどまっている間はこの式に従い運動量が増加する。しかし粒子は次第に衝撃波付近から逃げ出し、運動量の増加が止まる。上流側・下流側衝突のペア 1 回後に逃げ出す確率は $\frac{4v_2}{c}$ である。そこで、 n 回後まで衝撃波付近にとどまっている確率は $(1 - \frac{4v_2}{c})^n \sim \exp(-\frac{4v_2}{c} n)$ であり、宇宙線粒子が p_n 以上に加速される確率 $\text{Prob}(p \geq p_n)$ に等しい。式 1.6 を n について解くと、

$$n = \frac{3}{4} \frac{c}{v_1 - v_2} \log \left(\frac{p_n}{p_0} \right) \quad (1.7)$$

となり、

$$\text{Prob} = \exp \left(-\frac{3v_2}{v_1 - v_2} \log \left(\frac{p_n}{p_0} \right) \right) = \left(\frac{p_n}{p_0} \right)^{-\frac{3}{r-1}} \quad (1.8)$$

となる ($r = \frac{v_1}{v_2}$, 圧縮比)。運動量が p から $p + dp$ の間にある宇宙線粒子の数 (微分スペクトル) を $N(p)$ とすると、

$$\int_{p_0}^{p_n} N(p) dp \propto \text{Prob} = \left(\frac{p_n}{p_0} \right)^{-\frac{3}{r-1}} \quad (1.9)$$

となり、両辺を p で微分して、

$$N(p) \propto p^{-\frac{3}{r-1}-1} = p^{-\frac{r+2}{r-1}} \quad (1.10)$$

の式を得る。

式 1.10 は加速された宇宙線粒子の微分スペクトルが運動量のベキ関数で表すことができ、かつそのベキ $(r+2)/(r-1)$ が衝撃波の圧縮比 r だけで決まることを示している。前述の通り超新星爆発での衝撃波の圧縮比は $r \rightarrow 4$ であるため、ベキは 2 に漸近する。

宇宙線粒子は第 1 章で述べた通りベキ型のスペクトルをもち、"knee" 領域では $p^{-2.7}$ のベキ関数で近似できる。この関数は宇宙線源そのもののスペクトルではなく、途中の伝播においての効果がかかった結果と考えられている。エネルギーの高い粒子ほど速く銀河系外に逃げ出す効果として $p^{-0.6} - p^{-0.7}$ の因子が考えられ、これらを加味すると加速源では $p^{-2.0} - p^{-2.1}$ のスペクトルを得る。

以上のように観測から得られたスペクトルに対し、1 次フェルミ加速理論は宇宙線粒子の加速を説明することができる。

1.2 高エネルギー粒子からのガンマ線放射機構

荷電粒子は星間空間においてさまざまな相互作用をすることにより、電磁放射を行う。特に相互作用により発せられるガンマ線は、宇宙線など高エネルギー粒子の存在を直接示すものであり重要となる。高エネルギー粒子がガンマ線を放出する機構として、以下の3つが挙げられる。

1.2.1 π^0 中間子崩壊

宇宙線原子核が分子雲など星間物質と衝突することにより π 中間子が生成され、そのうち π^0 粒子の崩壊により、ガンマ線が放射される過程である。後述2つと違い、陽子を起源とする放射機構である。模式図を図 1.2.1 に示す。 π 中間子には π^0 と π^+, π^- が存在するが、そのうち以下のように π^0 は平均寿命 8.4×10^{-17} 秒で2つの光子に崩壊する。

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (1.11)$$

宇宙空間では、高エネルギー陽子が星間物質と衝突して π^0 が生成、崩壊する。例えば、

$$p_{\text{宇宙線}} + p_{\text{星間物質}} \rightarrow p + p + \pi^0 \quad (1.12)$$

という過程で π^0 が生成される。ここで陽子と π^0 の質量を m_p, m_π としたとき、宇宙線陽子の運動エネルギー E_p は

$$E_p - m_p c^2 \geq 2m_\pi c^2 \left(1 + \frac{m_\pi}{4m_p}\right) = 280[\text{MeV}] \quad (1.13)$$

という条件を満たす必要がある [4]。 π^0 の静止エネルギーは $m_\pi c^2 = 135 \text{MeV}$ であり、平均寿命は 8.4×10^{-17} 秒である。これらの光子は π^0 の静止系で $m_\pi c^2/2 = 67.5 \text{MeV}$ のエネルギーを有し互いに反対方向へ飛行する。

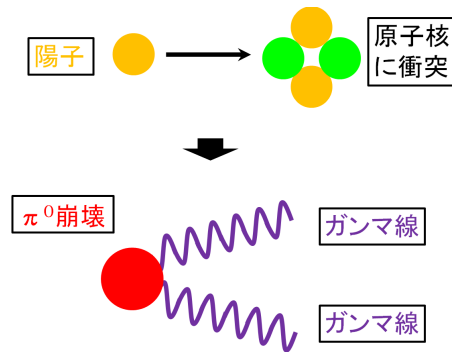


図 1.5: π^0 中間子崩壊の模式図

1.2.2 制動放射

宇宙線電子が星間物質の中の原子核に近づくと、その電場により進行方向が曲げられ加速される。このときガンマ線を放射する。この現象を制動放射 (Bremsstrahlung Radiation) と呼ぶ。模式図を図 1.6 で表す。電子のエネルギーを E 、放射される電磁波の周波数を ν とする。その放射スペクトルは $0 \leq \nu \leq E/h$ (h はプランク定数) の範囲において連続的に分布する。ここで周辺物質が完全電離状態であると仮定した場合、原子核の原子番号を Z 、数密度を $N \text{m}^{-3}$ として、相対論的な電子のエネルギー変化率は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{Brems}} = \frac{3}{2\pi} \sigma_T c \alpha Z(Z+1) N [\log \gamma + 0.36] E \quad (1.14)$$

と表される [4]。ここで、 σ_T はトムソン散乱断面積 ($0.665 \times 10^{-28} m^2$)、 α は微細構造定数 ($1/137.036$) である。式 1.14 は電磁波の放射率を表し、その放射率は数密度 N に比例することがわかる。周辺領域に比べ物質密度が高い銀河系中心部では広がったガンマ線源領域が観測されており、エネルギー領域はおおよそ数十 MeV～数 GeV の範囲で観測されている。このうち低エネルギー側のガンマ線 (数百 MeV 以下) は宇宙線電子の制動放射を主たる起源とし、それより高エネルギー側のガンマ線は、後述する π^0 崩壊によるものと考えられている。

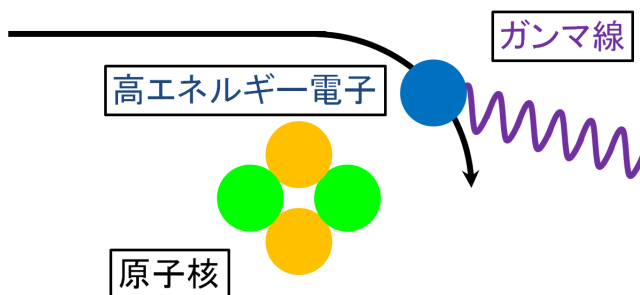


図 1.6: 制動放射の模式図

1.2.3 逆コンプトン散乱

相対論的電子が周囲の低エネルギー光子を散乱し、高エネルギーに叩き上げる現象を逆コンプトン散乱という。制動放射同様電子を起源とするガンマ線放射機構である。模式図を 1.7 で表す。この過程はコンプトン散乱 (高エネルギー光子は静止した電子を散乱し低エネルギー光子に代わる過程) の逆過程とみなされる。逆コンプトン散乱による電子のエネルギー変化率は

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3}\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{ph} \quad (1.15)$$

で表される [4]。ここで、 $\sigma_T, \gamma, \beta = v/c, U_{ph}$ はそれぞれトムソン散乱断面積、電子のローレンツ因子、電子の速度、輻射場のエネルギー密度である。

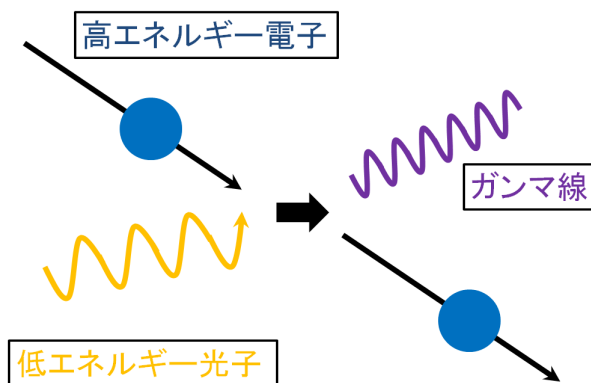


図 1.7: 逆コンプトン散乱の模式図

1.3 これまでの超新星残骸のガンマ線観測

これまで述べてきたように、銀河系内を加速源とする宇宙線は超新星残骸による衝撃波加速が有力であると考えられる。仮に超新星残骸で宇宙線が加速されているとするならば、加速された粒子から非熱的放射を観測できる可能性がある。

これまでの超新星残骸の観測で、粒子加速の観測的証拠となったものは超新星残骸 SN 1006 が挙げられる。SN 1006 はシェル型の超新星残骸であり、電波観測により他のシェル型超新星残骸 (CasA など) と同様にエネルギー指数 0.6 のスペクトルが観測されている [19]。X 線衛星 ASCA により SN 1006 が観測され、電波で明るい領域から非熱的 X 線放射が発見された [20]。これは X 線スペクトル解析により、超新星残骸中心部からの X 線には熱的 X 線放射の特徴である特性 X 線を含むスペクトルを示しているのに対し、シェル部分の X 線スペクトルからは有意な特性 X 線が見つからなかったためである。この非熱的 X 線放射の過程として、観測されたスペクトルがベキ型であり、その放射領域が電波でも明るいシェル領域と一致することから、磁場を $10\mu\text{G}$ と仮定することにより、 100TeV と見積もられる高エネルギー電子によるシンクロトロン放射であると考えられた [20]。

一方で超新星残骸のガンマ線観測は、2008 年にフェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡が打ち上げられて以来 (次章参照)、これまで複数の超新星残骸の観測結果が報告されている。

例えば、超新星残骸 RX J0852.0-4622 が挙げられる [25]。RX J0852.0-4622 は年齢が 1700~4300 年程度、距離は 750 pc とされる超新星残骸である [26]。RX J0852.0-4622 はこれまでに X 線 (ROSAT[27])、TeV ガンマ線 (CANGAROO[28][29], H.E.S.S.[30][31]) などによる観測がされており、Fermi 衛星による GeV ガンマ線の結果 (図 1.3) と合わせ、ガンマ線放射が陽子起源か電子起源のいずれであるかという検証を行った (図 1.9)。結果陽子起源のモデルと良く当てはまった。一方で電子起源のモデルも Fermi 衛星のエネルギー領域のうち硬いスペクトルでのモデルを予測したところ、誤差の範囲でデータとモデルがフィットできるという結果が得られている。

また W44 は [32]、年齢が 1.0×10^4 年程度と中年の超新星残骸であり [33]、周辺の分子雲と一部衝突していることがわかっている [34]。こちらもフェルミ衛星による解析を行ったところ、周辺でガンマ線が強い部分があり (図 1.10 の SRC-1, SRC-2)、これらのスペクトル解析の結果と宇宙線拡散のモデルを比較したところ、W44 から解放された宇宙線が近傍の分子雲に衝突したものであること (図 1.11)、そしてスペクトルがパイ中間子崩壊によるモデルと良く当てはまったことから、陽子起源によるものと示唆される結果が得られている (図 1.12)。

1.4 超新星残骸 Monoceros Loop

本研究において解析する超新星残骸を選出するにあたり、フェルミ衛星のガンマ線ソースカタログと、超新星残骸についてまとめられた "Green Catalog" をもちいた [40]。まずフェルミチーム内でこれまでに観測・解析されておらず、かつ視直径が 0.4° 以上である超新星残骸を探し、7 天体が候補となった。7 天体の一覧を表 1.1 に、ガンマ線カウントマップを図 1.13、1.4 で表す。その中でも、ガンマ線検出器の角度分解能が他の波長に比べてあまり良くないことから (フェルミ衛星では 1GeV において 0.7degree 。詳細は次章で述べる)、超新星残骸自身や近傍分子雲などといった周辺空間のガンマ線分布について議論できるよう、視直径が 7 天体で最大である "Monoceros Loop (G205.5+0.5)" に着目して解析を行うこととした。

Monoceros Loop は CO 観測で距離 1.6kpc [41]、X 線観測 (Einstein 衛星) により年齢 3.0×10^4 年 [42] とされる中年のシェル型超新星残骸である。視直径は 3.7° で、これまでに電波 ([43]) や、X 線 ([42]) など多波長観測がされている。また物質密度は HI 観測により $3.6[\text{cm}^{-3}]$ と導出されている [46]。Monoceros Loop の電波による画像を図 1.4 に記す。図中の赤い円で囲まれた部分が Monoceros Loop の領域を示しており、広がった電波の放射がみられる。

Monoceros Loop は Rosette Nebula と呼ばれる分子雲と相互作用していることがわかっている [44]。図 1.4 では赤い円で囲まれた部分であり、かなり強い電波放射がみられる。このように、Monoceros Loop は 1.3 の W44 と、超新星残骸の年齢が中年程度で、近傍分子雲と相互作用しているのが共通している。また

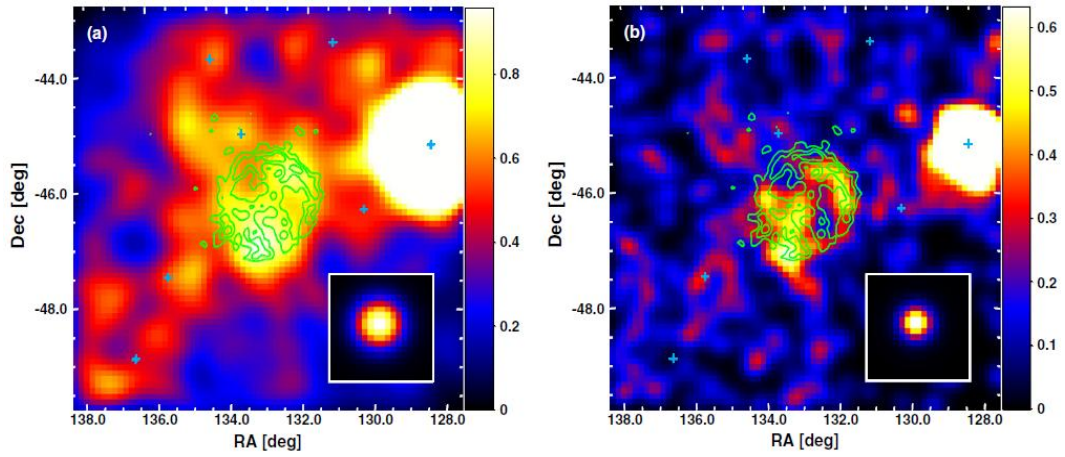


図 1.8:

(a) はエネルギー領域が $> 5\text{GeV}$ の、(b) は $> 10\text{GeV}$ の RX J0852.0-4622 周辺のガンマ線カウントマップ。十字点はフェルミ衛星のカタログに記載された天体を示し、特に右側で強く光っているのは Vela pulsar である。中心の緑色の線は H.E.S.S. による RX J0852.0-4622 のコントアであり、右下はそれぞれの点光源の広がりを示す。

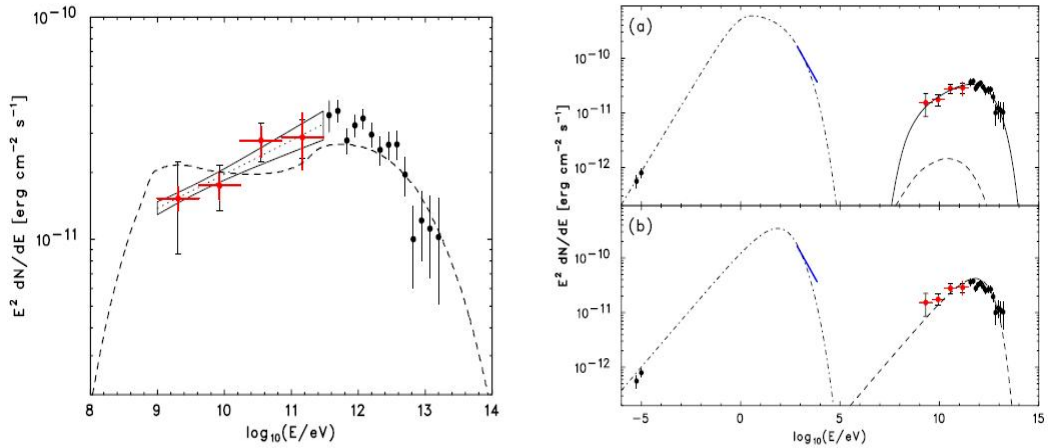


図 1.9:

左側は Fermi 衛星（エネルギー領域は $1\sim 300\text{ GeV}$ ）と H.E.S.S. の観測による Spectral Energy Distribution (SED)。赤点が Fermi 衛星によるもの。蝶型に囲まれた部分は最尤法によりフィットさせたべき型関数の 68% 誤差の領域を示す。破線はパイ中間子崩壊スペクトル。

