ガンマ線超過領域 Cygnus Cocoon の すざく衛星を用いた X線による調査

広島大学大学院理学研究科物理科専攻 高エネルギー宇宙 · 可視赤外線天文学研究室

M120680

田邉 利明

主查:水野 恒史

副查:小嶌 康史

2014年3月22日

銀河宇宙線 (Galactic cosmic-ray;GCR) の起源については、長い間問題となっており未だ解決 には至っていない。GCR の起源としては超新星残骸 (Supernova remnant;SNR) が有力視されて いる。この SNR の親星である大質量星は、OB アソシエーションとして空間的・時間的に集団で 生まれるため、超新星爆発の多くが連鎖的に起きると考えられている。連鎖的な超新星爆発は、 個々の SNR を上回る巨大な高温ガスの塊を生成すると考えられている。これをスーパーバブル と呼び、代表的なものとして、はくちょう座スーパーバブルがある。近年になって、Fermi 衛星 搭載 LAT 検出器や地上チェレンコフ望遠鏡等により星生成領域からの広がったガンマ線放射が検 出されはじめ、GCR の注入とエネルギー収支の議論が可能となってきた。Fermi 衛星がはくちょ う座スーパーバブルに含まれる星生成領域 Cygnus X 中に発見した巨大なガンマ線放射 Cygnus Cocoon(Ackermann et al, 2011, Science, 334, 1103) は、その形状から個々の粒子加速源の集まり ではなく、加速された粒子が星間空間に効率よく閉じ込められている、もしくは星間空間で粒子 が加速されている現場を観測していると考えられる。このガンマ線放射を説明するには、地上で 測定された宇宙線スペクトルに比べ、10-200 倍の強度とハードなべキ指数が必要となる。

そこで我々は Cygnus Cocoon を作る宇宙線粒子種を明らかにし、星生成領域における宇宙線加速と星間空間への注入を定量化することを目的として、すざく衛星によるマッピング観測を行った (図 1)。解析の結果ソース領域 2 点、バックグラウンド領域 2 点ともに強い点源はおらず、広がった X 線に制限をかけることが出来る。4 つの領域からの放射は宇宙 X 線背景放射+銀河面放射が大部分を占めており、ソース領域からの Cygnus Cocoon 由来の X 線放射として 2-10 keV で 0.4×10^{-7} [erg/s/cm²/sr](ソース領域 1) 及び、 0.1×10^{-7} [erg/s/cm²/sr](ソース領域 2) という上限値が得られた。両者の平均値はガンマ線超過が電子起源の場合の予想輝度の 40%にしかならず、ガンマ線超過を作る粒子は主に陽子であるか、電子で高エネルギーにカットオフが必要となる。





図 0.2: Cygnus Cocoon ソース領域 1 の X 線ス 図 0.1: LAT による Cygnus Cocoon のガンマ線 ペクトル 強度マップ及びすざく衛星による観測位置

目 次

第1章	序章	6
1.1	高エネルギー宇宙線	6
	1.1.1 宇宙線	6
	1.1.2 宇宙線のエネルギースペクトル	6
	1.1.3 宇宙線の起源	7
	1.1.4 宇宙線加速	10
1.2	本研究の目的	12
笛ヶ音	V 娘、ガンフ娘知測	14
ガム 子 91		14
2.1		14
2.2	50.00000000000000000000000000000000000	14
	2.2.1 A 称八人前生 9 C (11载 Allo)(日間 ····································	17
2.3		21
2.0	$2.31 \pi^0$ 崩壊	21
	2.3.2 制動放射	$\frac{-1}{22}$
	2.3.3 逆コンプトン散乱	22
	2.3.4 シンクロトロン 放射	23
2.4	Cygnus Cocoon	24
	2.4.1 概要	24
	2.4.2 Fermi 衛星搭載 LAT 検出器による報告	24
		~-
弗3 草	'9さく」による観測及の解析手法	27
3.1	観測領域	27
	3.1.1 Cygnus Cocoon	28
		28
3.2	解析に用いるアーダ	29
3.3		30
	3.3.1 1ヘントセレソンヨン	30
		32
		35
	3.3.4 ハッククフリント・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	31

	3.3.5 広がった放射のスペクトル解析	37
第4章	解析結果と議論	40
4.1	点源の抽出	40
4.2	広がった放射の解析	40
	4.2.1 モデルフィット	40
	4.2.2 Cygnus Cocoon(ガンマ線超過) 由来の X 線放射の検討	45
4.3	ガンマ線超過を作る粒子の議論	47
第5章	まとめと今後	49

図目次

0.1	LAT による Cygnus Cocoon のガンマ線強度マップ及びすざく衛星による観測位置	1
0.2	Cygnus Cocoon \mathcal{Y} ース領域 1 の X 線スペクトル	1
1.1	空気シャワーの反応図。高エネルギーの宇宙線が大気中の原子核と衝突することで、	
	π 中間子や μ 粒子などを生成する。 $[1]$	7
1.2	地球上で測られた宇宙線のエネルギースペクトル (全粒子)[2]	8
1.3	地球上で測定された宇宙線のエネルギースペクトル (粒子種毎)[3]	9
1.4	フェルミ1次加速の概念図。衝撃波面を挟んで左側が超音速領域(上流)、右側が亜	
	音速領域 (下流)。[7]	11
2.1	すざく衛星の概観 [11]	15
2.2	すざく衛星搭載 XIS 検出器の写真 [10]	16
2.3	LAT の模式図 [15]	18
2.4	トラッカーの検出原理 [15]	19
2.5	カロリメータの構造図。[15]	20
2.6	ACD の構造図。最上層の 5 × 5 のアレイとサイドの 16 枚が 4 層に渡り計 89 枚の	
	シンチレータが用いられている。 $[15]$	20
2.7	Fermi 衛星搭載 LAT 検出器が発見した Cygnus X 中のガンマ線超過マップ [16] ..	25
2.8	GeV ガンマ線超過スペクトル。LAT 検出器のデータを 100 MeV~100 GeV の点、	
	Milagro が報告した信号強度を 10 TeV の位置に示す。モデルカーブは青が地球上	
	で測定された陽子による予想であり、実線と破線は電離ガス密度の不定性を表して	
	いる。赤は電子による予想であり、黒のカーブはそれぞれ種光子に応じた成分分解	
	となっている。 $[16]$	26
3.1	(左) 本研究での観測位置に LAT によるガンマ線強度マップを重ねたもの。(右)MSX	
	による 8µm 強度マップ。左図は周辺領域の観測位置もあわせて示した。	27
3.2	FITS 形式の閲覧例 [13]	29
3.3	緑の丸で囲まれた部分が ds9 によってくり抜きを指定した領域	35
4.1	ソース、BG 領域の XIS0,3 による X 線カウントマップをスムージングしたマップ。	
	緑の円が点源として抽出した領域。キャルソース部分は取り除いている。・・・・	41
4.2	Cygnus Cocoon ソース領域 1のX線スペクトル。黒がXIS0、赤がXIS1、緑がXIS3	
	のデータである。	43

4.3	Cygnus Cocoon ソース領域1のX線スペクトルとフィットモデル曲線。黒が全イ	
	ベント (XIS0)、赤が apec1、紫が apec2、緑が apec3、青が Power-Low である。 .	43
4.4	Cygnus Cocoon ソース領域 2 の X 線スペクトル。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3	
	のデータである。	44
4.5	バックグラウンド 領域1の X 線スペクトル。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3の	
	データである。	44
4.6	バックグラウンド 領域2の X 線スペクトル。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3の	
	データである。	45
4.7	ソース、バックグラウンド 領域 (2-10 keV) 及び Kaneda+97 による銀径 28 度 (Hard	
	成分) における GRXE による輝度の銀緯依存グラフ。青がソース領域 $1,2$ 及び BG	
	領域 $1,2$ 。赤が $ ext{Kaneda+97}$ のデータ。緑の線は電子が主にガンマ線超過を作り出し	
	ているとした時の X 線シンクロトロン放射の予想輝度 $0.64 imes10^{-7}~{ m erg~s^{-1}~cm^{-2}}$	
	${ m sr}^{-1}$ である。	46

表目次

2.1	XIS の性能 [9][13]	17
2.2	Fermi と EGRET の性能比較 [14]	17
3.1	観測領域と観測時間	27
3.2	イベントセレクション	33
3.3	モデル関数のパラメータ [28][29][30]	39
4.1	Cygnus Cocoon、バックグラウンド (BG) 領域の抽出した点源のスペクトルフィッ	
	トパラメータ	42
4.2	Cygnus Cocoon、バックグラウンド (BG) 領域の広がった放射のスペクトルフィッ	
	トパラメータ	42
4.3	Cygnus Cocoon、バックグラウンド (BG) 領域の 2-10 keV における輝度	45

第1章 序章

1.1 高エネルギー宇宙線

1.1.1 宇宙線

宇宙線は宇宙を起源とする高エネルギー粒子のことである。天の川銀河に閉じ込められたもの を銀河宇宙線と呼び、その主成分は陽子である。その他にも、リチウムから鉄以上の重さにいた るあらゆる種類の原子核や電子からなる。[1]

1912年から 1919年にかけてオーストラリアの V.F. へスは気球を用いた放射線実験を繰り返し 行い、高度と放射の強さの関係を測定した。ヘスは上空に行くほど放射線強度が増加することを 見出し、放射線が宇宙起源であることを示した。これが宇宙線の発見である。

荷電粒子は運動すると、磁場からのローレンツ力により、磁場にそって螺旋運動を行う。宇宙 線も荷電粒子であるため、星間空間の磁場中を直進することはできず、磁場に沿った螺旋運動を 行い地球へと到達する。よって、一般に宇宙線の入射方向から直接その起源を知ることは出来な いが、宇宙線が放射する電波や X 線ガンマ線などの電磁波を観測することで、その起源や分布に 迫ることが可能となる。

宇宙線が地球大気に降り注ぎ、地球大気を構成する窒素、酸素、アルゴン等の原子核と衝突す ると空気シャワーを起こす (図 1.1)。空気シャワーによって、新たに陽子、中性子、π中間子、μ 粒子、電子、ガンマ線等の放射線が生成される。10-100 TeV 程度までの宇宙線は直接観測によっ て、それ以上のエネルギーの宇宙線はこの空気シャワーの観測によって調べることができる。

1.1.2 宇宙線のエネルギースペクトル

宇宙線のエネルギーは 10⁷ eV~ 10²⁰ eV の非常に広い範囲に分布しており、 3×10^8 eV 付近に ピークを持つと言われている。多くの衛星や気球実験によって、 10^7 eV~ 10^{15} eV のエネルギーの 宇宙線が直接測定され、 10^{13} eV~ 10^{20} eV のエネルギー帯域は空気シャワーで生成された粒子を、 地上に設置した検出器で検出し測定している。これらの測定により得られた宇宙線エネルギースペ クトルを図 1.2 に示す。図 1.2 を見ると 10^8 eV 以上の宇宙線は 2 つの折れ曲がりを持つベキ型の 構造をしていることが分かる。 $10^{15.5}$ eV 付近での 1 つめの折れ曲がりは knee と呼ばれ、 $10^{18.5}$ eV 付近での 2 つめの折れ曲がりは ankle と呼ばれている。~knee、knee~ankle、ankle~ のそれぞれ のベキは 2.7、3.1、2.8 程度となっている。これらは宇宙線の生成と、地球に達するまでの伝播過 程で受ける影響によるものと考えられる。宇宙線のエネルギーが 10^{15} eV 程度以下では、宇宙線 は銀河磁場により銀河系内に閉じ込められていると考えられている。knee の存在から 10^{15} eV 以



図 1.1: 空気シャワーの反応図。高エネルギーの宇宙線が大気中の原子核と衝突することで、π中間子や μ 粒子などを生成する。[1]

上では磁場の閉じ込めが効きにくくなり、銀河系から宇宙線が逃げ出し始めていることが予想される。さらに、エネルギーが 10¹⁹ eV 以上になると、ジャイロ半径が銀河面の厚さと同程度かそれ以上となり、銀河系内に閉じ込めることが出来なくなる。つまり、10¹⁹ eV 以上の宇宙線は銀河 系外に起源を持つと考えられ、それが ankle の原因と考えられる。

