

気球搭載電子飛跡検出型コンプトンカメラの
疑似かに星雲線源を用いた画像試験

京都大学大学院 理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 宇宙線研究室

中村祥吾

shogo@cr.scphys.kyoto-u.ac.jp

2014年1月27日

概要

我々は次世代の MeV ガンマ線望遠鏡として電子飛跡検出型コンプトンカメラ (Electron-Tracking Compton Camera, ETCC) の開発を行っている。ETCC は散乱体としてガスを封入し、micro pixel chamber(μ -PIC) と gas electron multiplier(GEM) を増幅器兼二次元読み出し器とした micro Time Projection Chamber(μ -TPC) を使用し、また吸収体として無機シンチレータを用いたシンチレーションカメラを μ -TPC の周囲に配置している。 μ -TPC で反跳電子の三次元飛跡とエネルギーを、PSA で散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを測定することで、入射ガンマ線のエネルギー及び到来方向を一光子毎に決定することができる。さらに、電子のエネルギー損失率 dE/dx を考慮することによりバックグラウンドとなる荷電粒子などの雑音事象を除去し、環境ガンマ線と線源からのガンマ線のみを残すことができる。

我々は 2006 年 9 月、岩手県三陸において小型 ETCC を用いた第一回気球実験 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment I (SMILE-I) を行い、高度 35 km で宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線の観測に成功した。現在は次期気球実験 SMILE-II として、かに星雲を高度 40 km、4 時間程度の観測により 5σ の有意度で検出すべく検出感度、角度分解能の向上を目的とした改良を行っている。SMILE-II 用 ETCC では有効面積が 300 keV において 0.5 cm^2 以上必要であり、それを満たすために μ -TPC を 30 cm 角に大型化し、シンチレーションカメラにも 8×8 チャンネルのマルチアノード光電子増倍管である H8500 を 108 個使用している。ただ、H8500 には各チャンネルで利得にばらつきがあるため、108 個のシンチレーションカメラのエネルギー較正が必要であり、 ^{139}Ce 、 ^{133}Ba 、 ^{22}Na 、 ^{137}Cs 、 ^{54}Mn の 5 つの RI 線源を用いて決定を行うシステムを構築し、較正を行った。その結果、エネルギー分解能が $\frac{\Delta E}{E} = 132 \pm 2 \cdot E^{-0.389 \pm 0.002} [\%]$ となり、エネルギー帯域は 80 ~ 900 keV であった。

較正したシンチレーションカメラを SMILE-II 用 ETCC に組み込んだ後、実際の天体観測を模し、バックグラウンド優位な状況下でのガンマ線源の測定を行った。 ^{22}Na を厚さ 2 mm の鉛で包み、ETCC から距離 2 m の位置に置くと、ガンマ線源の強度は 2π の立体角で、バックグラウンドに対して 2 % となり、これはかに星雲観測時に予想される S/N 比の数倍程度である。この状態で、シンチレーションカメラを TPC の底面 36 個分のみ使用して測定すると、25 時間の観測により 19σ の有意度での検出に成功した。シンチレーションカメラを側面分まで使用した場合、検出感度は 5 時間の観測で 7σ 程度と考えられる。そこで、さらに弱い線源を作り、かに星雲の半分程度の強度での観測を行った。しかし、イメージングには成功したものの、バックグラウンドの評価が難しいため、現在オンソースからバックグラウンドを評価する手法を検討中である。

目次

第 1 章	MeV ガンマ線天文学	2
1.1	MeV ガンマ線の生成機構	3
1.1.1	電子による放射	3
1.1.2	原子核からのライン放射	4
1.1.3	π^0 崩壊に伴う放射	5
1.2	ガンマ線で見える天空	6
1.2.1	全天マップ	6
1.2.2	拡散ガンマ線	7
1.3	MeV ガンマ線天体	8
1.3.1	超新星残骸	8
1.3.2	パルサー	9
1.3.3	ブラックホール	13
1.3.4	銀河中心領域	15
1.3.5	活動銀河核	16
1.3.6	太陽フレア	16
1.3.7	ガンマ線バースト	18
1.3.8	MeV 背景放射	19
第 2 章	ガンマ線検出器	20
2.1	ガンマ線と物質の相互作用	20
2.1.1	光電効果	20
2.1.2	コンプトン散乱	21
2.1.3	対生成	21
2.2	MeV ガンマ線イメージング	22
2.2.1	コリメータを用いたイメージング	23
2.2.2	符号化マスクを用いたイメージング	24
2.2.3	ガンマ線レンズ	25
2.2.4	コンプトンイメージング	26
2.2.5	対生成イメージング	29
2.3	低エネルギーガンマ線観測実験	32
2.3.1	CGRO	32
2.3.2	INTEGRAL	33
2.3.3	NCT	34
第 3 章	電子飛跡検出型コンプトンカメラ	36
3.1	電子飛跡検出型コンプトンイメージングの原理	36
3.2	バックグラウンド除去	37
3.3	ドップラー広がり	39

3.4	多重散乱	40
3.5	電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成	42
3.5.1	次世代 MeV ガンマ線望遠鏡への要請	42
3.5.2	飛跡検出器と吸収体への要求	42
3.6	SMILE	44
3.6.1	電子飛跡検出器	45
3.6.2	散乱ガンマ線吸収体	47
3.6.3	SMILE 実験	50
第 4 章	SMILE-II フライトモデル用シンチレータの開発	58
4.1	シンチレーションカメラシステム	58
4.1.1	Pixel Scintillator Array	58
4.1.2	光検出デバイス	58
4.1.3	フロントエンドモジュール	60
4.1.4	PMT HV 供給基板	63
4.2	シンチレーションカメラの動作試験	64
4.2.1	トリガータイムウォークの検証	64
4.2.2	ガンマ線イメージの検証	64
4.2.3	ピクセルのガンマ線スペクトル取得検証	66
4.3	シンチレーションカメラシステムのエネルギー較正	67
4.4	期待される SMILE-II の性能	70
4.4.1	有効面積	70
4.4.2	角度分解能	71
4.4.3	まとめ	71
第 5 章	SMILE-II フライトモデルによるガンマ線観測検証実験	73
5.1	ガンマ線再構成解析方法	73
5.2	ガンマ線再構成の確認	74
5.2.1	エネルギースペクトル	75
5.2.2	再構成イメージ	76
5.2.3	検出効率と角度分解能	76
5.3	かに星雲観測模擬試験	79
5.3.1	かに星雲からのガンマ線	79
5.3.2	セットアップ	82
5.3.3	解析結果	82
5.3.4	まとめと今後への課題	86
第 6 章	まとめと考察	90

目次

1.1	大気による様々な波長の電磁波の吸収 [1]	3
1.2	EGRET によるガンマ線天体の分布 [6]	6
1.3	COMPTEL による全天マップ (1 - 30 MeV) [2]	6
1.4	Fermi による全天マップ [7]	7
1.5	Fermi による天体の内訳 [7]	8
1.6	COMPTEL による 1.8 MeV ガンマ線の全天マップ [2]	9
1.7	EGRET による全天マップ (≥ 100 MeV) [2]	9
1.8	系内拡散ガンマ線のスペクトル [8] 各線は、それぞれ制動放射 (dot-dashed)、逆コンプトン散乱 (short-dashed)、 π^0 放射モデル (triple-dot-dashed)、ポジトロニウム連続成分 (long-dashed) 及び熱的 Raymond-Smith プラズマ成分 (dotted) を示す。実線はそれらの合計を表す。	10
1.9	系外拡散ガンマ線のスペクトル [9]。各線は、Seyfert I (dot-dashed)、Seyfert II (dashed)、quasar (triple dot-dashed)、Ia 型超新星 (dotted) 及びブレーザー (long dashed) による放射モデル。実線はそれらの合計を表す。	10
1.10	SN1987A の光度曲線 (赤外 - UV) [10]	11
1.11	パルサーの概念図 [12]	12
1.12	Crab パルサーのパルスプロファイル [13]	13
1.13	Cyg X-1 の光度曲線 [14]	14
1.14	Cyg X-1 のスペクトル [14]	14
1.15	Cyg X-1 の散乱角分布 [15]。A は 250 keV ~ 400 keV、B は 400 keV ~ 2000 keV。	14
1.16	OSSE による銀河中心領域のスペクトル [16]	15
1.17	SPI/INTEGRAL による 511 keV での銀河中心領域のマップ [17]	15
1.18	活動銀河核の概念図 [19]	16
1.19	Centaurus A の多波長スペクトル [21]	17
1.20	Mkn501 のスペクトル [22]	17
1.21	太陽フレアのスペクトル (June 4, 1991) [23]	17
1.22	Fermi によるガンマ線バーストの時間変動 (GRB080916C)[24]	18
1.23	GAP による偏光観測 [25]	19
2.1	ガンマ線と物質の優位な相互作用 [27]	20
2.2	ガンマ線と Ar との相互作用の断面積 [28]	20
2.3	コンプトン散乱の角度分布 [27]	22
2.4	X 線集光系の概念図 [29]	22
2.5	X 線望遠鏡の有効面積 [29]	22
2.6	パッシブコリメータの概念図	23
2.7	Coded Aperture Imaging の概念図	24
2.8	ラウエレンズの概念図 [31]	25
2.9	従来のコンプトンイメージングの概念図	27

2.10	COMPTELでのコンプトンイメージングによるガンマ線バーストの検出 (GRB910505 [33])	27
2.11	多重コンプトンカメラの概念図	28
2.12	電子飛跡検出型コンプトンカメラの概念図	29
2.13	MEGA の概念図 [36]	29
2.14	対生成イメージングカメラの概念図	29
2.15	OSSE の構成図 [2]	32
2.16	COMPTEL の構成図 [32]	32
2.17	NCT の構成図 [37]	35
2.18	NCT によるかに星雲のイメージ [38]	35
3.1	コンプトン散乱事象の変数定義	36
3.2	ガンマ線入射方向の誤差範囲	36
3.3	ϕ, ψ, α の E_γ 依存性 ($E_0 = 662 \text{ keV}$)	37
3.4	α_{lim} の E_0 依存性	37
3.5	COMPTEL における様々なバックグラウンド [39]	38
3.6	TOF 分布 [39]	38
3.7	各電子軌道準位による ARM の違い ($E_0 = 200\text{keV}$, Si) [40]	39
3.8	ARM の原子番号依存性 [40]	39
3.9	ドップラー広がりエネルギー依存性 [40]	40
3.10	異なる電子のエネルギーの散乱角 (左: 50keV, 中: 100keV, 右: 200keV; 温度: 20°C)	41
3.11	異なる飛程での散乱角 (左: 500 μm , 中: 1mm, 右: 5mm; 温度: 20°C)	41
3.12	X/ガンマ線の観測器の連続成分に対する検出感度 [42]	42
3.13	X/ガンマ線観測器の有効面積	42
3.14	コンプトン散乱確率 (50cm 厚)	43
3.15	ドップラー広がりによる ARM 不定性の散乱角依存性 (E_0 : 入射ガンマ線のエネルギー, GEANT4 シミュレーション)	44
3.16	散乱点と吸収点の間隔と吸収体の空間分解能に対する ARM の不定性 ($\Delta\nu_{\text{ARM}}$)	44
3.17	ガス飛跡検出器を用いた ETCC 概念図	45
3.18	μ -PIC の構造	46
3.19	GEM の顕微鏡写真。穴の直径は 70 μm 、間隔は 140 μm 。	47
3.20	The schematic view of μ -PIC + GEM system	47
3.21	μ -TPC による宇宙線ミューオンの飛跡	47
3.22	エネルギー分解能と光電子増倍管での生成光電子量との関係	50
3.23	SMILE-I の検出器	51
3.24	SMILE-I のゴンドラ	51
3.25	宇宙拡散ガンマ線のスペクトル	52
3.26	大気ガンマ線のスペクトル	52
3.27	Ft.Sumner におけるかに星雲の仰角時間変化	53
3.28	感度曲線	53
3.29	SMILE-II 用 ETCC	54
3.30	TPC のみのエネルギー較正	55
3.31	30 cm 角 μ -PIC のガス増幅率	55
3.32	しきい値とデジタル信号	56
3.33	電子の飛跡	56

3.34	荷電粒子のエネルギー損失とその飛跡長の関係	57
4.1	マルチアノードフラットパネル PMT H8500 (左) と GSO:Ce ピクセルシンチレー タアレイ (右)	59
4.2	H8500 の QE[46]	59
4.3	oken 6262A の光量比の分布	60
4.4	BC-600 の光量比の分布	60
4.5	抵抗チェーン回路図	61
4.6	電荷重心法による重心位置の分布	61
4.7	80256V2 型ヘッドアンプユニットの写真	62
4.8	ヘッドアンプのブロックダイアグラム	62
4.9	80057 型 PMT Data Processor	62
4.10	PMT HV 供給基板の写真	63
4.11	シンチレーションカメラの写真	64
4.12	ヘッドアンプのトリガータイムウォーク	65
4.13	ガンマ線イメージの検証実験のセットアップ	65
4.14	鉛で一部覆ったときのガンマ線分布	65
4.15	y 軸方向のピーク	66
4.16	x 軸方向のピーク	66
4.17	補正後の吸収点イメージ	66
4.18	補正後のスペクトル (^{137}Cs)	66
4.19	線源とヘッドアンプの配置	67
4.20	ガンマ線 (^{137}Cs) のスペクトル	68
4.21	線形性の確認	68
4.22	^{137}Cs のスペクトル	69
4.23	エネルギーとエネルギー分解能	69
4.24	シンチレーションカメラの利得のばらつき	70
4.25	エネルギー分解能のばらつき (@662 keV)	70
4.26	有効面積 (Geant4)	71
4.27	ARM のエネルギー依存性。黒点線はエネルギー分解能による、青点線は空間分解 能による ARM 制限。赤は 2 つの合成。	72
5.1	ETCC のデータフロー	74
5.2	dE/dx カット前の飛程分布。赤線が理論的に求められるコンプトン散乱による飛 程、黒線が今回制限をかける境界を表す。	75
5.3	dE/dx カット後の飛程分布	75
5.4	線源と ETCC の配置	76
5.5	^{22}Na と BG のスペクトル	76
5.6	^{22}Na から BG を差し引いたスペクトル	76
5.7	511 keV \pm 10%での BG イメージ	77
5.8	511 keV \pm 10%での ^{22}Na イメージ	77
5.9	400 keV 以下の BG イメージ	77
5.10	400 keV 以下の ^{22}Na のイメージ	77
5.11	検出効率。赤の星印が実測値。	78
5.12	ARM	78
5.13	予想される ARM(赤) と実測値 (緑点)	78

5.14	SPD	79
5.15	かに星雲観測模擬試験のセットアップ	83
5.16	弱 ^{22}Na イメージ	84
5.17	BG イメージ	84
5.18	アクセプタンスの計算。赤線がフィッティングして得た関数。	85
5.19	アクセプタンス補正後の ^{22}Na イメージ	85
5.20	弱 ^{22}Na で弱 ^{22}Na にアクセプタンス補正	86
5.21	バックグラウンドでバックグラウンドにアクセプタンス補正	86
5.22	^{22}Na とバックグラウンドのスペクトル。赤が ^{22}Na 、青がバックグラウンドである。	87
5.23	視野分割によるスペクトル	88
5.24	視野分割による有意度の算出	88
5.25	^{22}Na と BG のスペクトル	89
5.26	acceptance 補正後のイメージ。白の十字が線源の位置。	89

表 目 次

1.1	原子核の逆励起や放射性同位体からの放射 [2, 3, 4]	5
1.2	ガンマ線パルサー [5]	11
2.1	MeV ガンマ線イメージングの特徴	31
2.2	様々なガンマ線望遠鏡 [2]	31
2.3	COMPTEL と EGRET が検出した天体 [2, 5]	33
3.1	各種無機シンチレータの性能	49
4.1	ヘッドアンプ+ DP ボード	63
4.2	シンチレーションシステムの性能	70
5.1	^{22}Na を用いた確認試験。ただし、事象数、検出レートはエネルギー範囲 $511 \text{ keV} \pm 10\%$ でカットをかけたときの値。	74
5.2	各カット条件下での事象数	75
5.3	かに星雲からの光子数 (高度 40 km、残留大気圧 $2.9 \text{ [g/cm}^2\text{)]}$ [47]	80
5.4	宇宙拡散ガンマ線の光子数 (高度 40 km、残留大気圧 $2.9 \text{ [g/cm}^2\text{)]}$ [48]	81
5.5	大気ガンマ線の光子数 [49]	82
5.6	疑似かに星雲に使用する ^{22}Na (線源番号 596)	82
5.7	弱 ^{22}Na の事象数 (live time $3.67 \times 10^5 \text{ sec}$)	83

第1章 MeV ガンマ線天文学

かつての天文学は可視光によって恒星や惑星を研究するものであり、宇宙は安定で静的なものであると考えられてきた。しかし、現在は電波からガンマ線までの様々な波長の電磁波はもちろん、陽子を主とする宇宙線やニュートリノ等での観測も行われている。これらの新しい“窓”からの情報によって、宇宙には激しく活動する天体が存在することが分かってきた。

ガンマ線はこの様な窓の一つであり、数百 keV 以上のエネルギーを持つ電磁波を指す。最初のガンマ線天体観測は X 線の最初の観測である Sco X-1 の発見とほぼ同時期の 1961 年に行われた。また、1950 年代に早川等により、宇宙線と星間物質との相互作用で作られる π^0 の崩壊によってガンマ線が放射されることが予言されて以来、1967 年に OSO-3(≥ 50 keV)、1972 年に SAS-2(20 MeV \sim 1 GeV)、1975 年に COS-B(2 keV \sim 5 GeV) と、次々とガンマ線観測衛星が打ち上げられ、多くのガンマ線天体を発見している。また、sub-MeV \sim 数十 MeV までの低エネルギーガンマ線では、1989 年に GRANAT 衛星がロシア、フランスによって、1991 年に CGRO 衛星がアメリカによって打ち上げられている。近年は 2002 年に硬 X 線を観測する INTEGRAL、2004 年にガンマ線バーストを観測する SWIFT、2008 年に GeV 領域を観測する Fermi が打ち上げられ、観測が続いている。地上では 1990 年代から Whipple、CANGAROO などの Cherenkov 望遠鏡によって非常にエネルギーの高い TeV ガンマ線領域の観測が始まっており、現在でもステレオ方式の HESS、Magic 等によって次々と新しいガンマ線天体が発見されている。

ガンマ線は数百 keV から上のエネルギーを持つ電磁波をさし、その範囲は非常に広い。どのエネルギー帯を観測するかによって得られる情報は異なり、低エネルギーガンマ線と呼ばれる MeV 領域のガンマ線は元素合成や粒子加速、宇宙線と星間物質との相互作用といった情報を提供する。また、MeV ガンマ線は高エネルギーガンマ線と異なり、最遠方の初期宇宙から地球までほとんど減衰することはない。そのため、初期宇宙の激しい星の生成、消滅などの観測が期待されるユニークなガンマ線である。しかし、一方で地球の大気には吸収されるため、MeV ガンマ線の観測には大気外に出る必要がある (図 1.1)。

MeV 領域は可視光や X 線の領域に比べ、光子数が少なく透過力も高い上、物質との相互作用が主にコンプトン散乱によるので光子の完全な吸収は難しい。さらに、銀河面全体に広がったガンマ線放射や、宇宙線と衛星本体との相互作用による大量のバックグラウンドが存在し、観測が非常に困難な領域である。以上の理由から、MeV 領域の天文学は、他の波長域に比べ大きく後れを取っているのが現状である。

この章ではガンマ線の発生機構及び現在までに観測された主な天体からの放射について説明する。

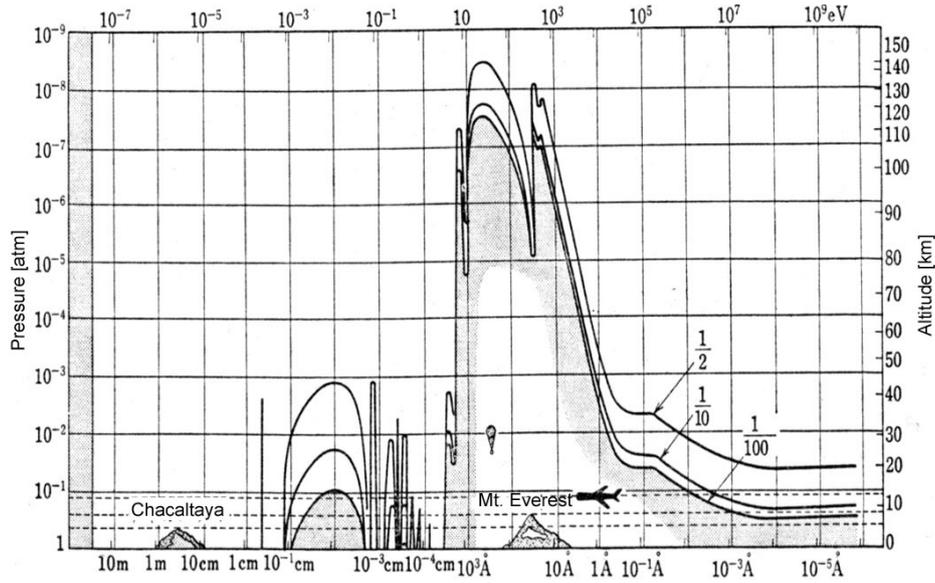


図 1.1: 大気による様々な波長の電磁波の吸収 [1]

1.1 MeV ガンマ線の生成機構

ガンマ線発生機構は、熱的放射と非熱的放射に大別できる。熱的放射は平衡状態において、電磁相互作用をする粒子が多く存在する所から放出される。その放射強度のスペクトルは黒体の分布に従い、周波数 ν での放射のエネルギー密度 I_ν は、プランク定数 h 、光の速度 c 、ボルツマン定数 k_B および温度 T を用いて、

$$I_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T} - 1} \quad (1.1)$$

と表せる。1 MeV の熱的放射に対応する温度は 10^{10} K 以上である。従って、ガンマ線源としては熱的過程は考えにくく、非熱的過程が相応しい。この節では、MeV 領域における主な非熱的過程を紹介する。

1.1.1 電子による放射

相対論的な電子が磁場 B の中を通ると、ローレンツ力によって軌道が曲げられる。荷電粒子の加速は場の変化とみなせるので、電子の運動エネルギーは電磁場のエネルギーに変換されるが、相対論的電子においては、そのエネルギーは光子の放出によって失われる。これをシンクロトロン放射と呼ぶ。シンクロトロン放射のスペクトルは、電子の電荷 e 、質量 m_e 、エネルギー E_e 、および粒子の軌道と磁場の方向との狭角 θ を用いて、

$$h\nu_c = \frac{3h}{4\pi} \frac{eB \sin \theta}{m_e c} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2 \quad (1.2)$$

と表せる。また、磁場 B 中を電子が動く事で発生するシンクロトロン放射による全エネルギー損失は、電子の光速に対する速度 β 、ローレンツ因子 γ 、およびトムソン断面積 $\sigma_T = \frac{8\pi e^4}{3m_e^2 c^4}$ を用いて、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt} \right)_{\text{syn}} = \frac{4}{3} \sigma_T c \frac{B^2}{8\pi} \gamma^2 \beta^2 \quad (1.3)$$

と書ける。宇宙においては、1968年にかに星雲から見つかったパルサーや活動銀河核から高速で噴き出すジェット、太陽フレア等多くの天体に見られる。

ガンマ線生成のもう1つの重要な過程として、制動放射が挙げられる。宇宙に存在するプラズマは、自由電子とイオンからなり、熱運動によって激しく運動している。このような電子が原子核の非常に近くを通ると、原子核の強い電場によって電子の軌道が大きく曲げられ、光子を放出する。この制動放射のスペクトルは、おおよそ電子の運動エネルギーまで平坦で、それ以上で急激にゼロになる。完全に電離したプラズマ中の相対論的電子における制動放射損失は、標的の原子密度 n_a 、古典的電子半径 $r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$ 、および微細構造定数 α を用いて

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_0^2 \alpha c \left(\ln \frac{E_e}{m_e c^2} + 0.36\right) E_e \quad (1.4)$$

と表せる。一方、電離していない場合は、

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_B = 4n_a Z^2 r_0^2 \alpha c \left(\ln \frac{183}{Z^{-1/3}} - \frac{1}{18}\right) E_e \quad (1.5)$$

となる。

エネルギーの高い光子がエネルギーの低い電子と衝突すると、光子が散乱され、光子のエネルギーの一部が電子に奪われる。この過程をコンプトン散乱という。一方、エネルギーの低い光子がエネルギーの高い電子と衝突し、電子のエネルギーを光子が受け取る逆過程も存在する。この逆コンプトン散乱は、光子が高密度である領域では重要である。エネルギー密度 w_{ph} の光子中での電子のエネルギー損失は

$$-\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_T c w_{ph} \gamma^2 \beta^2 \quad (1.6)$$

と書ける。

表面が 10^{12} G 程度の非常に高い磁場をもつ中性子星周辺や、 $10^6 M_\odot$ 以上の巨大ブラックホール等の重力ポテンシャルの深い場所では光速に近い速度の電子が大量に存在している。この様な電子が周囲の光子を逆コンプトン散乱し、X線やガンマ線を放射している。

電子・陽電子対消滅もまた、重要なガンマ線生成過程である。対消滅では、2つ以上の光子が生成され、電子と陽電子の全エネルギーがこれらの光子に分配される。電子と陽電子はポジトロニウムと呼ばれる束縛系を作り、これには2つの異なる状態が存在する。1つは基底状態で、ポジトロニウムは2つのガンマ線に崩壊する。この時、それぞれのガンマ線は、電子の静止質量に等しい511 keVのエネルギーをもつ。もう1つの状態は並行スピン状態で、連続スペクトルをもつ3つの光子に崩壊する。

実際、511 keVのガンマ線はSMMとOSSE、SPIによって銀河中心近傍で観測され、 $\sim 2 \times 10^{43} \text{ sec}^{-1}$ の対消滅率を示唆している。この対消滅光子は、電子・陽電子プラズマが存在する事を示している。陽電子は、1 MeV以上のガンマ線による対生成、放射性同位体の β^+ 崩壊、 π^+ の崩壊、およびハドロン反粒子と通常の物質との衝突によって作られる。 β^+ 崩壊を起こす放射性同位体には、 ^{26}Al 、 ^{44}Ti 、 ^{56}Co 等があり、 π^+ はコンパクト星近傍で作られる。

しかし、陽電子は放射性同位体の内部崩壊や、宇宙線と衛星を構成する物質との相互作用でも作られる。そのため、銀河内からの対消滅光子のスペクトルの検出は、非常に難しいと考えられる。

1.1.2 原子核からのライン放射

原子核の核子の結合には、いくつかの量子化されたエネルギー状態がある。これらの状態は典型的にMeV程度のエネルギーをもつため、量子状態の遷移には、MeVガンマ線の吸収や放出が

伴う。このような放射には、宇宙線の陽子と原子核の衝突によって原子核が励起され、その励起された原子核が基底状態に戻る時にガンマ線を放射する逆励起に伴う放射

$$X^* \longrightarrow X + \gamma \quad (1.7)$$

と、超新星爆発や恒星内部での元素合成により生じる不安定な同位体の崩壊に伴う放射

$$X \longrightarrow Y^* + e^+ \longrightarrow Y + \gamma \quad (1.8)$$

とがある。宇宙で観測された原子核の逆励起や放射性同位体からの放射の例を表 1.1 に示す。

表 1.1: 原子核の逆励起や放射性同位体からの放射 [2, 3, 4]		エネルギー [MeV]
過程		
逆励起	$^{12}\text{C}^*$	4.438
	$^{14}\text{N}^*$	2.313, 5.105
	$^{16}\text{O}^*$	2.741, 6.129, 6.917, 7.117
	$^{26}\text{Mg}^*$	1.809
	$^{56}\text{Fe}^*$	0.847, 1.238, 1.811
放射性同位体	^{56}Ni (6.10 d)	0.158, 0.270, 0.480, 0.759, 0.812
	^{56}Co (77.2 d)	0.847, 1.238, 2.598
	^{57}Co (271.7 d)	0.122, 0.136
	^{44}Ti (63 y)	1.157
	^{26}Al (7.4×10^5 y)	1.809
	^{60}Fe (1.5×10^6 y)	1.173, 1.333
中性子捕獲	$n + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + \gamma$	2.223