右側は広帯域での SED で、破線のうち (a) はハドロン起源モデルの、(b) はレプトン起源モデルを示す。左側の黒点は電波領域、青線は X 線フラックスの見積もりであり、実線はパイ中間子崩壊、破線は逆コンプトン散乱、点鎖線はシンクロトロン放射のモデルである。逆コンプトン散乱も、誤差を考慮すればフィットしているとみられる。

EGRET(次章参照) による観測では、Monoceros Loop と Rosette Nebula からの放射とみられるガンマ線を検出している (3EG J0634+0521 [45])。このほか、Monoceros Loop 内にはパルサー PSR J0633+0632[47] が存在している。

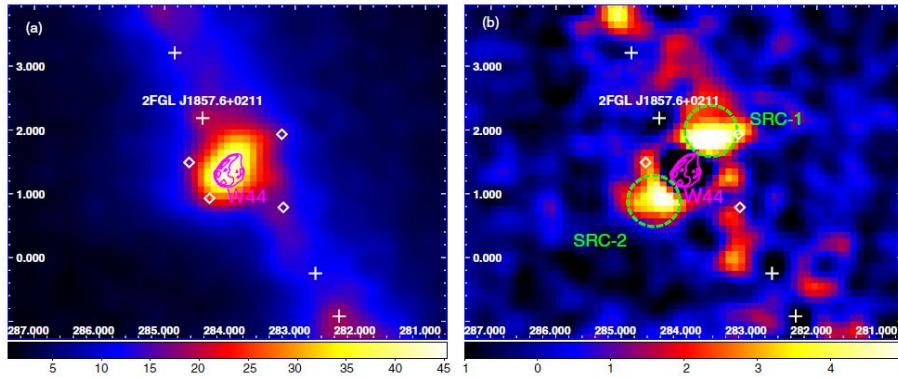


図 1.10: W44 のガンマ線マップ

(a) : 2-100 GeV における、W44 周辺のガンマ線カウントマップ。座標は赤道座標。中心にあるマゼンタの線は電波による W44 のコントラストである。十字点および◇点はフェルミ衛星のカatalogに記載された天体を示し、うち「2FGL J1857.6+0211」はパルサー「PSR B1855+02」と同定される。

(b):(a) のカウントマップから、銀河拡散放射、背景放射、2FGL 天体、W44 のフィッティングさせたモデル成分を引いたもの。W44 周辺でガンマ線が強い2つの部分は、この論文では SRC-1, SRC-2 と称している。

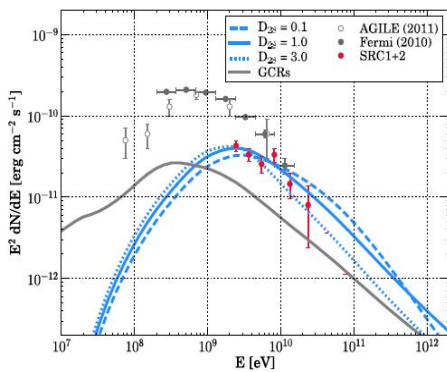


図 1.11:

W44 を囲む分子雲からのガンマ線放射スペクトルのモデル。SRC-1 と SRC-2 は統一して赤点で示す。このスペクトルは、W44 から逃げた宇宙線により分子雲でパイ中間子崩壊によるガンマ線放射を示唆している。青線は拡散の3つのモデルケースを、灰色の曲線は、周辺の巨大分子雲により生成されたガンマ線スペクトルを示す。

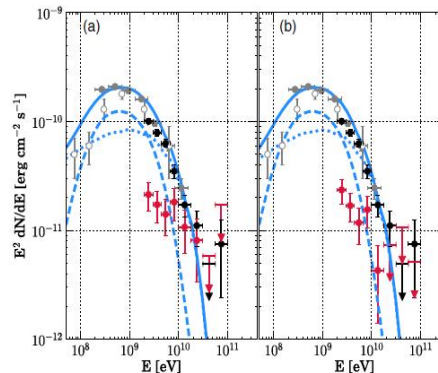


図 1.12:

フェルミ衛星により観測されたスペクトル。赤点は (a)SRC-1(b)SRC-2 を、黒点は W44 のスペクトルを示す。また白丸は AGILE (Astro- rivelatore Gamma a Immagini LEggero) により観測されたスペクトルを示す。点線のカーブはパイ中間子崩壊によるガンマ線放射の、破線は制動放射からのガンマ線放射のモデル曲線を示す。点線と良くフィットしているのが分かる。

表 1.1: 選出した7つの超新星残骸一覧

天体名 (Green Catalog)	視直径 (°)
G24.7+0.6	0.50
G54.4-0.3	0.67
G132.7+1.3	1.33
G179.0+2.6	1.17
G205.5+0.5	3.67
G321.9-0.3	0.52
G326.3-1.8	0.63

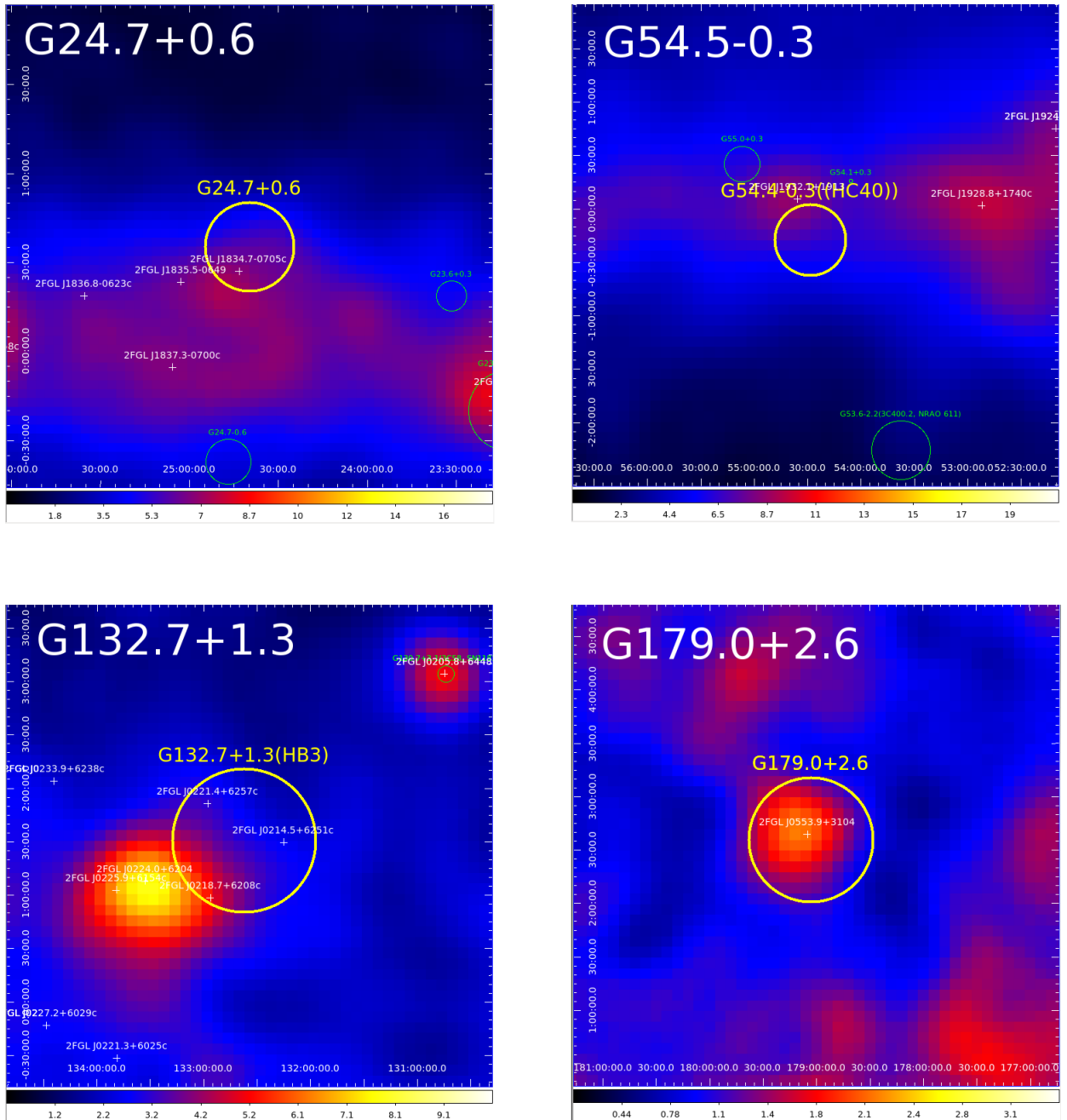


図 1.13: 7つの超新星残骸のガンマ線カウントマップ (その1)

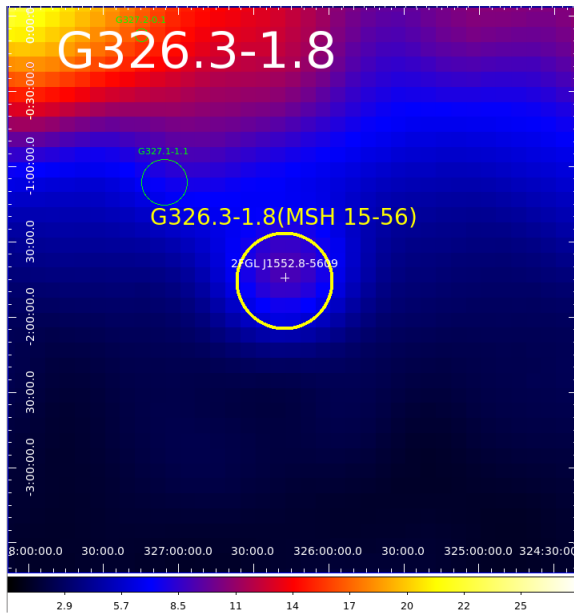
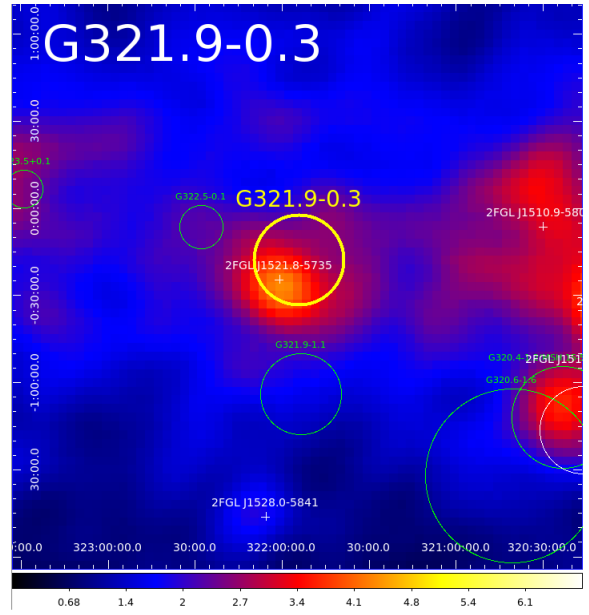
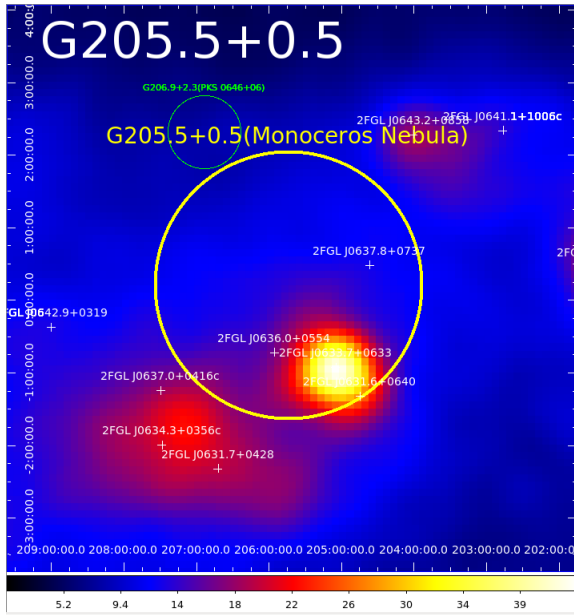


図 1.14: 7つの超新星残骸のガンマ線カウントマップ (その2)

選出した7つの超新星残骸のガンマ線カウントマップ。黄色い円が、超新星残骸の範囲を、赤い十字が、フェルミ衛星のガンマ線カタログの天体を示す。

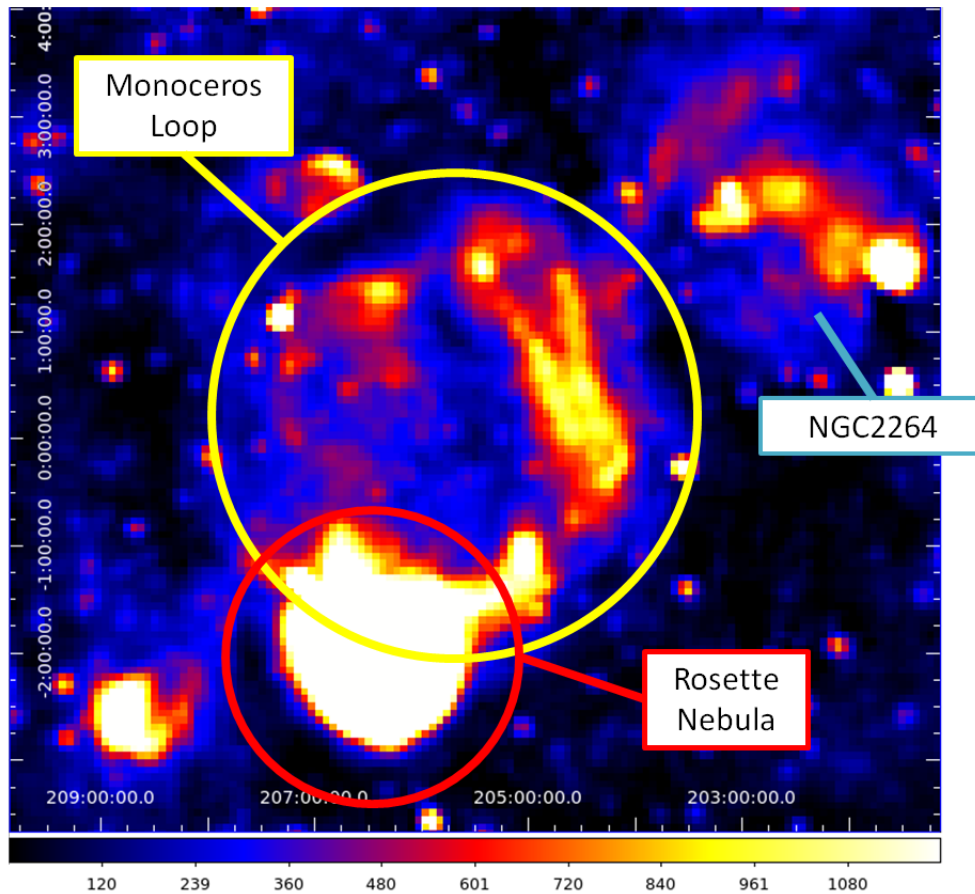


図 1.15: 電波による Monoceros Loop

エフェルスベルグ望遠鏡 [38] による電波 (1408MHz) の Monoceros Loop。ほぼ円状に電波の放射が見られる (黄色い円)。また左下の強い放射は Rosette Nebula である (赤い円)。図右上は、星形成領域 NGC2264 である。

第2章 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡

2.1 フェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡の概要

MeV～GeV ガンマ線領域の人工衛星による観測は1967年に打ち上げられたOSO-3 (NASA) から始まり、以降SAS-2 (アメリカ、1972年)、COS-B (欧州、1975年) を経て、1991年にコンプトンガンマ線観測衛星 (CGRO 衛星、アメリカ) の活躍により大きく発展した。CGRO衛星に搭載されたEGRET検出器はパルサーや活動銀河核など約270個のガンマ線源を検出したが [8]、位置決定精度が悪く (2.1 参照)、他の波長で未同定である天体が多かった。

このCGRO衛星の後継として開発されたのがフェルミ・ガンマ線宇宙望遠鏡 (以下“フェルミ衛星”、図2.1) である。フェルミ衛星は国際協力 (アメリカ、日本、イタリア、フランス、ドイツ、スウェーデン等) により開発され、2008年6月12日にアメリカ・ケープカナベラル基地から打ち上げられ、ガンマ線検出器として主検出器である Large Area Telescope (LAT) とガンマ線バースト等突発現象を扱う Gamma-ray Burst Monitor (GBM) の2つを搭載している。打ち上げから2年間の観測により作成された天体カタログでは、1800を超えるガンマ線天体が掲載されている [9]。

LAT と EGRET の性能比較を表 2.1 に示す。EGRET に比べ LAT は高い検出感度、広いエネルギー領域、広い視野範囲、優れた角度分解能を持っている。

また LAT と EGRET によるガンマ線全天マップを図 2.2 に示す。左が LAT の打ち上げから2年間の観測により得られた1GeV以上のエネルギーによるガンマ線マップ、右が EGRET の1991年から1996年の観測により得られた100MeV以上のエネルギーによるガンマ線マップである。どちらも銀河面の強い放射が観測されているが、角度分解能の違いから LAT に比べ EGRET の方が不明瞭であり、また EGRET より LAT のほうが、ガンマ線分布がより詳細に把握できる。