また、地球上で測定された宇宙線の粒子種毎のスペクトルは図 1.3 である。これを見ると、陽子のフラックスは 10 GeV において 2×10^{-3} [count/s/cm²/sr/GeV] 程度であり、電子はその 100分の 1 であることが分かる。またベキ指数は典型的に陽子 ~2.7、電子 ~3.2 である。

1.1.3 宇宙線の起源

高エネルギー宇宙線が宇宙のどこでどのようにして、高エネルギーにまで加速されているのか は、未だによく分かっていない。現在、銀河系内宇宙線の起源として最有力とされているものが 超新星残骸である。超新星残骸は超新星爆発の残留物である。

超新星爆発のエネルギーで銀河系内宇宙線のエネルギーを賄うことが出来るか考えてみる。地 球上で測られた宇宙線が天の川銀河ないで典型的とすると、そのエネルギー密度は ~ 1 eV/cm^3 で ある。宇宙線が存在する領域として、銀河円盤の半径を 10 kpc、円盤の厚さを 4 kpcとすると、体 積は約 $4 \times 10^{67} \text{ cm}^3$ なので、宇宙線の全エネルギーは $6 \times 10^{55} \text{ erg}$ となる。一方宇宙線中の同位体 比の観測から宇宙線の銀河系内での寿命が $10^7 \text{ F} (3 \times 10^{14} \text{ s})$ 程度であるので、宇宙線は 2×10^{41} erg/s の割合で生成される必要がある。超新星爆発のエネルギ を 10^{51} erg とし、そのエネルギー の 20%程度が宇宙線加速に使われるとする。超新星爆発の頻度を 30 年に 1 度と仮定すると、超新



図 1.2: 地球上で測られた宇宙線のエネルギースペクトル (全粒子)[2]



図 1.3: 地球上で測定された宇宙線のエネルギースペクトル (粒子種毎)[3]

星爆発の宇宙線へのエネルギー供給量は 0.2×10^{51} erg / 10^9 s = 2×10^{41} erg/s となり、超新星爆発によって銀河系内宇宙線のエネルギーを賄うことができる。

超新星爆発の親星は O 型星や B 型星の様な大質量星であり、これらの大質量星は時間的 · 空間 的に集団で生まれるので、宇宙線の大部分は星生成領域で作られ、星間空間に注入されると考え られている。近年 Fermi 衛星搭載 LAT 検出器や地上チェレンコフ望遠鏡が、星生成領域からの広 がったガンマ線放射を検出し始めたことにより、宇宙線の注入とエネルギーの収支についての議 論が可能となってきた。

1.1.4 宇宙線加速

1.1.3 で述べたように、宇宙線がどこでどのように高エネルギーまで加速されているのかは、未 だ不明瞭な点が多い。この節では、現在提唱されている加速過程のうち統計加速について述べる。

統計加速

統計加速は荷電粒子の一部がある確率で加速される過程のことである。この過程ではすべての 粒子が加速を受け続けられるわけではなく、ごく一部の粒子のみが高エネルギーへと加速される。

統計加速には Enrico Fermi が 1949 年に提案したフェルミ 2 次加速 [4] と、1970 年代にフェルミ 2 次加速を発展させたフェルミ 1 次加速 [5][6] の 2 つのがある。2 次加速は星間空間で、1 次加速は 超新星残骸などの衝撃波面で起こると考えられている。統計加速が有力視されているのは、宇宙 線のエネルギースペクトル (図 1.2) を容易に構成することが出来るからである。

フェルミ2次加速

フェルミ2次加速は、星間雲と呼ばれる宇宙プラズマと星間雲よりも速い荷電粒子が衝突するこ とで、荷電粒子の運動量を増加させる加速方法である。星間雲は周囲よりも磁場が強く、10 km/s 程の速度で運動している。このため、星間雲に近づいた荷電粒子は磁場によって反射される。衝 突の頻度は、星間雲と荷電粒子の速度の差に比例する為、正面衝突の方が僅かに高頻度で起こり、 粒子の平均運動量は時間に比例して増加していく。

実際に衝突によるエネルギーの変化を考えてみる。エネルギー保存則及び運動量保存則により、 正面衝突では式 (1.1), 追突では式 (1.2) のようなエネルギー変化と頻度を持つ。ここで、Eは宇宙 線のエネルギー、Vは星間雲の速度、cは光速である。

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2V}{c}E, Prob \propto 1 + \frac{V}{c}$$
(1.1)

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{2V}{c}E, Prob \propto 1 - \frac{V}{c}$$
(1.2)

よって、1回の散乱によって、

$$\Delta E = 2\left(\frac{V}{c}\right)^2 E \tag{1.3}$$

を得る。角度分布も考慮すると、

$$\Delta E = \frac{8}{3} \left(\frac{V}{c}\right)^2 E \tag{1.4}$$

となり、速度の 2 乗に比例して加速されることが分かる。このことから 2 次加速と呼ばれている [1]。典型的な星間雲の速度 10 km/s に対して、 $\Delta E/E \sim 3.0 \times 10^{-9}$ となる。これは次に述べる 1 次加速に比べ大変小さく、従って加速の効率が悪い。

フェルミ1次加速

フェルミ1次加速は、荷電粒子が衝撃波面を行き来することで運動量を増加させる加速プロセ スである。衝撃波とは超音速で移動する物体の周りに発生し、超音速の流れが流体中に引き起こ す圧力、密度、速度の不連続面のことである[1]。図1.4にフェルミ1次加速の概念図を示す。衝撃 波は図1.4中で右から左へと伝わる。衝撃波面静止系では、図1.4中の衝撃波面を挟んで左側が超 音速で媒質が流れ込む領域で、衝撃波面を挟んで右側が亜音速で媒質が逃れ出す領域となる。ま た、超音速領域(媒質が流れ込む領域)を上流、亜音速領域(媒質が流れ出す領域)を下流と呼ぶ。 宇宙線粒子が上流で衝突した後、下流へと飛び込み、衝突を起こし再度上流へと戻っていく。上流 での衝突は正面衝突、下流での衝突は追突であるので、上流と下流の間を1往復することで、宇 宙線粒子はそのエネルギーを変化させていく。



図 1.4: フェルミ1次加速の概念図。衝撃波面を挟んで左側が超音速領域 (上流)、右側が亜音速領 域 (下流)。[7]

実際に衝撃波面往復によるエネルギー変化について考えてみる。衝撃波の速度をU、音速を c_s としたとき、マッハ数 $M \equiv U/c_s \gg 1$ となる強い衝撃波では、上流の速度を $v_1 = U$ 、下流の速度を v_2 とすると $\frac{v_2}{v_1} \sim \frac{1}{4}$ が成り立つ [1]。よって、

$$v_1 = U, v_2 = \frac{U}{4} \tag{1.5}$$

となり、上流でのエネルギー変化は散乱角を θ として

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\frac{v_1}{c}\cos\theta = 2\frac{U}{c}\cos\theta \tag{1.6}$$

下流でのエネルギー変化は

$$\frac{\Delta E}{E} = -2\frac{v_2}{c}\cos\theta = -2\frac{U}{4c}\cos\theta \tag{1.7}$$

となる。ここで、粒子の速度分布が等方的であるとすると < $\cos \theta$ >= $\frac{2}{3}$ であるので、式 (1.6),(1.7) に代入して

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\frac{U}{c}\frac{2}{3} = \frac{4}{3}\frac{U}{c} \tag{1.8}$$

$$\frac{\Delta E}{E} = -2\frac{U}{4c}\frac{2}{3} = -\frac{1}{3}\frac{U}{c}$$
(1.9)

従って衝撃波面を1往復するときの粒子のエネルギー変化は

$$\frac{\Delta E}{E} (\equiv \xi) = \frac{U}{c} \tag{1.10}$$

となり、衝撃波面の速度の1乗に比例することから、フェルミ1次加速と呼ばれている。例えば若 い超新星残街の場合の典型値として U=3000 km/s とすると $\Delta E/E = 0.01$ となり前節の 2 次加速 に比べて効率が良いことが分かる。

加速された粒子のエネルギースペクトルは加速の効率と加速域からの逃げ出しのバランスによって決まる。加速域に留まっている粒子のエネルギーが指数関数的に増加し、その時定数が $au_{
m acc}$ 、また加速域に留まる粒子数が指数関数的に減少し、その時定数が $au_{
m esc}$ であるとき、エネルギースペクトルは

$$N(E)dE \propto E^{-(1+\frac{\gamma_{\rm acc}}{\tau_{\rm esc}})}dE \tag{1.11}$$

とベキ型となる。粒子が逃げ出す確立が $P_{
m esc}(=\frac{U}{c})$ のとき、式 (1.11) のベキ指数を Γ とすると

$$\Gamma = 1 + \frac{\tau_{\rm acc}}{\tau_{\rm esc}} = 1 + \frac{P_{\rm esc}}{\xi} = 2 \tag{1.12}$$

となり、観測値(陽子~2.7、電子~3.2)と近い値が得られる。

1.2本研究の目的

2011年 Fermi 衛星搭載 LAT 検出器が星生成領域 Cygnus-X にガンマ線超過領域 (Cygnus Cocoon と呼ばれる)を発見した。このガンマ線超過を説明するには、地上で測定された宇宙線スペクトル

と比べて 10-100 倍の強度とハードなべキが必要である。Cygnus Cocoon を X 線で観測し、広がっ た X 線放射が検出されたならば、その X 線の放射機構がシンクロトロン放射と考えるのが自然で あり、宇宙線粒子種が電子であると言える。一方、広がった X 線が有意に検出されなかった場合 は、電子スペクトルに高エネルギーの側のカットオフが存在する、もしくは陽子がガンマ線超過 を作り出しているということになる。よって、X 線による観測を行うことで、ガンマ線超過を作 る宇宙線粒子種を知る (またはスペクトルに制限をつける) ことができる。本研究では、すざく衛 星による Cygnus Cocoon のマッピング観測を行い、ガンマ線超過を作る宇宙線粒子種を明らかに し、星生成領域における宇宙線加速と星間空間への注入を定量化することを目的としている。観 測装置と Cygnus Cocoon 及び関連する物理プロセスについては 2 章で詳しく述べる。

第2章 X線·ガンマ線観測

2.1 X線·ガンマ線観測の意義

光速に近い速さで宇宙空間を飛び交う宇宙線がどこで発生しているのか、またどのようにして 加速されているのかは現在の宇宙物理学における主要なテーマの1つである。宇宙線は荷電粒子 であるため、星間空間を直進することは出来ない。一方、宇宙線が星間物質と相互作用を起こす ことで放射される、X線やガンマ線は星間空間を直進することができる。従って、X線やガンマ 線を観測することで宇宙線の起源に迫ることができる。最近のX線、ガンマ線観測から超新星残 骸により宇宙線電子・陽子が加速されている証拠が得られつつある[8]。また、X線放射は高エネ ルギー電子からのみ放射されるのに対し、ガンマ線は高エネルギー電子・陽子どちらからも放射さ れる。このように、X線やガンマ線を観測することにより、宇宙線の起源や加速・粒子種に加え銀 河系内の物質分布などの情報が得られる。

2.2 観測装置

2.2.1 X線天文衛星すざく搭載 XIS 検出器

X線天文衛星すざくは日本で5番目のX線天文衛星である[9][10]。すざくは日本国内の大学、 諸機関、アメリカ航空宇宙局 (NASA) などの協力により開発が進められ、2005年7月10日に内之 浦宇宙空間観測所 (Uchinoura Space Center;USC) から ISAS/JAXAのM-V-6号ロケットによっ て打ち上げられた。太陽パネルを広げた幅が5.4m、衛星重量が1680kgとこれまでの日本の科学 衛星と比べて非常に大型である。すざく衛星の姿勢制御は太陽電池パネルが太陽から30度以内の 方向に常に向くように三軸制御されている。観測機器は太陽電池パネルの軸に対して垂直に向け られるので、観測可能範囲は太陽から60~120度の角度範囲に制限される。高度570km(低周回 軌道)、軌道傾斜角31度の楕円軌道をとり、1日に地球を15周する。ただし、USCから衛星と通 信出来るのはこのうち5回である。その為、追跡オペレーションは1日に5回、約10分ずつ行わ れる。