これらは、超新星爆発での元素合成の過程を知る重要な手がかりとなる。 ^{56}Ni から ^{56}Co 、 ^{56}Fe への崩壊は、超新星爆発直後の光度曲線をよく説明している。

1.1.3 π^0 崩壊に伴う放射

パイオンは、宇宙線高エネルギー陽子とガスの原子核との衝突の様な強い相互作用によって作られるボソンである。ハドロン相互作用における主なパイオン生成過程は、 a 、 b を自然数として、

$$p + p \longrightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (1.9)$$

$$p + p \longrightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (1.10)$$

などである。パイオンの内、中性粒子である π^0 は、 9×10^{-17} 秒で崩壊して 2 つのガンマ線を放出する。そのガンマ線のエネルギー分布は、重心系において静止質量の半分である 70 MeV 付近にピークを持つ。高エネルギーの陽子によって作られるパイオンは運動量を持つので、観測されるパイオン崩壊によるガンマ線のスペクトルは、親の陽子のスペクトルを反映し、また、得られるスペクトルはドップラーシフトによって幅を持つ。

1.2 ガンマ線で見える天空

1.2.1 全天マップ

ガンマ線の全天観測を目的として、CGRO には、OSSE (0.1~10 MeV)、COMPTEL (0.75~30 MeV)、EGRET (> 30 GeV)、BATSE (15 keV~10 MeV) という 4 つの検出器が搭載された。このうち、COMPTEL は MeV 領域において約 30 個の定常天体を [5]、EGRET は GeV 領域で約 270 個の天体を発見した [6]。図 1.2 と 1.3 は、それぞれ EGRET と COMPTEL によるガンマ線全天マップである。これらの図から、ガンマ線がコンパクト天体のみならず太陽フレアからも放出されている事がわかる。さらに、EGRET の観測は、他波長における約 170 個の未同定天体がある事も示している。

また、2008 年に打ち上げられた Fermi 衛星に搭載された LAT は、2 年の観測で 2000 個近い天体を検出した [7]。図 1.4 がその全天マップであり、図 1.5 はその内訳である。

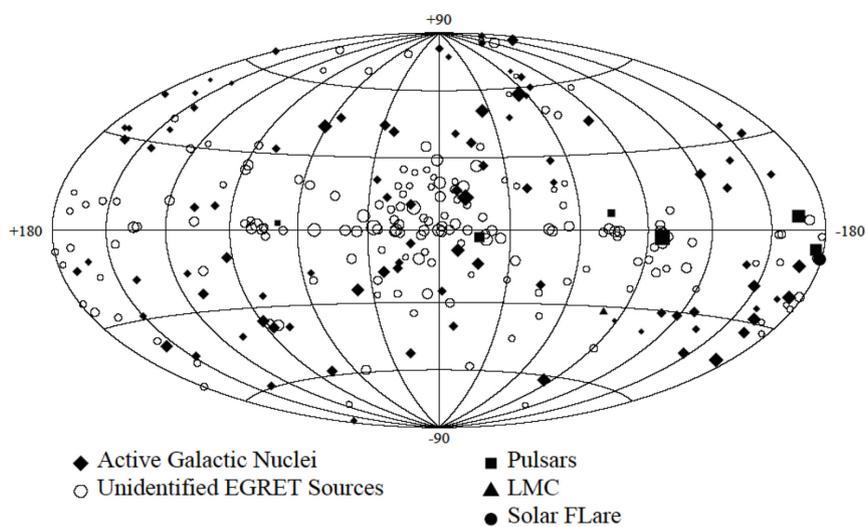


図 1.2: EGRET によるガンマ線天体の分布 [6]

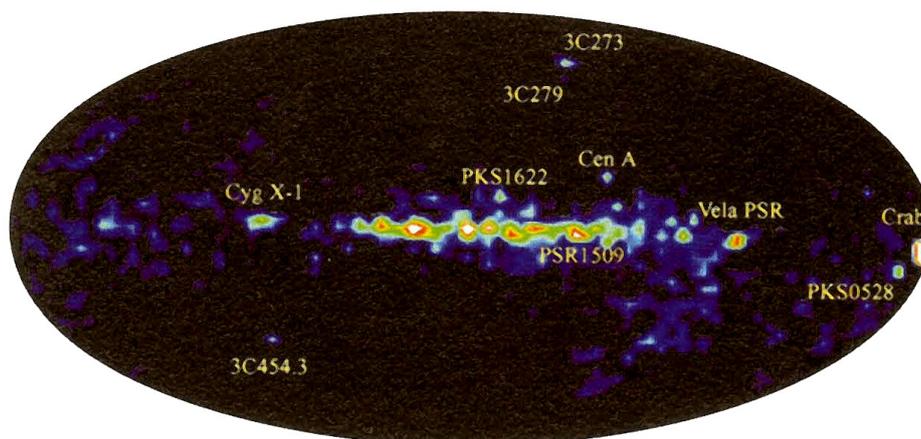


図 1.3: COMPTEL による全天マップ (1 - 30 MeV) [2]

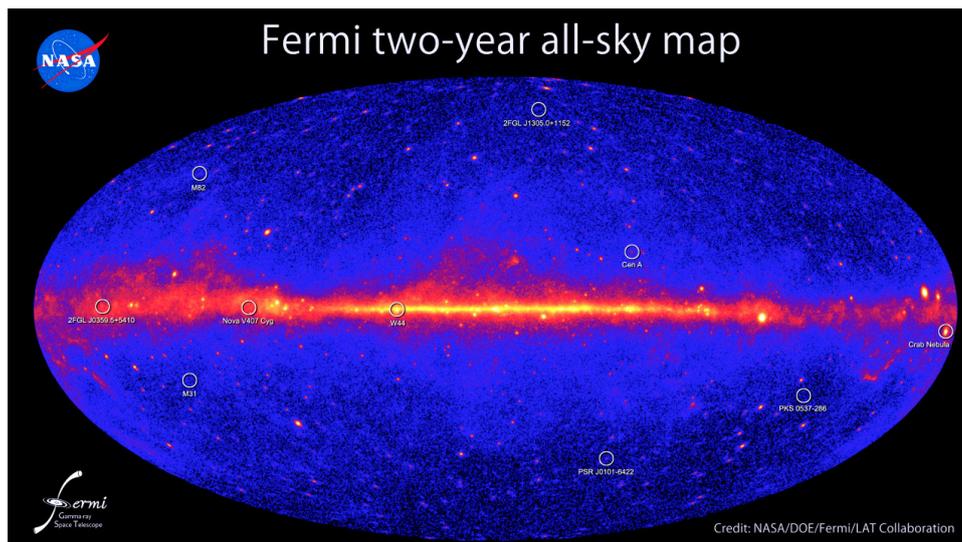


図 1.4: Fermi による全天マップ [7]

1.2.2 拡散ガンマ線

これまでの観測により、点源だけでなく広がった放射をする拡散ガンマ線の存在が確認されており、さらに拡散ガンマ線は銀河系外由来のものと、銀河系内由来のものに大別されている。図 1.3、1.6、1.7 のそれぞれ異なるエネルギー範囲での全天マップでも銀河面に広がった放射があることが確認できる。系内拡散ガンマ線の多波長スペクトルを図 1.8 に示す。sub-MeV から MeV の領域において、系内拡散ガンマ線の発生機構は主に宇宙線電子の制動放射と逆コンプトン散乱で説明されている [8]。

MeV 領域においては、連続成分のみならず銀河面に広がったラインガンマ線も観測されている。図 1.6 は COMPTEL により得られた ^{26}Al の崩壊に伴う 1.8 MeV のガンマ線の分布を示す。 ^{26}Al は大質量星内部で作られると考えられており、その半減期は $T_{1/2} \sim 10^6$ 年と非常に長いため、過去の星生成領域のなごりを示すと期待されている。

しかし、銀河面に近い点源天体の観測の際には、系内拡散ガンマ線はバックグラウンドとなってしまうため、観測を困難にもしてしまう。

一方、系外拡散ガンマ線とは、全天から一様に到来する銀河系外からのガンマ線である。図 1.9 にそのスペクトルを示す。系外ガンマ線のスペクトルは、活動銀河核の放射と遠方の Ia 型超新星の放射の足し合わせにより説明されており、特に MeV 領域においては、Ia 型超新星の放射が優位となっている。

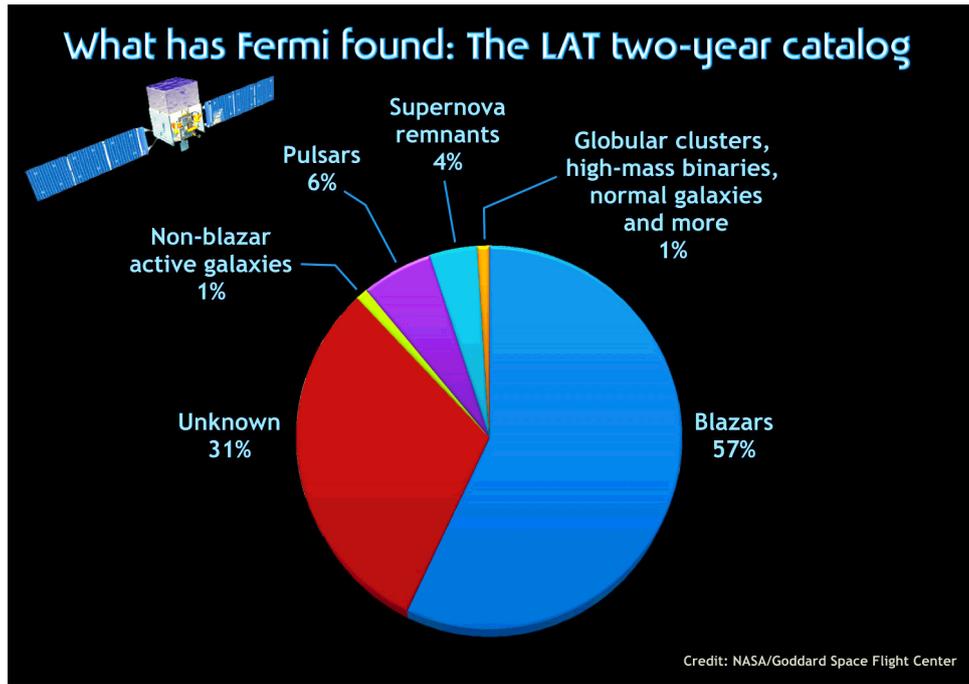


図 1.5: Fermi による天体の内訳 [7]

1.3 MeV ガンマ線天体

1.3.1 超新星残骸

超新星爆発では、通常の恒星では作られない Fe よりも重い元素が生成されると考えられ、重要な元素合成の現場とされている。また、超新星爆発時の元素合成によって生じる放射性同位体からのガンマ線放射は、元素合成の様子を調べるのに良いプローブとなる。

超新星爆発は、観測的に水素の輝線を示さない I 型と、水素の輝線を示す II 型に大別され、さらにスペクトルや光度曲線の振る舞いによって Ia、Ib、IIp、IIl などに分けられる。Ia 型超新星爆発は、連星中の白色矮星に物質が降着して中心温度が高くなり、炭素の暴走的核反応を起こした結果起こるものとされ、炭素爆燃型、または爆轟型と呼ばれる。Ia 型超新星爆発では、 $0.6 M_{\odot}$ 程度の ^{56}Ni が生成されると考えられており、



という崩壊をする。Ia 型の超新星爆発の光度曲線はこれらの崩壊時間 (Ni:5.6 日、Co:72 日) で良く説明される。

一方、非常に重い星の中心にある Fe のコアが重力崩壊することによって起きる II 型超新星爆発においても、Ia 型ほど多くはないが ^{56}Ni が作られる。事実、II 型超新星と考えられている SN1987A の光度曲線は図 1.10 のように ^{56}Co によって説明され、 ^{56}Co に伴う核ガンマ線である 847 keV や 1238 keV、2598 keV も観測されている。これらのガンマ線を観測することで、星の元素合成を直接観測することができる。

また、超新星爆発が起こると、星の中心部から大量の中性子が放出されるため、星の外縁部の原子は崩壊する前に次々と中性子を吸収し、中性子過多の原子核となる。このような原子核は不安定であるため、 β 崩壊を繰り返し安定な原子核になろうとする。このような過程は反応が急激に進むことから r 過程と呼ばれ、この過程で生成される放射性同位体からは表 1.1 に示されるような核ガンマ線が観測されている。

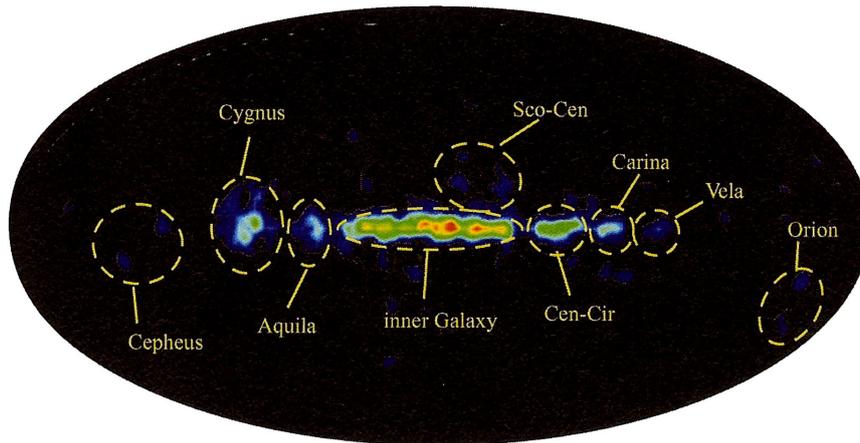


図 1.6: COMPTEL による 1.8 MeV ガンマ線の全天マップ [2]

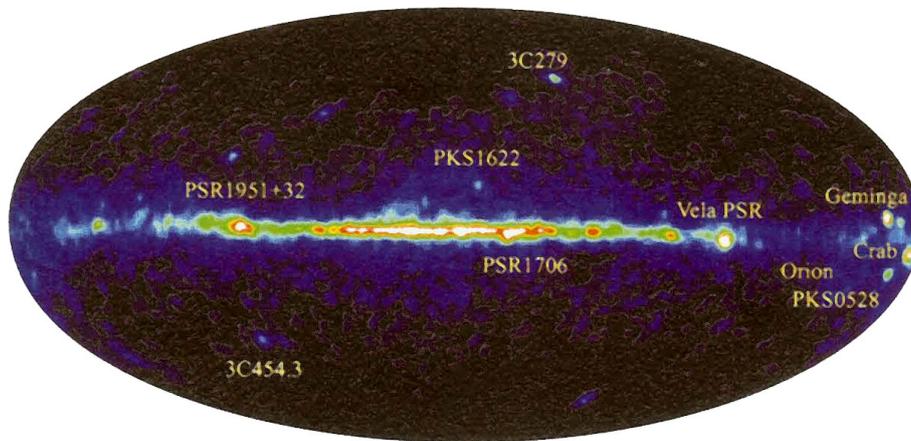


図 1.7: EGRET による全天マップ (≥ 100 MeV) [2]

1.3.2 パルサー

ガンマ線パルサー

パルサーは電波や可視光領域で非常に短い周期のパルスを出している天体であり、高速で自転する質量 $\sim 1.4M_{\odot}$ 、半径 ~ 10 km の中性子星と考えられている。中性子星は強い磁場 ($\sim 10^{12}$ G) を持っており、図 1.11 のように磁極付近での放射が自転により見え隠れすることでパルスになる。このようなパルサーのうち、ガンマ線を放射しているものが幾つか見つかっている (表 1.2)。近年、Fermi 衛星による GeV 領域の観測により、88 個ものガンマ線パルサーが発見された [11]。

特に、かに星雲の中心部に存在する Crab パルサーは電波から GeV ガンマ線まで広い範囲で多数観測され、最もよく知られたパルサーの 1 つである。図 1.12 は各エネルギー領域での Crab パルサーの光度曲線である。サブ MeV から MeV ガンマ線にかけては、他のエネルギー領域には無い 2 つの特徴が見られる。一つは、他波長では最初のピークが 2 つ目のピークよりも大きいのが、MeV 領域ではその大小関係が逆転していることであり、もう一つは最初のピークと 2 つ目のピークの間にブリッジ構造と呼ばれる放射が存在することである。

また、INTEGRAL 衛星による 0.1 \sim 1 MeV における Crab の非パルス成分の観測により、 $46 \pm 10\%$ もの高い偏光度が観測された。もしガンマ線がシンクロトロン放射によるものであり、

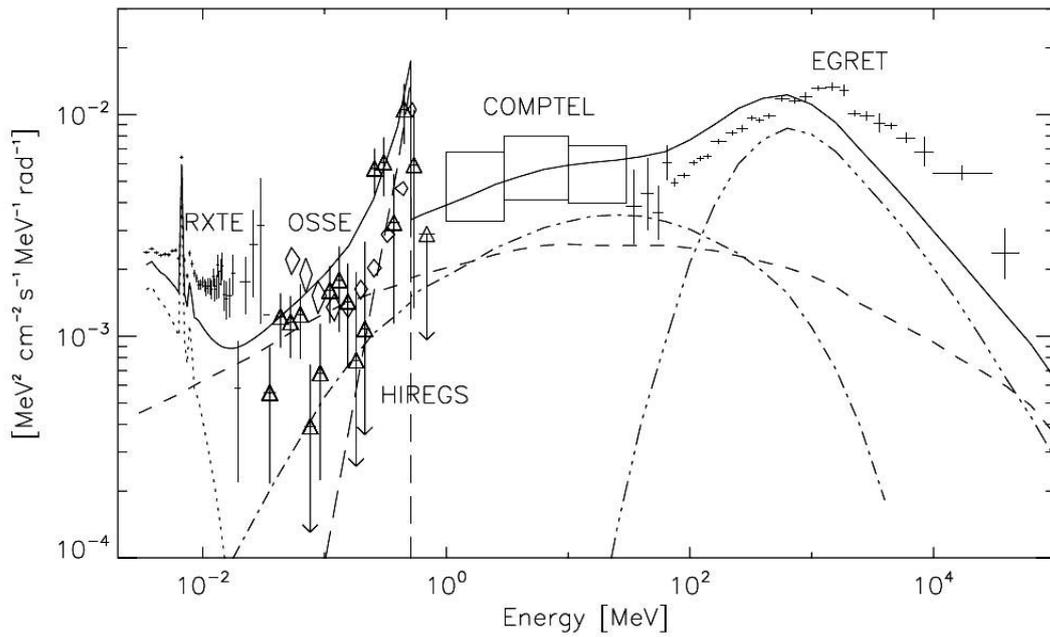


図 1.8: 系内拡散ガンマ線のスペクトル [8] 各線は、それぞれ制動放射 (dot-dashed)、逆コンプトン散乱 (short-dashed)、 π^0 放射モデル (triple-dot-dashed)、ポジトロニウム連続成分 (long-dashed) 及び熱的 Raymond-Smith プラズマ成分 (dotted) を示す。実線はそれらの合計を表す。

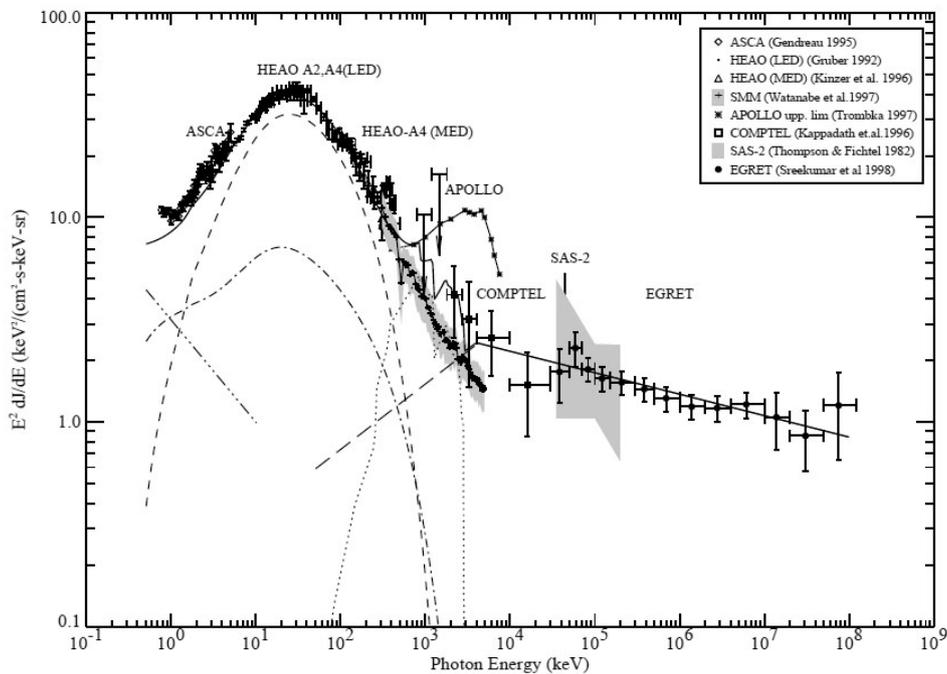


図 1.9: 系外拡散ガンマ線のスペクトル [9]。各線は、Seyfert I (dot-dashed)、Seyfert II (dashed)、quasar (triple dot-dashed)、Ia 型超新星 (dotted) 及びブレーザー (long dashed) による放射モデル。実線はそれらの合計を表す。

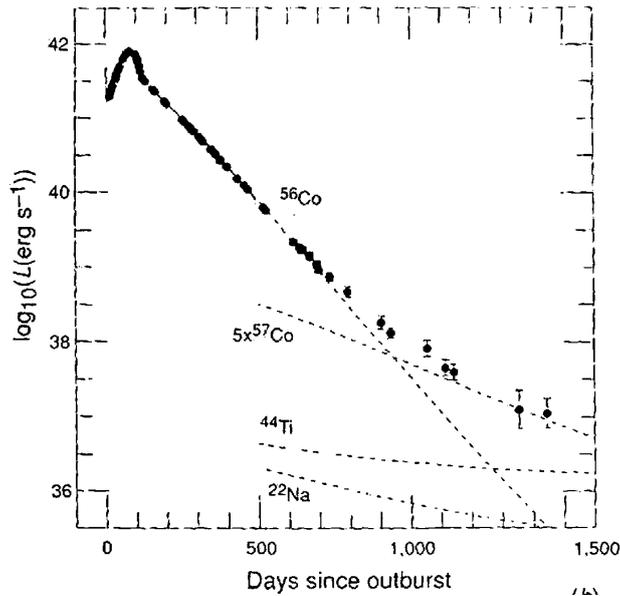


図 1.10: SN1987A の光度曲線 (赤外 - UV) [10]

親となる電子のスペクトルがべき分布であったと仮定すると、直線偏光の許される偏光度の最大値は 77% である。この物理過程から導かれる最大値の 60% 近くも偏光していることは非常に磁場が揃った環境で放射が起きていることを示唆し、そのような環境はパルサー星雲よりも寧ろパルサー近くのジェット構造が考えられる。ガンマ線偏光の電場ベクトルの向きは、パルサーの回転軸や可視光観測の偏光の電場ベクトルの向きと揃っており、共通の放射領域をもつことが示唆されている。このように偏光の強度や向きの観測は、放射領域やその機構について重要な手がかりを与える。

パルサー星雲

Crab パルサーを取り巻くかに星雲は、電波から TeV ガンマ線まで広く観測されており、そのスペクトルは中性子星の強い磁場に起因する、シンクロトロン放射と逆コンプトン散乱によるものと説明されている。MeV ガンマ線においても、COMPTEL、OSSE によりシンクロトロン放射によるものと思われるスペクトルが測定されている。

表 1.2: ガンマ線パルサー [5]

Pulsar	周期 P [msec]	\dot{P} [10^{-15}]	距離 d [kpc]
Crab	33.34	421.2	2.0
PSR B1509-58	150.65	1537	4.4
Vela	89.29	124.3	0.5
PSR B1706-44	102.4	93.0	1.8
PSR B1951+32	39.53	5.849	2.5
Geminga	237.1	10.98	0.16
PSR B1055-32	197.1	5.8	1.5

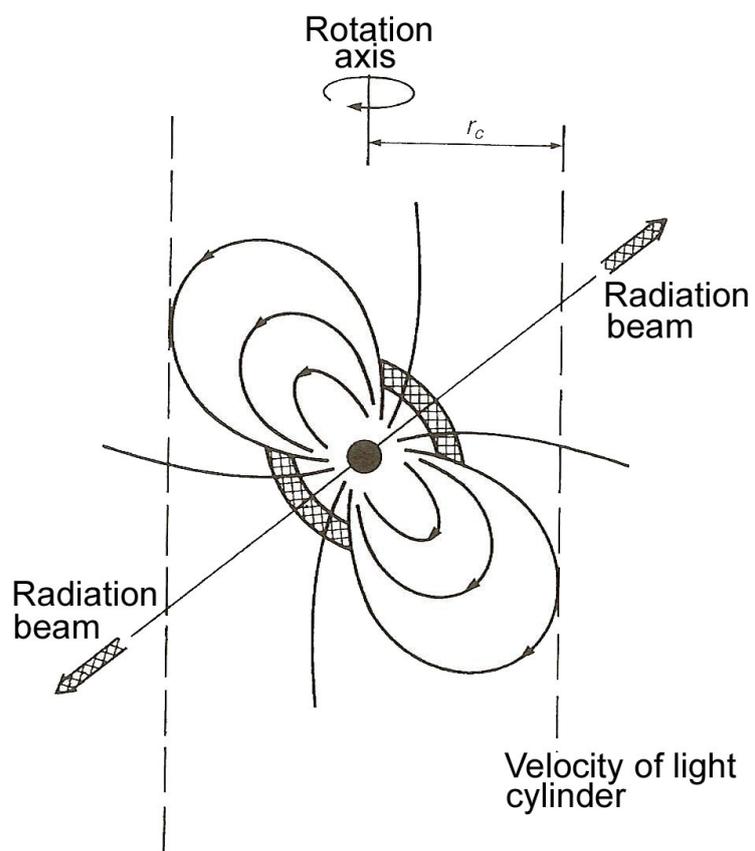


図 1.11: パルサーの概念図 [12]

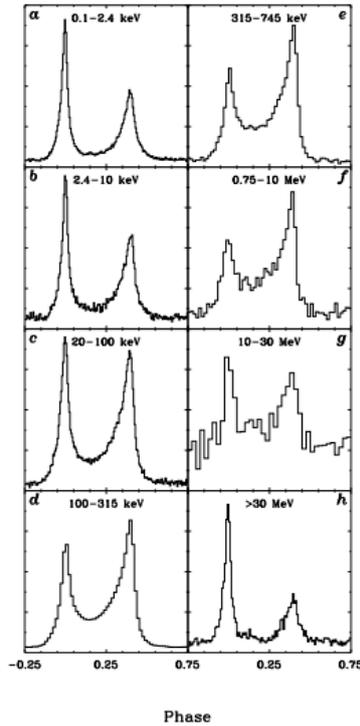


図 1.12: Crab パルサーのパルスプロファイル [13]