図 2.1: フェルミ衛星外観 [7]
フェルミ衛星が地球上空を周回する様子 (想像図)

表 2.1: LAT と EGRET の性能の比較 [8][9][10]

	Fermi-LAT	EGRET
Energy Range	20 MeV - 300 GeV	20 MeV - 30 GeV
Peak Effective Area ¹	> 8000 cm ²	1500 cm ²
Field of View	> 2 sr	0.5 sr
Angular Resolution ²	≤ 0.15 [deg]	5.8 [deg] (100MeV)
Energy Resolution ³	≤ 10%	10%
Deadtime per Event	< 100 us	100ms
Source Location Determination ⁴	< 0.5'	15'
Point Source Sensitivity ⁵	< 6 × 10 ⁻⁹ [cm ⁻² s ⁻¹]	~ 10 ⁻⁷ [cm ⁻² s ⁻¹]
検出天体	1873 (2年間)	271 (10年間)

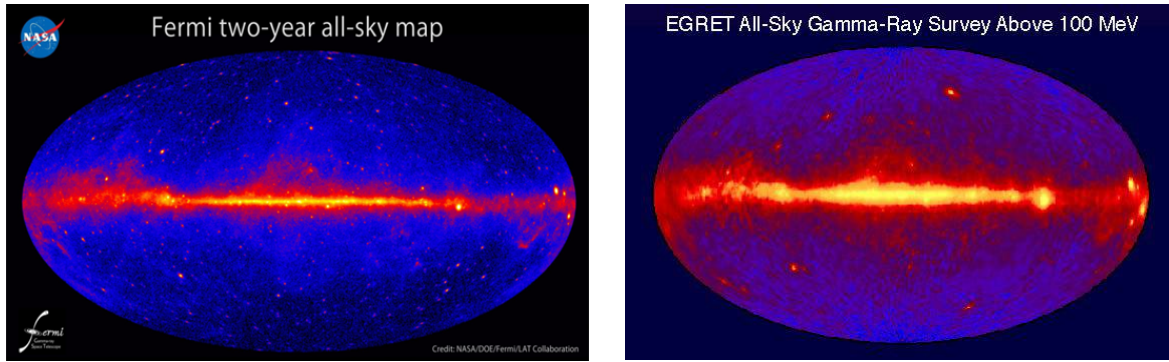


図 2.2: LAT の 2 年間の観測による全天マップ (左)[7] と EGRET による全天マップ (右)[11]

フェルミ衛星に搭載されているもう一つの検出器である GBM は、12 個の NaI シンチレータ及び 2 個の BGO シンチレータから構成されている。エネルギー領域は 10MeV から 25MeV、視野は 8str と LAT に比べ広い視野となっている。この視野を活かしてガンマ線バーストといった突発現象を即座に感知、アラートを出す。

2.2 Large Area Telescope(LAT) 検出器

LAT は電子陽電子対生成型のガンマ線検出器である。入射したガンマ線により電子・陽電子の対生成反応を起こし、その粒子の軌跡及びエネルギーを捉えてガンマ線の到来方向とエネルギーを決定する。

LAT の模式図を図 2.3 に表す。LAT のうち、対生成反応を起こしガンマ線の飛跡をとらえるトラッカー部 (TKR)、ガンマ線のエネルギーを測定するカロリメータ部 (CAL) は、一つのモジュールを構成している。このモジュールは計 16 個からなる。またバックグラウンドの荷電粒子を識別するための反同時計数シールド (ACD) が、タワー周辺を覆っている。

2.2.1 トラッカー部 (TKR)

入射ガンマ線の到来方向はトラッカー部 (TKR) で決定される。TKR の模式図を図 2.4 で表す。対生成反応により発生した電子・陽電子の軌跡をとらえるシリコンマイクロストリップ検出器搭載のシリコンレイヤーが 2 枚と、対生成反応を引き起こすタングステンのシートを 1 トレイとし、1 モジュールにつき計 19 層のトレイで構成される。シリコンストリップを 2 枚にする理由は、シリコンレイヤーは 1 枚につき一方向のみの情報しか取得できないため、2 枚のレイヤーを 90 度反転させて 1 トレイに配置することで、x 方向と y 方向の情報を取得することができるからである。なおシリコンマイクロストリップ検出器は広島大学と浜松ホトニクス株式会社の共同開発により製作された。

なお計 19 層のトレイのうち、最上部と最下部のトレイについてシリコンレイヤーはそれぞれ下部、上部のみに使われているため、1 モジュールにつき 36 枚使われている。またシリコンレイヤーは薄く、シリコンの原子番号が小さいため反応確率が小さい。よって反応確率を向上させるため、比較的ガンマ線と反応しやすいタングステンのシートを手前に配置している。

タングステンのシートは厚いほど反応確率が上がる。ただし厚すぎると対生成反応により生じた電子・陽電子がクーロン多重散乱を起こし角度分解能が悪化する。特に低エネルギー領域の光子の到来方向を精度よく決定するためには、この多重散乱の効果を無視することができない。そのため、モジュール上層 12 層のトレイ (これらを”front”と呼ぶ) については薄い (0.095mm) タングステンシートを配置する。また

¹ After background rejection

² Single photon, 68% containment, on-axis

³ 1- σ radius, on-axis

⁴ 1- σ radius, flux $10^{-7}[\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}] (> 100 \text{ MeV})$, high $|b|$

⁵ $> 100 \text{ MeV}$, at high $|b|$, for exposure of one-year all sky survey, photon index -2

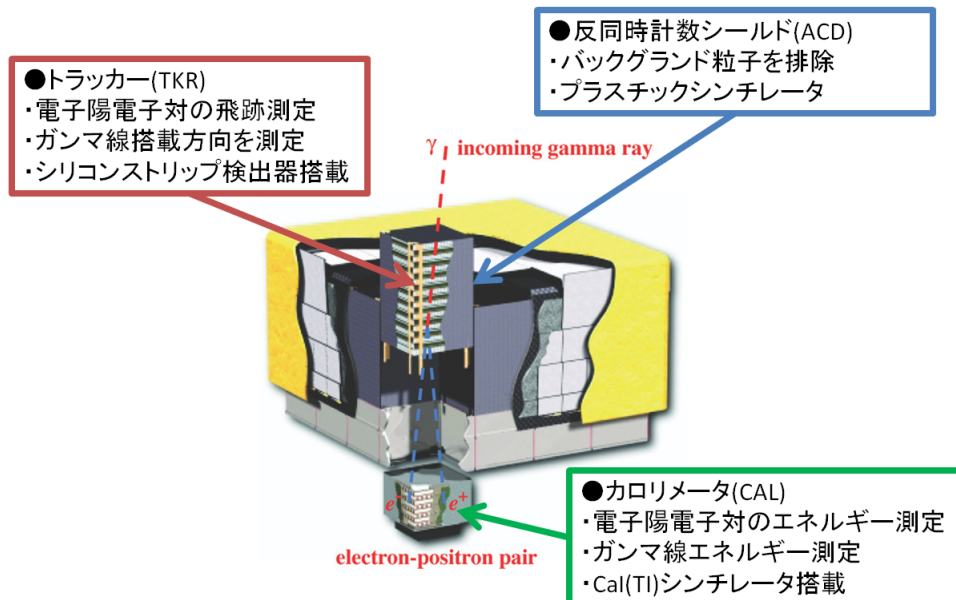


図 2.3: Large Area Telescope(LAT) [12]

高エネルギー領域の光子の場合、光子の統計数が少なくそれほど多重散乱を気にする必要がないため、下層4層のトレイ（これらを”back”と呼ぶ）には厚いたングステンシート (0.72mm) が挿入されている。

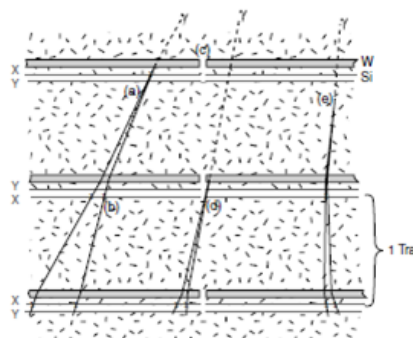
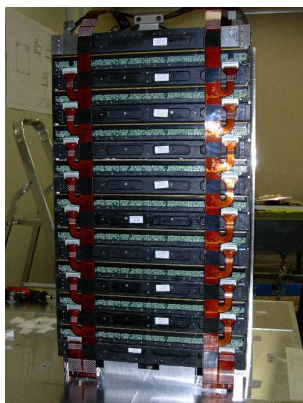


図 2.4: トラッカーモジュールの写真(左)と検出原理(右) [12]

2.2.2 カロリメータ部 (CAL)

入射ガンマ線のエネルギーはカロリメータ部 (CAL) で測定される。TKR で入射ガンマ線から生成された電子・陽電子は CAL に入射した後、電磁カスケードを起こし、それにより生じた蛍光をフォトダイオードで検出することでエネルギーを測定する。図 2.5 にカロリメータの模式図を示す。模式図のように棒状の CsI(Tl) シンチレータの両端にフォトダイオードを取り付け、それを 12 本ずつ並べられたものを 1 層とし、交互に向きを変え 8 層重ねた構造となっている。このようにシンチレータを配置することで、電磁カスケードシャワーの 3 次元構造をとらえることができ、位置決定が可能となる。また、トラッカーと組み合わせることで飛跡の決定精度が向上した。

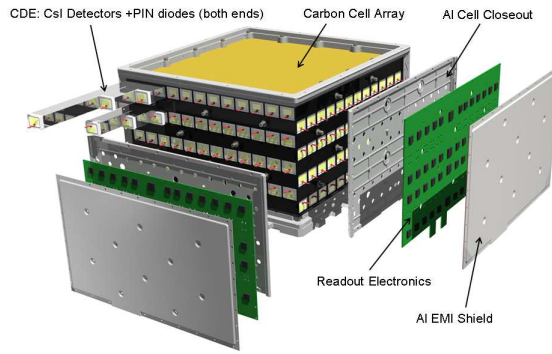


図 2.5: カロリメータ (CAL) の構造 [12]

2.2.3 反同時計数シールド (ACD)

反同時計数シールドは、宇宙線などの荷電粒子のバックグラウンドを識別するために必要な検出器である。図 2.6 に反同時計数シールドの模式図を示す。模式図のように最上層の 5×5 のアレイとサイドの 16 枚が 4 層に渡って、計 89 枚のプラスチックシンチレータが使われている。プラスチックシンチレータがバックグラウンドとなる荷電粒子と反応する際に出す蛍光を、光ファイバーを介して光電子増倍管で読みだす。プラスチックシンチレータでは原子の Z が小さいためガンマ線の反応確率は低く、主に荷電粒子と反応するため、この信号を反同時係数法を用いることによって、99.97%以上の荷電粒子バックグラウンドの除去が可能となる。

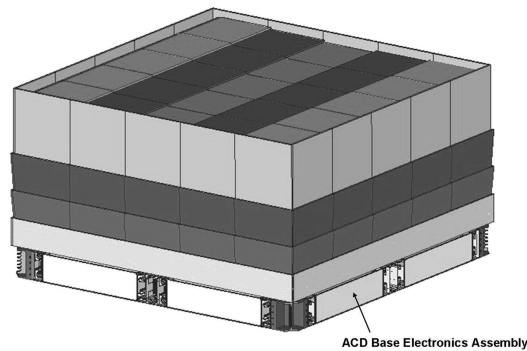


図 2.6: 反同時計数シールド (ACD)[12]

2.3 Large Area Telescope(LAT) 検出器の性能

フェルミ衛星は打ち上げから約 5 年が経過するが、LAT の応答関数 (Instrumental Response Functions: IRFs) は観測が進むにつれて解析手法 (主にイベントセレクション) が改良されるため、定期的に更新されている。現在は、P7_V6 と呼ばれる IRFs が標準となっている。LAT のエネルギーごとの視野 (Field Of View: FOV) と Point spread function (PSF)、エネルギー分解能を図 2.7、図 2.8、図 2.9 に示す [14]。

LAT の FOV は 1GeV から 10GeV で最も広くなり、2.5str 以上となる。これは全天の約 20%であり、LAT は軌道周期 95 分で全天の約 80%をカバーすることができる。PSF とは、点源がどの程度広がって見えるかを示す。低エネルギー側は多重散乱の影響で 100MeV 以下では約 10 度まで広がるが、高エネルギーになるほど広がりが小さくなり、1GeV 付近は 0.6 度の広がりとなる。このように PSF はエネルギーによる依存性が大きい。P7_V6 の PSF は、シミュレーションにより導出されている。また、LAT のエネ

ルギー分解能は1GeV付近で約10%となっている。低エネルギー側は、カロリメータで発生する光子数が減少するため、エネルギー分解能が悪くなっている。

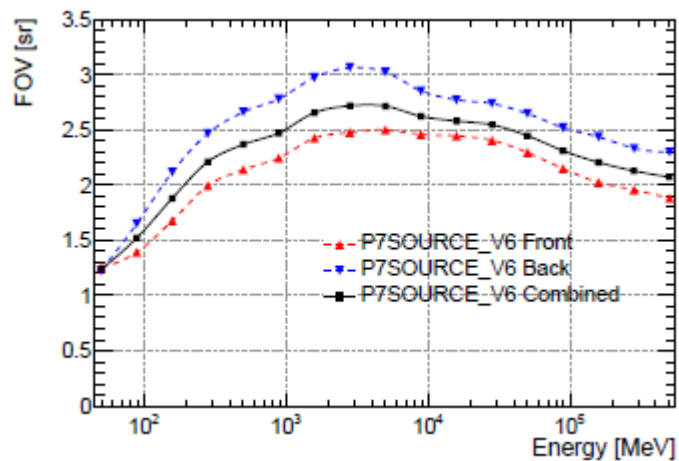


図 2.7: 視野 (Field of View) [14]
各エネルギーごとのフェルミ衛星の視野範囲。

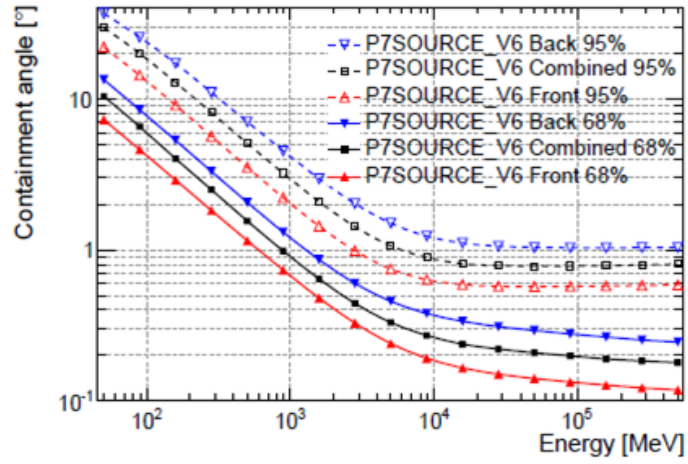


図 2.8: エネルギー毎の LAT の Point Spread Function の分布 [14]
 実線は 68%の、破線は 95%の光子が入る角度を表している。

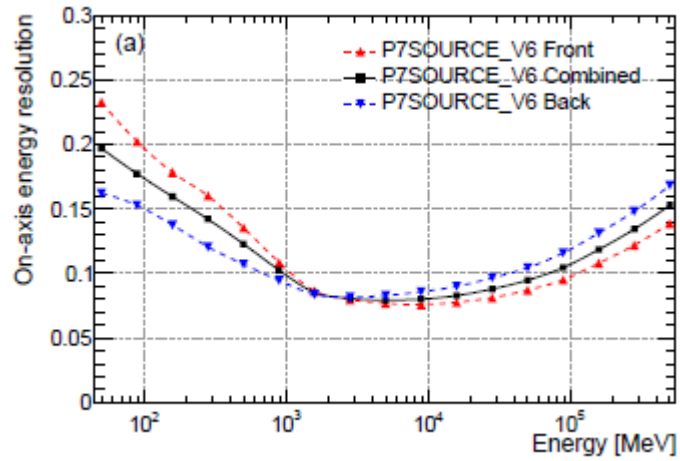


図 2.9: LAT のエネルギー分解能 [14]

第3章 データ解析手法

フェルミ衛星のLAT検出器で取得した、ガンマ線観測データの解析方法を説明する。フェルミ衛星のデータ解析は、Science Tools と呼ばれるフェルミ衛星用解析ツールが用意されており、今回の解析では Science Tools のバージョン”v9r32p05”を使用した。Science Tools では、観測データに様々な条件を課して解析に用いるデータを選出するイベントセレクション、解析領域の exposure の算出、観測データと天体モデルの計算までの一連の解析を行うことができるコマンドが用意されている。一般的な解析データの流れを図 3.1 に示す。本章ではこの図 3.1 に従い説明する。まず図 3.1 の”Photon Database, Event/Spacecraft Data”のデータ構造に関して、3.1 で説明する。次に、”Data Selection”のガンマ線データのセレクション方法に関して 3.2 で、”Likelihood Analysis”のモデルフィットの手法に関して 3.3 で説明する。なお図 3.1 に記載してある各コマンドについて、今回利用したものに関して付録 A.2 にまとめた。