すざく衛星は観測機器として、5つの軟 X 線反射望遠鏡 (X-ray telescope;XRT) と1つの硬 X 線 検出器 (Hard X-ray Detector;HXD) が搭載されている。XRT は口径 40 cm、焦点距離 4.5 - 4.75 m であり、伸展長 1.4 m の伸展式光学台 (extensible optical bench;EOB) に取り付けられている。 すざく衛星の XRT は、すざく衛星の前の日本の X 線衛星であるあすか衛星の XRT より一回り大き く、有効面積・結像能力が倍近く向上している。5つの XRT のうち 4 つには X 線撮像分光器 (X-ray Imaging Spectometer;XIS) が、残る1つには高精度 X 線分光装置 (X-ray Spectrometer;XRS) が 焦点に設置されている。XIS は 0.2 - 12 keV の X 線を観測する CCD カメラである。XRS は従来 の X 線検出器より波長分解能が 1 桁以上向上するように設計されていたが、2005 年 8 月 8 日に装 置冷却用の液体ヘリウムが消失してしまったために、現在は観測不能となっている。HXD は 10 -700 keV と XIS よりも高いエネルギーの X 線を観測するために開発された検出器で、GSO シン チレータと PIN 型フォトダイオードを用いた半導体検出器の組み合わせからなっている。これら を筒状に伸びた井戸型 BGO シンチレータの底に配置することによってガンマ線ノイズを低減し、 高感度観測を行っている。

すざく衛星はこれらの検出器によって広範囲の観測帯域、低バックグラウンドな観測を可能とし、宇宙の構造形成やブラックホール直近領域等の探査で成果を上げている。図 2.1 にすざく衛星の概観図を示す。



図 2.1: すざく衛星の概観 [11]

XIS 検出器

XIS は X 線検出に用いられる CCD カメラであり、半導体検出器を 2 次元アレイ状に並べたものである。CCD に X 線が入射すると、ある確率で光電吸収が起きる。光電吸収によって生じた 光電子はエネルギーを失うまで Si 原子と次々と反応を繰り返し、電子・正孔対を作る。生成され る電子・正孔対の数は、入射 X 線のエネルギー E に比例し、およそ (E/W_{Si}) 個となる。ここで、 W_{Si}は Si の平均電離エネルギーで ~ 3.65 eV である。このようにして発生した電子の集まりを正確に検出することで、入射 X 線のエネルギーを測定することができる。検出器の位置分解能は画素の大きさによって決まり、XIS は比例係数管と比べて優れている。また、入射 X 線は空乏層内で吸収されなければ正確なエネルギーが測定出来ないので、高エネルギー X 線の検出効率を上げるには空乏層を厚くする必要がある [12]。

XIS は 4 台の X 線 CCD カメラから構成されており、天体の撮像と X 線スペクトル取得を目的 としている。XIS はあすか衛星に搭載されていた CCD カメラ (SIS) と比べ、空乏層の厚さが 2 倍 であるので、高エネルギー X 線に対して感度が向上している。さらに、CCD の動作温度を-90 度 と低くしたことで暗電流を押さえており、電荷転送非送率を減少させている [12]。XIS には高エネ ルギーに高感度な表面照射型 (XIS0,2,3) と低エネルギーに高感度な裏面照射型 (XIS1) に 2 種類が ある。このうち XIS2 は不具合により使用不可となっている。また、それぞれの CCD にはキャリ ブレーションソースが 2ヶ所づつ付いている。XIS の写真を 2.2、性能を 2.1 に示す。

このすざく衛星搭載 XIS 検出器は、イメージングができ、また衛星が低周回軌道を通ることから低バックグラウンドを実現しており、広がった X 線放射に対する感度が最も良い検出器である。 そこで本研究では、XIS 検出器を用いて Cygnus Cocoon の X 線観測を行った。



図 2.2: すざく衛星搭載 XIS 検出器の写真 [10]

XIS	視野	17'8×17'8
	エネルギー帯域	0.2 -12 keV
	有効画素数	1024×1024
	1 画素のサイズ	$24 \ \mu \mathrm{m} { imes} 24 \ \mu \mathrm{m}$
	エネルギー分解能	\sim 130 eV@6 keV
	有効面積 (XRT-I 込み)	$340 \text{ cm}^2(\text{FI}), 390 \text{ cm}^2(\text{BI}) @1.5 \text{ keV}$
		350 cm ² (FI), 100 cm ² (BI) @8 keV
	時間分解能	8s (Nomal mode), 7.8 ms (P-Sum mode)

表 2.1: XIS の性能 [9][13]

2.2.2 Fermi 衛星搭載 LAT 検出器

Fermi 衛星は 2008 年 6 月 12 日に Kennedy 宇宙センターで打ち上げられた宇宙ガンマ線衛星で あり、アメリカ、日本、イタリア、フランス、スウェーデン等による国際協力のもとに開発された。 Fermi 衛星には主検出器である Large Area Telescope(LAT) と Gamma-ray Burst Monitor(GBM) の 2 つの検出器が搭載されている。LAT は広い視野 (全天の 20%程度) とエネルギー帯域 (20 MeV-300 GeV) で全天ガンマ線サーベイを行っている。その性能は 1991~2000 年に活躍していた EGRET 検出器を大きく凌ぎ (表 2.2)、様々な高エネルギー現象の解明や EGRET では未同定であった天体 の同定等で成果をあげている。

	Fermi(LAT) Dffuse Class	EGRET				
エネルギーバンド	$20~{\rm MeV}-300~{\rm GeV}$	$20~{\rm MeV}-30~{\rm GeV}$				
有効面積	$6500~{ m cm}^2(1~{ m GeV})$	$1500 \ \mathrm{cm}^2$				
Field of View	$> 2.4 \mathrm{\ sr}$	$0.5 \ { m sr}$				
角度分解能	$3.5^{\circ}(100 { m ~MeV})$	$5.8^{\circ}(100 \text{ MeV})$				
	$0.15^{\circ}(10 { m ~GeV})$	$0.5^{\circ}(10 { m ~GeV})$				
エネルギー分解能	9 - 15%(100 MeV - 1 GeV)	10%				
	$8-9\%(10~{\rm GeV})$					
1 イベントデッドタイム	$26.5~\mu{\rm s}$	$100 \mathrm{ms}$				
点源位置決定精度	$<~0.5$ $^{\prime}$	15 ′				
点源感度	$3 \times 10^{-9} \mathrm{~cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1}$	$10^{-7} \mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1}$				
検出天体	1873	271				

表 2.2: Fermi と EGRET の性能比較 [14]

LAT 検出器

LAT は、入射したガンマ線が対生成を起こすことによって発生する電子・陽電子を捉えること で、ガンマ線を検出する電子・陽電子対生成型ガンマ線検出器である。LAT は飛跡を検出するト ラッカー (Tracker;TKR)、エネルギーを測定するカロリメータ (Calorimeter;CAL)、バックグラ ウンドになる荷電粒子を識別する Anti-coincidence detector(ACD) の 3 つから構成されている。 LAT の模式図を図 2.3 に、LAT の性能を表 2.2 に示す。



図 2.3: LAT の模式図 [15]

トラッカー (TKR)

トラッカーは対生成によってできた電子・陽電子の飛跡を捉えて入射 線の到来方向を割り出 す検出器である。19層のトレイにそれぞれ Siストリップ半導体検出器を 4×4 = 16枚を取り付け た Siレイヤーが 2枚、入射 線と相互作用を起こすための原子番号の高いタングステンのシート を重ねあわせて構成されている。Siレイヤーは最上部と最下部のトレイにはそれぞれ下部、上部 にのみ使われているので全部で 36枚の Siレイヤーが使われている。Siレイヤーは X座標と Y座 標を測定する 2枚でタングステン 1枚に重ねる形で置かれている (図 2.4)[15]。

有効面積を確保するためには、タングステンシートは厚いほうが優れているが、厚すぎると生成 された電子・陽電子がタングステンによって多重散乱されてしまい角度分解能が悪くなる。特に、 低エネルギーの 線の到来方向の精度を上げるためには多重散乱は無視できない。そこで、最初の 12 枚のトレイには薄いシート (0.03 radiation length) が使われている。これを Front Converter と 呼ぶ。高いエネルギーを持つガンマ線の場合は多重散乱をそれほど気にする必要が無いので、有 効面積を確保するために下の 4 層のトレイには厚いシート (0.18 radiation length) が使われてい る。これを Back Converter と呼ぶ。それよりも下のトレイには多重散乱によって飛跡が曲げられ ることの無いようにタングステンシートは使われていない。

トラッカーが 線を検出する原理を描いたイラストを図 2.4 に示す。トラッカーに 線が入射 すると、タングステンシートによって対生成が起こり、電子・陽電子が生成される。その飛跡を Si ストリップ半導体検出器によって検出し 線の到来方向を割り出している。



図 2.4: トラッカーの検出原理 [15]

カロリメータ (CAL)

カロリメータは入射した荷電粒子のエネルギーを測定する装置である。カロリメータはトラッ カーの下部に位置し、CsI(TI)シンチレータのアレイで構成されている。入射 線光子から生成さ れた電子・陽電子が入射すると、電磁カスケードが起こり、それによって生じたシンチレータ光を フォトダイオードで検出し、入射 線光子のエネルギーを測定している。図 2.5 にカロリメータの 構造図を示す。

Anti-coincidence Detector(ACD)

ACD はトラッカーを覆う 89 枚のセグメント化されたシンチレータである。ACD は光ファイ バーを介して光電子増倍管により荷電粒子からの信号を読み出しを行っている。反同時計数によ り、99.97 %以上の荷電粒子バックグラウンドを除去することができる。図 2.6 に ACD の構造を 示す。



図 2.5: カロリメータの構造図。[15]



図 2.6: ACD の構造図。最上層の 5 × 5 のアレイとサイドの 16 枚が 4 層に渡り計 89 枚のシンチ レータが用いられている。[15]

2.3 宇宙線と星間物質の相互作用

宇宙線は星間空間で様々な反応により電磁波を放射する。反応は主に以下の4つに大別される。

- 1. π^0 崩壊
- 2. 制動放射
- 3. 逆コンプトン散乱
- 4. シンクロトロン放射

宇宙線粒子が陽子の場合には π⁰ 崩壊が起こる。宇宙線粒子が電子の場合には制動放射、逆コン プトン散乱、シンクロトロン放射が起き、これらの反応で生じた電磁波の観測により宇宙線に関 する情報を引き出すことができる。以下、各反応について説明する。

2.3.1 π^0 崩壊

陽子のエネルギーがある値を超えると、星間物質との衝突により π 中間子が生成される。中性の π 中間子 π^0 は平均寿命 8.4 × 10⁻¹⁷ s と非常に短く、即座に 2 つの光子に崩壊する。

 π^0 中間子の質量 $(m_{\pi}c^2)$ は 140 MeV であるので、静止系では 70 MeV のガンマ線を放射することが分かる。実験室系にローレンツ変換すると、

$$\begin{pmatrix} E_{\gamma} \\ p_{\gamma}c \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\pi}^{2}}} \begin{pmatrix} 1 & -\beta_{\pi} \\ -\beta_{\pi} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{m_{\pi}c^{2}}{2} \\ \frac{m_{\pi}c^{2}}{2} \end{pmatrix}$$
(2.1)

となり、 π^0 中間子の進行方向に高エネルギーのガンマ線を、反対方向に低エネルギーのガンマ線 を放出する。ここで E_{γ} 、 p_{γ} はそれぞれ実験室系におけるエネルギーと運動量であり、 $E_{\gamma} = p_{\gamma}c$ という関係をもつ。また、 $\beta_{\pi} \equiv \frac{v}{c}$ であり、v は π 中間子の速度、c は光速である。

よって、放射されたガンマ線のエネルギー範囲は、

$$\frac{m_{\pi}c^2}{2}\sqrt{\frac{1-\beta_{\pi}}{1+\beta_{\pi}}} \le E_{\gamma} \le \frac{m_{\pi}c^2}{2}\sqrt{\frac{1+\beta_{\pi}}{1-\beta_{\pi}}}$$
(2.2)

となる。式 (2.2)から、エネルギー分布は 70 MeV を中心に対数で対称となることが分かる。宇宙 線のエネルギー分布と反応断面積についても考慮すると、得られるガンマ線スペクトルの高エネ ルギー側のベキは、宇宙線陽子のスペクトルのベキとほぼ一致する [1]。

2.3.2 制動放射

電子が原子核の近くを通る際に、原子核の電場により進行方向が急激に曲げられ、電子が加速 されることで電磁場を放射する。これを制動放射と呼び、宇宙線電子と星間物質の間で起こると ガンマ線が放射される。