1.3.3 ブラックホール

30 M_{\odot} 以上の質量を持つような重い星は、II型超新星爆発の後、ブラックホールになると考えられている。ブラックホールには事象の地平線という境界線があり、その内側に入ってしまうと電磁波さえも外に出ることは出来ない。従って、ブラックホール自身を観測することはできず、現在でもブラックホール特有の決定的な証拠は存在していない。しかし、ブラックホールが恒星と連星系を成している場合、恒星から物質がブラックホールの方へと流れ込み降着円盤が形成され、この降着円盤によりX線やガンマ線が放射される。

現在のところ、ブラックホールと同定された天体はないが、その質量とおおよその大きさからブラックホール候補天体と呼ばれる天体がいくつか存在し、中でもCyg X-1は恒星質量のものとしては最も知られている。Cyg X-1をはじめ、ブラックホール候補天体は図 1.13のような激しい時間変動をすることが知られている。時間変動に伴いスペクトルも大きく変化し、数keVのX線で明るくなるSoft Stateと数百keVにピークを持つHard Stateの2状態(図 1.14)の間を行き来する。Soft Stateのスペクトルでは降着円盤からの黒体放射と、非熱的な電子によるコンプトン散乱が卓越し、Hard Stateでは熱的な電子とのコンプトン散乱による成分が卓越する。また、どちらの状態においても、X線、ガンマ線が冷たいディスクでコンプトン散乱(Compton reflection)する成分が存在するとされる[14]。

INTEGRAL/IBISはCyg X-1について偏光観測を行い、250～400 keVのエネルギーレンジでは偏光度が20%を上限とする弱い偏光を観測したのに対し、400～2000 keVの高エネルギー成分では $67 \pm 30\%$ の高い偏光度を初めて観測した[15]。図 1.15にINTEGRAL/IBISの観測によって得られた散乱角分布を示す。このような高い偏光度の放射をつくるプロセスはシンクロトロン放射かもしくは逆コンプトン散乱が考えられるが、電波ですでに観測されているジェットからは両者の区別はできていない。今後は電場ベクトルの向きの時間発展を観測することなどにより

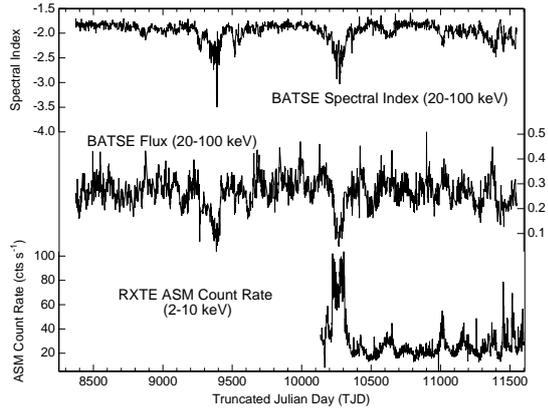


図 1.13: Cyg X-1 の光度曲線 [14]

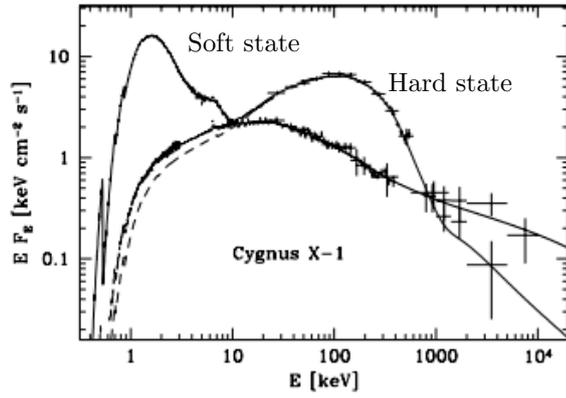


図 1.14: Cyg X-1 のスペクトル [14]

ラックホールの近傍の磁場構造やジェットの起源への理解が期待される。

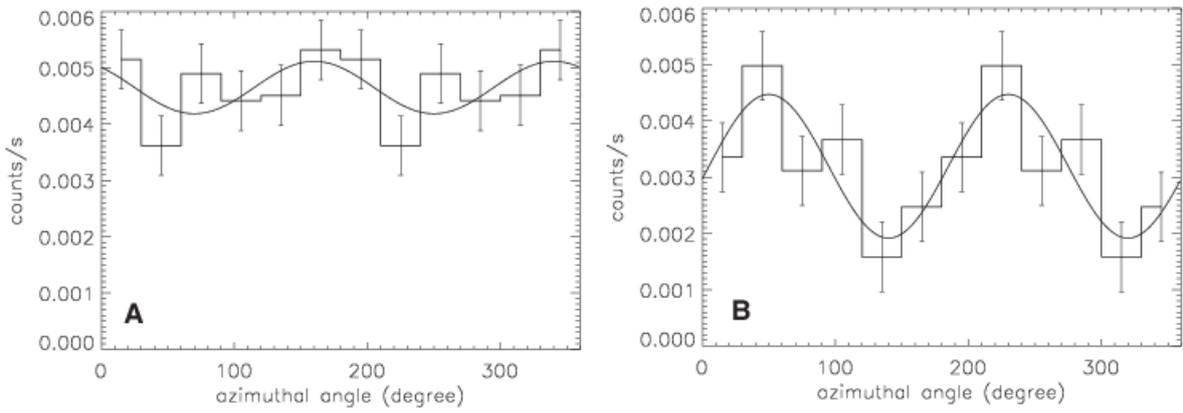


図 1.15: Cyg X-1 の散乱角分布 [15]。A は 250 keV ~ 400 keV、B は 400 keV ~ 2000 keV。

また、降着円盤の内側では重力ポテンシャルによって 100 MeV 程度のエネルギーを獲得した陽子同士が衝突し、生成された π^0 崩壊に伴う放射により 70 MeV 付近にピークを持つような熱的なガンマ線が存在するとされる。この π^0 による放射はブラックホール近傍の強い重力場が必要であることから、ブラックホールであることの強い証拠になりうる。

1.3.4 銀河中心領域

電子とその反物質である陽電子とが出会うと、対消滅により2つ以上のガンマ線を放出して消滅する。多くの場合ガンマ線は2つ放出され、そのエネルギーは電子の静止質量511keVである。OSSE などによる銀河中心方向の観測から、図1.16のようなスペクトルが得られており、電子・陽電子対消滅が起きていることは明らかである。

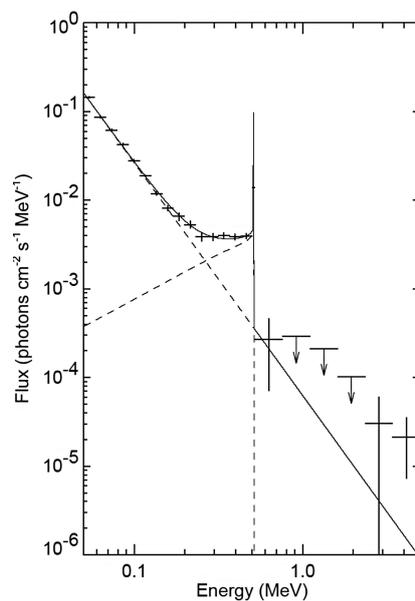


図 1.16: OSSE による銀河中心領域のスペクトル [16]

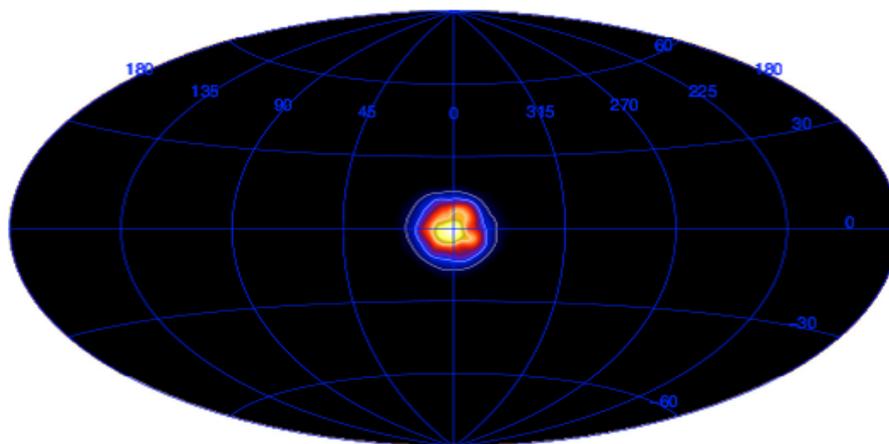


図 1.17: SPI/INTEGRAL による 511 keV での銀河中心領域のマップ [17]

この511keVガンマ線は図1.17のように銀河面に広く分布し、銀河中心が特に強く放射している。511keVの放射はすなわち陽電子の存在を示すが、この陽電子は、超新星爆発や重い星での核融合などにより生じた β^+ 崩壊をする放射性同位体によるものと考えられている。

また、銀河中心には $\sim 3 \times 10^6 M_{\odot}$ の大質量ブラックホールがあるとされている[18]。従って、質量降着があれば、降着円盤による放射や π^0 崩壊に伴う放射も期待できる。

1.3.5 活動銀河核

銀河の中には、中心が異様に明るく輝いているものがある。これらは活動銀河と呼ばれ、その中心、活動銀河核 (Active Galactic Nuclei) には $10^6 \sim 10^9 M_{\odot}$ という質量を持った巨大なブラックホールが存在しているとされている (図 1.18)。多くの AGN では、中心核から細く絞られたジェットが放出されていることが電波によって観測されている。このジェットからの輻射が強く、降着円盤やその周りの熱放射を凌駕するような AGN からは、図 1.19 や図 1.20 のように、シンクロトロン放射 (周波数の低いピーク) と逆コンプトン散乱 (周波数の高いピーク) で説明できるような非熱的なスペクトルが得られている。

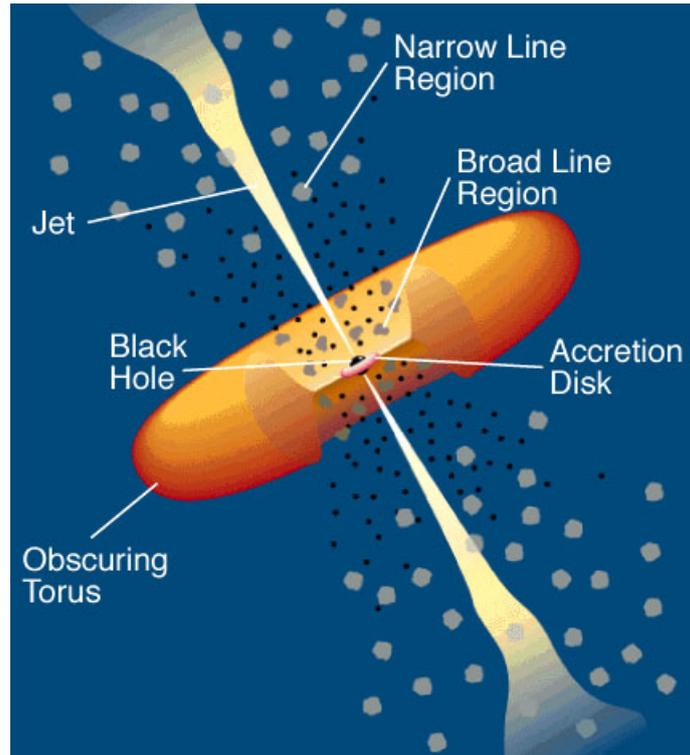


図 1.18: 活動銀河核の概念図 [19]

AGN は、COMPTEL で 10 個、EGRET では 94 個が同定されており、sub-MeV~MeV 領域 ($1 \text{ MeV} \simeq 10^{20} \text{ Hz}$) のガンマ線においても重要な、観測可能な天体の一つである。また、近年 Fermi 衛星の GeV 領域の観測により、1000 個を超える AGN が観測された [20]。

1.3.6 太陽フレア

身近な天体である太陽からも MeV ガンマ線は放射されている。1970 年代から既に、太陽フレアに伴い核ガンマ線がときおり放射されることが知られていた。図 1.21 に太陽フレアのスペクトルを示す。これまでの観測から、フレアの起きる領域では中性子や陽電子が大量に生成されると考えられている。また、太陽フレアに伴い、コロナ中のプラズマ粒子の加速や加熱も起こり、高いエネルギーまで加速された電子は制動放射により X 線やガンマ線を放射する。この X 線やガンマ線を観測することにより、電子が磁力線に沿ってどのように伝播するかということも調べられている。太陽は宇宙で最も近い恒星であるので、最も詳しく観測が出来る、非常に重要な天体である。

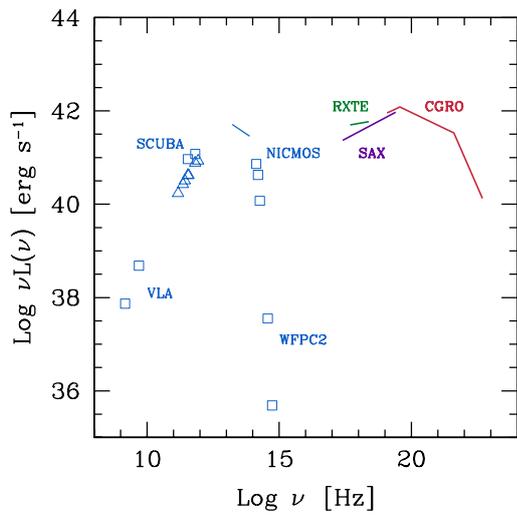


図 1.19: Centaurus A の多波長スペクトル [21]

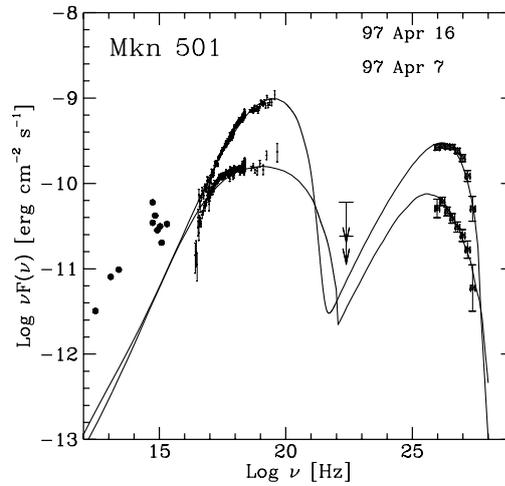


図 1.20: Mkn501 のスペクトル [22]

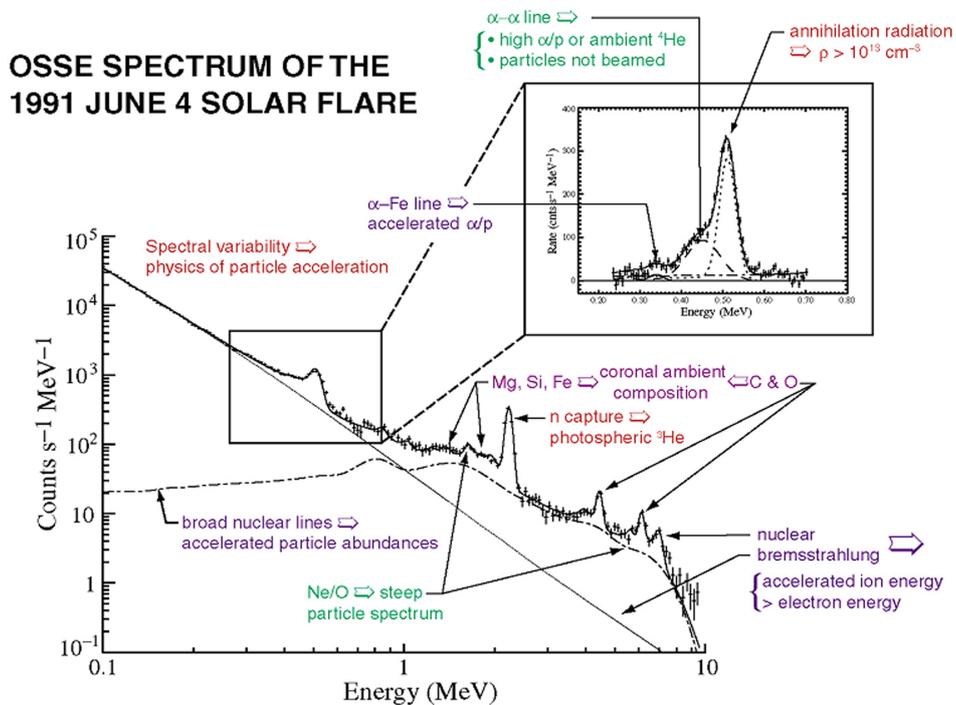


図 1.21: 太陽フレアのスペクトル (June 4, 1991) [23]

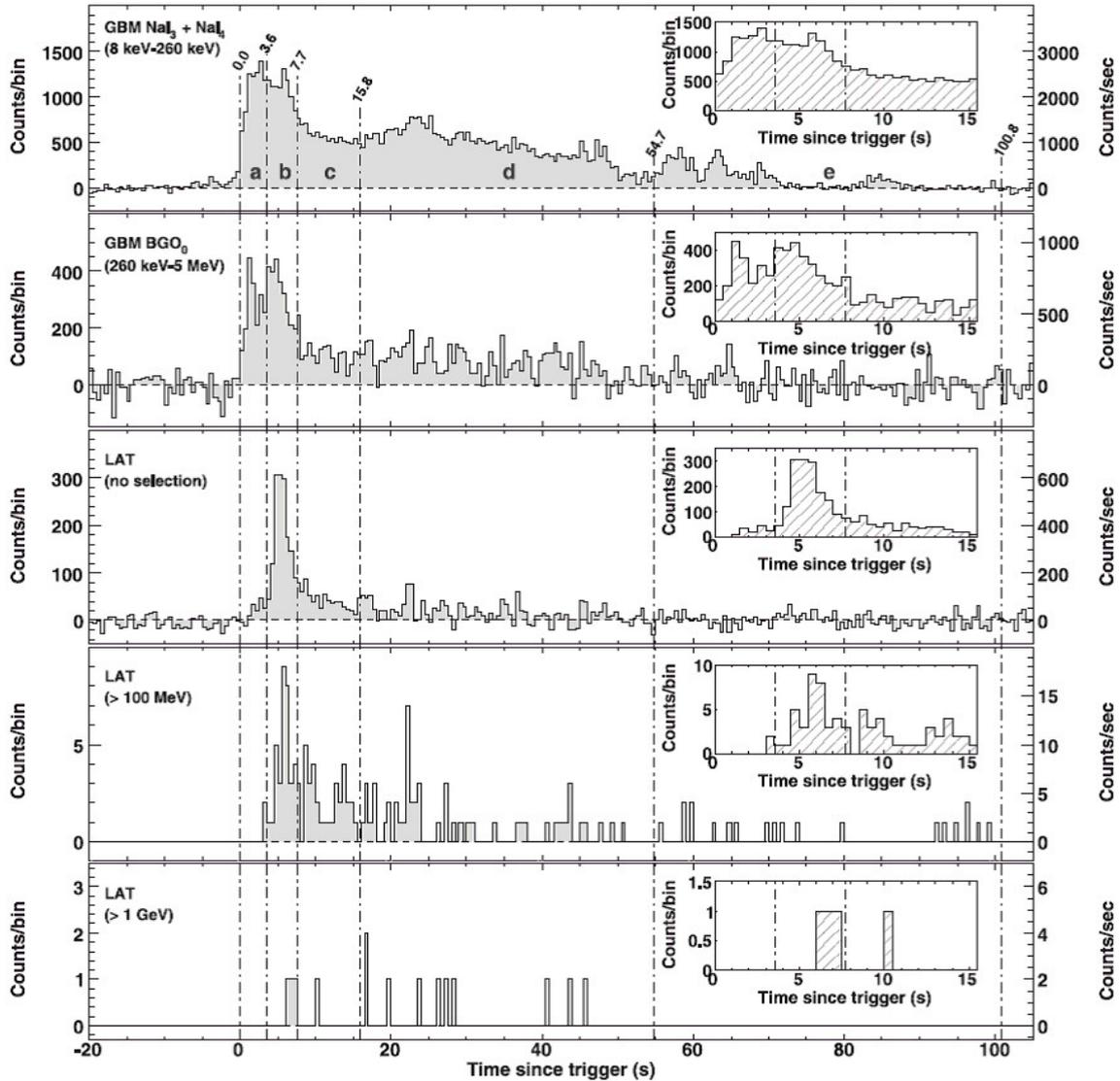


図 1.22: Fermi によるガンマ線バーストの時間変動 (GRB080916C)[24]

1.3.7 ガンマ線バースト

ガンマ線バーストは、1970年代初めに大気圏核実験監視衛星 Vela により発見された、ある方向からガンマ線が爆発的に放射される現象である。ミリ秒程度の短く激しい時間変動を示し、バーストの継続時間も図 1.22 のように数十秒と短い。

これまで、HETE-2 や SWIFT により多数のガンマ線バーストが観測され、X 線や可視光での残光観測も含めて、その放射機構のメカニズムの理解が急速に進んでおり、宇宙論的な距離の遠方で起こる非常に大きな爆発である、所属する銀河がある、といったことが判明している。IKAROS 探査機に搭載された Gamma-Ray Burst Polarimeter (GAP) は GRB のプロンプト放射からの偏光を初めて GRB 100826A から偏光度 $27 \pm 11\%$ で観測し、さらに偏光角が 99.9% の信頼度で大きく変化していることを報告した (図 1.23)。このことから GRB のプロンプト放射はシンクロトロン放射を起源とすることが示唆され、短時間の偏光角の変動は磁場の方向が異なる領域やジェットが複数あることを示唆している。GRB の偏光観測は、相対論的な運動やジェットが観測される天体としてブレイザーとともにシンクロトロン放射を生み出す磁場の起源、ひいてはジェットの

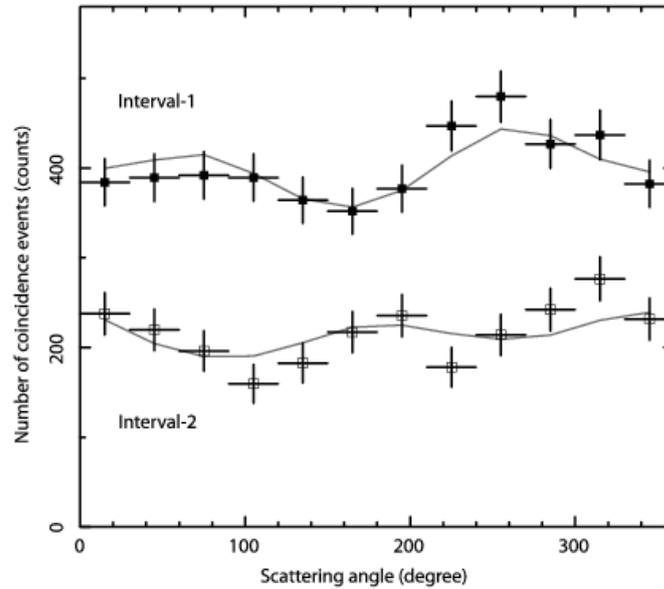


図 1.23: GAP による偏光観測 [25]

生成機構に迫る鍵となっている。

1.3.8 MeV 背景放射

MeV ガンマ線背景放射のパワースペクトルを観測し、非等方性を調べることでその起源がセイファート銀河か MeV ブレーザーか識別できるという報告がある [26]。もし、セイファート銀河が起源であるとする、磁気リコネクションによって降着円盤を囲うコロナ中の電子が加速されて非熱的成分を生み出す傍証になり、MeV ブレーザーが起源であるとする、MeV 背景放射と GeV 背景放射のスペクトル構造の違いから MeV ブレーザーと GeV ブレーザーは異なる分布をもつことが示唆され、活動銀河核の統一理解に一石を投じることになる。

第2章 ガンマ線検出器

2.1 ガンマ線と物質の相互作用

X線やガンマ線は電荷を持たないため、荷電粒子のように物質を直接電離することはないが、X線やガンマ線は検出器を構成する物質と相互作用を起こすことで、電子や陽電子を放出する。これらの電子、陽電子が周囲の物質を電離させるため、X線、ガンマ線の検出が可能となる。

X線、ガンマ線と物質との主な相互作用は、光電効果、コンプトン散乱、電子・陽電子対生成の3つである。これらの相互作用の起こる確率はX線、ガンマ線のエネルギーや物質の原子番号 Z に依存する。図 2.1 にどの相互作用が優位であるか、図 2.2 に1気圧での $\text{Ar}+\text{C}_2\text{H}_6(90:10)$ との相互作用の断面積を示す。

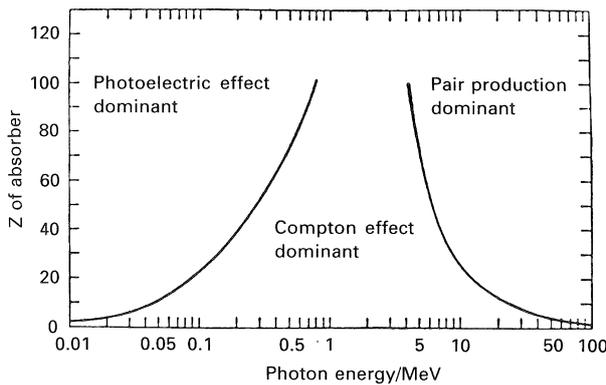


図 2.1: ガンマ線と物質の優位な相互作用 [27]

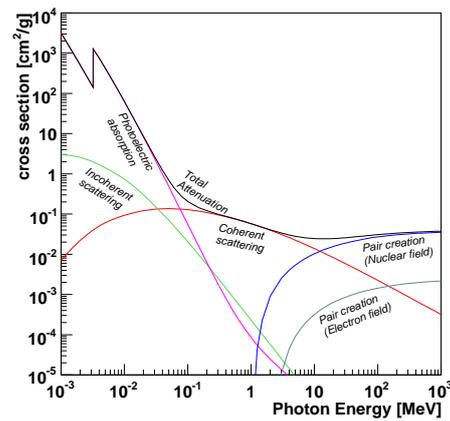


図 2.2: ガンマ線と Ar との相互作用の断面積 [28]

2.1.1 光電効果

100 keV 以下のエネルギーの X 線と物質との相互作用は光電効果が支配的となる。光電効果とは、光子が物質中の電子に全てのエネルギーを与え、光電子と呼ばれる電子が弾き飛ばされるという現象である。エネルギー E_0 の光子が光電効果を起こすと、光電子のエネルギー K_e は、原子中の電子の束縛エネルギーを E_{bind} として、

$$K_e = E_0 - E_{\text{bind}} \quad (2.1)$$

と表せる。 E_0 が K 殻の束縛エネルギーよりも大きい場合、K 殻の電子と反応する確率が最も高くなり、その断面積 σ_K は、

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}Z^5 \left(\frac{8\pi}{3}r_e^2\right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}\right)^4 \left(\frac{m_e c^2}{E_0}\right)^{7/2} \quad (2.2)$$

と表され、物質の Z の 5 乗に比例し、X 線のエネルギーの $\frac{7}{2}$ 乗に反比例する。ただし、 r_0 は電子の古典半径で $r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ である。また、 E_0 が K 殻の束縛エネルギーよりも小さい場合には L 殻の電子と反応する確率が高くなるため、図 2.2 のように K 殻の束縛エネルギー付近で不連続なエッジができる。

一方、光電効果により弾き飛ばされた電子の準位は空になっているため、より高いエネルギー準位にある電子が遷移し、X 線を放出する。このときに放出される X 線のエネルギーは、2 つの準位のエネルギー差に等しく、多くの場合、この蛍光 X 線も検出器内で光電吸収される。また内部転換によって同程度のエネルギーの電子が放出されることがあり (Auger 効果)、この電子を Auger 電子と呼ぶ。