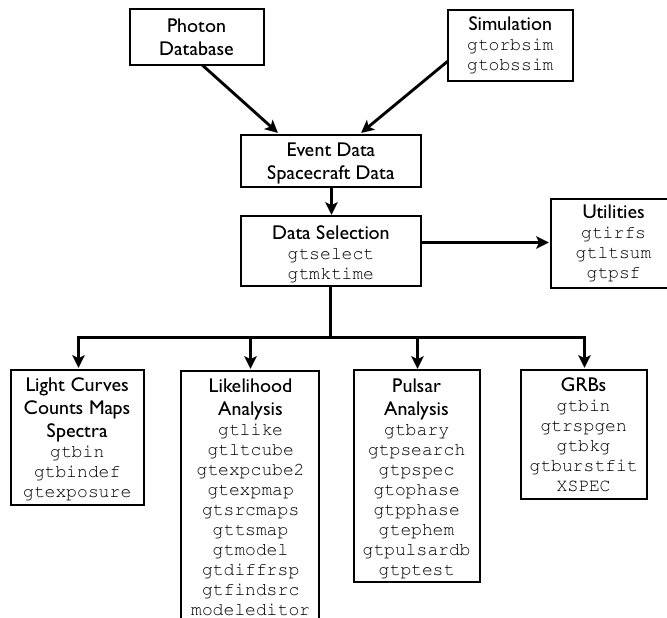


図 3.1: Fermi-LAT データ解析の流れ。[13]

3.1 ガンマ線データの構造

フェルミ衛星で観測されたデータは、最初に衛星上で必要最低限の処理を行い地上に送信される。衛星から地上に送信されたばかりの観測データは raw data と呼ばれる。raw data は非常に多くの情報を持っており、次の 2 過程を経て提供される。

- level 0 process

raw data を、衛星の位置や姿勢などの情報を含んだ衛星情報と、検出した粒子のエネルギー、到来方向、到来時間等の情報を含んだ検出器情報とに分離する。これによってできたデータを、level 0 data と呼ぶ。

- level 1 process

level 0 data の粒子飛跡を再構成し、粒子を特定する。これによってできたデータを、level 1 data と呼ぶ。

上記過程で作られたデータは、非常に多くの情報を持っており、データ容量も膨大となるためそのまま解析するには不便である。そこで、ガンマ線イベントであると考えられるイベントを選出し、解析に必要な情報を FITS (Flexibl Image Transport System)¹ という形式に変換して用いる。

- FT1 ファイル (Photon Event Data)

1 光子ごとのエネルギー、到来方向、到来時間等が時系列で並べられている。

- FT2 ファイル (Spacecraft Data)

衛星の位置や向き、livetime、地磁気等についての情報が時系列で並べられている。

FT1 ファイルには level 1 プロセスにおいてガンマ線イベントと識別されたデータが入っている。ただしこの時点においては汎用性を持たせるため比較的緩いセレクションしかかけられておらず、宇宙線データも含まれる。よって実際に解析する際には、個々の解析の内容に合わせて 3.2 に述べるようなデータセレクションを行う必要がある。

3.2 データセレクション

フェルミ衛星によるガンマ線観測データは、初期運用期間終了後の 2008 年 8 月 4 日からのデータを利用することが可能である。このデータの中から、Science Tools を用いて解析に必要なデータを選出することができる。この節では基本的なデータセレクションの方法について説明する。

- Event class

FT1 ファイルには、Event class (CTB_CLASS_LEVEL) という、イベントがガンマ線である確かさを示す情報がある。event class には 3 段階あり、PASS 7 データでは、Transient class、Source class、Clean class がある。天体に応じて推奨される class があり、Transient class はガンマ線である確率が最も低い有効面積が広がるため、ガンマ線バースト等の突発天体のような、バックグラウンドをあまり考慮しなくてもよいような解析に推奨されている。Source class は、点源の解析に推奨されている。Clean class は、ガンマ線である確率が最も高く、広がった天体の解析に推奨されている。レスポンスはこの Event class によってことなり、それぞれ P7TRANSIENT、P7SOURCE、P7CLEAN 等と表記される。

- ROI (Region Of Interest)

データ解析を行う領域を、ROI (Region Of Interest) と呼ぶ。この領域の大きさは、解析のエネルギー領域と検出器の PSF により決まる。多くの解析は 100MeV 以上のエネルギーを用いており、このエネルギーでの PSF は約 5.5 度であるこのとき、ROI の適当な大きさは半径約 10 度である。つまり、解析に用いる最低エネルギーの PSF の 2 倍程度の大きさが適当な ROI の大きさであるが、これは PSF よりも大きな領域を切り出すことが必要となるためである。最適な ROI の大きさは解析によって異なるため、必ずしも上記の方法が最適な ROI の大きさとは限らない。解析に応じて適切な値を選ぶ必要がある。

- Zenith Angle

Zenith Angle とは、天頂と入射ガンマ線とがなす角度のことである。地球大気からは宇宙線との相互作用によりガンマ線が放出され、バックグラウンド成分となる。フェルミ衛星は全天を一様に観測しているため、衛星の視野を天頂方向から傾けて観測している。したがって、大気ガンマ線が最も強くなる地球のへり方向が視野に入り込んでしまう。この大気ガンマ線の混入を防ぐため、Zenith Angle が 100 度以上のイベントは除去することがフェルミチームより推奨されている

¹FITS とは天文学業界で用いられる標準的なファイル形式。これにより世界中の研究者が自由にデータ解析できるようになる

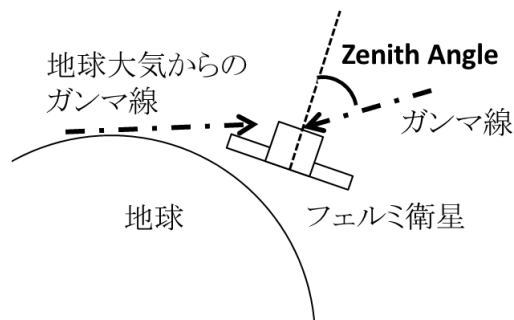


図 3.2: Zenith Angle

- Rocking Angle

前述したように、フェルミ衛星は視野を天頂から傾けて観測している。この時、天頂と検出器の向いている方向とがなす角度を Rocking angle と呼ぶ。この角度は、通常 50 度程度に抑えられているが、ガンマ線バーストが起きたときには衛星がその方向を向くため大きな値をとってしまい、大気ガンマ線の混入が大きくなることがある。また、1つの天体にポインティングして観測している時期、地球を見ている時期などがある。このような時期を除去するため、Rocking Angle が 52 度以上のイベントは除去することがフェルミチームより推奨されている

なお今回は、表 3.1 に示した条件を利用して解析を行った。

表 3.1: データセレクション

ScienceTools	ScienceTools-09-32-05
観測期間	2008.8.4 – 2013.05.09
エネルギー領域	200MeV – 300GeV
IRFs	P7SOURCE_V6
ROI	10 deg
Diffuse Model	<i>gal_2yearp7v6_v0.fits</i> , <i>iso_p7v6source.txt</i>
Zenith Angle	< 100 deg
Rocking Angle	< 52 deg

3.3 Likelihood 解析

一般的に、観測値からモデルの変数を推定する際は、光子の到来頻度分布は正規分布となることを仮定しているため、最小二乗法を用いることが可能である。しかし、一般的にガンマ線イベントは光子の到来数が少ないため、正規分布ではなくポアソン分布を仮定することになるため、最小二乗法を用いたモデルの推定ができない²。したがって、最尤法 (Maximum Likelihood Method) を用いてモデルの推定を行う [16]。

最尤法 (Maximum Likelihood Method)

ある理論分布を $f(x|\theta)$ としたとき、この分布から n 個独立に観測される値を $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ 、モデルの変数を $\theta(\theta_1, \theta_2, \dots)$ とすると、尤度関数 L は、

²光子の到来数が十分多く、正規分布を仮定できるような場合は最小二乗法を用いたモデルの推定を行うことができる。

$$L(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n | \theta) = f_1(x_1 | \theta) f_2(x_2 | \theta) f_3(x_3 | \theta) \cdots f_n(x_n | \theta) = \prod_n^{i=1} f(x_i | \theta) \quad (3.1)$$

と定義される。これは、観測の結果が $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ となる確率を表してており、尤度 L が最大となるような θ を求めるのが最尤法である。

一般に、 L が最大をとるときに極値となるので、

$$\frac{dL}{d\theta} = 0 \quad (3.2)$$

となる点を求めればよい。ここで、桁数が大きくなることから尤度関数 L の対数を取り、対数尤度関数、

$$\log L(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n | \theta) = \sum_n^{i=1} \log f(x_i | \theta) \quad (3.3)$$

で考えることで、計算を簡単に行うことができる。

ここで、期待値 μ 、 n 個独立に観測される値を $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ としたポアソン分布の場合、理論分布は以下のようになる。

$$f(x | \theta) = \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} \quad (3.4)$$

ここで μ は θ に対応し、尤度関数は式 (3.1) より、

$$L(\mu | x) = \prod_n^{i=1} \frac{\mu^n}{n!} e^{-\mu} = e^{-\mu} \prod_n^{i=1} \frac{\mu^{x_i}}{x_i!} \quad (3.5)$$

となる。今回のフェルミ衛星の解析では、

$$\mu = \int M(E', p', t) dE' dp' dt \quad (3.6)$$

$$M(E', p', t) = \int_{SR} dE d\hat{p} R(E', \hat{p}, t, E; \hat{p}) S(E, \hat{p}, t) \quad (3.7)$$

である。 E', p', \hat{p} は観測される粒子のエネルギー、到来方向、運動エネルギーである。 M は、ある E', p', t におけるモデルから期待される光子の密度関数であり、PSF や感度、光子の入射方向を考慮したレスポンス関数 R とモデルから導かれる光子のエネルギー、空間分布 S の積を放射領域 (SR: Source Region) で積分したものである。以上より、

$$\log L = \sum_{ROI} (n \log M + n(\log dE' dp' dt) - \log n! - M dE' dp' dt) \quad (3.8)$$

となる。ここで、 $n = 0$ or 1 となる $dE' dp' dt \rightarrow 0$ とすると計算が容易となり、 $\log L$ は、

$$\log L = \sum_j \log M(E'_j, p'_j, t_j) - N_{\text{pred}} \quad (3.9)$$

というイベント数毎の計算に置き換えることができる。ここで、

$$N_{\text{pred}} = \int dE' dp' dt M(E', p', t) \quad (3.10)$$

であり、ROI 内で予想されるイベント数を表す。このように、ROI 内の全イベント毎に計算を行う解析は、“unbinned likelihood” と呼ばれる。

一方、ROI をいくつかの領域に分割し、その領域内の光子すべてを 1 つの観測量として、領域毎に計算を行う解析は、“binned likelihood” と呼ばれる。ある領域 i 内で観測される光子数の期待値を m_i とし、観測された光子数を n_i とすると、この領域内の光子の分布はポアソン分布であるとすると、

$$f(x|\theta) = \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} e^{-m_i} \quad (3.11)$$

となる。尤度関数は式 3.1 より、以下のようになる。

$$L(m|n) = \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} e^{-m_i} \quad (3.12)$$

ここで、 $\exp(-m_i)$ の積は m_i の積の指数関数であり、 m_i の積は ROI 内で予想される全イベント数 N_{pred} (式 5.2) である。したがって、

$$L = e^{-N_{\text{pred}}} \prod_i \frac{m_i^{n_i}}{n_i!} \quad (3.13)$$

となる。ROI を分割する領域のサイズを限りなく小さくし、各領域内の光子数が 0~1 であるとき、unbinned likelihood と同様になる。

なお最尤法では最小二乗法と異なり、 χ^2 検定による有意度の評価ができない。そのかわりに、TS (Test Statistic) という値が用いられる。この値は、

$$\text{TS} = 2(\log L - \log L_0) \quad (3.14)$$

で定義されている。ここで、 L は対象天体を含んだモデルでの尤度で、 L_0 は対象天体を除いたモデルでの尤度である。統計が多い場合は、 χ^2 の値に相当し、 $\sqrt{\text{TS}}\sigma$ が有意度に対応する³。ここで、 σ はガウス分布での σ である。

なお、"unbinned likelihood" は全ての光子を解析するため、広がった天体を解析するのは不向きである。そこで今回の Monoceros Loop は、"binned likelihood" で解析を行っている。

モデルファイル

Science Tools を用いた最尤法でのフィッティングでは、xml (Extensible Markup Language) ファイルに天体と Diffuse 成分 (系外放射と銀河面放射) のモデルを用意し、天体の位置とエネルギー情報をもとにフィッティングする。これらのモデルは、フェルミチームから様々なモデルが用意されている。

天体のモデルとして、今回の解析では冪型のエネルギースペクトルを用いた。微分スペクトルは"Power Law" という名前で、以下のような式で表される。

"Power Law"

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\gamma \quad (3.15)$$

これらの式は、xml ファイルでは次のように記述されている。

"Power Law"

```
<source name="PowerLaw_source" type="PointSource">
<!-- point source units are cm^-2 s^-1 MeV^-1 -->
<spectrum type="PowerLaw">
<parameter free="1" max="1000.0" min="0.001" name="Prefactor" scale="1e-09" value="1"/>
<parameter free="1" max="-1.0" min="-5." name="Index" scale="1.0" value="-2.1"/>
<parameter free="0" max="2000.0" min="30.0" name="Scale" scale="1.0" value="100.0"/>
</spectrum>
<spatialModel type="SkyDirFunction">
<parameter free="0" max="360." min="-360." name="RA" scale="1.0" value="83.45"/>
<parameter free="0" max="90." min="-90." name="DEC" scale="1.0" value="21.72"/>
</spatialModel>
</source>
```

³有意度は自由度の数に依存する。自由度 2 の場合、 1σ での TS は 6.18008 であり、自由度 5 の場合、 1σ での TS は 5.88759 である。この計算は、<http://statgen.iop.kcl.ac.uk/cgi-bin/powercalc/pdf.cgi> で行うことができる。

ここで、Power Law モデルの場合、 N_0 が Prefactor に、 γ が Index、 E_0 が Scale に対応する。その他、“SkyDirFunction”で天体の座標を指定する。

Diffuse 成分のモデルには、銀河系外放射と銀河面放射のモデルの2種類がフェルミチームにより用意されている。銀河系外放射のモデル (*iso_p7v6source.txt*) は、銀河系外 (銀緯 30 度以上) の背景放射と解析で取り除ききれない宇宙線成分をモデル化したものである。一方、銀河面放射のモデル (*gal_2yearp7v6_v0.fits*) は、他波長観測から得られた HI や CO 等のガスの分布を元にガンマ線放射の強度を観測データとフィッティングすることで得られたモデルである。これらのモデルはフェルミ衛星での観測が進むにつれて更新されており、適宜フェルミチームより提供される。

本研究では、フィッティングを行う際に特に断らない場合は、解析を行う天体 (Monoceros Loop 及び Rosette Nebula) は Prefactor 又は Integral、Index をフリーパラメータとし、それ以外の ROI 内のフェルミソースに関しては Prefactor 又は Integral のみをフリーパラメータとした。本来、ROI 内のソースも Index をフリーパラメータとしてフィッティングを行った方が良いが、フリーパラメータが多すぎる場合、フィットが失敗してしまう確率が高くなる上、フリーパラメータの数に対し、指数関数的にフィッティングに必要な時間が長くなってしまう。そのため、本研究では解析を行う天体のみ、Index をフリーパラメータとした。

フィッティングのクオリティ [17][18]

Science Tools では `gtlike` というコマンドを使用して likelihood 解析を行うことができる (付録 A.2)。本研究では、最適化するためのアルゴリズムとして DRMNF を用いておおよそのパラメータの推定を行った後、MINUIT を利用してパラメータの詳細な推定を行った。MINUIT を用いたフィッティングでは、そのフィッティングの質 (quality) が確認できる。

MINUIT では、以下のように 0 から 3 までの数値で表されている。

- 0 – Error matrix not calculated at all
- 1 – Diagonal approximation only, not accurate
- 2 – Full matrix, but forced positive-definite (i.e. not accurate)
- 3 – Full accurate covariance matrix

本研究の結果では、特別に断らない限りはフィッティングは収束している。

なお、それぞれのモデルでのフリーパラメータは、最大値・最小値をあらかじめ設定して Likelihood 解析を行う。すなわちその値の範囲内で数値を変動させる。しかし、likelihood 解析の結果次第では、その最大値・最小値を超えるときが尤もらしいということもあり、その場合はエラーとなってしまう。そこでそのエラーが出ているフリーパラメータの最大値・最小値を広げることで改善することができる。それでもエラーが出る場合には、最大値・最小値を広げすぎると収束しないこともあるので、もしそのパラメータの天体が、対象天体と直接関係しない (距離が十分離れている、など) ときには、固定値にして likelihood 解析をおこなう。