制動放射による宇宙線電子のエネルギー損失は次の式で表すことができる [1]。

$$-\frac{1}{E}\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm bremss} = 4NZ^2 r_e^2 \alpha c\overline{g} \tag{2.3}$$

ここで、N は的となるガスの密度、Z はガスの原子番号である。古典電子半径 r_e と微細構造定数 α は定数であり、それぞれ $r_e \sim 2.82 \times 10^{-15}$ m、 $\alpha \sim 1/137$ である。 \overline{g} は電子のエネルギーや電離 状態に微弱に依存する係数であり、 $\overline{g} \sim 1$ である。式 (2.3) から制動放射によるエネルギー損失率 は入射電子のエネルギーに比例することが分かる。エネルギー E の電子による制動放射では、そ のエネルギーまではほぼフラットなエネルギースペクトルを持つ。よって、単位時間、単位エネ ルギーあたりに放出されるガンマ線の数を $N(\epsilon)$ とすると式 (2.4) のようになる。

$$N(\epsilon)d\epsilon = AN\frac{d\epsilon}{\epsilon} (\epsilon \le E_e) \tag{2.4}$$

ここで、 ϵ はガンマ線のエネルギーであり、A は比例定数で星間ガスの組成から $A \sim 10^{-21} \text{ m}^3 \text{s}^{-1}$ となる。入射電子の粒子数スペクトルが $N_e(E) = \kappa E^{-p}$ の時、制動放射によるガンマ線の光子数 スペクトルは式 (2.5) で表すことができ、制動放射によって放射されるガンマ線スペクトルのベキ は電子のスペクトルのベキと同じになることが分かる [1]。

$$I_{\rm bremss}(\epsilon) = \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{AN}{\epsilon} \kappa E^{-p} dE = \frac{AN\kappa}{p-1} \epsilon^{-p}$$
(2.5)

2.3.3 逆コンプトン散乱

高エネルギー電子が光子と衝突し、電子から光子へとエネルギーが供給されるような現象を逆 コンプトン散乱と呼ぶ。宇宙線電子と星間光子との間で逆コンプトン散乱が起きると、ガンマ線 が生成される。

光子のエネルギー密度が $U_{\rm rad}$ の場合の逆コンプトン散乱によるエネルギー損失は式 2.6 のよう に表すことができる [1]。

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm IC} = \frac{4}{3}\sigma_T c\gamma^2 U_{\rm rad} \tag{2.6}$$

ここで、 σ_T はトムソン散乱断面積、cは光速、 γ は電子のローレンツファクターである。電子のエネルギーとローレンツファクターの関係は $E_e = m_e c^2 \gamma$ であるので、逆コンプトン散乱による電子のエネルギー損失は電子のエネルギーの2乗に比例する。よって、エネルギーが高いほど寿命が短くなることが分かる。

エネルギー $E_e(=m_ec^2\gamma)$ の電子による逆コンプトン散乱で生成される光子の平均エネルギー は入射光子の振動数を ν_0 として、 $K = \frac{4}{3}h\nu_0\gamma^2$ である。これに物理定数を代入して変形すると式 (2.7) となる。

$$K \sim 0.5 (\frac{h\nu_0}{1 \text{ eV}}) (\frac{E_e}{10 \text{ GeV}})^2 \text{ GeV}$$
 (2.7)

よって、10 GeV の宇宙線電子が 1 eV の星間光子を逆コンプトン散乱すると、約 500 MeV のガン マ線が放射されることになる。

逆コンプトン散乱によるスペクトルを考える。あるエネルギー帯域 $E_e \sim E_e + dE_e$ の中に、 $dN_e \propto E_e^{-p} dE_e$ 個の電子があるとする。1回の散乱で光子は電子のエネルギーの2乗に比例する エネルギーを持つことになるので、光子全体は式 (2.8) に比例するエネルギーを持つ。

$$E_e^2 \cdot E_e^{-p} dE_e \tag{2.8}$$

放射される光子のエネルギー K と入射電子のエネルギー E_e の間には $K \propto E_e^2$ の関係が成り立っているので、

$$E_e \propto K^{1/2}, dE_e \propto K^{-1/2} dK \tag{2.9}$$

となり、式 (2.9) を式 (2.8) に代入すると、放射される光子のエネルギースペクトルは以下の式 (2.10) となる。

$$\propto K^{-\frac{p-1}{2}}dK \tag{2.10}$$

よって、放射光子の光子数スペクトルは $I_{IC}(K) \propto K^{-\frac{p+1}{2}}$ となり、電子のスペクトルのベキが p であれば、放射される光子のスペクトルのベキは $\frac{p+1}{2}$ となる。10 GeV 程度の高いエネルギーを持 つ電子のスペクトルのベキは 3 程度であるので、放射されるガンマ線のベキは 2 程度となり、制動放射や π^0 崩壊で放射されたものよりフラットになる [1]。

2.3.4 シンクロトロン放射

電子が磁場によるローレンツ力により進行方向を曲げられ、電子が加速されることで電磁波を 放射する。これをシンクロトロン放射と呼び、宇宙線電子と星間磁場等との間で起こると電波か ら X 線に渡る広いエネルギー帯で放射が起きる。

磁場のエネルギー密度が U_{mag} の場合のシンクロトロン放射によるエネルギー損失は式(2.11)のように表すことができる [1]。

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\rm sync} = \frac{4}{3}\sigma_T c\gamma^2 U_{\rm mag} \tag{2.11}$$

ここで、 σ_T はトムソン散乱断面積、cは光速、 γ は電子のローレンツファクターである。電子のエネルギーとローレンツファクターの関係は $E_e = m_e c^2 \gamma$ であるので、シンクロトロン放射による

電子のエネルギー損失は逆コンプトン散乱と同様に、電子のエネルギーの2乗に比例する。よって、エネルギーが高いほど寿命が短くなることが分かる。

エネルギー $E_e(=m_e c^2 \gamma)$ の電子によるシンクロトロン放射で生成される光子の強度が最大となる周波数 ν_{\max} は磁場の大きさを B、電子の質量を m_e として、 $\nu_{\max} = 0.29 \times \frac{3}{2} \gamma^2 \frac{eB}{2\pi m_e} \sin(\theta)$ である。これに物理定数を代入して変形すると式 (2.12) となる。

$$E_s = h\nu_{\rm max} \sim 2000 (\frac{B}{10 \ \mu \rm{G}}) (\frac{E_e}{100 \ \rm{TeV}})^2 \sin(\theta) \ \rm{eV}$$
 (2.12)

ここで、θは電子の運動量ベクトルと磁場のなす角度である。よって、100 TeV の宇宙線電子が 10 μGの磁場によりシンクロトロン放射されると、約2 keV の X 線が放射される。また、シンク ロトロン放射の典型的なエネルギーはローレンツファクターの2 乗に比例しており、その結果電 子スペクトルのベキと光子スペクトルのベキの関係は逆コンプトン散乱と同じになることが分か る [1]。

また、シンクロトロン放射の単位体積辺りの放射率 Jは、電子のベキに依存した定数を $a(p) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Gamma(\frac{p}{4} + \frac{19}{12})\Gamma(\frac{p}{4} - \frac{1}{12})\Gamma(\frac{p}{4} + \frac{5}{4})}{(p+1)\Gamma(\frac{p}{4} + \frac{7}{4})}$ として

$$J(\nu) = 2.34 \times 10^{-25} a(p) \left(\frac{B}{1 \text{ T}}\right)^{(p+1)/2} \kappa' \left(\frac{3.21 \times 10^{17} \text{Hz}}{\nu}\right)^{(p-1)/2} \quad [\text{W m}^{-3} \text{ Hz}^{-1}]$$
(2.13)

と表すことができる。ここで、pは電子のベキ指数、 κ^2 は $c/m^3/GeV$ 単位で表した 1 GeV における電子の密度である。典型的な電子のベキ指数 p=3に対しては $a(p) \sim 0.27$ となる。[1]

2.4 Cygnus Cocoon

2.4.1 概要

本研究のターゲットである Cygnus Cocoon は、2011 年に Fermi 衛星搭載 LAT 検出器によって Cygnus X 方向に発見されたガンマ線超過領域のことである [16]。Cygnus X は、はくちょう座方 向にあるさし渡し数度にも及ぶ大規模な星生成領域のことで、広がった電波源として発見された [17]。Cygnus X は太陽系から 1.5 kpc 程度離れており、800 もの電離水素領域といくつかの OB ア ソシエーションを含んでいる。そのうちの一つである、Cygnus OB2 と星団 NGC6910 を結ぶよ うな形をしたガンマ線超過が Cygnus Cocoon である (図 2.7)。次節で LAT による報告の詳細を述 べる。

2.4.2 Fermi 衛星搭載 LAT 検出器による報告

2011 年に Fermi 衛星搭載 LAT 検出器によって、50 pc 程度の巨大な広がったガンマ線放射が Cygnus X 中に発見された [16]。これは標準的な (地球で測定されたのと同じ) 宇宙線強度では説明 できないガンマ線の超過である。Fermi 衛星搭載 LAT 検出器によるイメージを図 2.7 に、GeV ガ ンマ線超過信号のスペクトルを図 2.8 に示す。図 2.8 は 100 MeV~100 GeV に LAT 検出器のデー タ、10 TeV の位置に Milagro が報告した信号強度示をしてある。モデルカーブは青が地球上で測定された陽子による予想であり、実線と破線は電離ガス密度の不定性を表している。赤は電子による予想であり、黒のカーブはそれぞれ種光子に応じた成分分解となっている。Cygnus Cocoonのスペクトルはベキがおよそ 2 で表すことができるハードなものである [16]。式 (2.14)、(2.15) はCygnus Cocoonを説明するのに必要な宇宙線陽子、電子の強度を示したもので、ここで ($\frac{dN}{dE}$)loc は地球上で測定された陽子、電子の強度である。Cygnus Cocoonのガンマ線スペクトルを説明するためには、地上で測定された宇宙線スペクトルと比べて 100 GeV において陽子の場合およそ 3-4 倍程度の強度、電子の場合およそ 200 倍程度の強度と、陽子の場合およそ 2.4、電子の場合およそ 2.7のハードなベキが必要となる。

 $(\frac{dN_e}{E})_1 \times 60(\frac{E}{E})^{0.5}$

$$\left(\frac{dN_p}{dE}\right)_{\rm loc} \times (1.5 - 2) \left(\frac{E}{10 \text{ GeV}}\right)^{0.3}$$
 (2.14)

$$(\frac{d V_e}{dE})_{\rm loc} \times 60 (\frac{E}{10 \text{ GeV}})^{0.5}$$
 (2.15)
0.09 0.16 0.25 0.36



図 2.7: Fermi 衛星搭載 LAT 検出器が発見した Cygnus X 中のガンマ線超過マップ [16]

図 2.7 を見ると Cygnus Cocoon は、Cyg OB2 と星団 NGC6910 を結ぶような形をしていること が分かる。この形状は、光解離領域に囲まれた低密度領域をよくトレースしており [16]、個々の加 速源の重ね合わせではなく、付近の星生成活動に伴って生成された宇宙線が効率よく閉じ込められ



図 2.8: GeV ガンマ線超過スペクトル。LAT 検出器のデータを 100 MeV~100 GeV の点、Milagro が報告した信号強度を 10 TeV の位置に示す。モデルカーブは青が地球上で測定された陽子による 予想であり、実線と破線は電離ガス密度の不定性を表している。赤は電子による予想であり、黒 のカーブはそれぞれ種光子に応じた成分分解となっている。[16]

ている、あるいは星間空間で加速が起きていると考えることの方が自然である。即ち、星生成領域が宇宙線を注入、あるいは加速している現場を捉えた可能性が高い。よって、Cygnus Cocoonを詳しく調べることで宇宙線の加速についての議論が伸展する可能性がある。

2.3 で述べたように、宇宙線と星間物質の相互作用は主に 4 つに大別され、X 線を放射するのは シンクロトロン放射のみである。即ち、Cygnus Cocoon から広がった X 線放射が観測されれば、 それはシンクロトロン放射によるものであり、宇宙線粒子種は電子であると言える。一方広がった X 線が有意に検出されなかった場合は、電子スペクトルに高エネルギー側のカットオフが存在す る、もしくは陽子がガンマ線超過を作り出していると言える。そこで、我々は低バックグラウンド であり、広がった放射に対する感度が良い、すざく衛星搭載 XIS 検出器を用いて、Cygnus Cocoon の観測を行った。これにより、ガンマ線超過が宇宙線陽子由来なのか、あるいは宇宙線電子由来 なのかを特定もしくは強い制限をかけることで、宇宙線の粒子種を決定し、その空間分布とエネ ルギー密度を求めることを目指す。