2.1.2 コンプトン散乱

数百 keV ~ 10 MeV にかけての領域では、ガンマ線は粒子として振る舞い、ガンマ線と電子との弾性散乱であるコンプトン散乱が優位になる。ガンマ線がコンプトン散乱を起こすと、持っていたエネルギーの一部を電子に与えて弾き飛ばし、自身は電子に与えた分エネルギーを失い散乱される。エネルギー E_0 のガンマ線が静止している電子とコンプトン散乱を起こすと、散乱角を ϕ として、散乱された後のガンマ線のエネルギー E' は、

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (2.3)$$

と表される。一方、反跳電子の運動エネルギー K_e は

$$K_e = E_0 - E' = \frac{\frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} E_0 \quad (2.4)$$

となる。散乱ガンマ線の角度分布は σ を散乱断面積、 Ω を立体角として微分散乱断面積により与えられ、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + k(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{k^2 (1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi) [1 + k(1 - \cos \phi)]} \right) \quad (2.5)$$

となる。但し、 $k = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ とする。これより、散乱断面積が Z に比例していることが分かる。また、この角度分布は図 2.3 のようになり、 E_0 が大きいほど前方散乱が卓越する。

実際の検出器では、散乱対象の電子は静止しておらず、軌道エネルギー準位に応じた有限の運動量を持っている。そのため、あるエネルギーのガンマ線が特定の角度に散乱された場合、散乱ガンマ線のエネルギー分布は電子軌道準位分の幅をもつ。この広がりをドップラー広がりと呼ぶ。

2.1.3 対生成

ガンマ線が電子の静止質量の 2 倍以上のエネルギーを持つ場合、ガンマ線と原子核の電場とが相互作用し、電子と陽電子が対になって生成される。この現象を電子・陽電子対生成と呼び、10 MeV 以上におけるガンマ線と物質との相互作用は、この電子・陽電子対生成が優位となる。入射したガンマ線のエネルギー E_0 と、電子、陽電子のエネルギー E_- 、 E_+ とには、

$$E_0 = E_- + E_+ + 2m_e c^2 \quad (2.6)$$

という関係がある。また、対生成の断面積は Z の二乗に比例する。

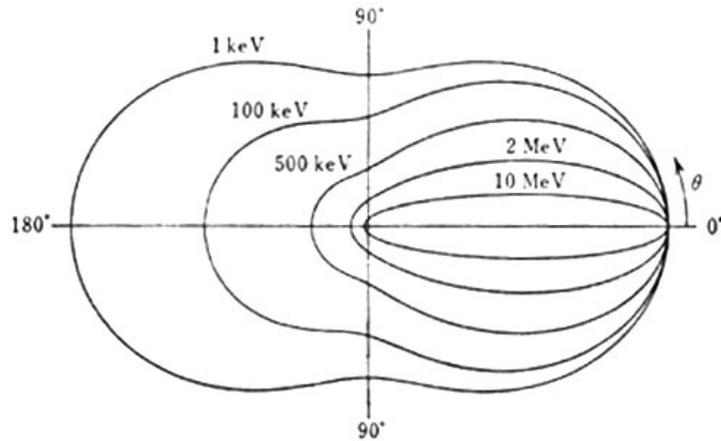


図 2.3: コンプトン散乱の角度分布 [27]

2.2 MeV ガンマ線イメージング

一般に天文学では、個々の天体からスペクトルを得るために、エネルギーと到来方向の2つの情報を測定する必要がある。X線のイメージングにおいては、図2.4のような反射を用いた集光系が用いられる。X線が、ガラスやAlにAuやPtを蒸着させた鏡に対し $\sim 1^\circ$ という非常に小さい角度で入射すると全反射が起きる。この集光系の焦点面では、同じ方向から到来した光子は一点に集められるので、到来方向の情報は2次元位置情報に変換される。焦点面にエネルギーと2次元イメージが同時に得られるような検出器を置くことで、光子1個についてエネルギーと到来方向の2つの情報を同時に得ることが出来る。

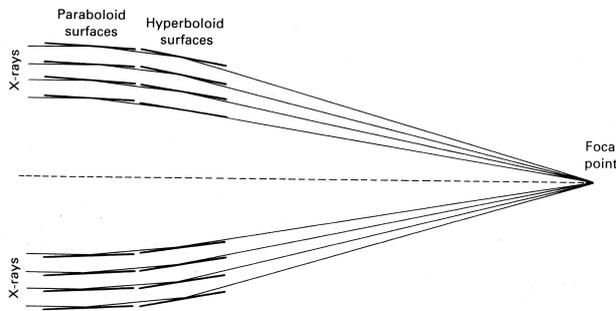


図 2.4: X線集光系の概念図 [29]

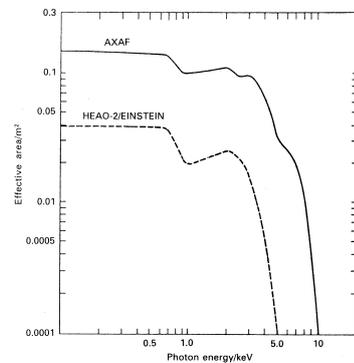


図 2.5: X線望遠鏡の有効面積 [29]

しかしながら、このような全反射を用いた集光では ~ 10 keVが限度であり、それよりも高いエネルギー領域の光子については図2.5のように急激に感度が落ちてしまう。従って、sub-MeV \sim MeV領域のガンマ線は全反射を用いてのイメージングは不可能であり、別の手段が必要となる。

また、衛星を構成する物質中の原子核が宇宙線によって励起され、多くのMeVガンマ線が作り出されるため、MeVガンマ線は複数回コンプトン散乱を起こし、エネルギーが変化する。それゆえ、宇宙でのMeVガンマ線の観測は、非常に多くのバックグラウンドに阻害される事になる。MeV領域ではこのようなバックグラウンドに強いイメージング方法が必要である。

2.2.1 コリメータを用いたイメージング

光子の入射方向を得る最もシンプルな方法として、視野のコリメートがある。それを用いるカメラは、図 2.6 のように、位置に感度のある検出器とコリメータから構成される。視野がコリメータで制限されているため、検出器で検出された光子は視野の中から来た事が分かる。しかしながら、光子のエネルギーが高い場合、光子はコリメータの中で散乱されたり、コリメータを通り抜けていたりすることがある。そのため、視野外のガンマ線源が多くのバックグラウンドを作り、視野内の微かな線源の検出を妨害する。

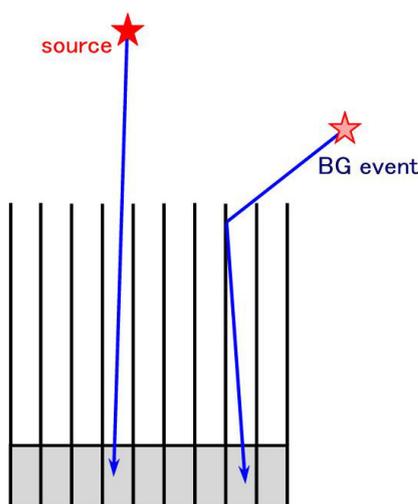


図 2.6: パッシブコリメータの概念図

視野外からのガンマ線を除くために、2つの改善方法が挙げられる。1つは、単純にコリメータを厚くする方法である。コリメータを厚くすればする程、高い阻止能を得られ、視野外からのガンマ線の影響を抑えることができる。しかし、この方法では視野が狭くなって有効面積が小さくなり、またコリメータが重くなってしまふ。MeV ガンマ線での天体観測では、検出器を衛星や気球に搭載する必要があるため、このことは実際の検出器の構成としては大きなデメリットとなる。もう1つは、コリメータに感度を持たせ、アクティブコリメータとすることである。原子番号の大きいシンチレータのような、ガンマ線に感度を持つ検出器が非同時計数カウンタとしてよく使用され、コリメータ内での散乱や荷電粒子のようなバックグラウンドは、アクティブコリメータと検出器との間で非同時計数を取ることで排除することが可能である。一方で、バックグラウンドに敏感になり、不感時間が増える可能性がある。このように、コリメータによるガンマ線観測では精度良いイメージングは期待できないが、単純で効果的であるため天文学ではよく使われる手法である。

今までに、OSO-3、SMM および OSSE がこの方法を採用しており、Suzaku に載った HXD もこの種の望遠鏡となっている。

2.2.2 符号化マスクを用いたイメージング

Coded Aperture Imaging は現段階で最も高い角度分解能を達成している方法であり、ガンマ線観測衛星 INTEGRAL やガンマ線バースト観測衛星 SWIFT 等で採用されている。Coded Aperture Imaging の検出器は、位置検出型検出器と、到来方向と影の絵が 1:1 対応しているような符号化マスクによって構成される。マスクは検出するガンマ線にとって透明な物質と不透明な物質とを組み合わせで構成され、そのパターンは

$$M_{ij} = \begin{cases} 1 & : \text{光学的に薄い部分} \\ 0 & : \text{光学的に厚い部分} \end{cases} \quad (2.7)$$

という行列で記述できる。

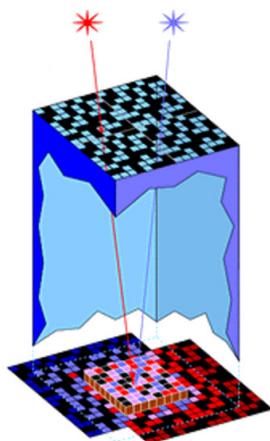


図 2.7: Coded Aperture Imaging の概念図

j という方向から s_j という強度で到来したガンマ線がこのマスクを通ることにより、その到来方向は影の絵に投影され、検出器の i 番目の要素に $M_{ij}s_j$ 個の光子が到達する (図 2.7)。よって、検出器の i 番目の要素には

$$d_i = \sum_j M_{ij}s_j + b_i \quad (2.8)$$

で表される数の光子が観測される。ここで、 b_i は視野外から到来したガンマ線などのバックグラウンドとする。検出器で得られた積分イメージ d_i から、解析により s_j を推定することでガンマ線イメージが得られる。但し、不定なパラメータは s_j と b_i の 2 つあり、バックグラウンド b_i の見積りが重要である。

角度分解能と視野の大きさは、符号化マスクと検出器との距離に依存する。同じマスクと検出器でも、距離を短く取れば大きな視野が実現でき、反対に距離を長く取れば高い角度分解能を実現できる。INTEGRAL の IBIS では、 $9^\circ \times 9^\circ$ の視野 (full coded) と 0.2° (FWHM) の角度分解能が実現されている [2]。

ところで、マスクの不透明部分は一種のコリメータと考えることができ、到来するガンマ線を完全に吸収することが望まれる。しかし、光電吸収の断面積は光子のエネルギーの $-\frac{7}{2}$ 乗で急激に減るため、Coded Aperture Imaging は高エネルギー光子のイメージングには向かない。高エネルギーの光子に対してはマスクを厚くする必要があり、IBIS (INTEGRAL: 20 keV ~ 10 MeV) では 1.6 cm 厚、SPI (INTEGRAL: 3 keV ~ 8 MeV) では 3 cm 厚のタングステンをマスクに用いてい

るが [2]、マスクでコンプトン散乱を起こし到来方向とエネルギーの情報を失ったガンマ線がバックグラウンドになるという問題点が残る。

2.2.3 ガンマ線レンズ

ガンマ線は、X線のように全反射で集光することはできないが、Bragg 反射を利用して集光することは可能であり、このようなガンマ線集光系はガンマ線レンズと呼ばれる。ガンマ線レンズとして2つの手法が考えられており、1つはラウエ回折を利用したもの、もう一方は位相フレネルレンズである。一般に、集光によるイメージングは高い空間分解能を得られる一方、視野は狭い。また、他のイメージング方法に比べ、検出器は非常に小さくできる為、バックグラウンドを大きく減らす事が可能である。

ラウエレンズ

ラウエ回折を利用した集光系をラウエレンズと呼ぶ。ラウエレンズによるイメージングは、非常に良い角度分解能をもたらすが、結晶平面の距離 d 、回折角 θ 、回折次数 n および波長 λ を用いて、

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (2.9)$$

の関係を満たす Bragg 散乱の原理に基づく、特定のエネルギーのガンマ線しか集光できない。従って、広帯域のエネルギースペクトルを得ることは不可能である。2001年に気球実験を行った CLAIR 実験で用いられたラウエレンズは、169 ~ 171 keV のエネルギー帯域で、45'' の視野を 3 m の焦点距離でもって実現している [30]。

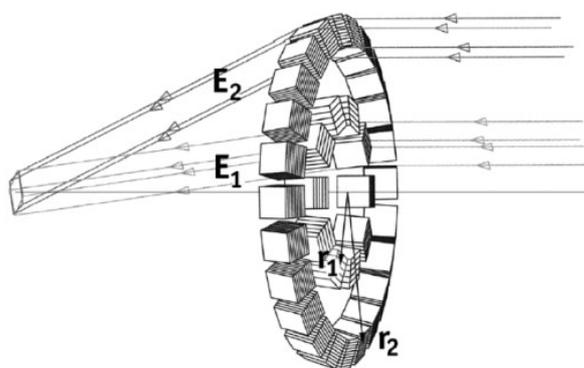


図 2.8: ラウエレンズの概念図 [31]

位相フレネルレンズ

もう1つのガンマ線集光系が位相フレネルレンズである。物質中でのガンマ線の屈折率が1よりわずかに小さい事を利用して、ガンマ線を集光する事が可能である。フレネルレンズは原理的には μarcsec のオーダーの角度分解能が実現可能であるが、 10^9 m もの非常に長い焦点距離を必要とする。それゆえ、現在のところこの方法を実現するのは困難である。

2.2.4 コンプトンイメージング

検出器内でコンプトン散乱が生じると、散乱ガンマ線が入射エネルギーの一部を持ち去ってしまうため、入射光子のエネルギーを正確に測定することは難しい。そのため、sub-MeV~MeVの領域のガンマ線と物質との相互作用において最も優位であるのはコンプトン散乱であるが、その入射ガンマ線の検出は困難になる。

しかし、コンプトン散乱に関する反跳電子と散乱ガンマ線の両方の情報が得られれば、エネルギーと到来方向の2つの情報を再構成する事ができる。このコンプトン散乱を利用する手法をコンプトンイメージングと呼んでいる。コンプトンイメージングによる検出器は、基本的にコリメータを必要としないため広い視野を実現でき、CGRO 衛星の COMPTEL では 1sr という大きな視野が実現された [32]。

sub-MeV~MeVの領域において、スペクトルを取ると同時にガンマ線の到来方向も光子毎に制限できる唯一の方法であるため、現在、MeV ガンマ線イメージングにおいて最も注目されている手法であり、MEGA、NCT、TIGRE、LXeGRIT、SGD といった数々の検出器が開発されている。

従来のコンプトンイメージング

COMPTEL で用いられた従来のコンプトン法は、原子番号 Z の異なる2つの位置検出可能な検出器を組み合わせで行う。図 2.9 のように、前段に Z の小さな位置検出型検出器をおきコンプトン散乱させ、後段の Z の大きな位置検出型検出器で散乱ガンマ線を光電吸収させる。このとき、2つの検出器からは、

- Z の小さな検出器：反跳電子のエネルギー E_1 、及びコンプトン点 (散乱点)
- Z の大きな検出器：散乱ガンマ線のエネルギー E_2 、及び散乱ガンマ線の吸収点

という情報が得られる。これらのエネルギー情報から、入射ガンマ線のエネルギー E_0 とガンマ線の散乱角 ϕ は

$$E_0 = E_1 + E_2 \quad (2.10)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1 + E_2} \right) \quad (2.11)$$

となる。また、コンプトン点と散乱ガンマ線の吸収点からは、散乱ガンマ線の方法が得られる。ただし、電子の反跳方向という2自由度は捨てられてしまう。以上の情報から、図 2.9 のように入射ガンマ線の到来方向を円環 (event circle) の形に限定することができる。この従来のコンプトン法では、ガンマ線源の方向は図 2.10 のように複数の event circle を重ねる事によって特定するため、最低でも3つの光子が必要になる。COMPTEL では、バックグラウンドの除去を2つの検出器の time of flight (TOF) によって行っていたが [32]、S/N 比は十分高いとは言えず、視野も制限されていた。

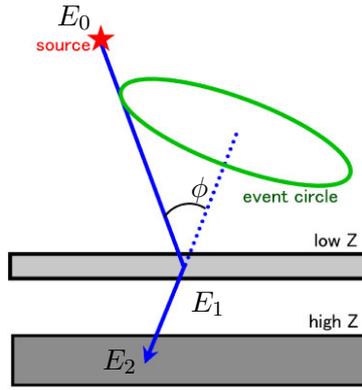


図 2.9: 従来のコンプトンイメージングの概念図

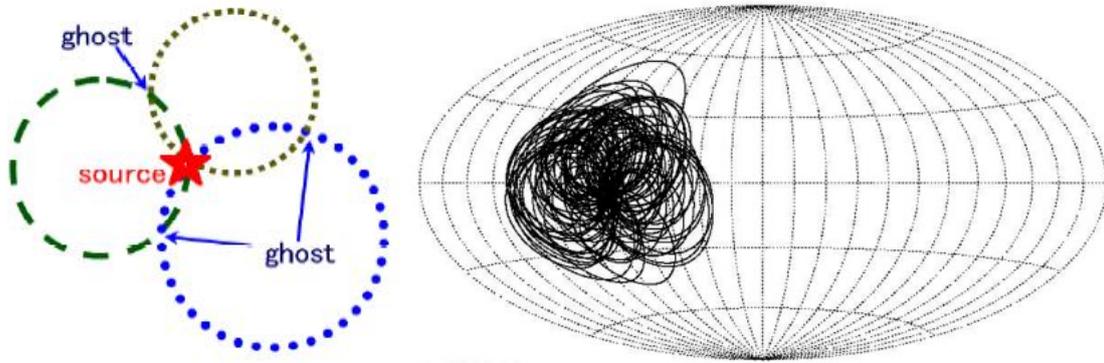


図 2.10: COMPTEL でのコンプトンイメージングによるガンマ線バーストの検出 (GRB910505 [33])

多重コンプトンイメージング [34]

従来のコンプトン法では、前段の検出器で一度だけコンプトン散乱を起こし、後段の検出器でその散乱ガンマ線を完全に光電吸収することを期待している。しかし、後段の検出器でもう一度コンプトン散乱して一部のエネルギーが検出器の外に逃げてしまう可能性は十分に考えられる。ところが従来のコンプトン法では、後段検出器において吸収されたのか散乱したのかを判定できないため、後段で散乱された事象はバックグラウンドとなってしまふ。

この従来のコンプトン法の問題点を改良した方法が多重コンプトン法である。検出器の構成は図 2.11 のようになっており、CdTe や Si strip といった半導体検出器のような薄く、位置検出可能な検出器を多段に積層している。検出器内で多重コンプトン散乱が起きると、入射ガンマ線のエネルギー E_0 は、初めの散乱角 ϕ_1 と 2 回目の散乱角 ϕ_2 を用いて、

$$E_0 = E_1 + \frac{E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4m_e c^2 E_2}{1 - \cos^2 \phi_2}}}{2} \quad (2.12)$$

$$\cos \phi_1 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_2 + E_3} - \frac{1}{E_1 + E_2 + E_3} \right) \quad (2.13)$$

$$\cos \phi_2 = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_3} - \frac{1}{E_2 + E_3} \right) \quad (2.14)$$

と一意に決定できる。ここで、 E_1 、 E_2 、 E_3 はそれぞれ 1 回目、2 回目、3 回目の相互作用でのエ

エネルギー損失である。

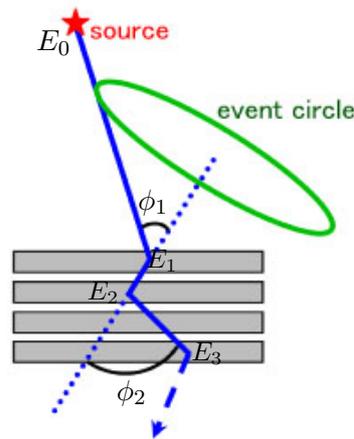


図 2.11: 多重コンプトンカメラの概念図

これは、ガンマ線のエネルギーの一部が検出器から逃げてしまっても、入射ガンマ線のエネルギーを推定することが可能であることを示している。さらに、幾何学的な角度情報と運動学的なエネルギー情報とを比較することで、ある程度バックグラウンドを落とすことができる。ただ、再構成により得られるのは、従来の方法と同様の event circle であり、到来方向を決定するには依然として3つ以上の光子が必要である。ガンマ線再構成においても、複数回起きた散乱の順番をどう考慮するのかという大きな問題が存在する。

多重コンプトン法を用いたカメラとして、Nuclear Compton Telescope (NCT) がある。NCT は3次元の位置感度を持ったゲルマニウム検出器を積層した検出器であり、200 ~ 800 keV でのバックグラウンド測定を2005年に [35]、かに星雲の観測を2009年に気球実験で行っている。

電子飛跡検出型コンプトンイメージング

多重コンプトン法は、従来のコンプトン法からエネルギー情報の向上を図っているのに対し、ガンマ線の到来方向の決定精度の向上を図ったのが電子飛跡検出型コンプトンイメージングである。従来のコンプトン法や多重コンプトン法では、コンプトン散乱における反跳電子の情報がエネルギーのみであったため、event circle としてしかガンマ線の到来方向を知ることができなかった。

電子飛跡検出型コンプトンイメージングのカメラは、反跳電子の飛跡とエネルギーを得るための飛跡検出器と、散乱ガンマ線の吸収点とエネルギーを得るための吸収体からなる検出器である(図 2.12)。反跳電子の飛んだ方向の情報も得ることで、コンプトン散乱を完全に再現し、光子毎に到来方向とエネルギーを一意に決定できる。

ここで、ガンマ線の散乱方向と電子の反跳方向との間の角 α は、幾何学的な測定値と、コンプトン散乱を仮定したときの運動学的な値の、完全に独立な2通りの方法から求めることができる。従って、この角 α より幾何的情報と運動学的情報とに矛盾のない事象のみを選び出すことが可能となり、アンチカウンタを用いずにバックグラウンドを落とすことができる。バックグラウンドにより観測が困難となる MeV 領域の天体観測にとっては、この α 角によるバックグラウンド除去能力は非常に大きなメリットとなる。

この電子飛跡検出型コンプトンイメージングを用いる検出器の一つが MEGA (Medium Energy Gamma-ray Astronomy) である(図 2.13)。MEGA では Si strip を重ねた飛跡検出器と CsI(Tl) シンチレーション検出器を組み合わせ、2 MeV 以下では従来のコンプトン法、2 ~ 8 MeV において

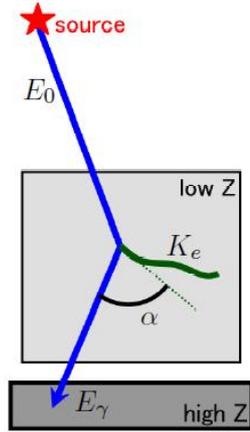


図 2.12: 電子飛跡検出型コンプトンカメラの概念図

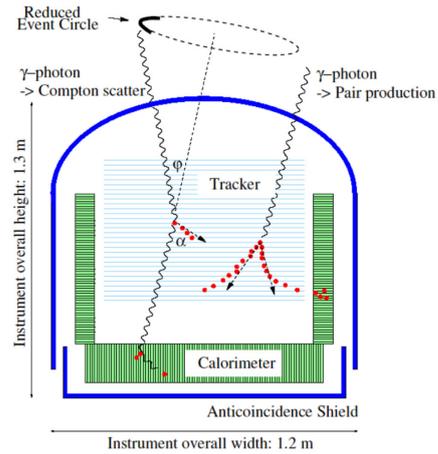


図 2.13: MEGA の概念図 [36]

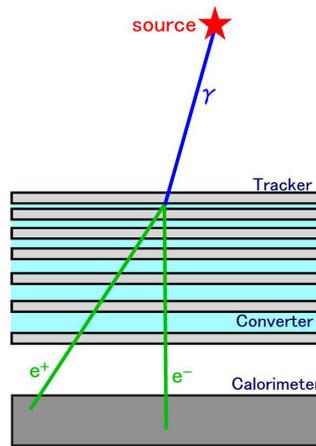


図 2.14: 対生成イメージングカメラの概念図

電子飛跡検出型コンプトンイメージングによりイメージを得ている [36]。ただし、Si strip での多重散乱の効果が大きいため、 α の精度は低い。

2.2.5 対生成イメージング

ガンマ線のエネルギーが 10 MeV を超えると、電子・陽電子対生成が優位な反応となる。対生成イメージングカメラは電子・陽電子対生成を利用したカメラであり、飛跡検出器、コンバータおよびカロリメータから構成される (図 2.14)。ガンマ線がカメラに入射すると、タングステンのシートで作ったコンバータで対生成が生じ、生成された電子と陽電子は飛跡検出器の中を走り、カロリメータで止まる。飛跡検出器で得た飛跡とカロリメータでのエネルギー損失を測る事で、電子と陽電子の運動量を測定でき、それらの和から入射ガンマ線の運動量が得られる。SAS-2、COS-B 及び EGRET はスパークチェンバーを使った対生成イメージング望遠鏡であり、Fermi 衛星の LAT も、飛跡検出器としてシリコンストリップ検出器を使用した同様の検出器である。

対生成イメージングカメラは電子飛跡検出型コンプトンカメラに非常によく似ており、実際、MEGA は 8 MeV 以上のガンマ線の検出のために対生成イメージングを利用している。

MeV ガンマ線イメージングの比較

表 2.1 に様々な MeV ガンマ線イメージングの特徴をまとめる。この表より、MeV ガンマ線イメージングにおいては万能な手法が存在していないことがわかる。従って、観測対象に応じて最適な手法を選択することが必要である。例えば、超新星残骸内部の放射線同位体の空間分布を調べるには空間分解能に優れたラウエレンズが適している一方、全天観測での天体探索には視野及びエネルギーレンジが広い電子飛跡検出型コンプトンイメージングが有用となる。

表 2.1: MeV ガンマ線イメージングの特徴

	コリメータ		符号化マスク		ラウエ		フレネル		従来		多重		対生成
	≤ 100 keV	opening angle	≤ MeV	can't limit	fixed energy	point	fixed energy	point	100 keV ~ 10 MeV	circ	circ	point	
エネルギー帯域	○		×		○		○		×	×	×	○	
イメージング					○		○		×	×	×	○	
1 光子に対する到来方向の制限	△		○ [†] (△ [†])		○		○		△	△	△	○	point
点源の検出	×		×		○		○		△	△	△	○	point
広がった天体の検出	×		○		×		×		○	○	○	○	point
視野の大きさ	×		○		○		○		△	△	△	○	point
角度分解能	1		0.5 × pixel number		1		1		3	3	3	1	1
方向特定に必要な最小光子数	×		×		×		×		×	×	×	○	△
バックグラウンド除去	×		×		×		×		×	×	×	○	△
エスケープ事象の検出	×		×		×		×		×	×	×	○	△

♣: Full coded, †: Partial coded.

表 2.2: 様々なガンマ線望遠鏡 [2]

Parameter	OSSE	COMPTEL	EGRET	SPI	IBIS
搭載衛星	Compton Gamma-Ray Observatory				
エネルギー帯域 ♣	0.1 ~ 10	1 ~ 30	20 ~ 3 × 10 ⁴	0.02 ~ 8	0.015 ~ 10
イメージング法	Passive collimator	Classical Compton	Pair Tracking	Coded Mask	
エネルギー分解能	6.8 % @ 1 MeV	6.5 % @ 3 MeV	~ 20 %	2 keV @ 1 MeV	10 % @ 1 MeV
視野	3.8° × 11.4°	1 sr			9° × 9° (19° × 19°)
角度分解能		1.25°		2.5°	12 arcmin
ライン成分の検出感度 †	2 ~ 5 × 10 ⁻⁵	0.3 ~ 3 × 10 ⁻⁵		5 × 10 ⁻⁶ @ 1 MeV	4 × 10 ⁻⁴ @ 1 MeV
連続成分の検出感度 †	2 × 10 ⁻⁴ @ 1 MeV	1.7 × 10 ⁻⁴ @ 1 ~ 3 MeV	5 × 10 ⁻⁶ @ > 100 MeV	~ 10 ⁻⁴	5 × 10 ⁻⁴
位置決定精度	10 arcmin	8.5 arcmin	5 ~ 10 arcmin	~ 1°	30 arcsec

♣: in unit of MeV, †: 3σ for 10⁶ sec and the unit is γ/cm²/sec, ‡: 3σ for 10⁶ sec and the unit is γ/MeV/cm²/sec.