第4章 データ解析結果

本章では Monoceros Loop に関して、ガンマ線データ解析を行った結果を示す。まず図 4.1 の左は、Monoceros Loop を中心とした $14^\circ \times 14^\circ$ の領域のガンマ線カウントマップであり、右はその拡大図である。エネルギー領域は 0.5GeV から 10GeV で、角度分解能と対応するように 1 ピクセルあたり 0.1 度に分割したものをガウシアンで 0.5 度に平滑化し、銀河座標系で描画している。緑色の線は図 1.4 の電波のコントアであり、青十字は Monoceros Loop 及び Rosette Nebula の領域内の、赤十字はパルサー PSR J0633+0632 の、白十字はそれら以外のフェルミソースを表している。また表 4.1 に、青十字と赤十字のフェルミソースをまとめた。

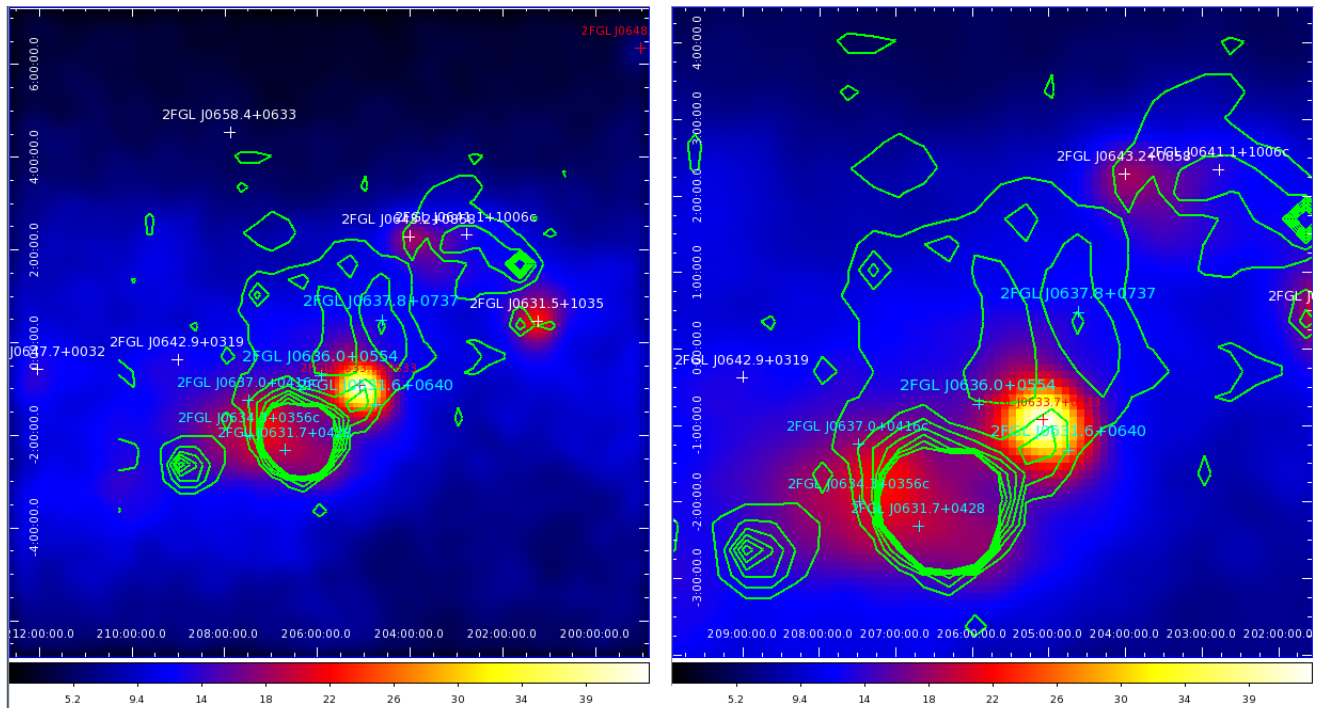


図 4.1: Monoceros Loop のガンマ線画像

Monoceros Loop を中心としたガンマ線画像。左は 14×14 度の、右はその拡大図である。

表 4.1: Monoceros Loop, Rosette Nebula 及び PSR J0633+0632 に対応するフェルミソース [50]

天体名	Name 2FGL	R.A.	Decl.	l	b	σ	Class	ID or Associated.
Monoceros Loop	2FGL J0631.6+0640	97.920	6.676	204.740	-1.323	10.6	\uparrow^1	-
	2FGL J0636.0+0554	99.006	5.906	205.921	-0.720	9.0	\uparrow	-
	2FGL J0637.8+0737	99.474	7.622	204.610	0.481	7.2	\uparrow	-
Rosette Nebula	2FGL J0631.7+0428	97.938	4.477	206.700	-2.322	10.2	-	-
	2FGL J0634.3+0356c	98.586	3.944	207.471	1.994	5.4	-	-
	2FGL J0637.0+0416c	99.262	4.271	207.490	-1.245	7.8	-	-
PSR J0633+0632	2FGL J0633.7+0633	98.432	6.556	205.081	-0.927	34.1	PSR	LAT PSR J0633+0632

4.1 PSR J0633+0632 の Off-pulse 解析

図 4.1 のように Monoceros Loop 領域内には PSR J0633+0632(2FGL J0633.7+0633) が存在しており、周辺領域に比べて強いガンマ線を放射しているのがわかる。そこで PSR J0633+0632 において、放射ピーク時のガンマ線イベントを取り除く解析(これを”Off-pulse 解析”と呼ぶ)を行った。この Off-pulse 解析に行うにあたり、パルサー解析ソフト”Tempo2”を使用した。付録 B において、Tempo2 のコマンドなどを記す。

Tempo2 による Off-pulse 解析の上で必要となるのが、対象とするパルサーの位置情報やパルス周期などが記載された Ephemeris (天体暦) である²。この Ephemeris にある対象パルサーの位置やパルス周期などの情報を、Tempo2 を用いてガンマ線イベントデータに割り当てる。PSR J0633+0632 の天体暦により割り当てられたパルサーの周期は、図 4.2 のようになった。

図 4.2 のうち、青色で囲まれた部分をガンマ線イベントデータが残される時間とした。図 4.2 のように PSR J0633+0632 は放射ピークを 2 つもつため、1 周期あたり (0.21 - 0.49) 及び (0.66 - 0.98) の時間のイベントデータを残し、それ以外の時間のイベントデータを取り除く。Off-pulse 解析後のガンマ線カウントマップは図 4.3 である。また図 4.4 は、Monocero Loop と Rosette Nebula 以外のフェルミソース及び Diffuse 成分(銀河系外放射、銀河面放射)を取り除いた残差マップである。

以降は Off-pulse 解析後のイベントデータを使用して解析を行う。

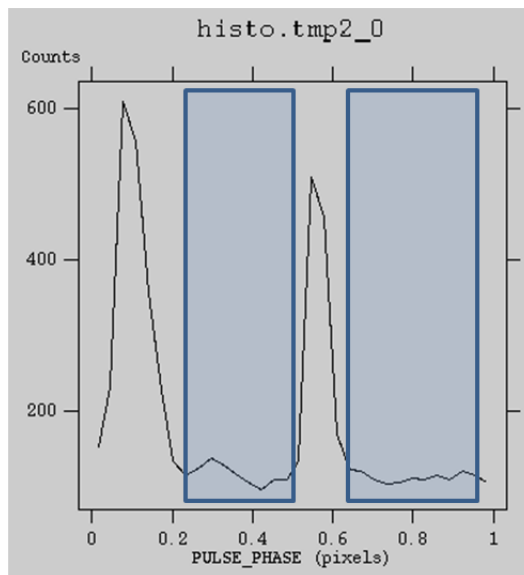


図 4.2: PSR J0633+0632 のパルス周期

PSR J0633+0632 の Tempo2 により割り当てられたパルス周期。1 周期における時間ごとのイベント数を表す。PSR J0633+0632 は 2 つのピークを持つため、青色の時間のイベントを残し、それ以外の時間のイベントは削除する。

4.2 天体のガンマ線放射形状モデル作成

図 4.4 を見るとわかるように、Monoceros Loop の領域においては電波のコントラストに対応するような広がったガンマ線放射があるとともに、2FGL J0631.6+0640 に対応するような点源状のガンマ線放射がみ

¹ † は Supernova Remnant か Pulsar Wind Nebula の associate であることを示す。

² 今回の対象天体である PSR J0633+0632 を含め、Fermi LAT で観測されたパルサーについては

<https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/LAT+Gamma-ray+Pulsar+Timing+Models> で Ephemeris をダウンロードできる。

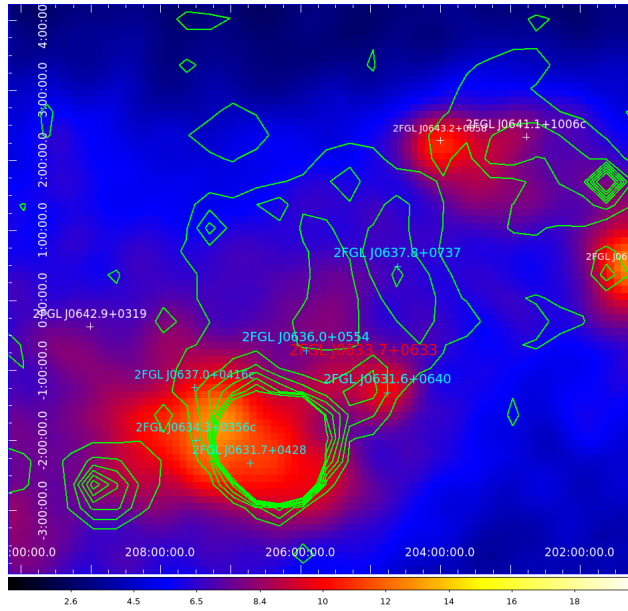


図 4.3: Off-pulse 解析後のガンマ線カウントマップ

図 4.1 から、PSR J0633+0632 の放射ピーク時のイベントデータを取り除くことに成功した。

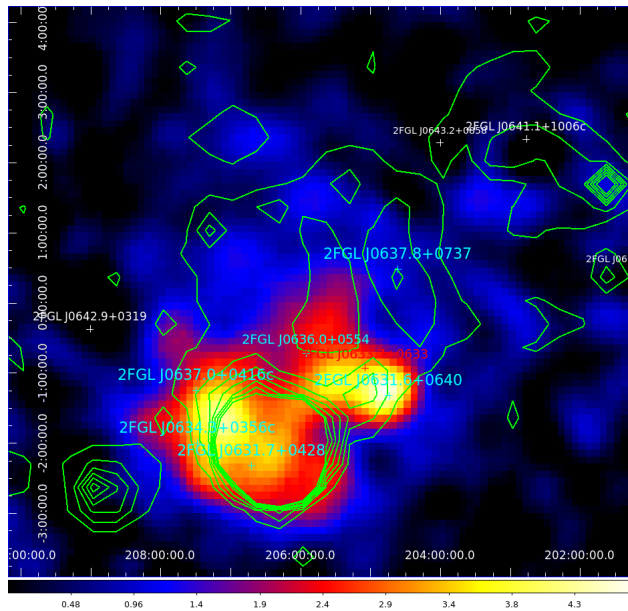


図 4.4: Off-pulse 解析後の残差マップ

られる。また Rosette Nebula 領域においても、広がった強いガンマ線放射がみられる。これら 3 つの領域のガンマ線放射について空間構造を調べるために、それぞれガンマ線放射形状モデルを作成してスペクトル解析を行う。

4.2.1 Rosette Nebula のモデル作成

3 つの領域のうち、最も強くはっきりとしたガンマ線放射をしているため、まずは Rosette Nebula 領域のガンマ線放射モデルを作成する。この放射モデルを作成するために、Dame 氏による CO 全天観測の

マップを用いた [48][49]。Monoceros Loop までの距離が 1.6kpc であるため、その距離に対応するように速度帯を $0 < v < 20[km/s]$ と指定し、その速度帯を積分した CO マップを作成した (図 4.5)。

次にこの CO マップにおいて、ピクセル値に下限値 (0, 1, 2, 3, 4[Kkm/s]) を定め、下限値以下のピクセルを 0 とした。例として 0[Kkm/s] の場合を図 4.6 に表す。

さらに、Rosette Nebula 領域のみのピクセルを残し、それ以外のピクセルを全て 0 とした。0[Kkm/s] の例を図 4.6 に表す。以上の過程を経て、5つの下限値による Rosette Nebula の放射モデルを作成した。

作成した 5つの放射モデルを組み込み、エネルギー領域を 0.5GeV から 300GeV で Likelihood 解析を行った。CO モデルのスペクトルは Power Law とし、その結果を表 4.2 に示す。ここで、 $-2[\text{Log}(\text{likelihood}) - \text{Loglikelihood}(\text{No source})]$ は、そのモデルの Likelihood 値と、天体モデルの位置に何もソースを仮定しない場合の Likelihood 値 (表 left:logL における "No source" の値) との差である。この値が最大になるモデルが、Rosette Nebula における最も尤もらしいモデルとなる。これらの解析から、下限値 0[Kkm/s] の放射モデルが、最も尤もらしいという結果を得た。Rosette Nebula 領域のガンマ線放射モデルは今後このモデルを使用していく。

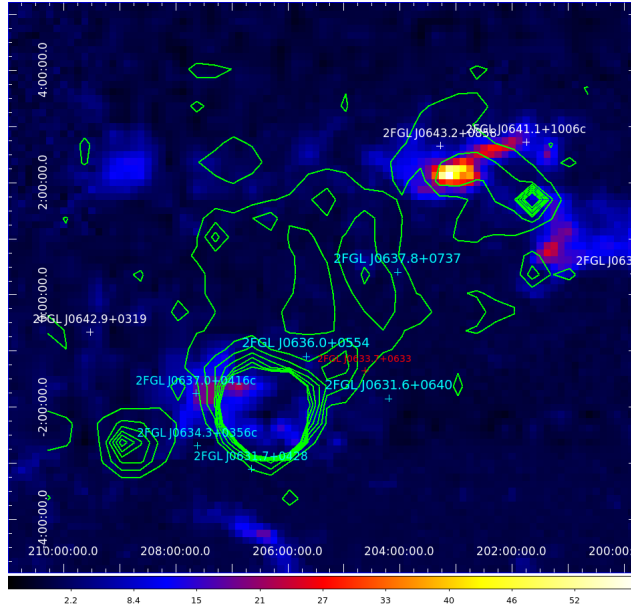


図 4.5: 対応する速度帯で積分した CO マップ
視線速度 $0 < v < 20[km/s]$ で積分した、Monoceros Loop 付近の CO マップ。

表 4.2: Likelihood 解析による Rosette Nebula の CO モデルフィッティングの結果

CO モデルのピクセル下限値 [Kkm/s]	-Log(Likelihood)	$-2[\text{Log}(\text{Likelihood}) - \text{LogLikelihood}(\text{No source})]$
0	114818.3252	219.8839
1	114822.2834	215.9257
2	114827.7331	210.4760
3	114831.8809	206.3282
4	114835.1451	203.0640
No source	115038.2091	-

ここで *Nosource* とは、比較のため Rosette Nebula の領域にモデルをおかない場合である (CO によるモデルだけでなく、2FGL 天体も除外している)

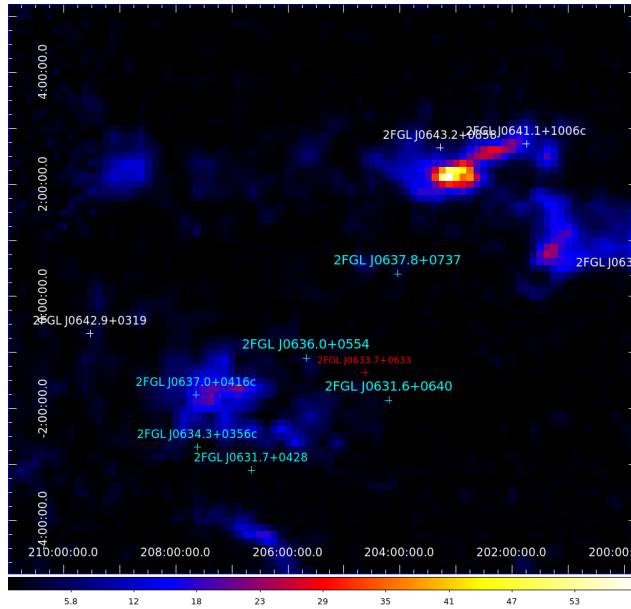


図 4.6: 下限値以下のピクセルを 0 にした CO マップ

図 4.5 の、下限値以下のピクセルを 0 にした CO マップ。ここでは下限値 0 の場合を載せている。Rosette Nebula に対応する部分が残っているが、向かって右上にも強い放射が見られる。