第3章 「すざく」による観測及び解析手法

3.1 観測領域

この節では本研究で用いた観測領域について述べる。我々はガンマ線超過のX線探査のため、 ソース領域×2,バックグラウンド領域×2を観測した。観測領域及び観測時間を表 3.1 に、観測領 域のガンマ線強度マップを図 3.1 に示す。

表 3.1: 観測領域と観測時間							
銀経 [deg] 銀緯 [deg] 観測時間 (COR > 6 GV) [ksec]							
Source position1	79.25	1.5	43.3				
Source position2	79.00	1.875	46.4				
BG1	78.00	0.75	19.9				
BG2	80.50	2.25	25.6				

0.09 0.16 0.25 0.36 -6 -5.5 -5 -4.5 0.09 0.16 0.25 0.36 0.00 -6 0.00 -5.5 0.00 -4.5 0.00 -5.5 0.00



図 3.1: (左) 本研究での観測位置に LAT によるガンマ線強度マップを重ねたもの。(右)MSX による $8\mu m$ 強度マップ。左図は周辺領域の観測位置もあわせて示した。

3.1.1 Cygnus Cocoon

本研究のターゲットである Cygnus Cocoon は 2011 年に Fermi 衛星搭載 LAT 検出器によって 星生成領域 Cygnus X 中に発見された [16]、銀径 78° $\leq l \leq 81$ °、銀緯 0° $\leq b \leq 3$ °に存在する ガンマ線超過領域 (ガンマ線源および星間ガスと標準的な宇宙線の反応で期待されるガンマ線で は説明がつかない GeV ガンマ線放射) である。2.4 節で述べたように、Fermi 衛星の観測により得 られたガンマ線スペクトルを説明するには、地球上で測定される宇宙線よりも 10 – 100 倍近い強 度と硬いベキが必要であることが分かっている。また、過去のすざく衛星による観測からは、図 3.1 中の左下の GeV ガンマ線が明るいポイントに位置する TeV ガンマ線源 TeV J2032+4130 中に PSR J2032+4127 由来のパルサー星雲と考えられる放射と半値幅約 14 分角の広がった X 線放射 が報告されているが [18]、Cygnus Cocoon との関係は不明である。Cygnus Cocoon 最大の特徴は その形状であり、はくちょう座 OB2 と星団 NGC6910 を結ぶようにガンマ線超過がある。この形 が繭 (Cocoon) の様に見えることから Cygnus Cocoon と名付けられた。図 3.1 右の 8 μ m 強度マッ プを見ると赤外線でトレースされる光解離領域に囲まれた低密度領域とガンマ線超過の形状がよ く似ている。よって、ガンマ線は個々の加速源の重ね合わせではなく、星生成領域に伴って生成 された宇宙線が効率よく閉じ込められている、あるいは星間空間で加速が起きていると考えられ る。即ち、星生成領域が宇宙線を注入、あるいは加速している現場である可能性が高い。

そこで我々は、この GeV ガンマ線超過を作る宇宙線粒子種を明らかにし、星生成領域での宇宙 線加速及び星間空間への注入の定量化を目指し、すざく衛星でのマッピング観測計画を行った。観 測ポイントとしては、ガンマ線超過領域に対応するものとして図 3.1 中に示しているようにソース 領域 1, ソース領域 2を選んだ。この 2 つの観測ポイントは、左下の GeV ガンマ線で明るいスポッ トには TeV J2032+4130 や Cygnus X3 等の明るい X 線源の混入があることから、GeV ガンマ線 で明るく、かつ既知の高エネルギー天体の混入がない所を選んだ。また、ソース領域 2 に関して は、ROSAT による観測 [19] に基づいて、 γ -Cygniの X 線放射と被らないような位置を選んでい る。このように、強い X 線源が期待されない領域から広がった X 線放射が検出されれば、それは GeV ガンマ線に対応した宇宙線電子による信号 (シンクロトロン放射)であると考えることが出来 る。逆に広がった X 線が検出されなければ、電子スペクトルに高エネルギー側のカットオフがあ るか、陽子がガンマ線超過を作っていることになる。ソース領域 1 は 2012 年 11 月、ソース領域 2 は 2013 年 11 月にそれぞれ観測を行った。

3.1.2 バックグラウンド

前述のソース領域に加えて、銀河面放射を精度よく見積もるため、Cygnus Cocoonを挟み込む ような形でバックグラウンドを2点観測した。バックグラウンドはGeVガンマ線超過や既知のX 線天体が見られない領域を選んでおり、ソース領域1から1.5度程度離れた位置となっている。

3.2 解析に用いるデータ

FITS 形式

まず、すざく衛星の観測データの保存形式である FITS 形式について説明する。FITS 形式は天文 業界の世界標準規格であり、テーブル部とヘッダ部からなるファイルのことである。テーブル部は バイナリ形式で行列として値が詰められており、ヘッダ部はテキスト形式で各列 (カラム)の意味な どが記述されている。これらのデータは ISAS/JAXA の DARTS や NASA/GSFC の HEASARC グループによって管理される。図 3.2 に fv というソフトを用いて FITS 形式ファイルを閲覧した 画面を示す。図 3.2 を見ると、ヘッダー部とテーブル部が複数の extension として連なっているこ とが分かる。また、テーブル部の'TIME' や'YYYYMMDD' がカラム名であり、縦に 1,2,3,4...と 続くのが行 (ROW) である。ヘッダ部には'TIME / Packet edit time' といった具合に各カラムの 説明が示されている。[20]



図 3.2: FITS 形式の閲覧例 [13]

解析に用いるデータ

すざく衛星から出力されるデータには、衛星の状態を記述している'House Keeping Data'、検 出器の観測を記述している'Observation Data'、衛星の姿勢を記述している'Attitude Data'、衛星 の軌道を記述している'Orbital Data'、時刻が記述されている'Time Data' の5種類がある。更に 解析を行うためには、検出器チームから供給される caldb(calibration database) と呼ばれる検出 器の較正情報が必要となる。本研究では、これら6種類のデータを用いて解析を行った。以下に、 caldb 以外のデータについて説明をする。

• House Keeping Data

衛星共通系、HXD、XIS それぞれで

auxil/ae508020010.hk,hxd/hk/ae508020010hxd_0.hk,xis/hk/ae508020010xis_0.hk等のHK Fitsがある。また解析をスムーズに行うために、これらから必要な情報を抜きだし、 1つの auxil/ae508020010.mkf ファイルにまとめられている。

• Observation Data

観測データは xis/event_cl/ae507040010xi0_0_3x3n0661_cl.evt.gz 等のファイル名で 保存されている。

• Attitude Data

衛星の姿勢データは auxil/ae508020010.att.gz 等のファイル名で保存されている。

• Orbital Data

衛星の軌道データは auxi1/ae508020010.orb.gz 等のファイル名で保存されている。

• Time Data

時刻データは auxil/ae508020010.tim.gz 等のファイル名で保存される。時刻データは衛星に搭載されているデータレコーダに記録されたデータに時刻付けをする時などに用いられる。

3.3 解析手法

この節では本研究の解析手法についてイベントセレクションから放射モデルのフィッティング まで順を追って説明する。

3.3.1 イベントセレクション

すざく衛星の観測データ中にはバックグラウンドが多いなど(特に今回のような広がった放射の)観測に不向きなデータが含まれるため、これらを選別する必要がある。以下、イベントセレクションの項目についてそれぞれ説明する。各項目の設定値は表 3.2 にまとめる。

South Atlantic Anomaly(SAA)

SAA はブラジル上空に分布する荷電粒子が多量に降り注ぐ領域のことである。地磁気の中心が 地球の幾何学的中心からずれており、地磁気にトラップされた荷電粒子が大量に存在するヴァン・ アレン帯が地表近くまで近づいているために生じる。この領域では、その多量に存在する荷電粒 子がバックグラウンドを作りだし、SAA 通過中のデータは解析に用いることは出来なくなる。ま た、SAA 通過直後も SAA 通過中に荷電粒子と検出器とが反応し放射性同位体を形成することに よって、検出器自体が放射性バックグラウンド源となる。従って、通常の解析に用いることはな く、SAA 通過後一定時間のデータを取り除く必要がある。SAA は cleaned events として、衛星運 用チームによって標準的にかけられるセレクションで除かれており、本研究でも cleaned events の セレクションを用いている。

地没

地没は、観測する天体と衛星との間に地球が入りこむことによって天体が見えなくなってしま うことである。地没中のデータは観測すべき天体の情報がないため、解析には適しておらず取り除 く必要がある。このため、地球のヘリからの角度(仰角)がある値以上であることを要求する。ま た地没には、太陽光が当たっている地球の領域を見ている昼地球、太陽光の当たっていない領域 を見ている夜地球の2種類がある。昼地球と夜地球を比較すると、昼地球の方が仰角を大きくす る必要がある。これは、昼地球の方がバックグラウンドとしての寄与が大きいため、衛星視野内 に入り込まないようにする必要があるからである。夜地球のスペクトルはほぼ NXB(後述)のみ、 昼地球のスペクトルは NXB と太陽からの照り返しの重ね合わせとなる。

地没に関しても SAA と同様に cleaned events としてかけられるセレクションがあり、本研究で も cleaned events のセレクションを用いている。

Cut off Rigidity(COR)

Cut off Rigidity(COR)は地球に飛来する宇宙線を地磁気がシールドする能力を表す指標である。CORの値は大きいほどシールド能力が高いことを表す。エネルギーや入射角の違いによって、 遠方からの荷電粒子は地上に到達出来たり、到達できずに遠ざかってしまったりする。

地磁気により荷電粒子の軌道が曲げられ、半径rの円起動をとるとき、荷電粒子の運動は式(3.1)で表すことができる。

$$\dot{p} = m \frac{v^2}{r} \tag{3.1}$$

ここで、pは運動量、mは荷電粒子の質量である。また、磁場Bにおける荷電粒子の運動は式 (3.2) で表すことができる。

$$\dot{p} = qvB \tag{3.2}$$

よって式 3.1、3.2 から

$$r = \frac{mv}{qB} = \frac{p}{qB} \tag{3.3}$$

が成り立つ。この式 (3.3)の右辺は相対論的粒子の場合でも正しい。さらに両辺に光速 *c* をかけて 変形することで式 (3.4)が得られる。

$$r = \frac{pc}{qcB} = \frac{R}{cB} \tag{3.4}$$

上式の $R \equiv \frac{pc}{q}$ が Rigidity(硬度) であり、単位は電圧である。一般に GV 単位で表される。どれ だけの Rigidity を持った粒子までシールドすることができるかは、各場所によって異なる。この 場所毎によるシールド出来る Rigidity の最大値を Cut Off Rigidity と言う。

CORは観測対象毎に適切な値が異なるため、ユーザーが適切な値を設定する必要がある。COR の設定には XSELECT を用いる。XSELECT は event ファイルに様々なフィルタをかけ、ライト カーブやイメージ、スペクトルを抽出するためのソフトウェアである。XSELECT で

> filter mkf

> COR>6

> data/507040010/auxil

とすることで COR のセレクションをかけることができる。本研究では多くの XIS 解析で用い られている値として、COR > 6 を採用した。

エネルギー

エネルギーは 0.4 - 2 keV、2 - 10 keV、0.4 - 10 keV の 3 つの範囲で抜き出した。XIS のエネ ルギー帯域は 0.2 ~ 12 keV であるが、0.4 keV 以下、10 keV 以上は有効面積が小さいく、明るい 点源以外は解析に適さないため本研究では除いている。また、2 keV 以上、以下で分けることで、 天体からの低エネルギー、高エネルギー放射を見ることができる。XSELET で

> filter pha_cutoff 110 548

とすることでエネルギーセレクションをかけることができる。ここで指定したのはエネルギー に対応したチャンネル値である。XIS では 1 keV は 274 チャンネルに対応する。上記の場合 0.4 -2 keV のセレクションとなる。