2.3 低エネルギーガンマ線観測実験

この節では、今までの低エネルギーガンマ線観測のために衛星搭載された検出器について、簡単にまとめる。

2.3.1 CGRO

NASA の Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) は、1991 年 4 月から 2000 年 6 月まで運用された。このミッションは、sub-MeV から GeV までの広いエネルギー領域における、最初の全天探索である。CGRO は 4 つの望遠鏡:OSSE、COMPTEL、EGRET および BATSE が搭載された。OSSE、COMPTEL、EGRET の主な特徴は表 2.2 に、また、COMPTEL と EGRET が検出した天体の種類を表 2.3 に挙げる。

OSSE

The Oriented Scintillation-Spectrometer Experiment (OSSE) は、図 2.15 のようなコリメータを利用した検出器であり、CGRO には独立した 4 つのモジュールが搭載された。主検出器は、NaI(Tl) 結晶 (直径 33 cm、厚さ 10.2 cm) と CsI(Na) 結晶 (厚さ 7.6 cm) から成る phosphor-sandwich (phoswich) 検出器であり、NaI(Tl) 結晶の前に、タングステンのコリメータが置かれている。主検出器とタングステンコリメータの周りには、非同時係数を取るために、厚さ 8.5 cm の NaI(Tl) 結晶の環状のシールドがある。また荷電粒子の除去のために、薄いプラスチックシンチレータ (0.6 cm 厚) がコリメータの上に置かれている。エネルギーレンジは 0.1 ~ 10 MeV、視野は $3.8^\circ \times 11.4^\circ$ である。

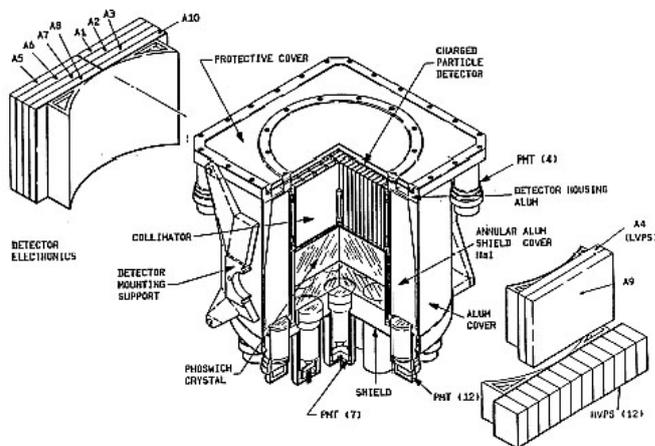


図 2.15: OSSE の構成図 [2]

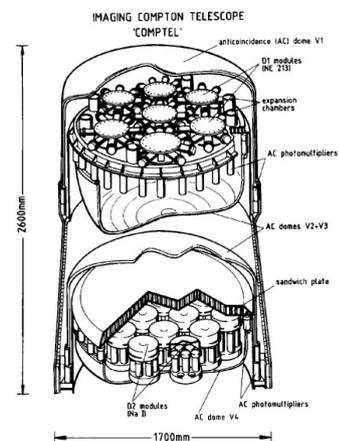


図 2.16: COMPTEL の構成図 [32]

COMPTEL

COMPTEL は、図 2.16 のような構成をしており、衛星に搭載された最初のコンプトン望遠鏡である。低 Z 検出器として液体有機シンチレータ NE213A (有効面積: 4188 cm^2) が、高 Z 検出器として NaI(Tl) 結晶 (有効面積: 8744 cm^2) が使われた。荷電粒子の除去のため、それぞれの検出器は非同時計数を取るプラスチックシンチレータのドームに覆われている。またバックグラウン

表 2.3: COMPTEL と EGRET が検出した天体 [2, 5]

Type of source	COMPTEL	EGRET
パルサー	3 Crab, Vela, PSR 1509-58	6 Crab, Vela Geminga, PSR 1786-44, PSR 1055-52, PSR 1951+32
他の系内天体 $ b < 10^\circ$	7 Cyg X-1, Nova Persei 1992, GRO J1823-12, GRO J2228+61, GRO J0241+6119, Crab Nebula, Carina/Vela region	2 Cen X-3, Crab Nebula
銀河		1 LMC
活動銀河核	10 Cen A, etc.	77 Cen A, etc.
各ガンマ線	7 SN191T (^{56}Co), SNR RX J0852-4642 (^{44}Ti), Cas A (^{44}Ti), Vela (^{26}Al), Carina (^{26}Al), Cyg region (^{26}Al), RE J0317-853 (2.223 MeV)	
未同定天体	5	186
Total Number	32	273
ガンマ線バースト	31	4

ド除去のため、COMPTEL は低 Z 検出器と高 Z 検出器の間の TOF を使用した。COMPTEL は 10 MeV のガンマ線に対して $\sim 1.25^\circ$ の角度分解能を持つ。

表 2.3 に示されるように、EGRET が 270 個のガンマ線天体を検出したが、COMPTEL は定常天体は約 30 個にとどまった。これは、COMPTEL の TOF によるバックグラウンド除去が完全ではなく、COMPTEL の実際の感度は、設計値より低かったためであると考えられる。

2.3.2 INTEGRAL

ESA のミッションである INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory (INTEGRAL) は、2002 年に打ち上げられた。SPI と IBIS という 2 つのガンマ線望遠鏡と、3 keV から 35 keV までの X 線装置である JEM-X、500 ~ 850 nm で観測する可視光望遠鏡 OMC という 2 つのモニターを持つ。SPI と IBIS について、主な特徴を表 2.2 に示す。

SPI

SPI (Spectrometer on Integral) は Coded Aperture Imaging を用いた検出器である。85 K に冷やした 19 個の Ge 結晶のアレイから成るため、SPI は 1 MeV に対して 2 keV の良いエネルギー分解能を持つ。SPI のマスクは 3 cm 厚のタングステンで作られ、マスクと検出器の距離は 1.71 m である。検出器全体は、181 個の Photo Multiplier Tube (PMT) のついた 511 kg の BGO のアクティブシールドで覆われている。高いエネルギー分解能を持ち、細いラインガンマ線に対する SPI の感度は、他のガンマ線望遠鏡より 10 倍以上良い。

IBIS

Imager on Board of the Integral Satellite (IBIS) も符号化マスクを利用した検出器である。IBIS の符号化マスクは 16 mm 厚のタングステンを使用している。この検出器は 2 層から成り、下層は 4096 個の CsI シンチレータアレイ (ピクセルサイズ: $9 \times 9 \times 30 \text{ cm}^3$ 、有効面積: 3318 cm^2 、シリコン PIN フォトダイオード読み出し) で、PICsIT と呼ばれている。上層は ISGRI と呼ばれ、16384 個の CdTe ピクセルアレイ (ピクセルサイズ: $4 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$ 、有効面積: 2621 cm^2) で構成される。ISGRI は 15 keV から 400 keV まで、PICsIT は 200 keV から 10 MeV まで検出可能である。検出層は BGO のアクティブシールドに覆われ、タングステンのパッシブシールドがマスクと BGO シールドの間にある。タングステンマスクと上層の検出器の距離は 3.2 m であるため、IBIS は 12 arcsec という良い角度分解能を有する。

2.3.3 NCT

Nuclear Compton Telescope (NCT) はコンプトンイメージングを利用した検出器を搭載する 200 keV ~ 20 MeV の帯域を狙う気球観測実験である。散乱体と吸収体は 10 個の Ge 半導体検出器の配列からなり、エネルギー分解能を向上させることで優れた角度分解能で天体に対する感度の向上を図っている (図 2.17)。それぞれの Ge 半導体検出器は、 $8 \times 8 \times 1.5 \text{ cm}^3$ のサイズで読み出しには表と裏で直交する 2 mm ピッチのストリップ構造をもつために、散乱点と吸収点の 3 次元的位置をとらえることができる。BGO シンチレータをアクティブシールドとして検出器を被っていて、視野は約 1.5 str である。2009 年にアメリカの Ft. Sumner で気球実験を行い、29.3 ksec の観測データから、Maximum Likelihood Expectation Maximization (MLEM 法) を適用することで Crab を 4σ の有意度で観測することに成功している (図 2.18)。但し、667 個のガンマ線信号に対して 2.9×10^5 の雑音が残っている。NCT は将来的には衛星観測計画である Advanced Compton Telescope (ACT) ミッションへの発展を目指している。

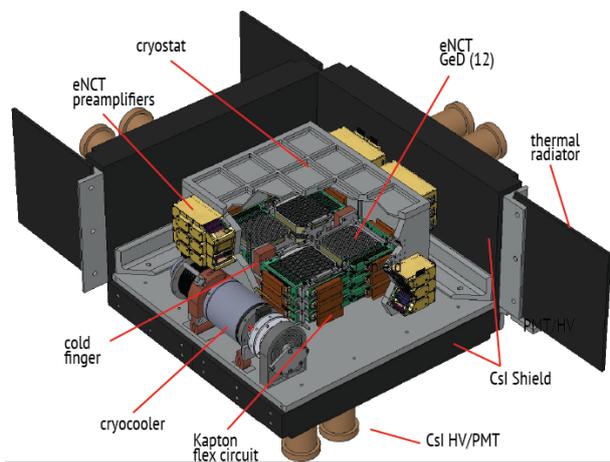


図 2.17: NCT の構成図 [37]

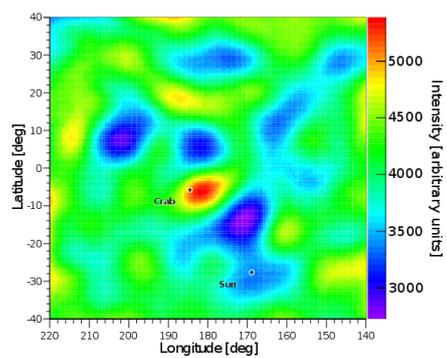


図 2.18: NCT によるかに星雲のイメージ [38]

第3章 電子飛跡検出型コンプトンカメラ

3.1 電子飛跡検出型コンプトンイメージングの原理

電子飛跡検出型コンプトンイメージング法では、散乱ガンマ線の方向とエネルギー、反跳電子の方向とエネルギーを得ることで、入射ガンマ線の方向とエネルギーを得る。以下では、図 3.1 のように、散乱ガンマ線のエネルギーを E_γ 、散乱方向を \vec{g} 、反跳電子の運動エネルギーを K_e 、反跳方向を \vec{e} 、ガンマ線の散乱角を ϕ 、電子の反跳角を ψ 、 \vec{g} と \vec{e} のなす角を α とする。但し、 \vec{g} 、 \vec{e} はいずれも単位ベクトルとする。電子飛跡検出型コンプトンイメージングで得たガンマ線入射方向の事象ごとの誤差範囲は、散乱角 ϕ 方向の角度分解能パラメーター ARM と、散乱平面決定の角度分解能パラメータ SPD で制限され、図 3.2 に示す扇形となる。このとき、入射ガンマ線の到来方向 \vec{s} 、エネルギー E_0 はそれぞれ、

$$E_0 = E_\gamma + K_e \tag{3.1}$$

$$\vec{s}_{\text{rcs}} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g} + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \tag{3.2}$$

$$= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + K_e} \vec{g} + \frac{\sqrt{K_e(K_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + K_e} \vec{e} \tag{3.3}$$

と一意的に表される。ここで、散乱角 ϕ は

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \frac{K_e}{E_\gamma} \tag{3.4}$$

また、反跳角 ψ は

$$\cos \psi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + K_e} \right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \tag{3.5}$$

と表せる。 \vec{g} と \vec{e} の離角 α は、定義より幾何学的に、

$$\cos \alpha_{\text{geo}} = \vec{g} \cdot \vec{e} \tag{3.6}$$

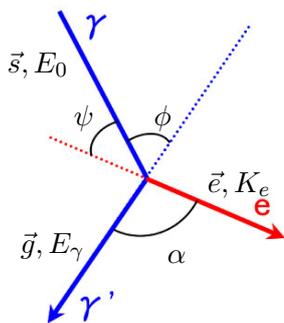


図 3.1: コンプトン散乱事象の変数定義

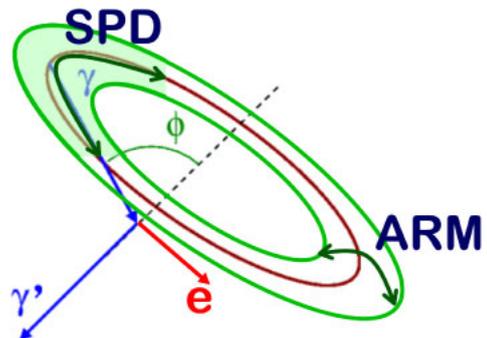


図 3.2: ガンマ線入射方向の誤差範囲

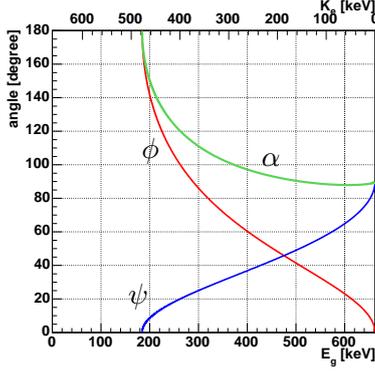


図 3.3: ϕ, ψ, α の E_γ 依存性 ($E_0 = 662$ keV)

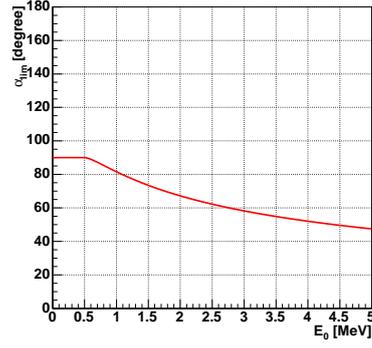


図 3.4: α_{lim} の E_0 依存性

である一方、 E_γ と K_e から運動学的に、

$$\cos \alpha_{\text{kin}} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{K_e}{K_e + 2m_e c^2}} \quad (3.7)$$

と表すこともできる。この α 角は入射ガンマ線のエネルギー E_0 に依存する最小値を持ち、

$$\cos \alpha_{\text{lim}} = \begin{cases} 0 & (k < 1) \\ \frac{k-1}{k+2} \sqrt{\frac{k^2-1}{k(k+2)}} & (k \geq 1) \end{cases} \quad k = \frac{E_0}{m_e c^2} \quad (3.8)$$

と与えられる。図 3.3 に ϕ, ψ 及び α の E_γ 依存性、図 3.4 に α_{lim} の E_0 の依存性を示す。

α 角は電子飛跡検出型コンプトンイメージングに特徴的なパラメータであり、この α 角を用いてバックグラウンドの中からコンプトン散乱イベントを選ぶ事が可能になる。(3.6) と (3.7) から得られる α は、(3.6) では角度情報のみ、(3.7) ではエネルギー情報のみを用いて求められる。従って、 α_{geo} と α_{kin} は完全に独立なパラメータであり、

$$\alpha_{\text{geo}} = \alpha_{\text{kin}} \quad (3.9)$$

という条件を課すことで、飛跡検出器内でコンプトン散乱を起こし、吸収体で完全に散乱ガンマ線を吸収した事象のみを選び出すことが可能となる。

電子飛跡検出型コンプトンイメージングでは、先述した通り、再構成ガンマ線の入射方向の精度は、2つのパラメータで記述される。1つは Angular Resolution Measure (ARM) といい、散乱角の決定精度を表し、

$$\Delta\phi_{\text{ARM}} = \arccos(\vec{s} \cdot \vec{g}) - \arccos\left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma} \frac{K_e}{E_\gamma + K_e}\right) \quad (3.10)$$

と定義される。もう一方は、Scatter Plane Deviation (SPD) といい、散乱平面の決定精度を表し、

$$\Delta\nu_{\text{SPD}} = \text{sign}\left(\vec{g} \cdot \left(\frac{\vec{s} \times \vec{g}}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \times \frac{\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right)\right) \arccos\left(\frac{|\vec{s} \times \vec{g}|}{|\vec{s} \times \vec{g}|} \cdot \frac{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}{|\vec{s}_{\text{rcs}} \times \vec{g}|}\right) \quad (3.11)$$

と定義される。ここで、 \vec{s} は真の入射方向、 \vec{s}_{rcs} は再構成により得られた入射方向である。

3.2 バックグラウンド除去

MeV ガンマ線は、原子核の逆励起やハドロン相互作用、放射線同位体の崩壊など、実に様々な過程から生成される。実際、COMPTEL には図 3.5 に示されるような様々なバックグラウンドが存在した [39]。図 3.5 に示されているそれぞれの過程は、

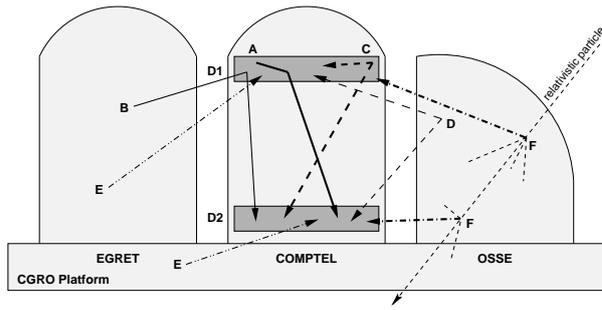


図 3.5: COMPTEL における様々なバックグラウンド [39]

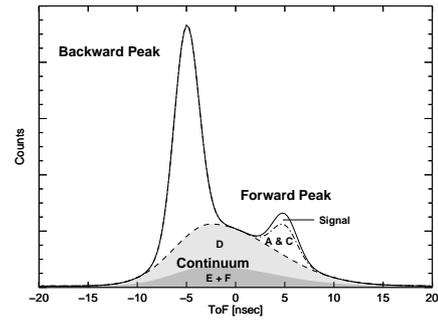


図 3.6: TOF 分布 [39]

- A 内部からの単発ガンマ線: 検出器内部での中性子捕獲や放射性同位体 (例えば ^{40}K) の崩壊により生成された単発のガンマ線が前段検出器でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が後段検出器で吸収された。
- B 外部からの単発ガンマ線: 他の検出器や衛星筐体での中性子捕獲や放射性同位体の崩壊、散乱により生成された単発のガンマ線が前段検出器でコンプトン散乱し、散乱ガンマ線が後段検出器で吸収された。
- C 内部からの複数ガンマ線: $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ や $^{27}\text{Al}(n;n',\dots)^{27}\text{Al}$ といった、複数のガンマ線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々のガンマ線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
- D 外部からの複数ガンマ線: 他の検出器や衛星筐体において複数のガンマ線が生成される過程が検出器内部で起こり、別々のガンマ線が前段と後段の検出器にそれぞれ入射し、相互作用を起こした。
- E 偶然同時係数: 偶然、独立な2つの相互作用から生じた2つのガンマ線が、別々に前段・後段の検出器に入射した。
- F 宇宙線由来の事象: 衛星に入ってきた宇宙線は様々な場所で相互作用を起こし、いくつかのガンマ線を生成する。これらのガンマ線が前段・後段の検出器に入射した。
- 他の過程: 他のバックグラウンドとして、中性子、電子及び大気ガンマ線が観測された。

COMPTEL はこれらのバックグラウンドを前段・後段の検出器間の time of flight (TOF) を用いて排除した。図 3.6 はシミュレーションから得られた TOF 分布である。この TOF を用いることにより、1 MeV 以上の事象については、先に後段で相互作用を起こしてから前段の検出器に入射するような後方事象を容易に排除できる。しかしながら、D、E、F による事象は連続的な TOF 分布を持ち、前方事象を示すピーク部分の $\frac{1}{3}$ 程度を占めてしまう。また、A、B の事象はコンプトンイメージングで期待される相互作用を起こしており、原理的に排除できない。さらに C の事象の内、前段検出器内で起きたものは、正しいコンプトン事象と同じ様な TOF 分布となってしまう。従って、TOF 分布の前方事象ピークを取り出すだけでは、図 3.6 に示されるように、ほとんどバックグラウンドによって占められてしまう。

COMPTEL で用いられた従来のコンプトン法と比較して、電子飛跡検出型コンプトンイメージングは α 角をはじめとするバックグラウンド除去能力があるため、C、D、E 及び F といったコンプトン散乱ではないバックグラウンドは排除でき、コンプトン散乱事象のみを残すことができ

る。このため、電子飛跡検出型コンプトンイメージングの S/N 比は従来の方法よりも大きく改善させることが可能である。

また、荷電粒子の媒質内での単位長さあたりのエネルギー損失は、荷電粒子の電荷量やエネルギーに依存し、その粒子飛跡の終点付近で最大となる。これを利用し、飛跡検出器内での全エネルギー損失量と飛跡の長さからエネルギー損失率 dE/dx を得ることで、粒子識別と粒子が飛跡検出器内で停止したことの保証が可能となる。この dE/dx 情報は、電子飛跡検出型コンプトンカメラ独自の測定物理量で、強力な BG 除去手段となる。

さらに、電子飛跡検出型コンプトンカメラは、コンプトン散乱の散乱平面が決定可能であるため、ガンマ線の到来方向を一意に特定可能である。これは従来型のコンプトンカメラによるリングイメージの重ね合わせと比較し、点像広がりやの外側に伸びる成分を縮小することになり、イメージングのコントラスト比を向上させることが可能であり、高い S/N 比での観測を実現できる。

3.3 ドップラー広がり

これまで考えてきたコンプトン散乱は、完全に静止した電子との相互作用として考えてきたものである (unbound Compton)。しかし、実際の検出器においては、電子は原子核や分子軌道のポテンシャルに捕らわれており、あるエネルギーを持って運動しているため、観測できるコンプトン散乱 (bound Compton) では、以下のような点において違いが出てくる [40]。

- 散乱断面積:
特に 100 keV 以下の低エネルギーの光子に対する散乱断面積がわずかに増加。
- 散乱角分布:
Klein-仁科の式から得られる角度分布に比べ、前方・後方散乱がわずかに抑えられる。
- 散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギー:
散乱前の電子のエネルギーが 0 ではなく有限の値を持つため、単一エネルギー線源からある決まった角度に散乱されるガンマ線のエネルギーが一定の値にならず、unbound Compton から予想される値の周辺で狭い分布を持つ (Doppler broadening)。

コンプトンイメージングでは、ガンマ線の散乱角を散乱ガンマ線のエネルギーと反跳電子のエネルギーから得る。従って、ガンマ線の散乱角の決定精度 (ARM) はドップラー広がりやの影響が大きく効き、ARM の原理限界となっている。

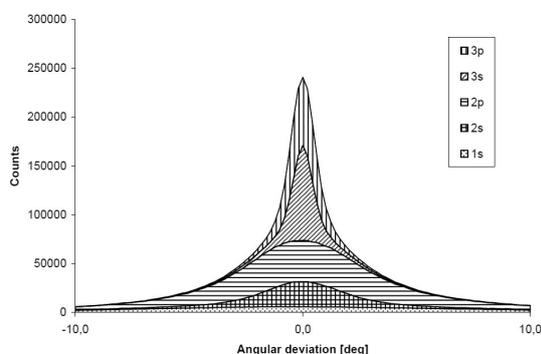


図 3.7: 各電子軌道準位による ARM の違い ($E_0 = 200\text{keV}$, Si) [40]

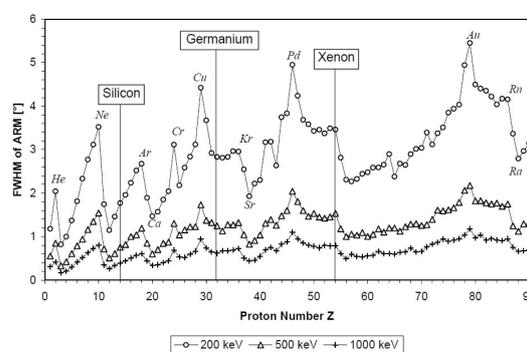


図 3.8: ARM の原子番号依存性 [40]

ドップラー広がりとは散乱前の電子の運動に起因するものなので、どの電子軌道の電子を弾き飛ばしたかにより、散乱ガンマ線のエネルギーのゆらぎは変化する。図 3.7 にドップラー広がりによる ARM の広がりを示す。より外殻の電子のほうが持っているエネルギーが小さくなるため、ドップラー広がり効果も小さく、ARM の広がりも押さえられていることが分かる。また、原子番号 Z に対する ARM の推移を図 3.8 に示す。これより、 Z が大きいものほどドップラー広がり影響も大きくなるという傾向があることが分かる。さらに、図 3.9 のように、入射ガンマ線のエネルギーが高い程、ARM の広がりも押さえられている。これは、入射ガンマ線のエネルギーが高くなるほど、電子の運動エネルギーを無視できるようになるため、ドップラー広がり効果が薄れていくためである。

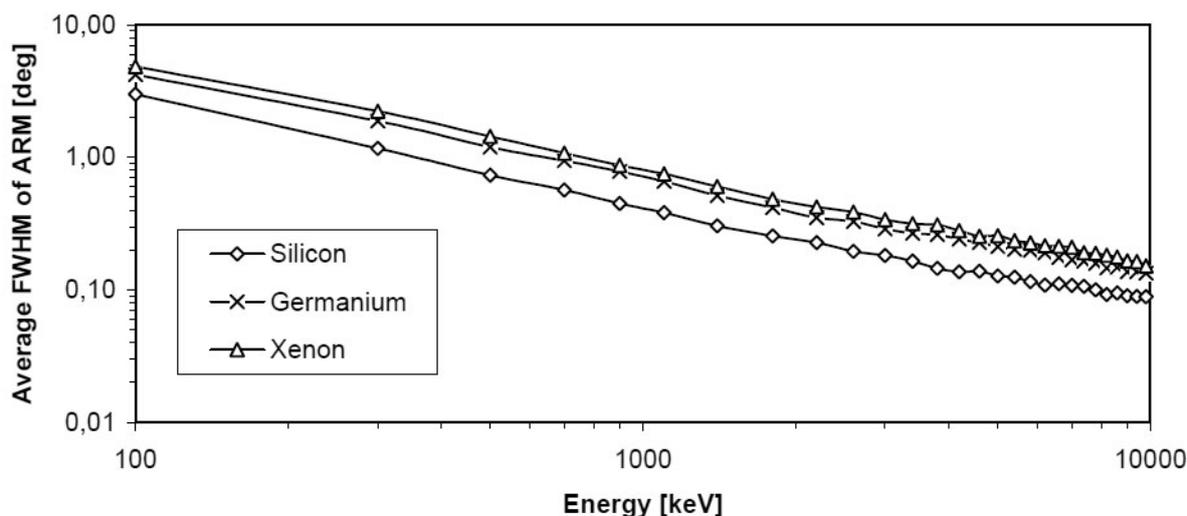


図 3.9: ドップラー広がりエネルギー依存性 [40]

3.4 多重散乱

電子飛跡検出型コンプトンイメージングでは、コンプトン散乱の散乱平面の決定が可能のため、ガンマ線の到来方向を一意に決定できる。この散乱平面を決定するのは、ガンマ線の散乱方向 \vec{g} と電子の反跳方向 \vec{e} である。 \vec{g} の精度は 2 つの検出器の位置分解能と、検出器間の距離による。しかし \vec{e} は、検出器の密度が高かったり、反跳方向の決定に用いる電子の飛跡が長かったりすると、電子が検出器中を走るときに受ける多重散乱により、電子の反跳方向の情報を損なってしまう、SPD の決定精度を落とすことになる。従って、SPD 方向の角度分解能の原理的限界は電子の多重散乱ということになる。