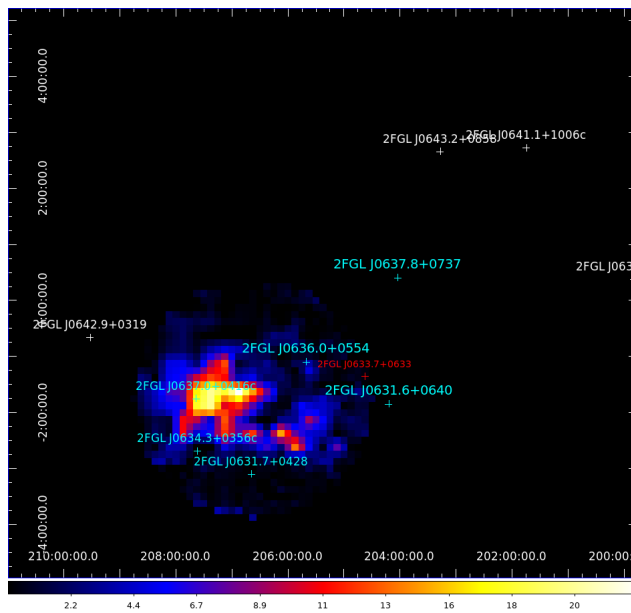


図 4.7: 下限値以下のピクセルを 0 にした CO マップ

図 4.6 の、Rosette Nebula 周辺のピクセルのみを残した CO マップ。

表 4.3: Rosette Nebula の CO モデル作成でのピクセル下限値

ピクセル下限値 [Kkm/s]	0,1,2,3,4
---------------------	-----------

4.2.2 Monoceros Loop のモデル作成

次に Monoceros Loop のガンマ線放射モデルを作成する。図 4.8 は、前述の Rosette Nebula の放射モデルを用いて、Monoceros Loop 領域のみのガンマ線放射を残した残差マップである。Monoceros Loop 領

域のガンマ線放射は、右下に強い点源状放射と広がったガンマ線放射があるのがわかる。これらのガンマ線放射に対応するように、まずは点源状放射に対応するように Power Law の Point モデルと、広がった放射に対応するよう円を描き、disk 形状のガンマ線放射モデルを作成した。図 4.9 は Monoceros Loop に対応するガンマ線放射モデルの位置関係を、図 4.10 は disk モデルである。

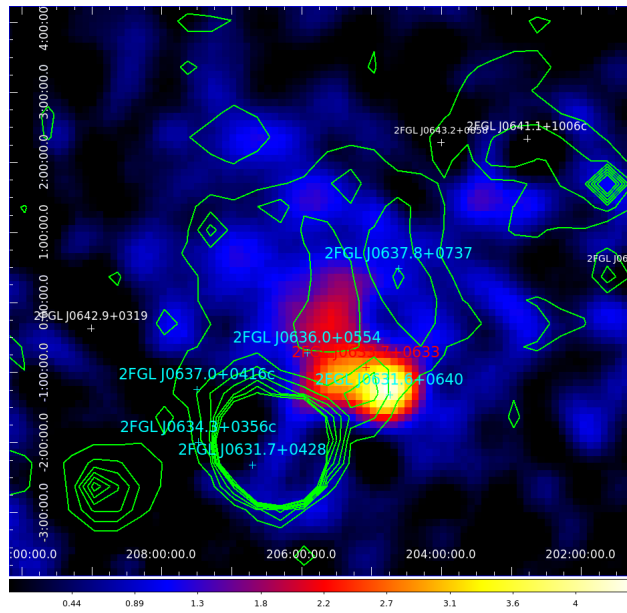


図 4.8: Monoceros Loop のガンマ線放射のみの残差マップ

図 4.7 のモデルを用いて、Rosette Nebula からのガンマ線放射を除いた図。右下に点源状放射があるとともに、Monoceros Nebula の電波のコントアに対応するように、広がったガンマ線放射が見られる。

4.2.3 ガンマ線カウントマップと作成したモデルの比較

Monoceros Loop 領域のガンマ線カウントマップと、作成した Monoceros Loop / Rosette Nebula の合計 3 種類のモデルを組み合わせたモデルマップの比較を図 4.11 に示す。またモデルを組み込んだ場合とフェルミ 2 年カタログの天体によるフィッティング結果を 4.4 で示す。 $-\text{Log}(\text{likelihood})$ の値から、Monoceros Loop を disk と point モデルで、Rosette Nebula を CO マップで作成したモデルでのフィッティングが最ももともらしいことがわかった。これらの 3 種類のモデルを、今後解析で使っていく。

表 4.4: Likelihood 解析による Rosette Nebula の CO モデルフィッティングの結果

使用したモデル	$-\text{Log}(\text{Likelihood})$	$-2[\text{Log}(\text{Likelihood}) - \text{LogLikelihood}(\text{No source})]$
Disk/Point model + Rosette CO model	114798.4639	377.9746
Monoceros 3 point source + Rosette CO model	114818.3252	358.1133
Monoceros 3 point source + Rosette 3 point source	114886.4435	289.9950
<i>NoSource*</i>	115176.4385	-

ここで *NoSource** とは、比較のため Monoceros Loop と Rosette Nebula の領域にモデルをおかない場合である (表 4.2 とは違う No source である)。Monoceros 3 point source / Rosette 3 point source とは、フェルミ衛星 2 年カタログに載っている Monoceros Loop / Rosette Nebula と同位置にある 3 天体である。天体名等は表 4.1 を参照。

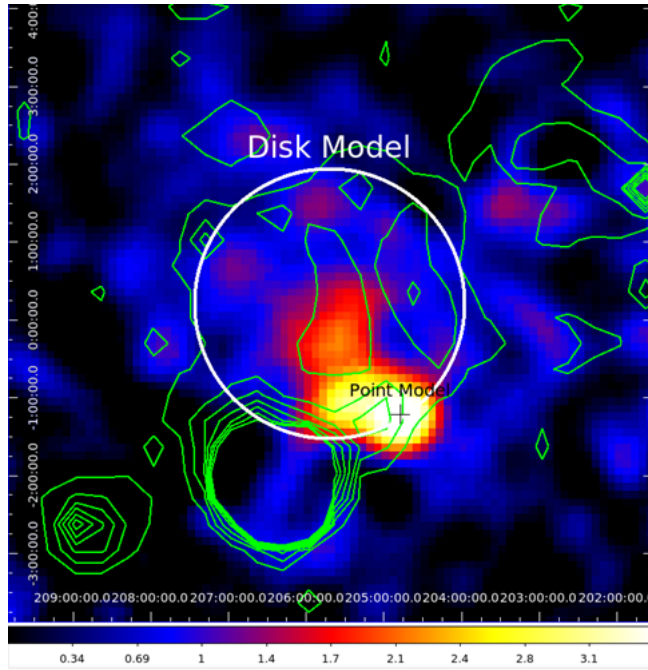


図 4.9: Monoceros Loop の disk モデル

Monoceros Loop の広がったガンマ線放射に対応するよう、図のように point モデルと disk モデルを作成。

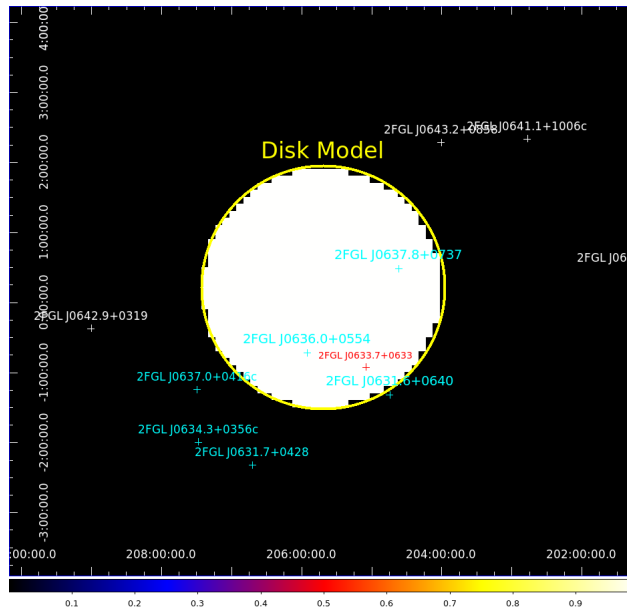


図 4.10: Monoceros Loop の disk モデル 2

円の内側のピクセル値を 1 とし、Monoceros Loop の Disk モデルとした。

4.3 ガンマ線スペクトル

Monoceros Loop / Rosette Nebula の 3 種類のモデルについて、それぞれガンマ線スペクトルを導出した。ガンマ線スペクトルは、エネルギー領域 0.2GeV から 300GeV を Monoceros Loop は 8 つに、Rosette Nebula は 12 個に対数で分割して Likelihood 解析を行うことで導出できる。本研究では TS の値が 15 よ

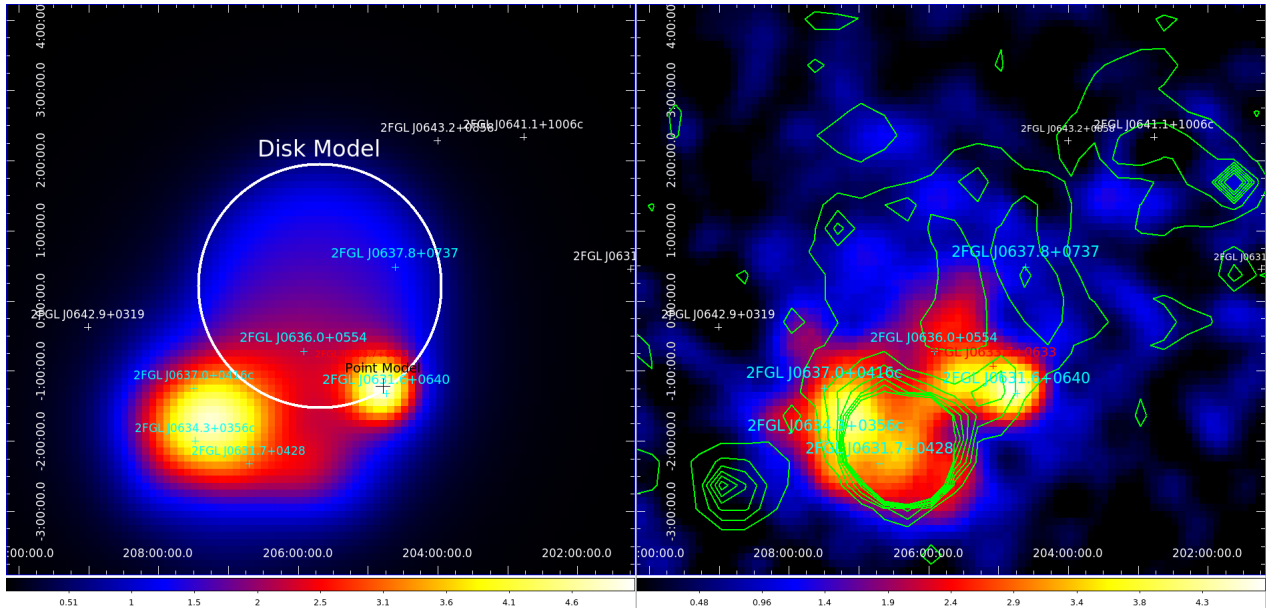


図 4.11: 作成した3つのモデルを組み合わせたモデルマップと Monoceros Loop / Rosette Nebula からの放射のみを残した残差マップの比較

左は Monoceros Loop / Rosette Nebula の3つのモデルを組み合わせたモデルマップ、右はガンマ線放射のみを残したマップである (図 4.4 と同じ)。

り小さくなった場合またはフラックスの誤差が50%以上となった場合は90%誤差水準の上限値で表すこととした。図 4.12, 4.13, 4.14 にそれぞれ Monoceros Loop の disk モデル、Monoceros Loop の point モデル、Rosette Nebula のガンマ線スペクトルを示す。

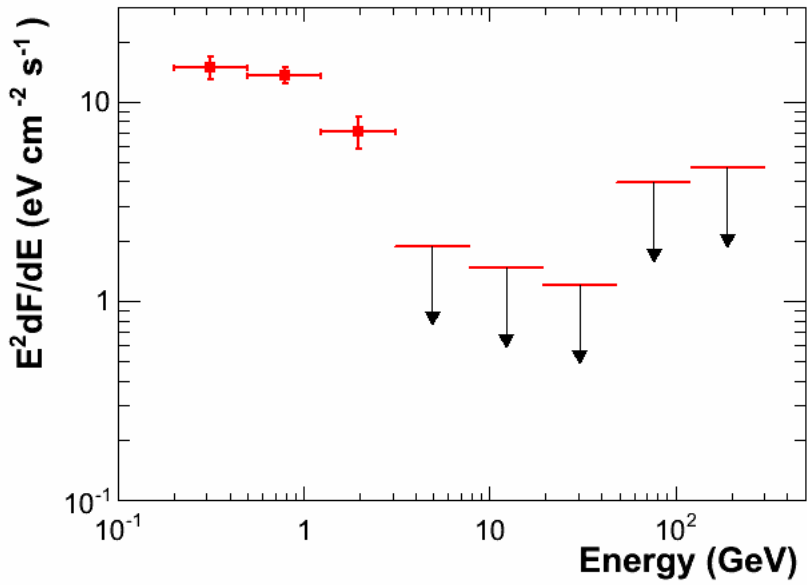


図 4.12: Monoceros Loop の disk モデルでのガンマ線スペクトル
 0.2GeV-300GeV を 8 つに対数で分割したフラックス。赤の縦線は、68%の統計誤差を示す。また矢印は上限値を示し、TS が 15 以下かフラックスの誤差が 50%以上となった場合、90%の上限値とした。以下 2 つのスペクトルも同様である (ただし Rosette Nebula の場合は 12 個に対数で分割している)。

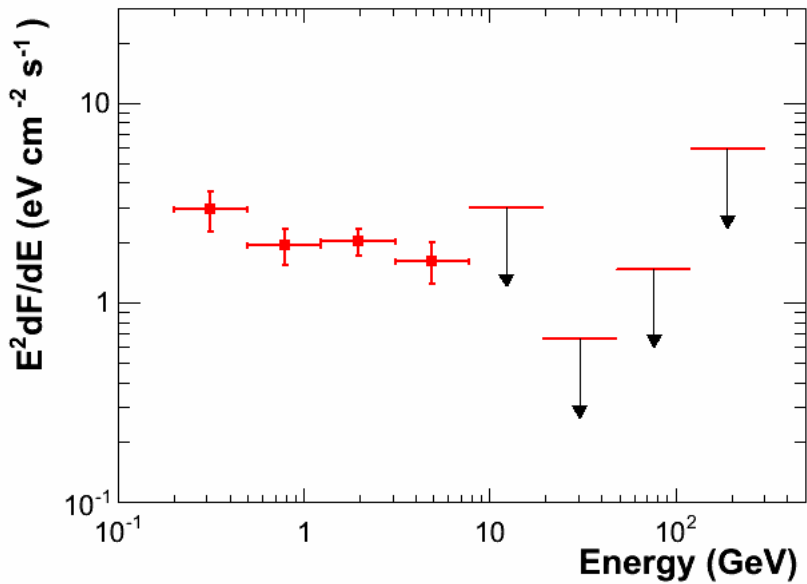


図 4.13: Monoceros Loop の point モデルでのガンマ線スペクトル

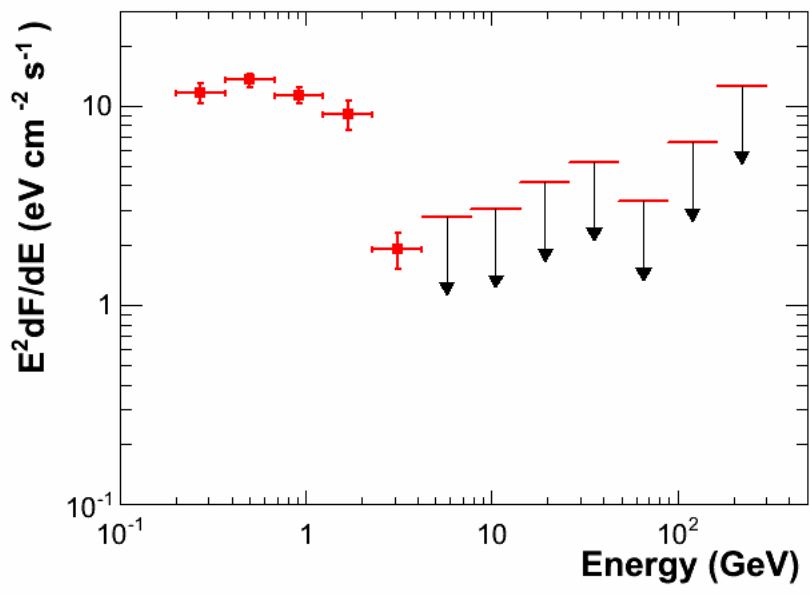


図 4.14: Rosette Nebula のガンマ線スペクトル

第5章 議論

1.2でも述べたように、荷電粒子が星間空間において相互作用することにより発せられるガンマ線は、宇宙線などの高エネルギー粒子の存在を直接示すものとなる。宇宙線陽子が起源となるガンマ線放射機構として π^0 中間子崩壊が、また宇宙線電子が起源となるガンマ線放射機構として制動放射と逆コンプトン散乱がある。

本章では、前章で導出した Monoceros Loop の Disk モデルによるスペクトルを利用し、現在までに観測された電波の結果を用いて多波長でのエネルギースペクトルを求める。その後、 π^0 中間子崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱によるガンマ線放射がそれぞれ卓越したモデルを作成し、それらをフィッティングすることで、Monoceros Loop におけるガンマ線放射機構を議論する。