3.3.2 点源の抽出

本研究で対象とする大きく広がった放射を求めるためには、それ以外の成分を取り除く必要が ある。具体的には点源もしくは 1-2 分角程度の小さな構造は、大きく広がった放射に対するバック グラウンドとして影響を与えるので取り除く。本研究では、XIS 全面で平均した放射の輝度の値 が大きく変化しなくなるまで、イメージ上で明るいものから順に取り除いている。

event selection	value	説明
SAA_HXD	0	衛星が SAA 外の時
T_SAA_HXD	> 436	衛星が SAA を通過して 436 sec 後
ELV	> 5	地球のヘリから 5 度以上離れている
DYE_ELV	> 20	昼地球のヘリから 20 度以上離れている
COR	> 6 GV	COR を 6 GV 以上とする
Energy	0.4 - $2~{\rm keV}$	110 - 548 チャンネル
	2 -10 $\rm keV$	548 - 2740 チャンネル
	0.4 - $10~{\rm keV}$	110 - 2740 チャンネル

表 3.2: イベントセレクション

強度マップ

まず最初に観測毎に、X線の輝度分布を表す強度マップを作成し、目視で点源または小さい構造を選び出した。強度マップは低エネルギー、高エネルギーで分解するため 0.4-2 keV,2-10 keV の 2 つ作成した。

まず、以下の様にして各エネルギー帯でフラットイメージを作成する。 fcarith infile="xi0_sky_0.4-2keV.img" const="0" outfil="tmp_xi0_0.4-2keV.img" ops="*" (infile のイメージをカウント 0 のイメージとして出力) fcarith infile="tmp_xi0_0.4-2keV.img" const="1" outfil="xi0_flat_0.4-2keV.img" ops="+" (infile のイメージをカウント 1 のイメージをして出力) mkphlist >1 (photon のフラックス) >1.0 (入射光子の最小エネルギー) >10.0 (入射光子の最大エネルギー) >1 (SPEC-MODE) >1.2 (入射光子のエネルギー) >0 (IMAGE-MODE) >xi0_flat_0.4-2keV.img (入力イメージファイル) >0 (TIME-MODE) >0 (LIMIT-MODE) >20000000 (Expusure time) >xi0_flat_1.2keV.pht (作成する pht ファイル) xissim >XISO (解析に用いる XIS)

>xi0_flat_1.2keV.pht (解析に用いる pht ファイル)

>none (解析に用いる pht ファイル)

```
>306.20 (オイラー角 1)
>49.05 (オイラー角 2)
>196.83 (オイラー角3)
>xi0_cl_COR6.rmf (解析に用いる rmf ファイル)
>xi0_flat_1.2keV.evt (作成する evt ファイル)
xselect
>suzaku (セッション名)
>read events (evt ファイル読み込み)
>./ (ディレクトリ指定)
>xi0_flat_1.2keV.evt (読み込む evt ファイル)
>extract image (イメージ作成)
>plot image (イメージプロット)
>save image (イメージ保存)
>xi0_flat_1.2keV.img(保存イメージ名)
>quit
>no
```

作成したフラットイメージで観測で得られたイメージを割ることによって Ximage 上で各強度 マップが得られ、このマップをもとに点源 (状の構造)を探し出した。

- ximage
- >read xi0_flat_1.2keV.img (フラットイメージ)
- >save_image (イメージ保存)
- >read xi0_sky_0.4-2keV.img (観測イメージ)
- >disp/div_map(観測イメージをフラットイメージで割る)

また、ftoolsのfcarithを用いることでもイメージの割り算を行い、強度マップを作ることが可能である。

region file

くり抜きのために region file というものを作る必要があり、これには ds9 を用いた。ds9 とは FITS イメージ等を可視化することを目的としたソフトウェアで、天文学では広く用いられている。 ds9 ではイメージ上に任意の領域を描くことが出来、描いた領域は Region→Property→Exclude でくり抜くことも出来る。また、Region→Save で描いた領域の保存も可能である。region file は テキストファイルなので、テキストエディタを用いて編集することも出来る。後述する輝度マッ プを ds9 で開き、点源もしくは小さな構造体のうち目立つものを除外する region file を作成した。 また、より弱いソースを追加で除いても大きく広がった放射の輝度に対する影響が小さいことを 確かめた。

34



図 3.3: 緑の丸で囲まれた部分が ds9 によってくり抜きを指定した領域

3.3.3 レスポンスの作成

RMF(Redistribution Matrix File)

XIS のエネルギー分解能、ゲイン等は観測時期や観測モード、また CCD 上のイベント位置等 によっても異なる。よって、XIS の channel 波高値 (PHA) とエネルギー (E) とを対応付ける必要 がある。生の PHA からゲインを 3.65 eV/ch に揃えた PI(Pulse Invariant) への変換はユーザーに データが渡る時点で補正されている。この PI と E との関係は Redistribution Matrix File(略称 rmf) と呼ばれるファイルに記述されている [13][21]。観測に応じた rmf ファイルを作るためには

```
xisrmfgen
>xi0_source.pha (解析するスペクトルファイル)
>xi0_source.rmf (作成する rmf ファイル)
とすればよい。
```

ARF(Ancillary Response File)

天体からの正確な X 線フラックスを求めるためには、検出器の有効面積が必要となる。これが Ancillary Response File(arf) である。XIS/HXD nominal position で観測された点源に対する arf は、CALDB で公開されたものがある。しかし、XRT の有効面積は光軸からの距離に依存し、ま た積分領域が小さくなることによって有効面積が減少する。XIS に付着している汚染物質の影響 も CALDB の arf には含まれていない。更に本研究で扱おうとしている様な広がった天体の場合 には、そもそも有効面積の計算が単純ではないといった問題があるために、ユーザー自身が解析 しようとする天体にあわせた arf を計算した方が良い場合が多い [13][21]。

arfの計算を行うために"xisarfgen"と"xissimarfgen"という2つのftoolsが用意されている。"xisarfgen"は点源等のarfを作成する時に用い、シミュレーションは行わないが1分程度でarfを作

成することが出来る。"xissimarfgen"はモンテカルロシミュレーションを用いるため arf 作成に数 時間かかるが、広がった放射に対する arf を計算することが出来る [22][23]。 それぞれ xisarfgen >xi0_source.pha (解析するスペクトルファイル) >J2000 (座標系) >306.8507 (赤径) >40.9115 (赤緯) >1 (作成する arf の数) >SKYREG (解析する region ファイルの座標系) >xis_source.reg (解析に用いる region ファイル) >xi0_source.arf (作成する arf ファイル) >none (att ファイル) >306.8026 (オイラー角1) >49.0612 (オイラー角 2) >231.1004 (オイラー角3) >xi0_source.rmf (解析に用いる rmf ファイル) あるいは、 xissimarfgen >XISO (解析に用いる XIS) >UNIFORM (一様な arf を作成) >0.0 (作成する arf 半径の最小値) >20.0 (作成する arf 半径の最大値) >1 (作成する arf の数) >SKYREG (解析に用いる regiion ファイルの座標系) >xis_soure.reg (解析に用いる region ファイル) >xi0_source.arf (作成する arf ファイル) >MIXED (limit mode) >100000(各エネルギーの光子数) >0.005 (計算精度) >xi0_source.pha (解析に用いるスペクトルファイル) >none (マスクイメージファイル) >none (GTIファイル) >2013-11-07T21:13:23 (解析に用いるデータの観測日時) >../data/508020010/auxil/ae508020010.att.gz (解析に用いる姿勢データ) >xi0_source.rmf (解析に用いる rmf ファイル) >sparse $(\mathbf{T} \mathbf{\lambda} \mathbf{h} \mathbf{T} - \mathbf{\lambda} \mathbf{F} \mathbf{v} \mathbf{J})$

のようにすればよい。一様な放射の場合には、指定した領域で積分したフラックスが XSPEC の flux コマンド (後述)で与えられるように正規化されている。従って上の例の場合は、flux コマ ンドの出力を半径 20'の領域のしめる立体角 1.06×10⁻⁴ [sr]で割れば平均輝度が得られる。

3.3.4 バックグラウンド

点源、もしくは小さな構造体をくり抜いた後で、主なバックグラウンドとして残るものは、以下の3つである。まず、宇宙からのX線以外のノイズであり、宇宙線と検出器もしくは衛星との反応により生じたイベントである。これをNon X-ray Background(NXB)と呼ぶ。次に、全天から一様にやってくるX線放射で、暗い活動銀河核などの重ね合わせを起源とする Cosmic X-ray Background(CXB)がある[24]。最後に、銀河面からやって来る一見広がった放射であり、Galactic Ridge X-ray Emission(GRXE)と呼ばれる[25]。XIS の NXB は COR に依存しており [26]、xisnxbgen というツールを用いて予想することができる。

xisnxbgen

- >xi0_source_nxb.pi (作成する NXB スペクトルファイル)
- >xi0_source.pha (解析するスペクトルファイル)
- >SKYREG (解析に用いる region ファイルの座標系)
- >xis_source.reg (解析に用いる region ファイル)
- >../data/508020010/auxil/ae508040020.orb.gz (解析に用いる軌道データ)
- >../data/508020010/auxil/ae508040020.att.gz (解析に用いる姿勢データ)

とすることでスペクトルを求めることが出来る [27]。CXB、GRXE に関しては広がった放射の スペクトルをフィットする際に文献に基づいてモデル関数に各成分を入れることで各々の寄与を評 価している。

3.3.5 広がった放射のスペクトル解析

これまでで点源の抽出やレスポンス、非 X 線バックグラウンドの準備が出来た。以下では広がった X 線放射のスペクトル及び flux を求める方法について述べる。

ビンまとめ

XSELECT で作成したスペクトルファイルはそのままではビンが細かく1ビンあたりの統計が 良くない。するとXSPEC で暗に仮定しているガウシアン近似(各ビンのイベント数はイベント数 Nの平方根の標準偏差を持った正規分布という仮定)が成り立たなくなるので、"grppha"コマン ドを用いてビンまとめを行う。本研究では、1ビンあたり少なくとも20(点源)または80(広がった 放射)以下のカウント数があるようにビンまとめした。 XSPEC によるスペクトルフィット

XSPECはX線天文学の分野で標準的に用いられているスペクトル解析プログラムである。この XSPECを用いて広がった放射のスペクトルを解析した。

まず、ソースファイルとしてビンまとめしたスペクトルファイル (pha ファイル)、バックグラ ウンドとして NXB のスペクトルファイル、レスポンスとして rmf ファイル及び広がった放射に対 する arf ファイルを XIS0,1,3 それぞれで用意し、各ファイルを XSPEC で読み込む。読み込ませ るには

xspec

>data 1:1 xi0_source-like1_grp20.pha (解析するビンまとめ後のスペクトルファイル)

>back 1 xi0_source-like1_nxb.pha (解析に用いる NXB のスペクトルファイル)

>resp 1 xi0_source-like1.rmf (解析に用いる rmf ファイル)

>arf 1 xi0_source-like1.arf (解析に用いる arf ファイル)

のようにすればよい。複数のファイル群を読み込ませるには

>data 2:2 xi1_source-like1_grp20.pha (解析するビンまとめ後のスペクトルファイル)

>back 2 xi1_source-like1_nxb.pha (解析に用いる NXB のスペクトルファイル)

>resp 2 xi1_source-like1.rmf (解析に用いる rmf ファイル)

>arf 2 xi1_source-like1.arf (解析に用いる arf ファイル)

のように追加していけばよい。データを読み込ませたら

>setplot energy

として横軸がエネルギー表記になるようにする。この状態で

>plot

と打つとスペクトルを表示させることができる。表示されたスペクトルからフィットに用いる 範囲を指定するためには

ignore 1:**-0.7 10.0-**

のようにする。上記は 0.7 keV 以下、10.0 keV 以上を除くという意味である。次にモデル関数 を用いてスペクトルをフィットする。フィットに用いたモデル関数は

$$wabs1 \times apec1 + wabs2 \times apec2 + wabs3 \times apec3 + wabs4 \times PL$$
 (3.5)