散乱角の不定性はモリエール理論によって説明されており、小さい角度ではほぼガウス分布となる [41]。電子の距離 x における散乱角は

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (3.12)$$

と近似される。ここで、 βc 、 p は電子の速度と運動量、 X_0 は radiation length とした。この式によって計算される散乱角を図 3.10、図 3.11 に示す。

電子の飛跡を捉える検出器として、Si strip 検出器を並べるようなことを考えると、方向を得るのには最低 2 点は必要のため、固体である Si strip を何層かにわたって突き抜けなくてはならな

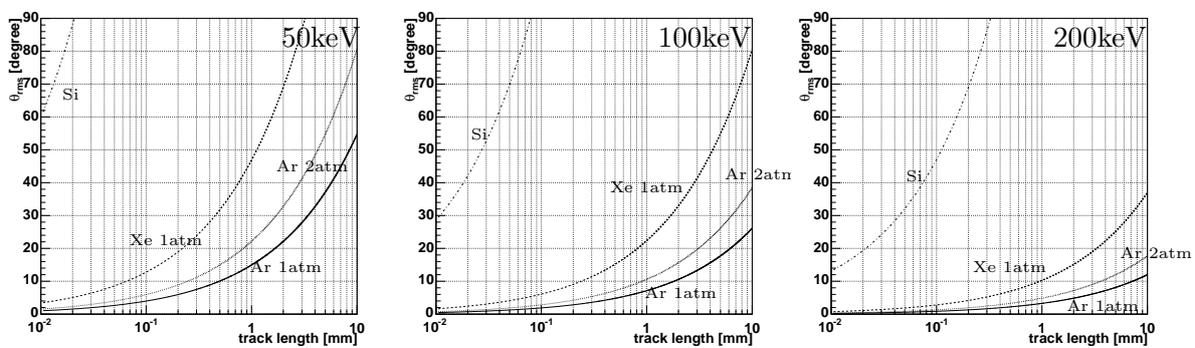


図 3.10: 異なる電子のエネルギーの散乱角 (左: 50keV, 中: 100keV, 右: 200keV; 温度: 20°C)

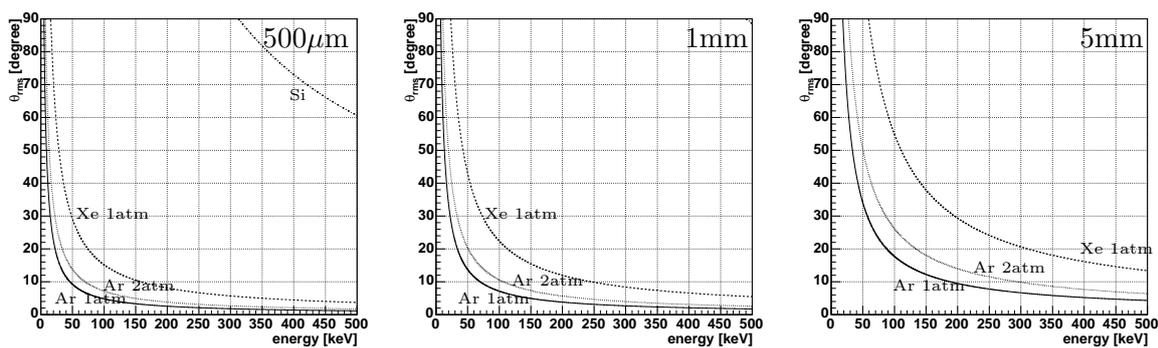


図 3.11: 異なる飛程での散乱角 (左: 500 μ m, 中: 1mm, 右: 5mm; 温度: 20°C)

い。従って、合計すればSiを300～500 μm は通り抜けることになる。しかし、反跳電子のエネルギーが500 keV あっても $\sim 60^\circ$ の散乱を受けるため、反跳方向を捉えるのは難しいということが図3.11から明白である。一方、1気圧のArガスを用いる飛跡検出器であれば、50 keVの反跳電子の方向を $\sim 1\text{ mm}$ で捉えられれば散乱角は $\sim 15^\circ$ に抑えることができ、Siの場合よりもはるかに精度が良い。従って、反跳電子を捉える検出器は固体の検出器よりもガスの検出器のほうが適していると言える。

3.5 電子飛跡検出型コンプトンカメラの構成

3.5.1 次世代 MeV ガンマ線望遠鏡への要請

COMPTEL以降、打ち上げられた低エネルギーガンマ線観測衛星はINTEGRALのみであり、その他にはLXeGRIT、NCT、CLAIREなど気球を用いた短時間の観測がなされているのみである。INTEGRALのSPIやIBISは符号化マスクを用いたイメージングであるため、MeV領域における連続成分に対する検出感度は、図3.12にあるようにCOMPTELよりも悪い。従って、より良い検出感度を持つ検出器の開発と、それによる観測が強く望まれている。そこで、我々は「COMPTELの10倍の検出感度」を目標に検出器を開発することを考えている。

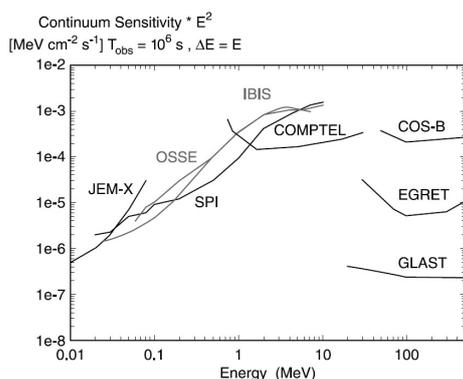


図 3.12: X/ガンマ線の観測器の連続成分に対する検出感度 [42]

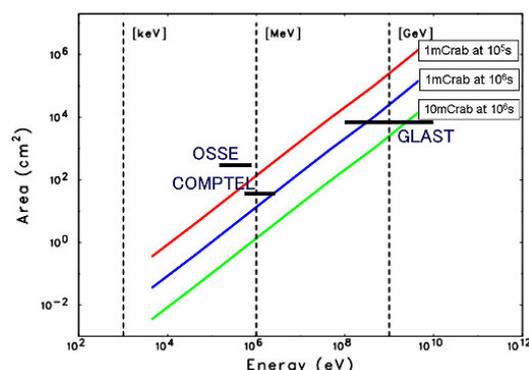


図 3.13: X/ガンマ線観測器の有効面積

図3.13に様々な観測器の有効面積を示す。この図から、バックグラウンドが存在しなければ、COMPTELは 10^6 秒の観測時間で1 mCrabの天体まで優位な観測が可能であったことがわかる。しかし、図3.6のように実際にはCOMPTELはバックグラウンドによってその検出感度を制限され、そのS/N比は予想よりも遥かに悪かった。従って、COMPTELと同等程度の有効面積を持った電子飛跡検出型コンプトンカメラであれば、大幅にS/N比が改善でき、目標を達成できることが期待できる。

3.5.2 飛跡検出器と吸収体への要求

電子飛跡検出型コンプトンカメラは飛跡検出器と吸収体から構成される。ここでは、これらの検出器に要求される性能に関して述べる。

コンプトン散乱体であり、且つ反跳電子の運動量を測定する飛跡検出器には、反跳方向を精度良く測定する能力が要求される。従って、この点において固体検出器よりもガス飛跡検出器の方が適している。一方で、固体はガスよりも3桁密度が高いため、単位体積当たりの散乱断面積は

ガスよりも固体検出器の方が大きい。但し、ガス検出器は液体や固体の検出器に比べ、大きな体積のものが作りやすい。図 3.14 にガス中でのコンプトン散乱確率のエネルギー依存性を示す。この絵から、 $50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$ の体積で 1 atm の Xe ガスであれば、1 MeV のガンマ線のコンプトン散乱に対して $\sim 30 \text{ cm}^2$ の有効面積があり、COMPTEL の有効面積 ($\sim 40 \text{ cm}^2$) とほぼ同等になる。よって、ガス検出器であっても良いコンプトン散乱のターゲットとなりうる。コンプトン散乱のターゲットとしては、原子番号の小さい物質の方がより低いエネルギーからコンプトン散乱が優位となり (図 2.1)、また、ドップラー広がりも小さくなる (図 3.8)。さらにガス検出器で十分な精度を持って反跳方向を測定するには、コンプトン散乱点から数 mm 程度の距離で反跳方向を特定する必要がある。一辺 50 cm 程度のガス中で止められる電子のエネルギー範囲は数百 keV 以下であるが、コンプトン点から数 mm の範囲内での反跳電子のエネルギー損失は minimum ionizing particle (MIP) に近い。このため、飛跡検出器は MIP の飛跡を数 mm の内に捉え、方向決定できる必要がある。以上から、飛跡検出器には以下の性能が要求される。

- 大体積のガス検出器：ガスは多重散乱の影響が少ない。大体積にすることで断面積の小ささを補う。
- コンプトン散乱優位なガスの選択：原子番号は小さく、1 分子当たりの電子数が多いガス (CF_4 や CH_4 など) がコンプトン散乱のターゲットとして適する。
- 詳細な MIP のトラッキング能力：精度良い反跳方向の決定の為、高い位置分解能とサブ mm ピッチのサンプリングが必要。

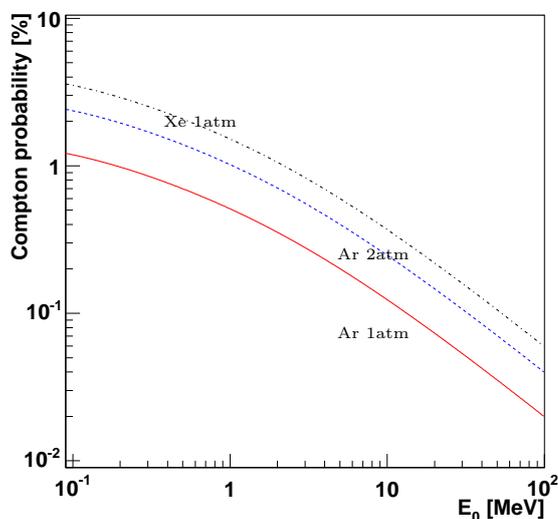


図 3.14: コンプトン散乱確率 (50cm 厚)

飛跡検出器でコンプトン散乱が起こるとガンマ線はあらゆる方向に散乱されるため、飛跡検出器の周囲に配置される、散乱ガンマ線を捉える吸収体は、大きな面積で、かつ大きな立体角で飛跡検出器を覆う必要がある。また、コンプトン散乱は後方散乱よりも前方散乱の方が確率が高く、散乱ガンマ線が入射ガンマ線のエネルギーの大部分を持っていくことが多い。よって、数百 keV から数 MeV の散乱ガンマ線を吸収するために大きな原子番号を持った吸収体が望ましい。吸収体のエネルギー分解能と位置分解能は、ARM の性能に強く影響する一方、ARM は原理的にドップラー広がりによって制限される。従って、吸収体のエネルギー分解能と空間分解能による ARM の不

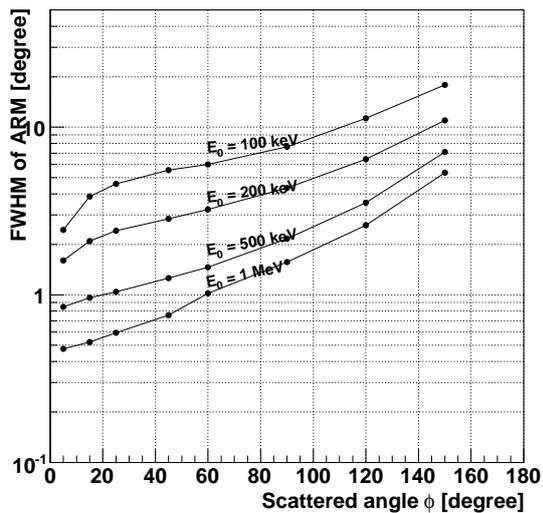


図 3.15: ドップラー広がりによる ARM 不定性の散乱角依存性 (E_0 : 入射ガンマ線のエネルギー, GEANT4 シミュレーション)

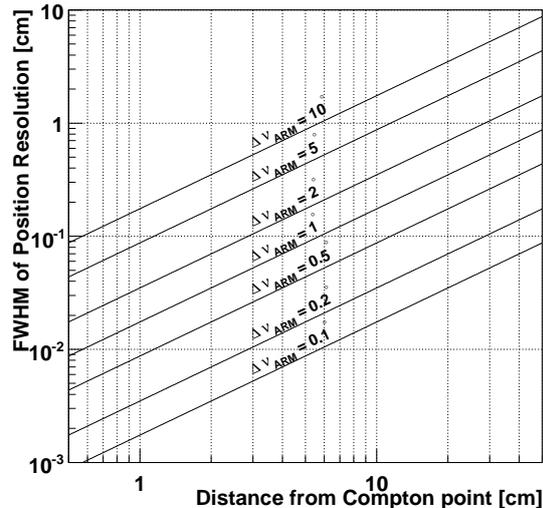


図 3.16: 散乱点と吸収点の間隔と吸収体の空間分解能に対する ARM の不定性 ($\Delta\nu_{ARM}$)

定性はドップラー広がり以下であることが望ましい。飛跡検出器に Ar ガスを用いた場合、ドップラー広がりによる ARM の不定性は図 3.15 に示されるような振る舞いをする。これより、500 keV のガンマ線が 20° の散乱を受けると、ARM の不定性は半値全幅で 1° 程度になる。一方、吸収体の空間分解能と散乱点-吸収点間距離が変化すると、ARM の不定性は図 3.16 に示されるような変化をする。これより、 1° 程度の ARM を達成するには、数 mm 程度の空間分解能が必要となる。吸収体のエネルギー分解能による ARM の不定性がドップラー広がりによるものと同程度になるためには、吸収体のエネルギー分解能は数百 keV において数%以下である必要がある。以上、吸収体に求められる性能をまとめると以下ようになる。

- 大きな有効面積: 飛跡検出器を覆えるだけの面積が必要。
- 高い阻止能: 吸収体には散乱ガンマ線を止めるのに十分な質量が必要。
- 高い空間分解能: 散乱方向の決定精度をドップラー広がり以下に抑えるため、吸収体は数 mm 程度の空間分解能を持つべきである。
- 良いエネルギー分解能: エネルギー分解能による散乱角の決定精度をドップラー広がり以下に抑えるため、数百 keV において半値全幅で数%のエネルギー分解能を持つべきである。

3.6 SMILE

前節のような要求を満たす電子飛跡検出型コンプトンカメラ (ETCC) を構成するためには、サブ mm のピッチと大体積は同時に実現し難いため、飛跡検出器として一般的な多芯比例計数管はあまり適さない。半導体検出器は良いエネルギー分解能を持つ一方で、電子に対する多重散乱を考慮する必要がある上、十分な阻止能を確保するには高価である。そこで、独自に開発する micro Time Projection Chamber (μ -TPC) を飛跡検出器とし、位置検出型シンチレーション検出器の

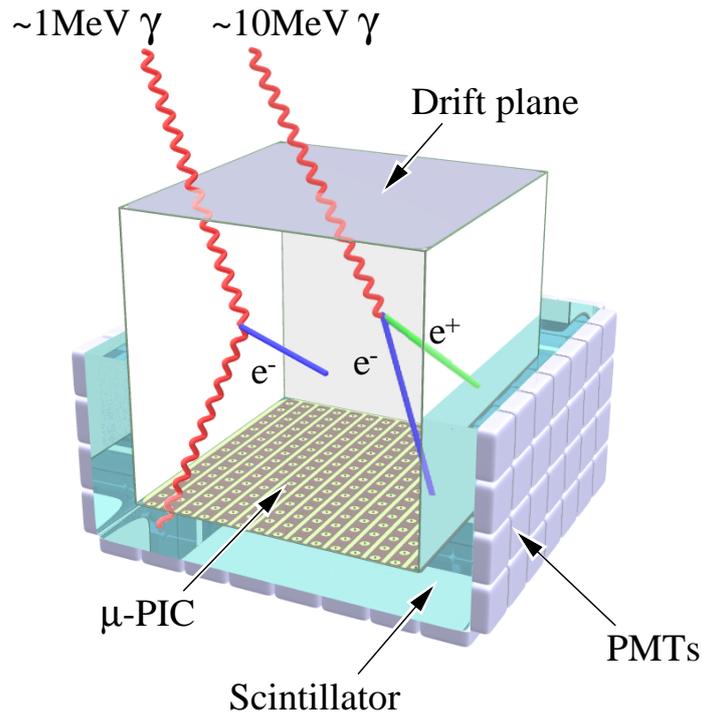


図 3.17: ガス飛跡検出器を用いた ETCC 概念図

pixel scintillator array (PSA) を散乱ガンマ線検出器とする、図 3.17 のような ETCC を現在開発中である。 μ -TPC の基本となっている micro pixel chamber (μ -PIC) は、 $\sim 120\mu\text{m}$ という高い位置分解能を持っていながら、大きな面積を持った検出器である。また、微細な構造を持つ検出器としては高いガス増幅率を得ることもできる。一方、シンチレーション検出器は、半導体検出器に比べればエネルギー分解能の点で劣るが、半導体よりも阻止能が高く、かつ安価であるため、飛跡検出器を囲う面積を大きくでき、厚みのあるものも作れるので、散乱ガンマ線を効率良く捉えることができる。この μ -TPC と PSA を用いた ETCC により、sub-MeV \sim MeV のエネルギー領域において COMPTEL の 10 倍の感度を目指している。

3.6.1 電子飛跡検出器

ETCC において鍵となるのは反跳電子の飛跡をどれだけ正確に捉えられるかという点である。電子は質量が小さく電荷を持っているために、多重散乱によって方向の情報を失いがちである。従って、電子の反跳方向を正確に得るには、高い位置分解能を持った飛跡検出器が必要になる。このような飛跡検出器として μ -TPC を開発しており、その基本となっているのが μ -PIC である。

μ -PIC

1999 年から開発が始められた μ -PIC は、微細電極構造を持った Micro Pattern Gas Chamber の 1 種であり、図 3.18 のように比例計数管を輪切りにして縦横に並べたような構造を持ったガス検出器である [43]。基板はポリイミド、電極は Cu でできている。各ピクセルは $400\mu\text{m}$ 間隔で並んでおり、アノードとカソードは直交する方向にストリップとなっているため、高い位置分解能で 2 次元読み出しが可能である。またピクセル型の電極構造にしたことで、Micro Strip Gas

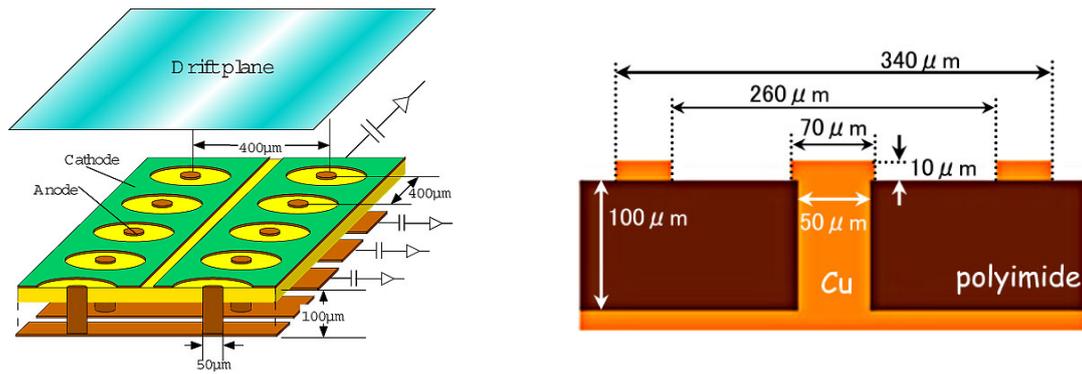


図 3.18: μ -PIC の構造

Chamber(MSGC) で問題になっていた放電による電極破壊は起きなくなり、 μ -PIC 単体で高いガス増幅率を長時間安定に得ることができる。実際 μ -PIC は、単体で $\sim 2 \times 10^4$ という、マイクロパターン検出器としては非常に大きいガス増幅率を達成している。また、安定性の面についても、ガス増幅率を 6000 程度に保ったまま約 1000 時間以上もの連続安定動作を実現している。さらに、なだれ増幅が起きるのはアノードのごく近傍のみであるので、 $\sim 10^7 \text{count}/(\text{sec} \cdot \text{mm}^2)$ というような大強度入射に対しても強い。製造に関しても、 μ -PIC はプリント基板の技術で作られているため、安価に大きなものを作りやすいという特徴があり、現在は 10cm 角、20cm 角、30cm 角のものが開発されている。

GEM

Minimum Ionization Particle (MIP) の 1 atm の Ar ガス中でのエネルギー損失は 2.54 keV/cm であり、400 μm 中に約 3.9 個の電離電子を作る。この MIP の飛跡を 400 μm 間隔で捉えるには、そのような少ない電子を捉える必要があり非常に難しい。MIP を捉えるには 2×10^4 以上のガス利得が必要であるが、 μ -PIC 単体での安定したガス利得は 6×10^3 である。従って我々は、補助増幅器として Gas Electron Multiplier (GEM) [44] を使用している。

GEM は Sauli 等によって開発され、ポリイミドや液体ポリマー (Liquid Crystal Polymer) の両面に銅の電極がついたものである (図 3.19)。GEM には多数の小さな穴が開いており、Cu 電極の両面に異なる電圧がかけられると、強い電場がこの穴の中に生じる。電子がこの穴に入ると、強い電場によってガス増幅される。フォイルは 50 μm 厚と非常に薄く、低 Z の物質から成る。しかし両電極間距離が非常に小さいために、単体で高い利得を得る事は出来ず、典型的な利得は約 100 である。現在は 100 μm 厚のものも存在しており、こちらの方が最大利得が高いが、50 μm 厚と同じ利得を出すためには、より高い電圧をかける必要がある。

μ -TPC

荷電粒子がガス中を走り抜けると、その飛跡に沿って電子が電離される。この電子雲を緩やかな電場をかけ一定の速度で検出器へと移動させると、電子が検出器に到着する時刻は、電離された位置から検出器までの距離に応じてずれてくる。従って別途トリガー用検出器を設け、トリガーから実際に信号が得られるまでの時間を測定すると、電離された位置から検出器までの距離を測ることができる。2次元情報が得られる多芯比例計数管 (MWPC) や MSGC などを検出器として用いれば、荷電粒子の 3次元飛跡を測定できることになる。このようなシステムを Time Projection Chamber (TPC) と呼ぶ。

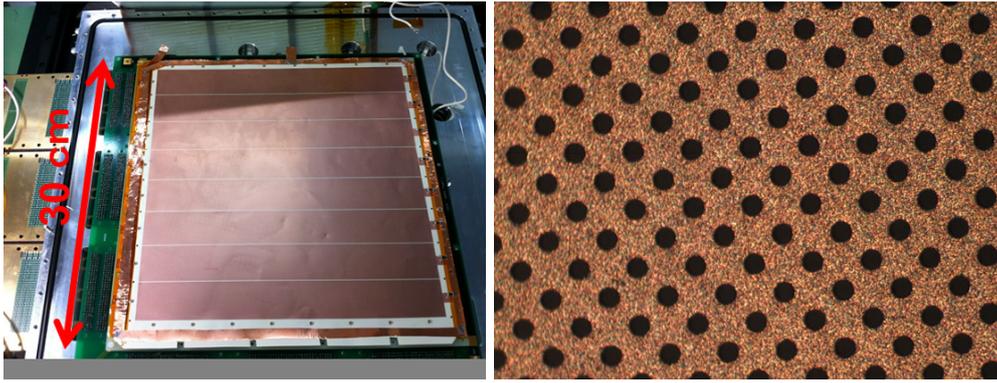


図 3.19: GEM の顕微鏡写真。穴の直径は $70 \mu\text{m}$ 、間隔は $140 \mu\text{m}$ 。

我々は、GEM を前段増幅器、 μ -PIC を読み出しとした図 3.20 のような TPC を開発し、 μ -TPC と呼んで飛跡検出器として使用している。GEM、 μ -PIC はそれぞれ、約 10 及び数千のガス利得で動作させ、全体で 2×10^4 以上の利得を安定に得ることができている。図 3.21 に宇宙線ミュオンが μ -TPC に水平に入射した時に得られた飛跡の例を示す。この宇宙線ミュオンの飛跡から、 μ -TPC の 3 次元的な空間分解能は $\sim 500 \mu\text{m}$ 程度と求められており、ETCC の飛跡検出器として、十分な性能を持っている。

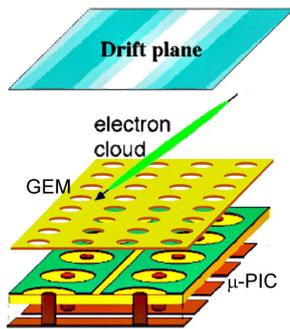


図 3.20: The schematic view of μ -PIC + GEM system

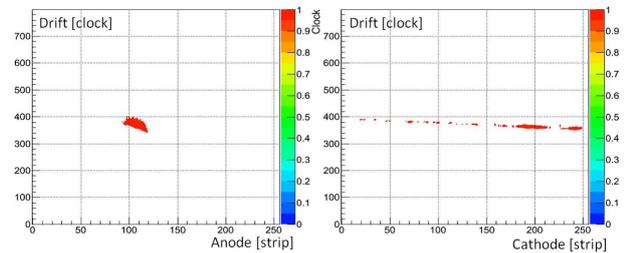


図 3.21: μ -TPC による宇宙線ミュオンの飛跡

3.6.2 散乱ガンマ線吸収体

飛跡検出器で散乱ガンマ線を捉えるためのガンマ線吸収体は、大面積をカバーできること、高いガンマ線阻止能を持つこと、程良い空間・エネルギー・時間分解能を持つことが要求され、ETCC システムとしてのエネルギー帯域や、エネルギー分解能、角度分解能を左右する重要な構成機器である。我々は、これらの要求を安価に満たせるシンチレーション検出器を採用している。

シンチレータの種類

シンチレーションとは、物質中で放射線が吸収されたとき、原子または分子が励起・基底状態への遷移過程を経ておよそ $100 \mu\text{s}$ 以下で減衰する発光のことを指す。シンチレーション発光の波長が紫外から可視、および赤外領域の場合には光電子増倍管などの光学素子で読み出すことがで

きる。このような発光をする物質をシンチレータと呼ぶ。シンチレータは媒質の種類により大まかに、気体・有機・無機シンチレータに分けられる。

気体のシンチレータの発光は主に希ガスの原子の放射線による遷移過程で生じる。発光波長領域は紫外領域で、シンチレーション光の減衰時間は0.1～10 nsec程度で他のシンチレータに比べて短い。ただし気体の密度は固体や液体に比べて小さいためガンマ線の検出効率は低い。発光量が入射粒子の電荷と質量にほとんど依存しないことから、気体シンチレータは α 粒子や重イオンなどの荷電重粒子のエネルギー測定に用いられている。希ガスは冷却することで液体シンチレータとして使用する場合もある。

有機シンチレータは、検出効率が高い芳香族などが使われており、放射線による分子の遷移過程で発光する。最大発光波長は350～450 nmで減衰時間は約30 nsec以下である。一般に有機シンチレータは α 粒子や β 粒子および高速中性子などを直接検出するのに向いている。一方、炭素や水素など、原子番号が低い物質で構成されているので、ガンマ線に対する光電吸収はほとんど起こらない。そのためコンプトン散乱によって生じる連続スペクトルが観測される。有機シンチレータはアントラセンなどを用いた結晶シンチレータや、一つまたは複数の溶質に発光剤を混合した液体シンチレータ、ポリスチレンなどの溶質にP-ターフェニールなどの発光剤を混ぜた固体であるプラスチックシンチレータなどの種類がある。他にも水を主成分とした液体シンチレータやガンマ線の光電吸収を起こすために鉛などを入れたシンチレータもある。