5.1 ガンマ線の空間分布

まず Off-pulse 解析の結果から、Monoceros Loop / Rosette Nebula でのガンマ線放射に、パルサーの寄与は小さいことがわかった。そして前章において表 4.4 の結果から、Monoceros Loop 及び Rosette Nebula をフェルミソースカタログの 6 天体でフィッティングするよりも、Monoceros Loop は Disk 形状モデル及び Point モデルで、Rosette Nebula は CO マップによるモデルを用いたほうが、よりフィッティングが良くなることがわかった。このことから、Monoceros Loop 及び Rosette Nebula のガンマ線放射形状が、有意に広がった放射であるということがいえる。また Rosette Nebula のガンマ線放射形状と CO 分子雲の形状が重なっていることから、Monoceros Loop で生成された宇宙線が Rosette Nebula に逃げ込み、そこで相互作用を起こしてガンマ線放射が起きていると考えられる。

5.2 多波長でのエネルギースペクトル分布

Monoceros Loop の電波のスペクトルとして、エフェルスベルグ望遠鏡により観測された結果を使用した [46]。結果を図 5.1 及び表 5.1 で表す。Xiao et al(2012) らは、電波のスペクトル指数を $\alpha = -0.41 \pm 0.16$ と導出した。

表 5.1: 各周波数 (波長) に対するフラックス密度 [46]

波長 [cm]	周波数 [MHz]	フラックス密度 S[Jy]
21	1420	120.8±9.9
11	2695	89.7±7.9
6	4800	73.4±3.5

5.3 ガンマ線放射機構の議論

5.1 の電波のスペクトル及び 4.3 のガンマ線のスペクトルを用いて、Monoceros Loop のガンマ線放射機構の議論をしていく。なお、この議論は Cygnus Loop の議論 [24] を参考にした。

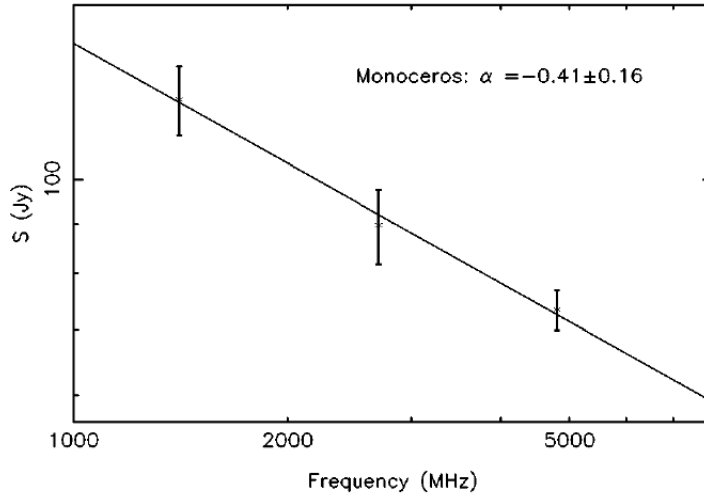


図 5.1: Monoceros Loop の電波のフラックス密度およびスペクトル指数 [46]
 それぞれの周波数 (MHz) に対するフラックス密度 (Jy)。Xiao et al(2012) らによりスペクトル指数は
 $\alpha = -0.41 \pm 0.16$ と導出した。

5.3.1 ガンマ線放射モデリング

Monoceros Loop からのガンマ線放射をモデリングするために、「一定の物質密度と磁場により、宇宙線電子と陽子によりガンマ線が放射する」と仮定した。また電子と陽子の運動量分布は同じであると仮定する。

宇宙線粒子（電子、陽子）の運動量分布のモデルは以下を使う。

$$Q_{e,p}(p) = a_{e,p} \left(\frac{p}{1\text{GeV}c^{-1}} \right)^{-s_L} \left\{ 1 + \left(\frac{p}{p_{br}} \right)^2 \right\}^{-(s_H - s_L)/2} \quad (5.1)$$

ここで、 p_{br} はガンマ線スペクトルの折れ曲がりのエネルギーであり、 s_L 、 s_H はそれぞれスペクトルの折れ曲がり前後のスペクトル指数である。なお s_L は $\alpha = (s_L - 1)/2$ の関係式があるため、電波のエネルギースペクトルのべき指数 (5.2 参照) の $\alpha = -0.41 \pm 0.16$ より、 $s_L = 1.82$ となる。今回はこの値を固定として計算する。

なお電子はクーロン散乱や制動放射、シンクロトロン放射、逆コンプトン散乱によりエネルギーの損失を受けてしまうため、次の式で電子の運動量スペクトルの変化を算出した。

$$\frac{\partial N_{e,p}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p}(b_{e,p}N_{e,p}) + Q_{e,p} \quad (5.2)$$

ここで、 $b_{e,p} = -\frac{\partial p}{\partial t}$ であり、運動量の損失率を表す。また $Q_{e,p}$ は粒子の注入率を表す。

これらを踏まえて、 $N_{e,p} = N_{e,p}(p, T_0)$ を導出する。なお T_0 は超新星残骸の年齢であり、Monoceros Loop の年齢から (1.4 参照) ここでは $T_0 = 3.0 \times 10^4[\text{yr}]$ に固定する。

3つの放射機構及びシンクロトロン放射の導出については、 π^0 崩壊は Dermer et al (1986)[51] を、制動放射と逆コンプトン散乱は Blumenthal & Gould et al (1970)[52] を、低エネルギー側のシンクロトロン放射は Crusius & Schlickeiser et al (1986)[53] を参照した。

シンクロトロン放射は宇宙背景放射などの種光子を叩き上げることによりおこる放射である。そのため種光子の分布（光子密度）をモデルとして組み込む。このモデルは ISRF(Interstella Radiation Field) モデルとして提供され [54]、天体の座標と距離 (Monoceros Loop の場合は座標が $(l, b) = (205.7, 0.2)$ 、距離が 1.6[kpc]) により与えられる。Monoceros Loop の場合は図 5.2 及び表 5.2 となる。

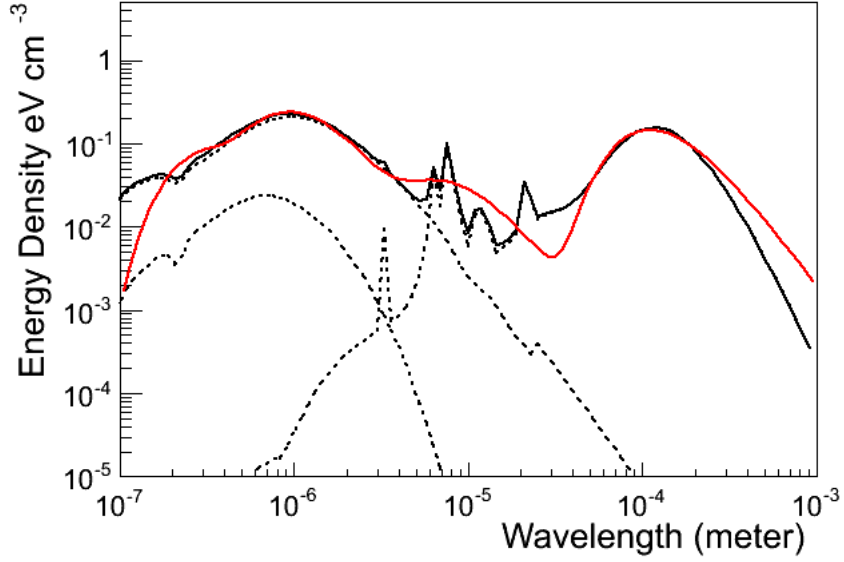


図 5.2: Monoceros Loop における ISRF

表 5.2: ISRF

Radiation Field	Temperature[K]	Energy Density [eV/cm ³]
Optical (Spectral type G-K)	3721.069	0.297
Optical (Spectral type B)	11120.735	0.108
Infrared	33.307	0.197
Transient heating component	494.814	0.041

5.3.2 ガンマ線放射機構によるスペクトルモデルによるフィッティング

ここでは π^0 中間子崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱がそれぞれ卓越する場合におけるスペクトルモデルのフィッティングを示す。方法としてはまずガンマ線側のスペクトルに着目し、 s_L 、 s_H 、 p_{br} でガンマ線スペクトルの折れ曲がりを見積もる。その後、磁場強度 B により電波側スペクトルに合わせていく。最後に全体を free parameter で調整する。表 5.3 がそれぞれのスペクトルモデルのパラメータとなる。ここで、 K_{ep} は電子と陽子の存在比を、 n_H は物質密度を表す。陽子起源である π^0 中間子崩壊は $K_{ep}=0.01$ 、つまり陽子が電子の 100 倍とし、 $n_H = 3.6[/math>cm³] を固定としている。それに対し電子起源である制動放射は $K_{ep}=1$ 、つまり陽子と電子を同数にし、 π^0 中間子崩壊同様 $n_H = 3.6[/math>cm³] を固定としている。同じく電子起源の逆コンプトン散乱は $K_{ep}=1$ は制動放射と変わらないが、物質密度に関しては、 $n_H=3.6$ とすると π^0 中間子崩壊と制動放射のスペクトルモデルが逆コンプトン散乱のスペクトルモデルを卓越するため、 n_H の値を下げてモデリングしている。$$

表 5.3: モデリングで用いたパラメータ

Model	K_{ep}	s_L	p_{br}	s_H	$B[\mu G]$	$n_H[/math>cm3]$	free parameter
π^0 中間子崩壊	0.01	1.82	4.0	3.8	38	3.6	1.0×10^9
制動放射	1	1.82	3.0	6.0	14	3.6	8.5×10^7
逆コンプトン散乱	1	1.82	45	10	0.8	0.03	2.5×10^9

これらのパラメータを用いてそれぞれのガンマ線放射機構によるスペクトルモデルのフィッティング結果を示す。 π^0 中間子崩壊が卓越する場合は図 5.3、制動放射が卓越する場合は図 5.4、逆コンプトン散乱が卓越する場合は図 5.5 である。

また、これらの 3 パターンでの陽子、電子とその合計のエネルギーは表 5.4 のように導出できた。

表 5.4: それぞれのガンマ線放射機構モデルによるエネルギー

Model	Proton[erg]	Electron[erg]	Total[erg]
π^0 中間子崩壊	3.11×10^{49}	6.81×10^{47}	3.18×10^{49}
制動放射	1.72×10^{89}	4.71×10^{48}	6.42×10^{48}
逆コンプトン散乱	9.97×10^{49}	1.96×10^{50}	2.95×10^{50}

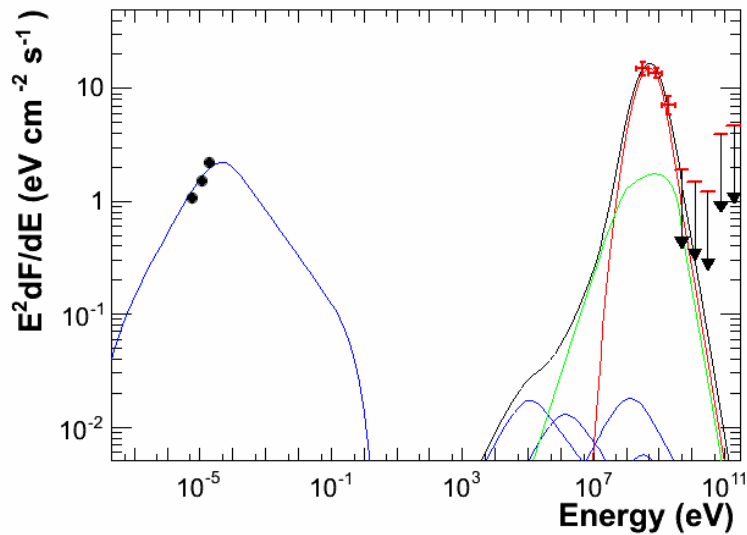


図 5.3: π^0 中間子崩壊が卓越した場合のモデル

赤線が π^0 中間子崩壊モデル、緑線が制動放射モデル、青線が逆コンプトン散乱モデルを示す。黒線が3つのモデルの和。

電波領域とガンマ線領域双方でフィッティングができていることがわかる。

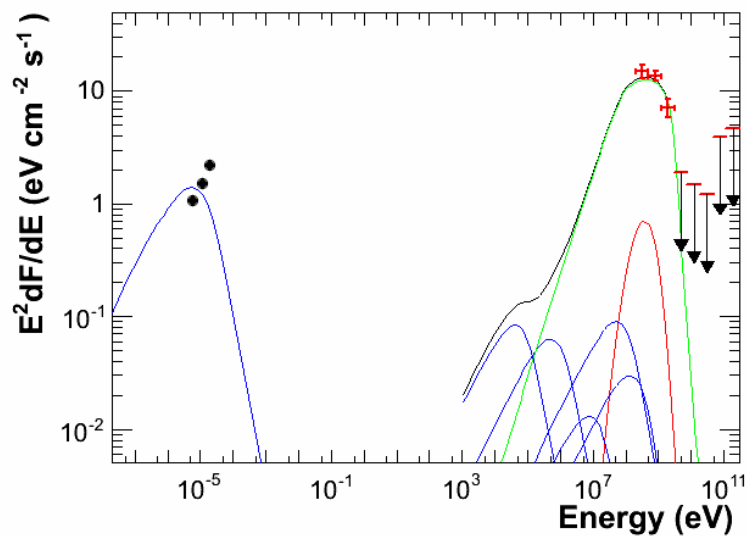


図 5.4: 制動放射が卓越した場合のモデル

凡例は図 5.3 と同じ。電波領域のスペクトルで一部フィッティングができている。

さらに、逆コンプトン散乱型モデルについて光子密度を変えてフィッティングを行った。すなわち、使用する ISRF モデルの数値を 10 倍、100 倍にして、モデルに対し光子密度が大きい環境であることを仮定したときの解析となる。表 5.5 がそれぞれのスペクトルモデルのパラメータとなる。

これらのパラメータを用いてスペクトルモデルのフィッティング結果を示す。ISRF モデルを 10 倍にし

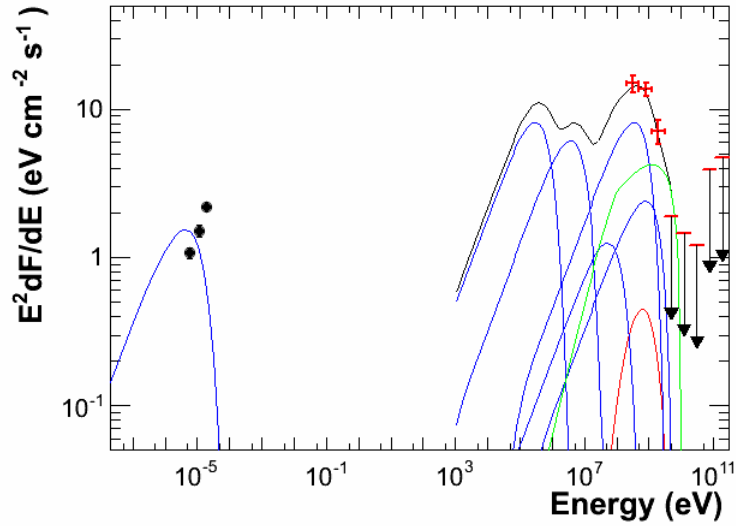


図 5.5: 逆コンプトン散乱が卓越した場合のモデル

凡例は図 5.3 と同じ。制動放射と同様、電波領域のスペクトルで一部フィッティングができていない。

表 5.5: ISRF モデルの数値を変えたときのモデリングで用いたパラメータ

Model	K_{ep}	s_L	p_{br}	s_H	$B[\mu G]$	$n_H[cm^3]$	free parameter
ISRF 10 倍	1	1.82	12	50	5.5	0.3	2.0×10^8
ISRF 100 倍	1	1.82	10	55	20	3.6	2.5×10^7