である。ここで、wabs1×apec1+wabs2×apec2+wabs3×apec3は銀河面放射であり、Uchiyama et al. 2009[28] に基づいて、3つの熱放射で表した。PLは CXB であり、Kushino et al. 2002[29] に 基づいて、ベキを典型的な値である $\Gamma = 1.41$ に、nomalization を 2-10 keV での CXB の典型的な 輝度 6.38×10^{-8} [erg cm⁻² s⁻¹ sr⁻¹] を再現するように 1 keV において 9.6×10^{-4} [c/s/cm²/keV] に固定した。また、wabs4 は CXB に対する視線方向の吸収である。NASA/GSFC が公開してい るツールである nH Colum Density[30] によると、Cygnus Cocoon 領域の 4 つの観測 (視線中心) では $1.2 \sim 1.6 \times 10^{22}$ cm² 程度であった。このツールが返すのは、中性水素の 21 cm 線の強度から 自己吸収が無視できるとして計算した柱密度であるが、銀河面のようにガスが濃いと自己吸収が 無視できない。そこで、吸収量は 2.0×10^{22} cm⁻² に固定した。また、本研究では複数のファイル 群を同時にフィットしているので、フィットモデル全体に const を掛け、XIS0,1,3のフラックスの わずかな違いをこの const で表している。

各フィットパラメータは

>err 2

とすることでエラーを求めることができる。上記ではパラメータ2についてのエラーを求めて いる。フィット結果と残差を表示するするためには

>plot ld del

とする。また、フラックスを求めるためには

>flux 2 10

とする。ここでは 2-10 keV の範囲でのフラックスを求めている。

上で述べた解析を各領域に対して行う。4章で各領域の解析結果を述べる。

モデル成分	值	説明
$wabs1 \times apec1$		GRXE(soft 成分)
$wabs2 \times apec2$		GRXE(medium 成分)
wabs $3 \times apec3$		GRXE(hard 成分)
	$N(H)=2.0\times10^{22} \text{ cm}^2$ (固定)	CXBに対する視線方向の吸収
wabs $4 \times PL$	Γ=1.41 (固定)	CXB の典型的なべキ
	norm.= 9.6×10^{-4} (固定)	CXBの典型的な輝度を再現

表 3.3: モデル関数のパラメータ [28][29][30]

第4章 解析結果と議論

4.1 点源の抽出

本研究では、ガンマ線超過を作り出す宇宙線粒子が何であるのかを明らかにするために、ガン マ線超過領域からの広がった X 放射について解析を行う。その為にはまず、広がった放射に対し てバックグラウンドとなる点源もしくは小さな構造を取り除く必要がある。よってまず初めに、各 領域で点源を抽出し解析を行った。各領域の XIS(0+3)の X 線カウントマップを図 4.1 に示す。各 領域のマップを見ると、広がった放射の他に点源もしくは小さな構造が見らる。これらは広がった 放射に対してはバックグラウンドとなるので、3章で述べたように、広がった放射の輝度が大きく 変化し無くなるまで、イメージ上で明るいものから取り除いていった。図 4.1 中の緑の円 (1.5 分 角) が点源として抽出した領域である。バックグラウンドは同心円上で2分角の範囲から点源の 1.5 分角を除いた領域、もしくは点源の横の 1.5 分角の領域を用いた。抽出した点源は XIS0.3 は 0.7-10 keV,XIS1 は 0.4-8 keV でスペクトルフィットを行った。点源のスペクトルフィットに用いた モデル関数は wabs×PL もしくは wabs×apec である。フィットはまず wabs×PL で行い、
いると なるようなソフトなスペクトルをもった点源に対しては wabs×apec を用いてフィットを行った。 |各領域で抽出した点源のうち、フィット可能な統計を持ち、他の点源(状の構造)と被っていない 点源についてのみフィットを行っている。各フィットパラメータを表 4.1 に示す。なお、各領域の 0.4-2 keV の強度マップの赤い円で囲んだ部分は既知の装置のノイズ [31] であり、広がった放射の スペクトル解析を行う際には取り除いている。スペクトルフィットから点源からの放射は、ベキ2 以下の PL で表され、かつ 10^{22} cm⁻² 以上の大きな吸収を受けているものと、 10^{22} cm⁻² 以下の 吸収を受けているものの2種類に大別される。前者は系外の活動銀河核で視線方向に積分した銀 河面吸収を受け、後者は Cygnus X 領域 (距離 ~1.5 kpc) にある銀河面天体と考えられる。

4.2 広がった放射の解析

4.2.1 モデルフィット

点源を取り除いた後、まず銀河面放射と CXB のみで広がった放射を再現することができるかを 見るために、銀河面放射成分を Uchiyama et al. 2009[28]、CXB 成分を Kushino et al. 2002[29] にならい、モデル関数 (wabs1 × apec1 + wabs2 × apec2 + wabs3 × apec3 + wabs4 × PL) として 取り込み、広がった放射のフィットを行った。wabs は放射源から地球までの星間吸収、apec は希 薄なプラズマからの熱的な放射、PL はエネルギーのベキ関数である。wabs1 × apec1 + wabs2 × apec2 + wabs3 × apec3 が GRXE 成分、wabs4 × PL が CXB 成分のモデルである。また、CXB は



図 4.1: ソース、BG 領域の XIS0,3 による X 線カウントマップをスムージングしたマップ。緑の円 が点源として抽出した領域。キャルソース部分は取り除いている。

領域	$N({\rm H})[10^{22}{\rm cm}^2]$	kT[keV]	Γ	χ^2/dof
ソース 領域 1				
点源 1	$0.459\substack{+0.076\\-0.078}$	$0.742_{-0.050}^{+0.053}$		117.33/103
点源 2	$5.02^{+5.02}_{-2.96}$		$1.83^{+1.28}_{-0.94}$	49.57/45
ソース領域 2				
点 源 1	≤ 0.58		$1.67^{+0.43}_{-0.22}$	60.95/61
点源 2	$2.07\substack{+0.98 \\ -0.21}$		$1.63^{+0.29}_{-0.28}$	112.17/106
BG 領域 1				
点 源 1	≤ 0.32		1.30 ± 0.87	14.77/14

表 4.1: Cygnus Cocoon、バックグラウンド (BG) 領域の抽出した点源のスペクトルフィットパラ メータ

3章で述べたように、NASA/GSFC の公開ツールを用いて調べた水素の柱密度に、自己吸収を考慮した値である $N(H)=2.0 \times 10^{22} \text{ cm}^2$ 、Kushino+02[29] からベキを典型的な値である $\Gamma = 1.41$ 、 normalization を CXB の典型的な輝度 $6.38 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ を再現するように 9.6×10^{-4} に固定した。アバンダンスは 3 つの apec で共通とし、温度、吸収は各 apec で独立としている。ソース領域 1 のスペクトルを図 4.2 に示す。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3 である。また、ベストフィットモデルを図 4.3 に示す。黒が全イベント (XIS0)、赤が apec1、紫が apec2、緑が apec3、青が Power-Low である。低エネルギー側は apec1 が支配的であることが分かる。高エネルギー側は apec2 と apec3(銀河面 X 線放射)及び Power-Low で表される CXB で主に占められている。 χ^2/dof が 1 より大きいのはアバンダンスを共通にしているためと考えられるが、残差を見るとシンクロトロン放射と思われる有意な超過は見られないことが分かる。しかし、GRXE+CXB でのフィットに隠されている可能性はあるため、注意深い検討が必要である。

ソース領域2、バックグラウンド領域1、2についても同様のフィットを行った。以下、図4.4-4.6 に各領域のスペクトルフィット結果を示す。また、表4.2に各領域のベストフィットパラメータを まとめる。

表 4.2: Cygnus Cocoon、バックグラウンド (BG) 領域の広がった放射のスペクトルフィットパラ メータ

領域	wabs1	apec1		wabs2	apec2		wabs3	apec3			
	N(H)	kT	norm.	$N(\mathrm{H})$	kT	norm.	$N(\mathrm{H})$	kT	norm.	Abundunce	χ^2/dof
	$\times 10^{22} [\rm cm^2]$	$[\mathrm{keV}]$		$\times 10^{22} [\rm cm^2]$	[keV]		$\times 10^{22} [\mathrm{cm}^{22}]$	$[\mathrm{keV}]$			
ソース領域 1	$0.67^{+0.14}_{-0.15}$	$0.045\substack{+0.011\\-0.002}$	3.5×10^3	$0.49^{+0.02}_{-0.06}$	$0.71\substack{+0.02\\-0.06}$	2.5×10^{-2}	$3.1^{+1.4}_{-1.3}$	$5.0^{+3.7}_{-1.7}$	8.2×10^{-3}	$0.2\substack{+0.08\\-0.06}$	313.82/233
ソース領域 2	$0.52^{+0.11}_{-0.10}$	$0.044\substack{+0.005\\-0.001}$	1.8×10^3	$0.37\substack{+0.05 \\ -0.06}$	0.62 ± 0.02	2.0×10^{-2}	2.2 ± 0.5	$3.1^{+0.4}_{-0.3}$	6.0×10^{-3}	$0.17\substack{+0.06 \\ -0.05}$	436.08/310
BG 領域 1	$0.96^{+0.25}_{-0.24}$	$0.035\substack{+0.009\\-0.006}$	5.8×10^5	$0.67^{+0.09}_{-0.05}$	$0.64^{+0.09}_{-0.05}$	2.0×10^{-2}	$2.5^{+0.9}_{-0.7}$	$2.9^{+0.8}_{-0.6}$	1.8×10^{-2}	$0.25_{-0.11}^{+0.15}$	163.47/125
BG 領域 2	$0.93^{+0.29}_{-0.32}$	$0.046\substack{+0.022\\-0.018}$	1.3×10^4	≤ 0.014	0.59 ± 0.02	9.0×10^{-3}	$1.5^{+0.4}_{-0.3}$	$2.2^{+0.4}_{-0.3}$	6.0×10^{-3}	$0.29^{+0.15}_{-0.09}$	203.71/157



図 4.2: Cygnus Cocoon **ソース**領域 1 の X 線スペクトル。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3 の データである。



図 4.3: Cygnus Cocoon \mathcal{Y} ース領域 1 の X 線スペクトルとフィットモデル曲線。黒が全イベント (XIS0)、赤が apec1、紫が apec2、緑が apec3、青が Power-Low である。



図 4.4: Cygnus Cocoon ソース領域 2 の X 線スペクトル。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3 の データである。



図 4.5: バックグラウンド領域 1 の X 線スペクトル。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3 のデータ である。



図 4.6: バックグラウンド 領域 2 の X 線スペクトル。黒が XIS0、赤が XIS1、緑が XIS3 のデータ である。

4.2.2 Cygnus Cocoon(ガンマ線超過) 由来の X 線放射の検討

上記のフィットの結果得られた各領域の輝度を表 4.3 に示す。輝度は XSPEC で"flux" コマンド を使うことで求めた 2-10 keV のフラックスを、広がった放射は半径 20 arcmin の一様な放射の arf を用いていることから、立体角 $\Omega = 1.06 \times 10^{-4}$ [sr] で割ることにより算出した。ソース領域 1、 2 の輝度はバックグラウンド領域 1 よりも低く、バックグラウンド領域 2 よりも高い値となった。

領域	全輝度	CXB 差し引き後の輝度	CXB,GRXE 以外の放射(上限) 銀径 [deg]	銀偉 [deg]
	$[{\rm erg}~{\rm s}^{-1}~{\rm cm}^{-2}~{\rm sr}^{-1}]$]			
ソース領域 1	1.07×10^{-7}	$0.59(\pm 0.10) \times 10^{-7}$	0.4×10^{-7}	79.25	1.4
ソース 領域 2	0.83×10^{-7}	$0.29(\pm 0.10) \times 10^{-7}$	0.1×10^{-7}	79.00	1.875
BG1	1.25×10^{-7}	$0.8(\pm 0.10) \times 10^{-7}$		78.00	0.75
BG2	0.72×10^{-7}	$0.19(\pm 0.10) \times 10^{-7}$		80.50	2.25

表 4.3: Cygnus Cocoon、バックグラウンド (BG) 領域の 2-10 keV における輝度

XIS 検出器によって観測される広がった放射は、CXB + GRXE + Cygnus Cocoon からの広 がった放射であると考えられるため、まず CXB の寄与を差し引いた。典型的な CXB の輝度は銀 河の水素柱密度 N(H)= 2.0×10^{22} cm² を考慮すると 0.51×10^{-7} erg/s/cm²/sr となる。これを差 し引いたものも表 4.3 にのせる。ここで、CXB の輝度は Kushino+02[29] から「あすか」衛星の GIS 検出器 (直径 50 分)の場合、5%のばらつきがある。XIS の視野は 18' × 18' なので、分解出