無機シンチレータは原子番号が有機シンチレータで使用されていた水素や炭素に比べて大きく、ガンマ線エネルギーに対する光電効果の断面積が十分にあり、ガンマ線測定に有効である。なお無機シンチレータは結晶シンチレータとガラスシンチレータの二つに分けることができる。発光機構は両者とも同じである。しかし結晶シンチレータの出力するシンチレーション光ガラスが 10^4 光子/MeVのオーダーなのに対し、ガラスは最大でも 3.5×10^3 光子/MeVしかない。そのため結晶タイプが使えないような条件下を除き、ガラスタイプは中性子検出器として使用される程度である。いくつかの無機結晶シンチレータについて、その性能を表3.1に示す。SMILE実験では、エネルギー分解能、放射線耐性、阻止能、取り扱い易さからGSOシンチレータを選択した。

表 3.1: 各種無機シンチレータの性能

結晶名 (活性化物質) (略称)	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BaF ₂	Gd ₂ SiO ₅ (Ce) GSO	Bi ₄ Ce ₃ O ₁₂ BGO	LaCl ₃	LaBr ₃	Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ (Pr) LuAG
密度 [g cm ⁻³]	3.67	4.51	4.89	6.71	7.13	3.79	5.29	6.7
エネルギー分解能 * [%]	6-7	6-7	9	8-9	10-12	3-4	3	8
FWHM (@662keV)	2.59	1.86	2.03	1.38	1.12	2.4	2.1	13.5 程度
放射長 [cm]	230	680, 3340	0.6, 620	30-60	300	28	16	20
減衰時間 [nsec]	415	540	220, 310	440	480	350	380	310
最大発光波長 [nm]	100	45	5, 16	20	7-10	130	160	30
光量 (NaI(Tl)=100)	1.85	1.80	1.56	1.85	2.15	~ 1.9	~ 1.9	n/a
屈折率	650	621	1350	1900	1050	859	783	1970
融点 [°C]	有	僅か	無	無	無	有	有	無
潮解性の有無	10	10 ³	10 ³⁻⁴	10 ⁶	10 ²⁻³	> 3.4 × 10 ³	> 3.4 × 10 ³	n/a
放射耐性 [gray]	無	無	無	無	無	有	有	有
自己放射の有無								

各シンチレータのエネルギー分解能と光子数

シンチレータの持つエネルギー分解能の原理限界は検出された光電子数 N_{phe} のポワソン分布によって決まり、このとき FWHM のエネルギー分解能 $\frac{\Delta E}{E}$ は式 (3.13) のような関係にある。

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35 \sqrt{\frac{1 + \nu(M)}{N_{phe}}} \quad (3.13)$$

ただし $\nu(M)$ は光検出器の利得に依存する補正項であり、光電子増倍管の場合は通常 0.1 ~ 0.2 程度である。

図 3.22 には $\nu(M) = 0.1$ としたときの原理限界曲線および各シンチレータの 662 keV でのエネルギー分解能 (FWHM) と光電子増倍管で生成された光電子数との関係を示した。なお、図中の点線より高エネルギー分解能側の結晶はいずれも 1996 年以降に発見された結晶で、この約 10 年の間に、NaI(Tl) を超えるエネルギー分解能を有する結晶が多く出てきたことが分かる。図中、赤色印で示したように、LaBr₃ のエネルギー分解能が現在のところ最も良い。

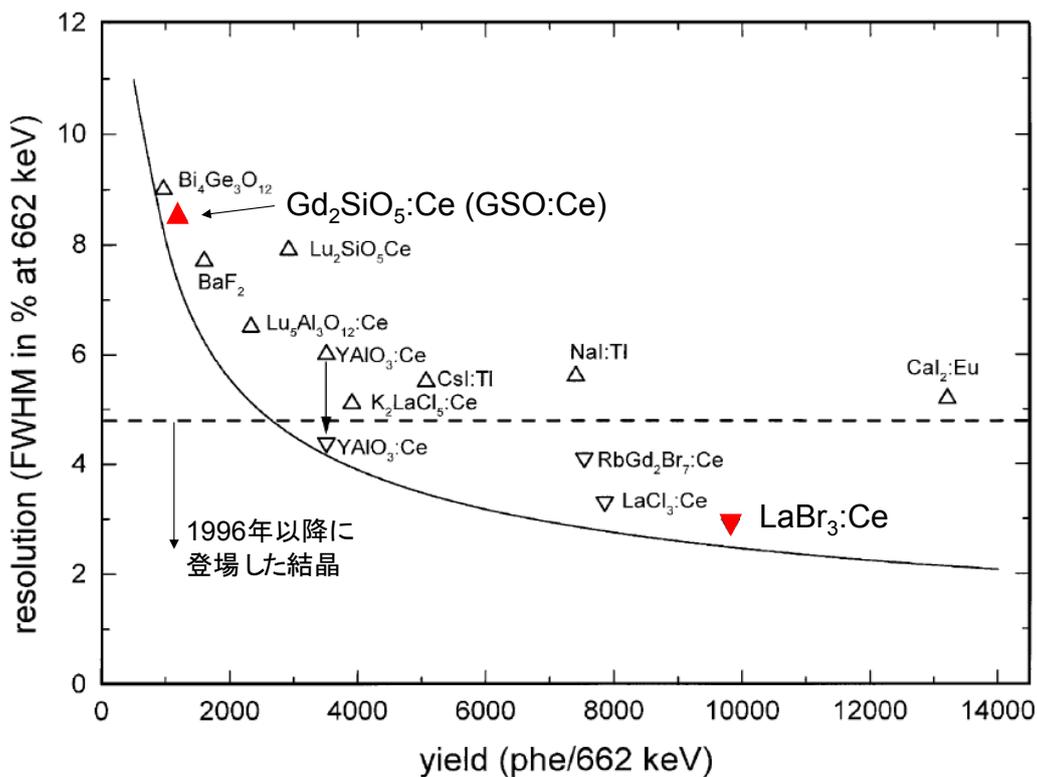


図 3.22: エネルギー分解能と光電子増倍管での生成光電子量との関係 [45]

なお、エネルギー分解能は発光光子数のみに依存しているわけではない。それは個々の結晶の発行メカニズム、入射エネルギーと結晶の発光量との線形性などが複雑に関係している。また結晶自体の問題以外にも回路雑音や検出器の感度などが関わってくる。

3.6.3 SMILE 実験

COMPTEL よりも 1 桁感度の良い、次世代の全天観測の為に MeV ガンマ線検出器として、ETCC を開発してきた。衛星による観測の準備段階として、地上における原理検証実験を進め

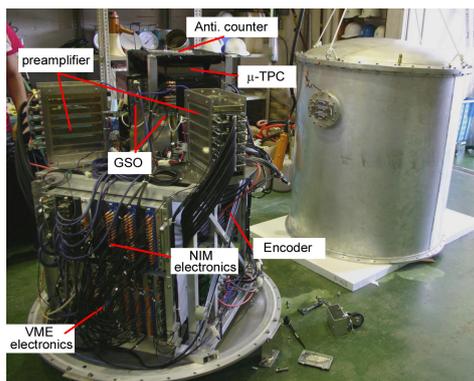


図 3.23: SMILE-I の検出器

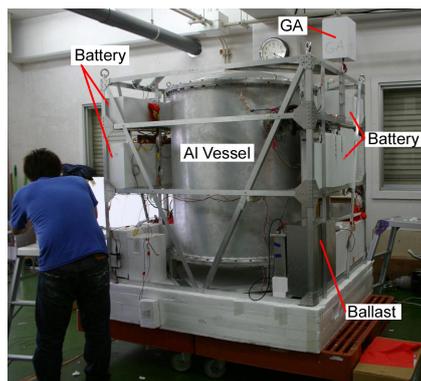


図 3.24: SMILE-I のゴンドラ

る一方、気球実験計画 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment (SMILE) を進めている。SMILE は段階を踏んで一つずつ進めている。最初のステップとして、ETCC のガンマ線検出能力の証明として、気球高度における大気・宇宙拡散ガンマ線の観測を 2006 年に行った (SMILE-I)。次のステップとして、ETCC のガンマ線イメージング能力の検証を、かに星雲や Cyg X-1 の観測により行う予定である (SMILE-II)。これらの検証の後、ETCC による MeV ガンマ線天体の探索を長時間気球や衛星搭載により行っていく。この節では、SMILE-I の結果及び SMILE-II への要請について述べる。

SMILE-I の結果

宇宙線を含む、多量のバックグラウンドが存在する中でのガンマ線検出を実証すべく、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線を測定するために、気球実験用のフライトモデル検出器を構成した (図 3.23、3.24)。気球実験では、観測時間が限られるため、ガンマ線を効率よく検出する必要がある。そこで、角度分解能が少し悪くなるが Xe ガスを使用し、体積を $10 \times 10 \times 14 \text{ cm}^3$ とした。また、各側面に $10 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ 、底面に $15 \times 15 \times 1.3 \text{ cm}^3$ の GSO シンチレータを配置した。これにより、 10^{-4} 程度の検出効率と 3 sr の視野が得られた。

SMILE-I は 2006 年 9 月 1 に三陸大気球観測所から放球され、高度 32~35 km において 4 時間の水平浮遊を含む、7 時間のフライトに成功した。この実験で、全天から 2×10^5 事象を測定し、その中から 2×10^3 個のガンマ線事象が再構成でき、その内の 420 個は水平浮遊中の 3.0 時間の live time の間に、3 sr の視野内で検出された。これは、シミュレーションの結果と良く一致している。また、再構成された事象数と残留大気圧の関係から、宇宙拡散ガンマ線と大気ガンマ線のフラックスを得た (図 3.25、3.26)。この結果は過去の気球・衛星観測とエラーの範囲で一致している。これらの結果により、ETCC がガンマ線選択と強力なバックグラウンド除去能力を持ち、連続的なスペクトルに対して良い感度を持つため、MeV ガンマ線天文学を発展させ得る事が実証された。

SMILE-II への要請

SMILE-I により、ETCC が宇宙環境において高い雑音除去性能を示し、ガンマ線の優位な観測が実証された。これをうけ、次のステップでは、sub-MeV 領域で非常に明るい天体である、かに星雲の有意な観測をねらう。この観測で実際にかに星雲が測定できれば、ガス飛跡検出器を用い

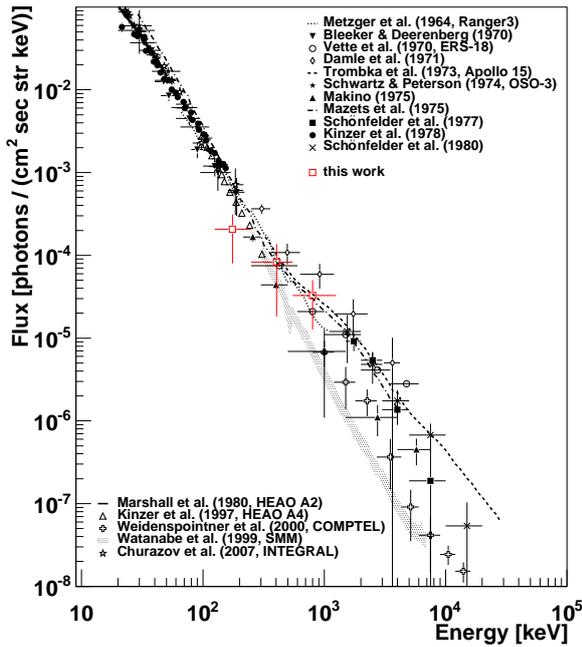


図 3.25: 宇宙拡散ガンマ線のスペクトル

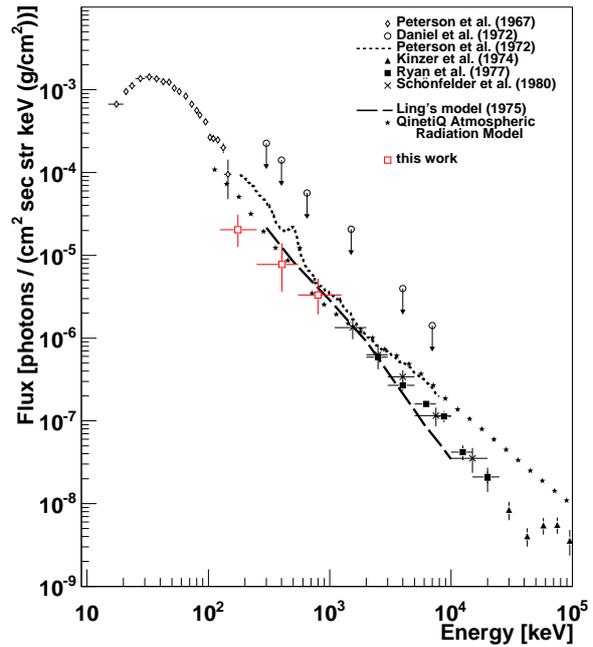


図 3.26: 大気ガンマ線のスペクトル

た ETCC が MeV ガンマ線天体の観測に適用できるかどうかを実証することが可能となり、以後の科学観測へ向かうことができる。

かに星雲は、北半球の中緯度で天頂付近を通るので、日本やアメリカなどが観測に有利である。しかし、日本での気球実験ではかに星雲が天頂付近にある時間帯に実験区域を旅客飛行機が通るので、現状の日本ではかに星雲の観測はできない。したがってアメリカ Ft.Sumner からの放球を想定している。この場合、高度 40 km (残留大気圧 2.9 g/cm², Cut Off Rigidity 3.7 GV) で約 1 日のフライトが可能となる。図 3.27 に Ft.Sumner でのかに星雲の仰角時間変化を示す。これにより、天頂角 30° 以内でかに星雲を観測できるのは 4 時間となる。よって 4 時間で 5 σ 以上の有意度でかに星雲を検出することを目標に、SMILE-II 用 ETCC の設計を行う。

この観測条件を満たすためには図 3.28 の赤斜線の領域まで検出感度を上げる必要がある。これを実現するには有効面積が 0.5 cm² 以上、角度分解能が 10 度以上でなければならない。ETCC の理想的な検出効率はおおよそ 10^{-3~4} であるので、コンプトン散乱の標的となるガス飛跡検出器には 10³ cm² 程度の幾何面積が求められる。よって、1 辺 30 cm ほどのガス飛跡検出器が必要である。

一方、シンチレータはガス飛跡検出器を取り囲まねばならない。これまでのシミュレーションの検討から、ガス飛跡検出器の底面だけでなく側面にもシンチレータを配置することが有用であると判明している。そこで、底面、側面にそれぞれ (30 × 30)cm²、(15 × 30)cm² 程度を配置する。このような ETCC(図 3.29) を SMILE-II では開発していく必要がある。

SMILE-II ETCC 用ガス飛跡検出器

前述より、ガス飛跡検出器は幾何面積が 10³ cm² 程度必要である。一方で、ガス飛跡検出器には高い空間分解能とエネルギー分解能も求められる。このような飛跡検出器として (30cm)² の μ -PIC を用いた (30cm)³ の TPC を開発してきた。

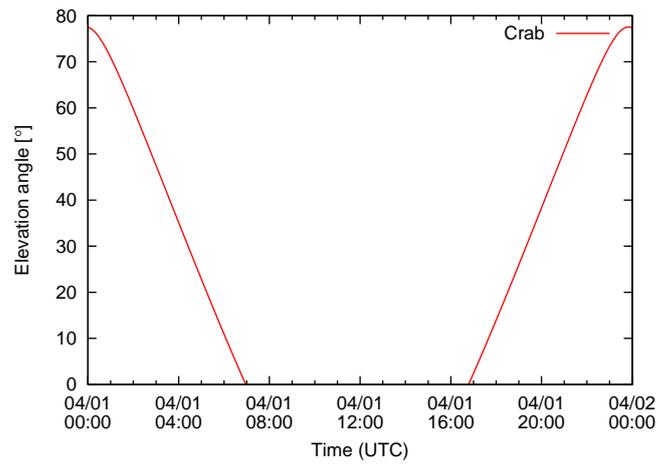


図 3.27: Ft.Sumner におけるかに星雲の仰角時間変化

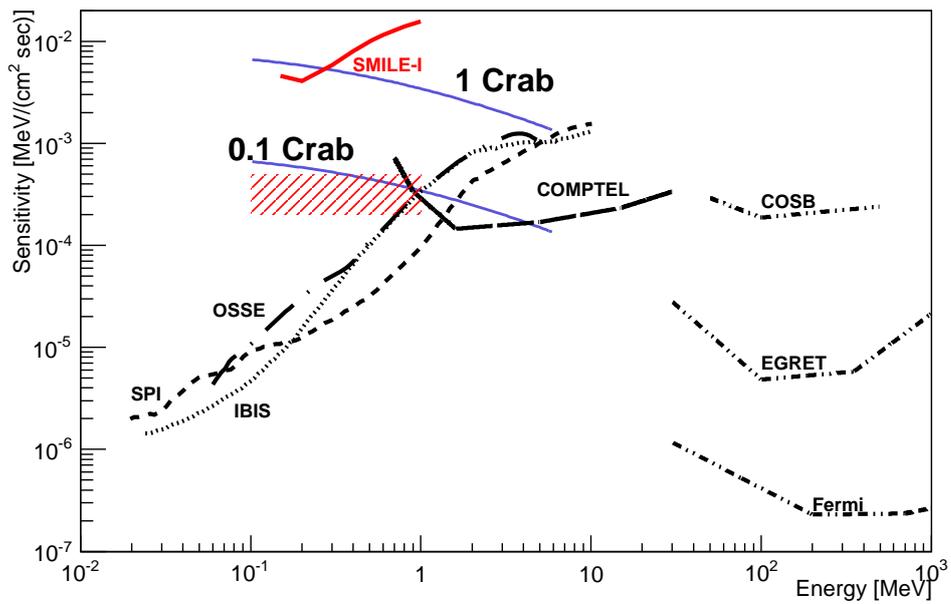


図 3.28: 感度曲線

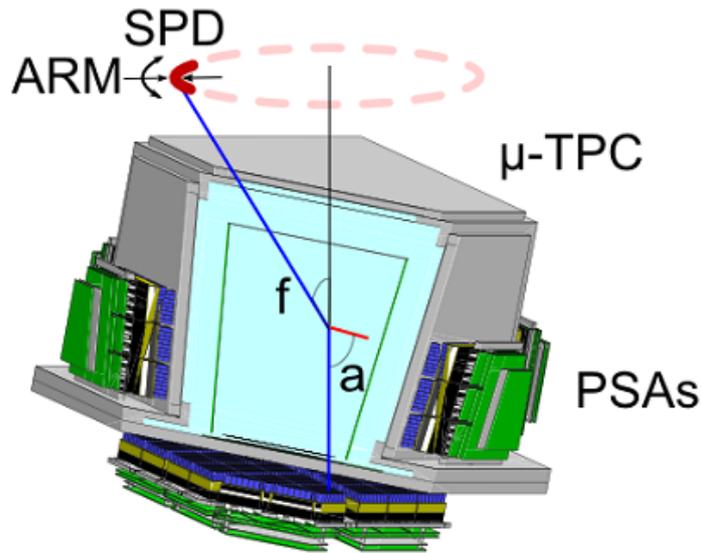


図 3.29: SMILE-II 用 ETCC

図 3.30 はガス飛跡検出器のエネルギー較正で得られた ^{133}Ba のスペクトルである。ガスとしては $\text{Ar}+\text{CF}_4+\text{iso-C}_4\text{H}_{10}(95:3:2)$ の 1 気圧を用いる。この図から、エネルギー分解能は 31 keV において 21 % (FWHM) となる。

図 3.31 はガス飛跡検出器に使用した 30 cm 角 $\mu\text{-PIC}$ の位置毎に見たガス増幅率を示す。これから、 $(30\text{cm})^2$ という大きな面積で比較的一様な増幅率が得られていることが分かる。一方で、 $(30\text{cm})^3$ ガス飛跡検出器からは、アナログ波形だけでなく、各 strip 毎にしきい値を設定し、それを越えたときにデジタル信号も出力される (図 3.32)。このデジタル信号をすべて保存することで、図 3.33 のような飛跡情報が得られる。この飛跡の最も離れている両端の距離の、荷電粒子が落としたエネルギーとの相関をとると、図 3.34 のようになる。これにより測定に有効な TPC 内で静止する電子と、検出器を飛び出してしまい雑音となる電子、また中性子による反跳陽子、宇宙線ミューオンを分離でき、大半の雑音事象がこのカットのみで排除できる。これは天体放射の大半を占める連続スペクトルガンマ線に対して初めて雑音除去が可能になったことを示しており、ETCC によって初めて実現した雑音除去法である。

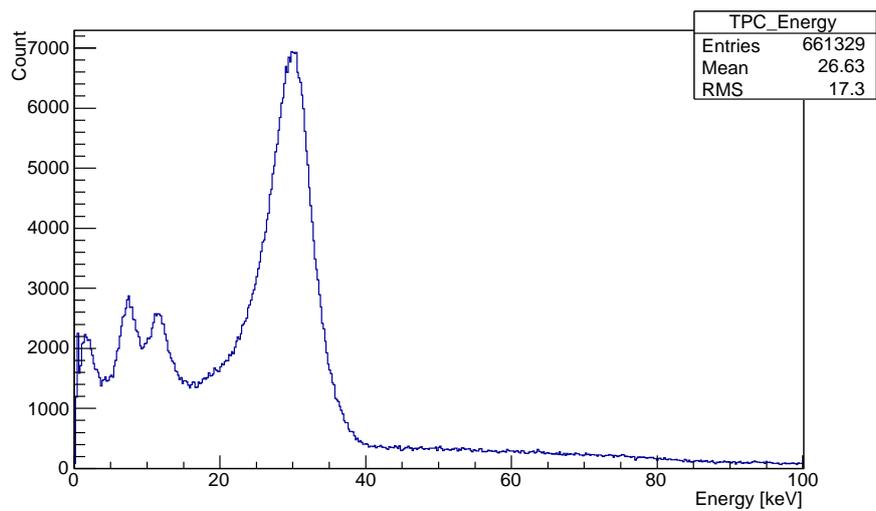


図 3.30: TPC のみのエネルギー較正

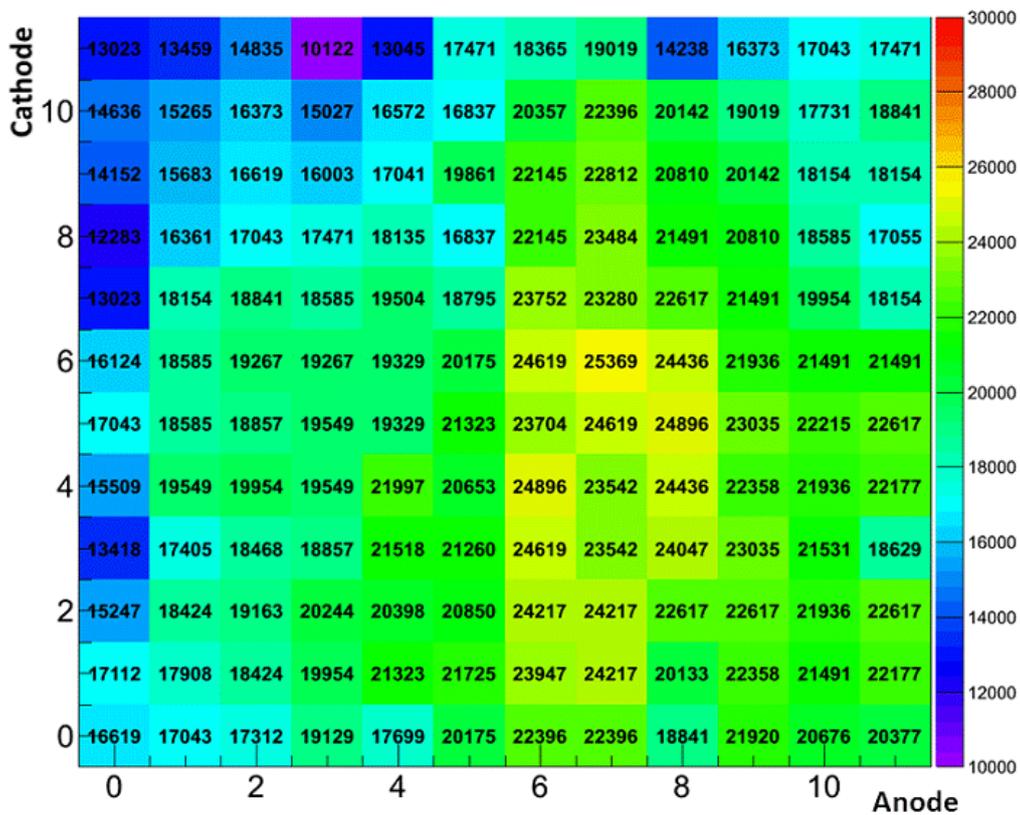


図 3.31: 30 cm 角 μ -PIC のガス増幅率

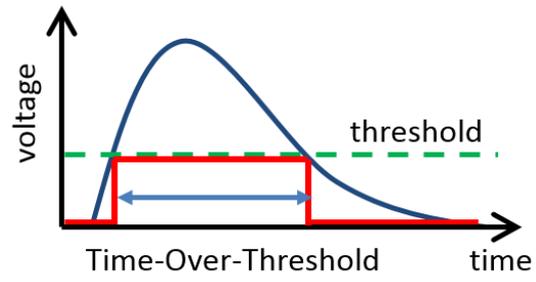


図 3.32: しきい値とデジタル信号

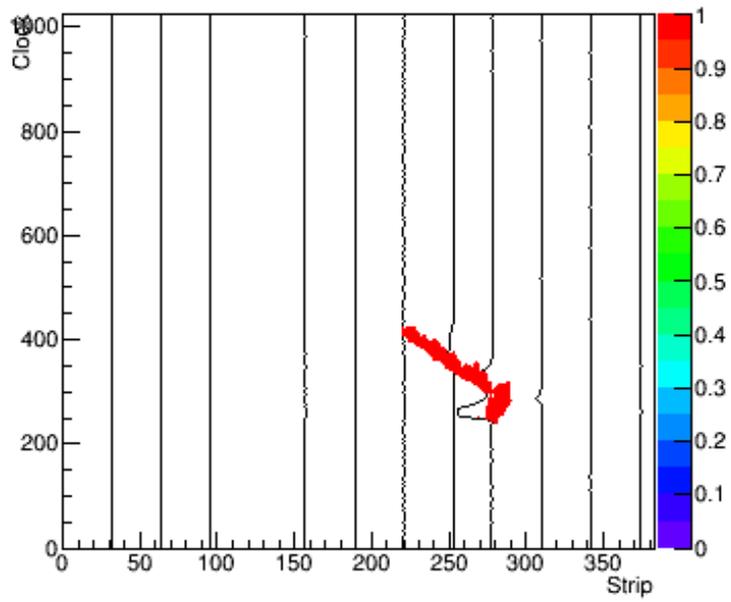


図 3.33: 電子の飛跡

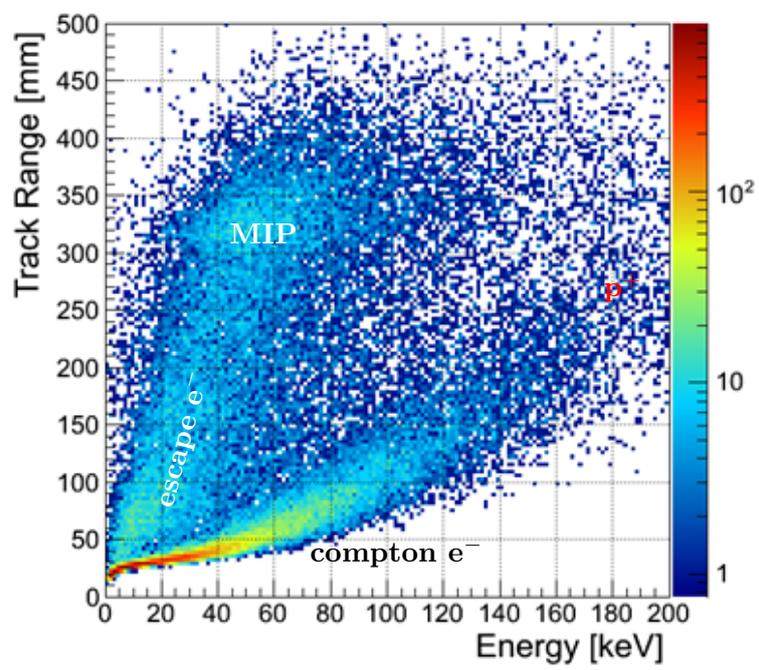


図 3.34: 荷電粒子のエネルギー損失とその飛跡長の関係

第4章 SMILE-II フライトモデル用シンチレータの開発

SMILE-II では、かに星雲を確実に捉えるために、30 cm 立方のガス飛跡検出器を覆うことができる分だけの空間分解能を持ったシンチレーション検出器が必要となる。一方で、SMILE-II フライトモデル検出器は気球に搭載する飛翔体検出器であるため、その使用電力や搭載空間には限りがある。したがって、シンチレーション検出器の多量の読み出し回路はコンパクトかつ省電力でなければならない。