た場合が図 5.6、ISRF モデルを 100 倍にした場合が図 5.7 である。

また、これらの 2 パターンでの陽子、電子とその合計のエネルギーは表 5.6 のように導出できた。

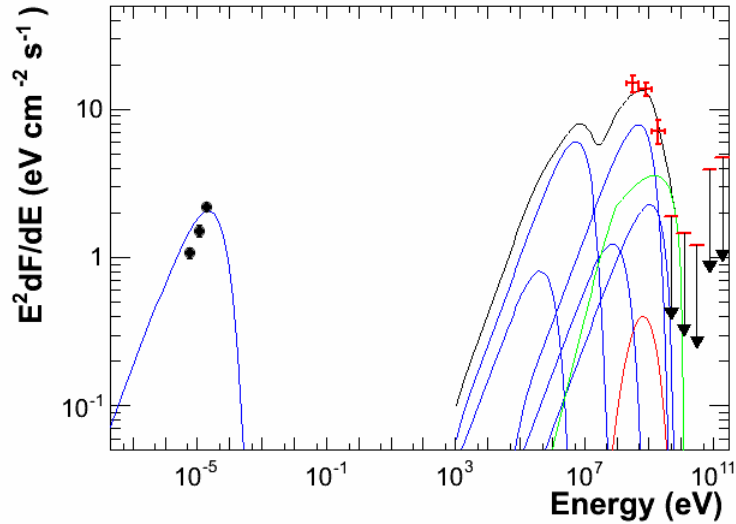


図 5.6: ISRF モデルが 10 倍の場合のフィッティング結果

凡例は図 5.3 と同じ。ISRF モデルがそのままの図 5.5 にくらべ、電波領域では一部フィットしている。

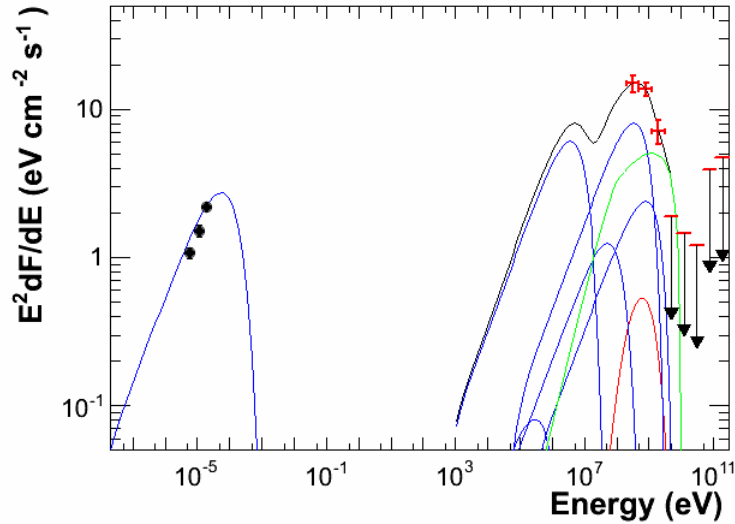


図 5.7: ISRF モデルが 100 倍の場合のフィッティング結果
凡例は図 5.3 と同じ。図 5.6 の 10 倍に比べ、電波領域でもおおむねフィットしている。

表 5.6: ISRF モデルを変えた場合の逆コンプトン散乱型モデルのエネルギー

Model	Proton[erg]	Electron[erg]	Total[erg]
ISRF 10 倍	8.9×10^{48}	1.7×10^{49}	2.5×10^{49}
ISRF 100 倍	9.9×10^{47}	1.9×10^{48}	2.9×10^{48}

5.4 議論のまとめ

前章における解析結果から、Monoceros Loop は Disk 形状モデル及び Point モデルで、Rosette Nebula は CO マップによるモデルを用いたほうが、よりフィッティングが良くなることがわかった。このことから、Monoceros Loop 及び Rosette Nebula のガンマ線放射形状が、有意に広がった放射であるということがいえる。また Rosette Nebula のガンマ線放射形状と CO 分子雲の形状が重なっていることから、Monoceros Loop で生成された宇宙線が Rosette Nebula に逃げ込み、そこで相互作用を起こしてガンマ線放射が起きていると考えられる。

そこで、Monoceros Loop のガンマ線放射について、 π^0 中間子崩壊、制動放射、逆コンプトン散乱のガンマ線放射機構がそれぞれ卓越する場合のガンマ線スペクトルのフィッティングを行った。

まず 3 つのモデルの中で陽子起源である π^0 中間子崩壊型のモデルは電波領域、ガンマ線領域ともに良くフィッティングができた。電子、陽子のエネルギーも、超新星爆発の典型的なエネルギーである 10^{51} erg のおよそ 3%と、1.1.2 で述べた宇宙線と超新星爆発のエネルギー収支を自然に説明できる。

一方で、電子起源である制動放射と逆コンプトン散乱のモデルは、ガンマ線領域のスペクトルはフィッティングできたものの、電波領域では良くフィッティングができなかった。また逆コンプトン散乱については物質密度が 0.03 でのモデリングとなり、観測による値と大きく異なっている。

以上から、Monoceros Loop のガンマ線放射は、陽子起源のガンマ線放射で良く説明できることがわかった。

一方で、ISRF モデルを 10 倍、100 倍と数値を変動させて逆コンプトン散乱型モデルで解析したところ、こちらも良くフィットする結果が得られた。Monoceros Loop 周辺の光子密度が ISRF モデルの 10 倍、100 倍であったら、逆コンプトン散乱型モデルで説明できるということである。

第6章 まとめと今後

本研究では、超新星残骸 Monoceros Loop をフェルミ衛星による GeV ガンマ線観測データの解析を行うことで、超新星残骸とその近傍分子雲における粒子の加速のメカニズムについて調査した。

まず、フェルミ衛星 GeV ガンマ線ソースカタログと、超新星残骸についてまとめられた Green Catalog を用いて、これまで解析がされていない超新星残骸を7つ選出した。その中で、ガンマ線の空間分布について議論ができるよう、視直径が最大である Monoceros Loop に着目して解析を行うことに決めた。この天体について、ガンマ線のカウントマップの作成を行い、近傍にあるパルサー PSR J0633+0632 を Off-pulse 解析により影響を排除し、Monoceros Loop と、その近傍分子雲である Rosette Nebula のガンマ線放射形状モデルを作成し、それぞれのガンマ線スペクトルの導出を行った。

次に、そのガンマ線スペクトルと、これまでに観測されていた電波のスペクトルを用いて、Monoceros Loop からのガンマ線の放射機構を調べた。その結果、 π^0 中間子崩壊によるガンマ線放射機構、すなわち陽子起源のガンマ線放射で良く説明できることがわかった。一方で、ISRF モデルを10倍、100倍にした場合だと、逆コンプトン散乱型の放射機構モデルでも良くフィットする結果が得られた。

本研究ではスペクトル解析を行うにあたり、系統誤差の導出を行っていない。また Monoceros Loop の広がった放射のみのガンマ線放射機構について調査したが、まだ近傍分子雲 Rosette Nebula と Monoceros Loop にある点源状放射について調査を行っておらず、多波長のものも含めて詳細なスペクトル解析を行う必要がある。

付録A Science Tools

A.1 SCons を用いた Science Tools のインストール

今回の解析で使用した Science Tools は、昨年まで使用していたものからバージョンアップしたものである。ここでは、そのインストール方法について述べる。

Science Tools をインストールするにあたり、SCons というソフトウェアビルドツールを使用した。

- SCons
<http://www.scons.org/>

まずは SCons をインストールしておく。次に Science Tools のインストールに移る。

- 参考ページ
http://glast-ground.slac.stanford.edu/workbook/pages/a_LAT_euWB_II/scons_euWB_II_Overview.html

まず適当なディレクトリに移動し、

```
> ./installer.py -c install -v Optimized -t Release -s 09-32-05 -o redhat5-x86_64-64bit-gcc41 -d User -p ScienceTools -i /heag01/Fermi/ScienceTools/ScienceTools-09-32-05 -e /heag01/Fermi/ScienceTools/ExternalLibs/
```

を実行する。ここではインストールディレクトリの指定と、Science Tools のバージョンの指定を行い、ソースコードをダウンロードしている。

ダウンロードが完了したら、

```
scons --with-GLAST-EXT=/heag01/Fermi/ScienceTools/ExternalLibs --compile-debug all
```

を実行する。これでエラーが出なければ、インストールは成功である。

A.2 Science Tools のコマンド

今回の解析で使用したコマンドについて簡単に示す。

gtselect

FT1 ファイルから、データ解析に使用したい領域のデータを切り出すツール。切り出したデータは別名の FT1 ファイル (FITS) 形式で出力される。セレクション条件として、エネルギー領域、座標、領域の半径、時間、入射方向 (Zenith Angle) 等がある。ここで、時間は MET (Mission Elapsed Time) と呼ばれる時間が用いられる。これは、UTC 2001 年 1 月 1 日 00 時 00 分 00 秒からの経過時間で、単位は秒である。

gtmktime

FT2 ファイルにある衛星の位置、地磁気等の情報を用い、FT1 ファイルのタイムカットを行うツール。また、選出し情報をもとに、FT1 ファイルの GTI (Good Time Interval) を新たに作成する。

gtbin

FT1 ファイルを、他のツール (DS9 や XSPEC 等) で利用できるファイル形式へと変換するファイル。イメージやスペクトル、ライトカーブを作成することができる。

gtlike

最尤法によるスペクトルフィット (likelihood 解析) を行うツール。このフィッティングでは、xml ファイルに天体とバックグラウンドのモデルを用意し、天体の位置とエネルギーの分布の情報をもとに、フィッティングを行う。光子 1 イベント毎にフィッティングを行う”Unbinned Likelihood”と、ある領域内の光子イベントに対してフィッティングを行う”Binned Likelihood”がある。

gtltcube

FT2 ファイル中の livetime と FT1 ファイルの GTI を使って、全天の livetime を計算するツール。live time は、LAT での観測時間を示す。FT1 ファイル、FT2 ファイルから、検出器への入射角の関数としてエネルギーごとに観測時間の積分値を計算した、exposure cube を作成する。

gtexpmap, gtexpcube2

FT1 ファイル、FT2 ファイル、gtltcube により作成された exposure cube を用い、unbinned likelihood 解析で使用される exposure map、binned likelihood 解析で使用される exposure cube を作成するツール。gtselect で切り出した FT1 ファイルの領域よりも外側から放射が入り込むことを考慮し、この領域よりも大きい領域で作成する。

gtsrcmap

解析したい領域に含まれる天体のモデル (位置やスペクトルの情報) を記載したモデルファイルを元に、観測に沿ったレスポンスを天体ごとに割り振るツール。この結果を書き込んだファイルをソースマップとよぶ。

gtmodel

gtsrcmap で作成したソースマップと、モデルファイルを元にカウントマップを作成するツール。

gtdiffsrps

銀河面からの放射や、広がった天体等の Diffuse 成分のレスポンス関数を計算するツール。レスポンス関数とは、あるイベントの実際に測定された量からエネルギー、入射角などへ変換する関数である。検出器やエネルギーに依存し、FT1 ファイルに情報が追加される。有効面積を A 、エネルギーの分散を D 、PSF を P 、検出器の方向や、向きの時間変化を表す関数として $\vec{L}(t)$ を用いると、以下の式であらわされる。

$$R(E', p'; E, p, t) = A(A, p, \vec{L}(t))D(E'; E, p, \vec{L}(t))P(p'; E, \vec{L}(t)) \quad (\text{A.1})$$

unbinned likelihood 解析の前にあらかじめ計算しておくことで、likelihood 解析での計算速度が速くなる。

gtfindsrc

点源である天体の位置を unbinned likelihood 解析を用いて調査するツール。点源の位置、 1σ のエラーサークルの大きさが結果として与えられる。

付録B Tempo2

- 参考ページ

http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/pulsar_gating_tutorial.html

Tempo2 はパルサー解析ソフトであり、Science Tools と組み合わせて使用することができる。すなわち、ガンマ線イベントデータに対象天体（パルサー）の Ephemeris を読み込ませることで、Pulse phase を割り当てることができる。

割り当てするには、次のコマンドを使う（なおコマンド例はすべて参考ページと同じで、対象天体は Vela である）。

```
> tempo2 -gr fermi -ft1 Vela_gtis.fits -ft2 L12041715324775652E7F07_SC00.fits -f 0835-4510_ApJ_713_154_2010.par.txt -phase -graph 0
```

ft1 はガンマ線イベントデータで、ft2 は spacecraft ファイルである。これに -f = Ephemeris を読み込ませる。成功すると図 4.2 のような pulse phase の図ができる。これを見てどこをカットするか（どこを残すか）を決める。カットするタイミングを決めたら、Science Tools を使って

```
> ftselect 'Vela_all_events_gtis.fits[events]' Vela_phasecut.fits '(PULSE_PHASE < 0 && PULSE_PHASE > 0.03) — (PULSE_PHASE > 0.68 && PULSE_PHASE < 1)'
```

先にカットを行うイベントデータを指定し、後でカット後のデータ名を決める。次にイベントを残す時間を指定する。ここでは 1 phase につき (0-0.03),(0.68-1) の 2 つの時間を残すとしている。

ftselect を実行し、エラーが無ければ Off-pulse 解析が終了となる。

謝辞

はじめに、本研究を行うに当たり、数多くの方々からご指導、ご協力いただきましたことを深く感謝いたします。指導教官である片桐秀明准教授には、研究方針やフェルミ衛星のデータ解析方法、研究に関わる理論など多岐にわたり丁寧にご指導していただきました。深く感謝いたします。同じく高エネルギー宇宙物理グループの吉田龍生教授には、学部時代から宇宙物理に関することをご教授いただいたほか、本研究においても多くのご助言をいただきました。柳田昭平名誉教授には、ゼミ等で基礎的な物理などをご教授いただきました。深く感謝いたします。

研究室の同期である、田中駿也君、田中洋輔君、馬場浩則君には、授業や研究はもとより、普段の生活など多方面で支えていただきました。また M1 の中山浩平君、吉田和人君には、頼りない先輩ではありましたが、一緒に研究ができたことをうれしく思います。ありがとうございました。

最後に、研究内外に関して支えてくれた友人、そして最後の最後まで物心両面から支援していただきました両親に感謝いたします。本当にありがとうございました。

関連図書

- [1] 小田稔 著 裳華房 「物理学選書 5 宇宙線 [改訂版]
- [2] Anchordoqui, L., Paul, T., Reucroft, S., & Swain, J. 2003, International Journal of Modern Physics A, 18, 22298
- [3] Hillas, A. M. 1984, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22, 425
- [4] 小山勝二・嶺重慎 著 日本評論社 「シリーズ 現代の天文学 8 ブラックホールと高エネルギー現象」
- [5] Thomas K.Gaisser 著 小早川恵三 訳 丸善 「素粒子と宇宙物理」
- [6] 坂下志郎・池内了 著 培風館 「新物理学シリーズ 30 宇宙流体力学」
- [7] NASA Fermi HomePage <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>
- [8] Hartman, R. C., Bertsch, D. L., Bloom, S. D., et al. 1999, ApJS, 123, 79
- [9] Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2012, ApJS, 199, 31
- [10] LAT Specifications & Performance
<http://fermi.gsfc.nasa.gov/science/instruments/table1-1.html>
- [11] NASA CGRO HomePage <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>
- [12] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, ApJ, 697, 1071
- [13] Fermi-LAT Data Analysis <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/>
- [14] Ackermann, M., Ajello, M., Albert, A., et al. 2012, ApJS, 203, 4
- [15] LAT Data Selection Recommendations http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Data_Exploration/Data_preparation.html
- [16] Mattox J. R. et al 1996, ApJ, 461, 396
- [17] Likelihood Model Fitting
http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/documentation/Cicerone/Cicerone_Likelihood/Fitting_Models.html
- [18] MINUIT <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [19] Reynolds, S. P. & Ellison, D. C., et al. 1992 ApJ, 399, L75
- [20] Koyama, K. et al. 1995 Nature, 378, 255
- [21] Yoshida, T. & Yanagita, S., et al. 1997 ESA, SP-382, 85
- [22] Tanimori, T., et al.1998b ApJ, 497, L25
- [23] Koyama, K., et al. 1997 PASJ, 49, L7

- [24] Katagiri, H., et al. 2011 ApJ, 741, 44K
- [25] Tanaka T., et al., 2011,ApJ 740,L51
- [26] Katsuda S., et al., 2008, ApJ, 678, L35
- [27] Aschenbach B., 1998, Nature, 396, 141
- [28] Katagiri H., et al., 2005, ApJ, 619, L163
- [29] Enomoto R., et al., 2006, ApJ, 652, 1268
- [30] Aharonian F., et al., 2005, A&A,437, L7
- [31] Aharonian F., et al., 2007b, ApJ,661,236
- [32] Uchiyama Y., et al., 2012,ApJ 749,L35
- [33] Wolszczan A., et al., 1991, ApJ, 372, L99
- [34] Seta M., et al., 2004, AJ 127, 1098
- [35] Abdo A. A. et al. 2010, ApJ, 722, 1303
- [36] Ajello M., et al., 2012ApJ...744...80A
- [37] Abdo A. A. et al. 2010 ApJ 718 348
- [38] <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/en/effelsberg>
- [39] M, Seta., et al. 1998 ApJ, 505, 282
- [40] Green D. A., et al. 2009 BASI, 37, 45G
- [41] Odegard, N., et al. 1986, ApJ 301, 813
- [42] D. A. Leahy., et al.1986 R. asir. Soc, 220, 501
- [43] Davies, R. D., The Observatory, 83, 172
- [44] Fountain, W. F., et al. 1979 ApJ, 229, 971
- [45] Jaffe, T, R., et al. 1997 ApJ, 484, 129
- [46] L.Xiao and M.Zhu et al. 2012 A&A, 545A, 86X
- [47] Ray, P. S., et al. 2011ApJS, 194, 17R
- [48] Dame et al., 2001, ApJ, 547, 792
- [49] <http://www.cfa.harvard.edu/mmw/MilkyWayinMolClouds.html>
- [50] Nolan, P, L., et al. 2012 ApJS,199,31N
- [51] Dermer, C.D. et al. 1986 A&A, 157, 223
- [52] Blumenthal, G.R., & Gould, R. J. 1970, Rev,Mod,Phys., 42,237
- [53] Crusius,A., & Schlickeiser, R. 1986 A&A, 164,L16
- [54] Porter, T., Moskalenko, Igor V., Strong, Andrew W., et al. 2008, ApJ, 682, 400