図 4.7: ソース、バックグラウンド領域 (2-10 keV) 及び Kaneda+97 による銀径 28 度 (Hard 成分) における GRXE による輝度の銀緯依存グラフ。青がソース領域 1,2 及び BG 領域 1,2。赤が Kaneda+97 のデータ。緑の線は電子が主にガンマ線超過を作り出しているとした時の X 線シンク ロトロン放射の予想輝度 $0.64 \times 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ である。

来ない点源の数のゆらぎを考慮すると、 $5 \times \sqrt{6} \sim 12\%$ のゆらぎが期待される。実際には点源の くり抜き等を行っておりゆらぎが大きくなることから CXBの誤差として 20%を仮定した。ソー ス領域の輝度は BG 領域の輝度の平均と同じないしはそれ以下であり、大きな超過は見られない。 また、銀緯に従って輝度が下がっていく傾向が見られ、GRXE が主成分であることを示唆する。

GRXE が主成分であると考えて矛盾が無いかより定量的に評価するために、銀偉依存性を図 4.7 にプロットした。指数関数でフィットすると、scale height は 1.26±0.29 度になった。比較のために、 あすか衛星による銀径 28 度の GRXE の観測結果 [32] も合わせてプロットした。その scale height は同様に 0.64±0.10 度である。Cygnus Cocoon と銀径 28 度の scale height は Cygnus Cocoon の 方が大きく、約 2 倍となっている。これは Cygnus X が比較的近い距離にあるためだと考えられ る。よって、GRXE が主成分であると考えて矛盾はない。

そこで、バックグラウンド領域 2 をソース領域の GRXE の輝度の下限値として差し引くと GRXE 以外の放射に上限を与えることができる。実際に計算すると、ソース領域 1 は 0.40×10^{-7} [erg/s/cm²/sr]、ソース領域 2 は 0.10×10^{-7} [erg/s/cm²/sr] となる。

4.3 ガンマ線超過を作る粒子の議論

前節の解析と検討から、広がった放射の主成分は GRXE であり、Cygnus Cocoon 由来の放射の 上限はソース領域 1 は 0.40×10^{-7} [erg/s/cm²/sr]、ソース領域 2 は 0.10×10^{-7} [erg/s/cm²/sr] と なった。以下はこの結果に基づきガンマ線超過を作る粒子について議論を行う。

まず、Cygnus Cocoon のガンマ線超過を作る主粒子種が電子であり、スペクトルが 100 TeV 程 度まで伸びている場合を考える。ガス圧と磁気圧が等しいと仮定すると、磁場強度は 20 μG とな り、予想されるシンクロトロン放射は以下のように求めることができる。

シンクロトロン放射の単位体積あたりの放射率を Jとすると、2章で述べたように

$$J(\nu) = 2.34 \times 10^{-25} a(p) \left(\frac{B}{1 \text{ T}}\right)^{(p+1)/2} \kappa' \left(\frac{3.21 \times 10^{17} \text{Hz}}{\nu}\right)^{(p-1)/2} \quad [\text{W m}^{-3} \text{ Hz}^{-1}]$$
(4.1)

と表すことができる [1]。Cygnus Cocoon のガンマ線スペクトルを宇宙線電子で説明するためには 式 (2.15) で述べたように地球上で測定された電子の $60 \times (\frac{E}{10 \text{ GeV}})^{0.5}$ 倍の強度が必要である。これ は $p = 2.7, \kappa' \sim 3.0 \times 10^{-4} \text{ [c/m^3/GeV]}$ に対応する。すると 1 keV($\sim 2.4 \times 10^{17} \text{ Hz}$) で

$$J \sim 2.15 \times 10^{-45} [\mathrm{W \ m^{-3} \ Hz^{-1}}]$$
 (4.2)

となる。更に Cygnus Cocoon までの距離 (1.5 kpc) を考えると、さし渡し 1 度程度であるため、 投影した長さは約 25 pc である。これと同じ厚み I=25 pc を仮定すると、

$$JI \sim 2.15 \times 10^{-45} \times 7.7 \times 10^{17} \sim 1.65 \times 10^{-27} [\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}]$$
(4.3)

となる。よって、 $1~{\rm keV}$ での輝度は、 $W{=}J/{\rm s}{=}10^7~{\rm erg}/{\rm s}{,}{\rm m}^2{=}10^4~{\rm cm}^2{,}1~{\rm keV}{=}2.4{\times}10^{17}~{\rm Hz}$ であるので

$$F(E) \sim 3.2 \times 10^{-8} [\mathrm{erg \ s^{-1} \ cm^{-2} \ sr^{-1} \ keV^{-1}}] @1 keV$$

$$(4.4)$$

となる。2-10 keV で積分すると、ベキが (2.7-1)/2=0.85 と仮定して

$$F = 0.64 \times 10^{-7} [\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$$
(4.5)

がシンクロトロン放射の予想輝度として得られる。

本研究で得られた Cygnus Cocoon ソース領域 1、2 及びバックグラウンド 1、2 の CXB を差し 引いた後の輝度は表 4.3 に示した。前節で述べたように、ソース領域及びバックグラウンド 領域は 主に GRXE を見ていると考えられる。また、ガンマ線超過を電子が作っていると考えた時の予想 輝度 ($F = 0.64 \times 10^{-7}$ erg s⁻¹ cm⁻² sr⁻¹) とソース領域の輝度を比較すると Cygnus Cocoon 領域 の輝度 (GRXE + X 線シンクロトロン放射) の方がそもそも小さいことが分かる。このことから も GRXE に対する大きな超過は見られないと言える。また、前節で与えた Cygnus Cocoon 由来 の放射の上限 (平均) は、予想輝度の 40%であった。このことから、ガンマ線超過を作り出す粒子 は主に陽子もしくは、電子で高エネルギー側にカットオフを持つと考えることができる。 電子のカットオフについて考えてみる。LAT 検出器によって 100 GeV のガンマ線が検出され ていることから、逆コンプトン散乱によって 100 GeV のガンマ線を作るために必要な電子のエネ ルギー E_e を考える。種光子としては赤外線が一番強く ([16]) エネルギーとして 0.01 eV を仮定す ると、式 (2.7) より $E_e \ge 1.4$ TeV となる。一方、本研究より 2 keV 以上のシンクロトロン放射は 予想より小さいことが分かった。2 keV の X 線を作るのに必要な電子のエネルギーは、磁場強度 が 20 μ G の場合、式 (2.12) より約 70 TeV となる。よって、 $E_e \le 70$ TeV が要求される。

従って、ガンマ超過を作り出す粒子は主に陽子、もしくは電子で 1~70 TeV の間にカットオフ があると考えられる。

第5章 まとめと今後

本研究は、Fermi衛星搭載LAT検出器が発見したガンマ線超過Cygnus Cocoonを作る宇宙線 粒子種を明らかにし、星生成領域における宇宙線加速と星間空間への注入を定量化することを目 的としてすざく衛星搭載XIS検出器を用いて観測、解析を行った。

XISによる X 線カウントマップを作成したところ、広がった放射に対してバックグラウンドとなる点源もしくは小さな構造が見られたため、これらを抽出し解析した。解析の結果、点源は Cygnus X に存在するものと更に遠方の活動銀河核などの 2 つに分類出来ることが分かった。

バックグラウンドとなる点源を取り除き、広がった放射のスペクトルフィットを行い、GRXE、 CXB、Cygnus Cocoon からの放射の寄与を求めた。解析の結果、ソース及びバックグラウンド 領域からの放射は主に GRXE と CXB の放射であることが分かった。GRXE の寄与を調べるた めに、CXB を差し引き scale height を求めたところ、 1.26 ± 0.29 度が得られた。これは、銀径 28 度における GRXE の scale height を求めたところ、 1.26 ± 0.29 度が得られた。これは、銀径 28 度における GRXE の scale height を持つと理解できる。また、ガンマ線超過を作る粒子が電 子である時の予想輝度 0.64×10^{-7} [erg/s/cm²/sr](2-10 keV) に対して、ソース領域から CXB を差し引いた輝度は、ソース領域 1 では $0.59(\pm 0.10) \times 10^{-7}$ [erg/s/cm²/sr]、ソース領域 2 では $0.29(\pm 0.10) \times 10^{-7}$ [erg/s/cm²/sr](2-10 keV) と小さいことが分かった。これらのことからも Cygnus Cocoon 領域の広がった X 線放射は主に GRXE+CXB を見ていると考えられる。更に、バックグ ラウンド領域 2 をソース領域の GRXE+CXB の輝度の下限として差し引くと Cygnus Cocoon 由 来の放射の上限が得られ、ソース領域 1 は 0.4×10^{-7} [erg/s/cm²/sr]、ソース領域 2 は 0.10×10^{-7} [erg/s/cm²/sr]であった。これはガンマ線超過を作り出す粒子が電子である時の予想輝度の約 40%で ある。従って、ガンマ線超過を作る粒子種は主に陽子である、もしくは電子で約 70 TeV 以下に カットオフがあることが分かった。

今後は他波長もあわせた制限やガンマ線超過を作る粒子が陽子の場合のエネルギーの議論など を行うことが重要となる。

謝辞

本論文作成にあたり、お世話になった皆様に感謝いたします。まず指導教官である水野先生に 感謝いたします。卒論の指導教官として研究指導をしていただいた時から、本研究やファインコ リメータの実験など、なにも分からない私に丁寧なご指導を行ってくださいました。多々ご迷惑 をお掛けしたこともありましたが、最先端の現場に触れるなど貴重な体験の場を用意していただ き非常に感謝しています。また、深沢先生をはじめ、研究室の先生方にも研究面に関して大きな サポートを受けました。ありがとうございました。小部屋の皆様には研究のアドバイスや、疲れ た時などに気分転換の会話など研究しやすい環境を与えていただきありがとうございました。そ の他本論文作成でお世話になった方々に再度お礼を述べて謝辞とさせて頂きます。

2014年2月10日

関連図書

- [1] M.S.Longair 1990, *HighEnergyAstropysics*, CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS
- [2] S.P.Swordy et al. 2001, Space Science Reciews 99, 85
- [3] Charles D.Dermer 2012, PRL 109. 091101
- [4] Fermi Enrico 1949, Phy. Rev., 154, 973
- [5] Blandford, R.D. and Ostriker, L.P. 1978, ApJ 221, L29
- [6] Bell, A.R. 1978, Mon. Not. R. astr. Soc., 182, 147
- [7] Hoshino M 2001, Progr. Theor. Phys. Suppl. 143, 149
- [8] Koyama et al. 1995, Nature 378, 255
- [9] Mitsuda et al. 2007, PASJ 59, S1
- [10] すざく衛星 HomePage http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/index.html.ja
- [11] 宇宙科学研究所 HomePage http://www.isas.jaxa.jp/j/enterp/missions/suzaku/
- [12] Koyama et al. 2007, PASJ 59, S23
- [13] 「すざく」ファーストステップガイド第4.0.3版, 2009,「すざく」ヘルプデスク
- [14] NASA Fermi HomePage http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/gamma-ray-census.html
- [15] W.B.Atwood et al. 2009, ApJ 697,1071
- [16] Ackermann et al. 2011, Science 334, 1103
- [17] Piddington & Minnett 1952, Australian J. Sci. Res. 5A, 17
- [18] Murakami et al. 2011, PASJ 63, 6751

- [19] Lozinskaya et al. 2000, Astron. Let. 26, 77
- [20] W.D.Pence et al. 2010, A&A 524, A42
- [21] The Suzaku Data Reduction Guide Version 5.0, 2013, ISAS/JAXA, NASA/GSFC
- [22] Ishisaki et al. 2007, PASJ 59, S113
- [23] Maeda et al. 2011, JX-ISAS-SUZAKU-MEMO-2011-01
- [24] A.Moretti et al. 2003, ApJ 588, 696
- [25] Koyama et al. 1986, PASJ 38, 503
- [26] 中本 創 X 線観測衛星「すざく」搭載 XIS 権 SY 月のバックグラウンドの研究, 広島大学, 卒 業論文, 2006 年
- [27] Tawa et al. 2008, PASJ 60, S11
- [28] Uchiyama et al. 2009, PASJ 61, S189
- [29] Kushino et al. 2002, PASJ 54, 327
- [30] NASA/GSFC nH Colum Density http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/Tools/w3nh/w3nh.pl
- [31] Tsujimoto et al. 2010, JAXA-ISAS-SUZAKUMEMO
- [32] Kaneda et al. 1997, ApJ 491, 638