これまで要素開発によって培ってきた技術に基づいて、SMILE-II 用のフライトモデル用のシンチレーション検出器を開発し、搭載予定分の検出器のエネルギー較正を行った。ここでは開発してシンチレーション検出器の構成と、その性能試験について述べる。

4.1 シンチレーションカメラシステム

4.1.1 Pixel Scintillator Array

ETCC で要求されるシンチレータには、ガンマ線のエネルギーと吸収位置の両方の検出が要求される。このような検出器としては、大きな単一の結晶を用いたアンガーカメラが伝統的な手法としてあげられるが、シンチレータはヒット間に数 μ 秒の不感時間を持ってしまう。そのため、ETCC が要求する、大面積かつ高阻止能を実現すべく、大きく厚い結晶を使用すると、強い放射線環境下では事象の pile up が起こってしまい、散乱体であるガス飛跡検出器との同時をとることが困難となってしまう。さらに、気球や衛星に搭載する際、大きく厚い単一の結晶は衝撃や振動で割れてしまうという高いリスクも存在する。

別の方法としては、ピクセル化したシンチレータを敷き詰める方法が考えられる。この場合、位置分解能はシンチレータのピクセルサイズで決定されてしまう。一方で、シンチレータは分割され、個々の体積は小さくなるため、アンガーカメラのような pile up の確率は非常に小さくなる。このため、ガス飛跡検出器の同時もとやすい。

以上を考慮し、SMILE-II ではピクセル化したシンチレータを並べる手法 (Pixel Scintillator Array, PSA) を採用した。シンチレータとしては良いエネルギー分解能と高い阻止能、対放射化といった理由から GSO:Ce を採用している。ピクセルサイズは後述の光検出デバイスとの兼ね合いで、一辺 6 mm 角とし、厚みは 1 放射長とした。また、ピクセル間には 65 μ m 厚の 3M 社製反射材 Enhanced Specular Reflector (ESR) を挿入した。

4.1.2 光検出デバイス

PSA からのシンチレーション光を読み出すデバイスとして、我々は浜松ホトニクス社のフラットパネル PMT H8500 を採用した (図 4.1 の左)。H8500 は $6 \times 6 \text{ mm}^2$ のピクセルが 8×8 個並んでおり、総面積は $52 \times 52 \text{ mm}^2$ で、このうち 89% が有感領域となっている。図 4.2 は H8500 の

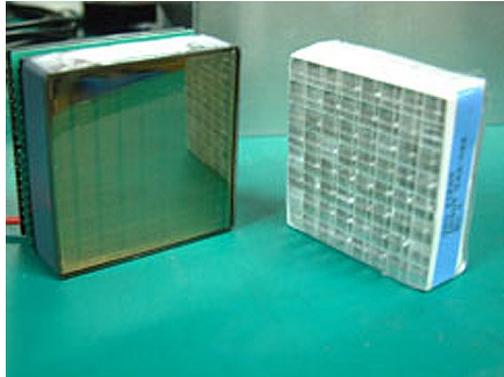


図 4.1: マルチアノードフラットパネル PMT H8500 (左) と GSO:Ce ピクセルシンチレータアレイ (右)

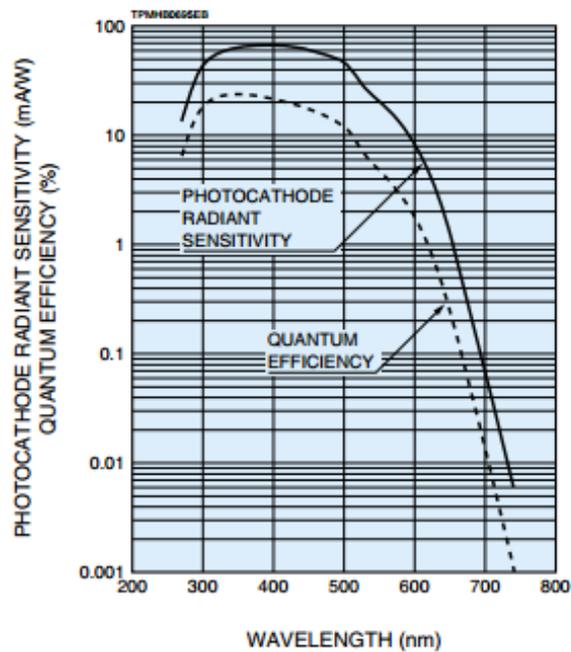


図 4.2: H8500 の QE[46]

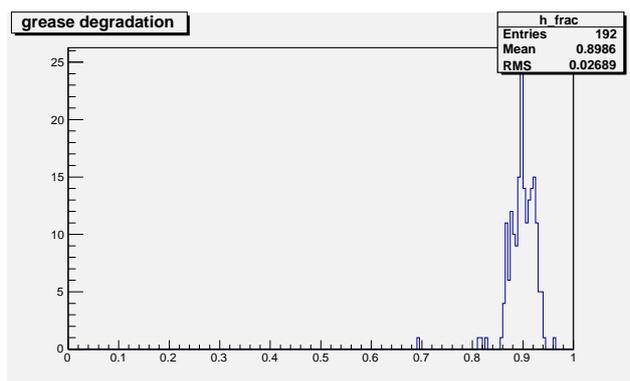


図 4.3: oken 6262A の光量比の分布

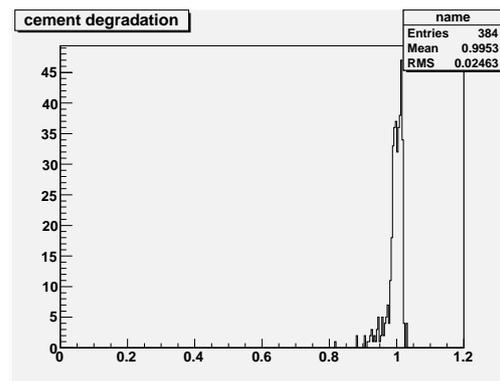


図 4.4: BC-600 の光量比の分布

典型的な量子効率の波長依存性を示す。GSO シンチレータの発光波長は 430 nm であるので、検出効率も良い。また、各アノードの出力のばらつきも 3 倍程度に抑えられている。

これまで、PSA と H8500 の光学的な接続には光学グリッド (oken 6262A) を用いてきた。しかしながら、光学グリッドは時間とともに乾燥し、透過率が落ちてしまう。そのため、1 年のスケールでシンチレータからの光量が減少し、エネルギー分解能を著しく落としていた。実際のフライトの場合も天候や上層の風の状態次第で実験が翌年に持ち越されることは度々起きるため、このような光量の変化は非常に問題となる。このため今回は光学セメント (BC-600) の採用を検討することにした。

この oken 6262A と BC-600 を使用し、GSO と PMT を接着した直後に得られたピークの ADC 値と、約 1 年後の同ピクセルのピークの ADC 値との比の分布を図 4.3、4.4 にそれぞれ示す。この 2 つの図から、oken 6262A を使用したシンチレーションカメラは、約 1 年で光量が 90 % に落ちてしまっているが、一方 BC-600 を使用したカメラは光量がほとんど落ちていないことが分かった。BC-600 は oken 6262A よりも長期間の使用に耐えることが分かり、SMILE-II では BC-600 を採用する事にした。

4.1.3 フロントエンドモジュール

SMILE-II の ETCC では、H8500 を全部で 108 個使用するという設計になっている。H8500 のアノードには 64 チャンネル有るため、個々に読み出し回路を取り付けるのは気球という限られた電力・空間条件では非常に難しい。その上、多量の回路は大きな熱量を生むため、気圧が低く、輻射でしか冷却できない飛翔体検出器では熱設計がとても困難になってしまう。このため、読み出し回路の数を減らすべく、抵抗チェーンを用いた電荷重心法による読み出しを行う。

各アノードは 100 Ω の抵抗により、図 4.5 のように接続され、四端から電荷を読み出す。この四端から読み出した電荷量を E_i ($i = 1 \sim 4$) とすると、PMT からの総電荷量 E_{total} は、

$$E_{total} = \sum_{i=1}^4 E_i \quad (4.1)$$

のように得られる。一方、電荷の重心位置

$$X = \frac{(E_1 + E_2) - (E_3 + E_4)}{E_{total}} \quad (4.2)$$

$$Y = \frac{(E_1 + E_3) - (E_2 + E_4)}{E_{total}} \quad (4.3)$$

の分布を得ると、図 4.6 のようになる。図 4.6 で得られるように、各ピクセルはそれぞれ分離しているため、この手法により PSA のどのピクセルが反応したかを知ることが可能になる。

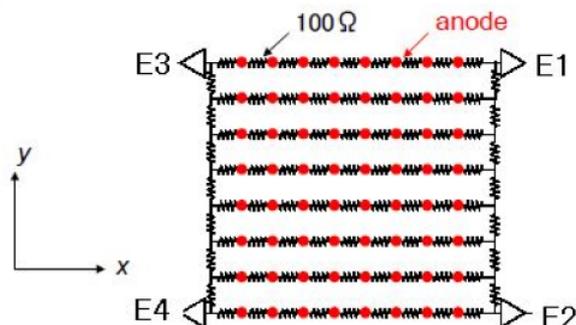


図 4.5: 抵抗チェーン回路図

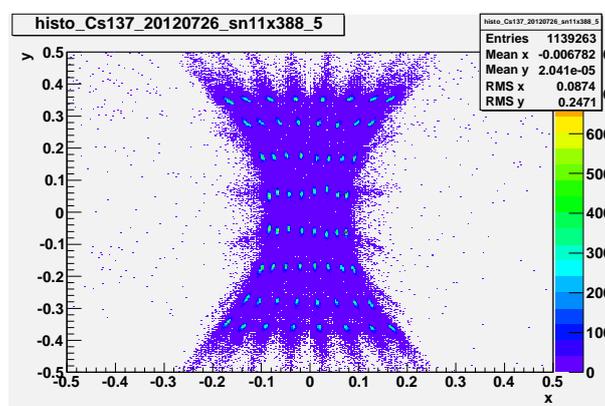


図 4.6: 電荷重心法による重心位置の分布

抵抗チェーンからの電荷はクリアパルス社ヘッドアンプユニット 80256V2 により読み出す (図 4.7)。図 4.8 はこのヘッドアンプの概要を示したものである。抵抗チェーンの各端からの電荷は、時定数 $2.2 \mu\text{sec}$ の前置増幅器を通った後、 $2.2 \mu\text{sec}$ の波形整形を行う。GSO のシンチレーション光の減衰時間は $30 \sim 60 \text{ nsec}$ であるので、ヘッドアンプの時定数は充分長く設計されている。一方、PMT の最終ダイノードの信号は、時定数 $1 \mu\text{sec}$ の前置増幅器を通った後、コンパレータに入力され、トリガーが生成される。HA はこの内部トリガーまたは外部から入力されるトリガー信号を合図に波形整形器出力を AD 変換し、サンプルホールドする。サンプルされたデータはヘッドアンプ内の FPGA にて、波形テンプレートを使用してフィッティングを行い、ピークの電圧を算出し、保持する。ピーク電圧のデータは VME bus 上の Data Processor ボード (80057, 図 4.9) にて読み出される。1 台のヘッドアンプには H8500 が 6 個取り付け可能であり、DP ボードには 24ch の ADC のデータと event 番号 (トリガー回数) が保存される。DP ボード 1 枚からは最大 4 台のヘッドアンプを制御、読み出しが可能であり、VME1 スロットで H8500 を 24 個読み出すことになる。表 4.1 にこの読み出しシステムの仕様を示す。システムの消費電力は 0.41 W/ch となっており、SMILE-I での値 (1.71 W/ch) から大幅に削減できている。

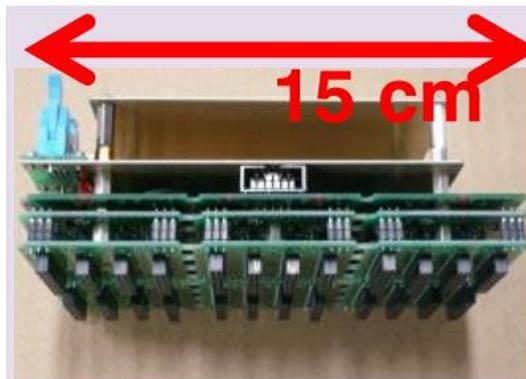


図 4.7: 80256V2 型ヘッドアンプユニットの写真

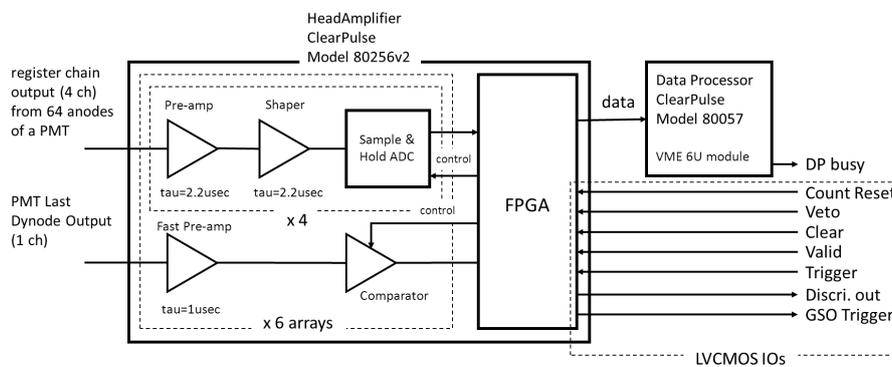


図 4.8: ヘッドアンプのブロックダイアグラム



図 4.9: 80057 型 PMT Data Processor

PMT	H8500 × 6
ADC	1PMT あたり 4 ch
ダイナミックレンジ	約 -800 pC
処理時間	20 μ s/event
消費電力	0.41 W/ch

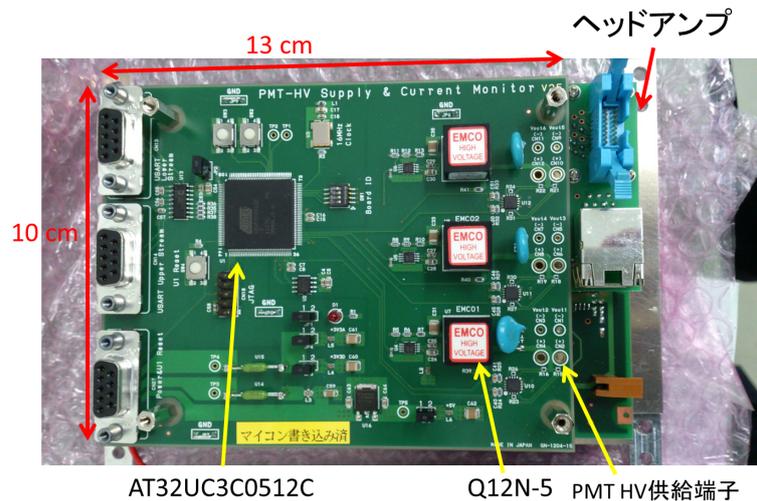


図 4.10: PMT HV 供給基板の写真

4.1.4 PMT HV 供給基板

PMT の動作には必ず HV が必要であり、H8500 の場合には最大-1100 V の電圧の供給が必要となる。また、気球実験中には PMT への HV 供給の ON/OFF や、状況確認を直接行うことはできないため、PMT HV の制御やモニタリングを行うシステムが必要となる。このような目的のため図 4.10 のような HV 供給コントロール基板を開発した。この基板は EMCO DC-HV 変換器 Q12N-5 を 3 つ搭載している。Q12N-5 は最大-1.2 kV の電圧で、0.4 mA まで供給できるため、Q12N-5 は 1 個につき H8500 を 2 つまで駆動できる。この DC-HV 変換器は Atmel 社のマイコン AT32UC3C0512C の DAC 出力によってコントロールされる。DAC の設定は RS232C 通信によって外部の PC から制御できる。また、Q12N-5 への帰還電流をマイコンでモニタリングしており、HV の ON/OFF 及び PMT の異常をリモートでも監視できる。

この基板 1 枚で 6PMT に HV 供給が可能のため、前述のヘッドアンプと一体にして使用することが可能である。これによって電源 (+3.3V、+6.6V) と、RS232C 通信ケーブルデータ通信用ケーブルのみが外へ出るような、非常にコンパクトな位置検出型シンチレーションカメラユニットが完成した (図 4.11)。

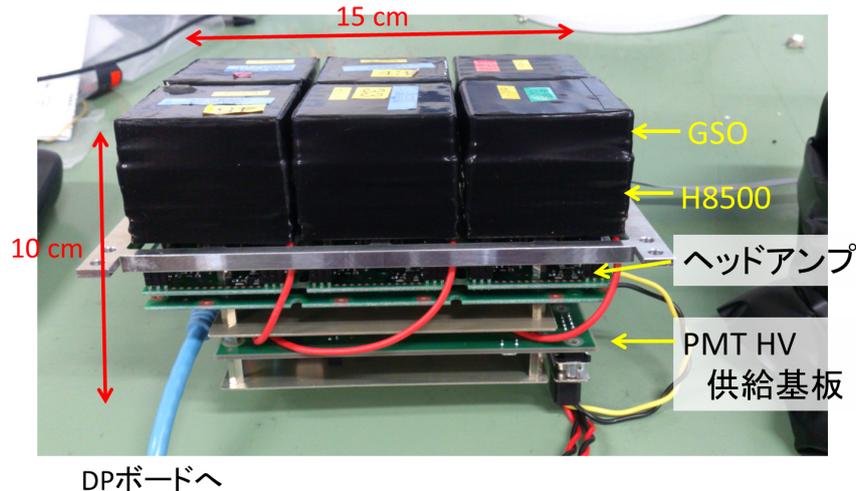


図 4.11: シンチレーションカメラの写真

4.2 シンチレーションカメラの動作試験

4.2.1 トリガータイムウォークの検証

ETCC のデータ収集システムのトリガーは、GSO シンチレータで生成する。したがって、ヘッドアンプのトリガー回路のタイムウォークはガス飛跡検出器で取得する荷電粒子の飛跡の絶対位置の精度を左右してしまい、ETCC の場合、角度分解能に影響を与える。このため、ヘッドアンプのトリガーシステムのタイムウォークの精度を検証した。

図 4.12 は、ヘッドアンプのダイノード入力の部分にテストパルスを入力し、その電荷量に対するトリガー出力の遅れを測定した結果である。GSO-PSA を H8500 に取り付け、100~1000 keV がもっとも良く測定できるよう HV を供給した場合、ダイノードの出力は典型的に 60 keV で ~ 10 pC である。したがって、ETCC としては 10 pC 以上で、トリガー出力の遅れのばらつきが 10 nsec 程度に収まっていれば、ガス飛跡検出器に大きな影響を及ぼさない。この図 4.12 から、ヘッドアンプが上記の要求を満たしていることが明らかのため、ETCC のトリガーとしてヘッドアンプのトリガー出力を使用することが可能であることが確かめられた。

4.2.2 ガンマ線イメージの検証

ETCC に使用するシンチレーションカメラには、位置情報も取得する必要がある。そこで、開発したヘッドアンプシステムを用いて、実際にガンマ線の吸収が起きたピクセルを特定できるかどうかをガンマ線イメージを取得することで検証した。図 4.13 のようなセットアップを組み、シンチレータ及び鉛の上方にガンマ線源を置き、線源からのガンマ線が直接シンチレータに入射する部分と、鉛で隠されている部分とを作り、ガンマ線のイメージを取得した。その結果を図 4.14 に示す。

この図から、鉛で覆った部分に比べ、何も覆っていない部分の事象数が多いことが分かる。また、その境界が互い違いになっていないことから、シンチレータのピクセルの位置関係も再現できていることが見て取れる。これより、ヘッドアンプにより、6PMT の画像が正しく取得でき、ガンマ線がヒットしたピクセルを特定できることが検証できた。

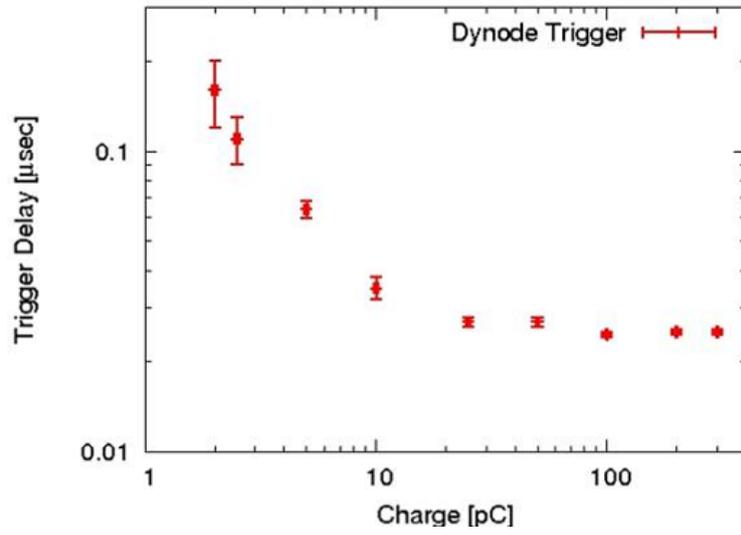


図 4.12: ヘッドアンプのトリガータイムワーク



図 4.13: ガンマ線イメージの検証実験のセットアップ

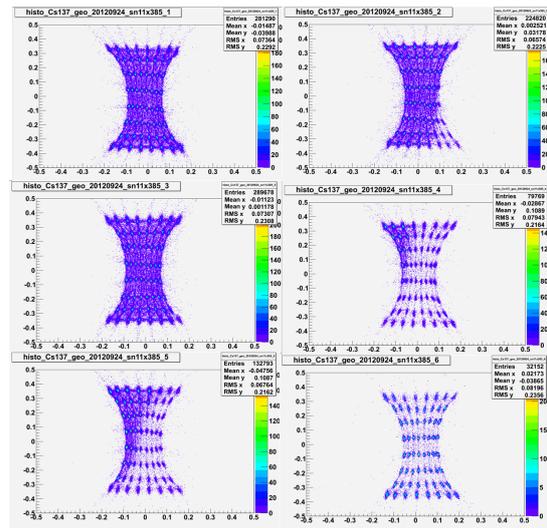


図 4.14: 鉛で一部覆ったときのガンマ線分布

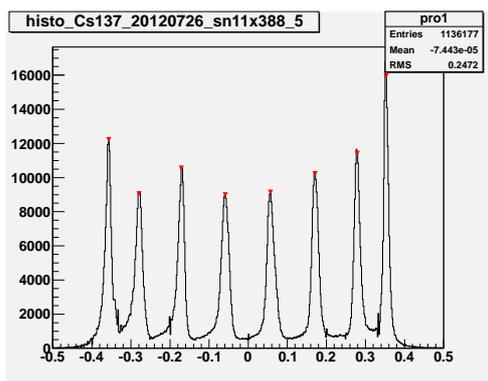


図 4.15: y 軸方向のピーク

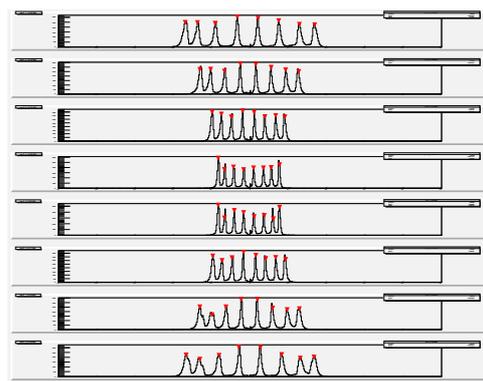


図 4.16: x 軸方向のピーク

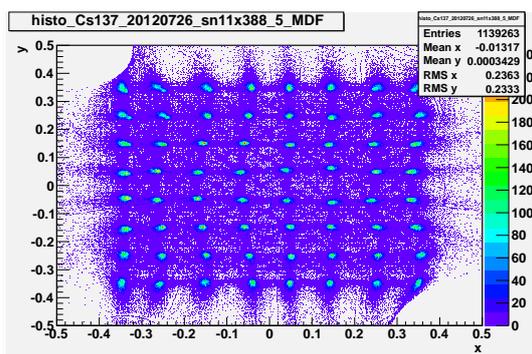


図 4.17: 補正後の吸収点イメージ

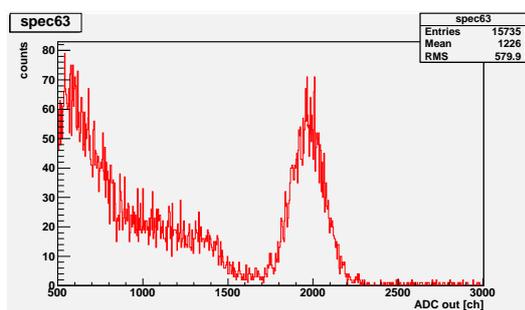


図 4.18: 補正後のスペクトル (^{137}Cs)

4.2.3 ピクセルのガンマ線スペクトル取得検証

図 4.6 や図 4.14 は電荷重心法を用いてガンマ線の吸収点を分離しているが、そのイメージは抵抗チェーンの抵抗の並び方のために、中央に引っ張られるように歪んでしまう。この状態で各ピクセルのガンマ線のエネルギーを求めるのは容易では無いので、以下の手順でその歪みを補正する。

まず、図 4.6 のようなイメージに対し、y 軸方向へ投影、8 個のピークの y 座標 $y_j (j = 1 \sim 8)$ を求める (図 4.15)。次にその $y = y_j (j = 1 \sim 8)$ それぞれのまわりでイメージを区切り、x 軸方向へ投影、ピークの座標 $x_i (i = 1 \sim 8)$ を求める (図 4.16)。(x_i, y_j) の 64 個のピークの位置情報から、補正後の座標 (x'_i, y'_j) を用意して、 (x_i, y_j) から (x'_i, y'_j) へ座標変換する変換写像 f, g を求める。実際には f, g に 12 次の多項式

$$f = \sum_{i=0}^n a_i x_i + b_i y_i \quad (4.4)$$

$$g = \sum_{i=0}^n c_i x_i + d_i y_i \quad (4.5)$$

を仮定し、元のイメージのピークの座標に対してフィットさせることで f と g を求めている。このようにして補正をかけると、図 4.17 のようなイメージが得られる。補正後のイメージに対して再び 64 個のピークの位置を求め、図 4.18 のようなスペクトルを各ピクセル毎に得ることができる。



図 4.19: 線源とヘッドアンプの配置

4.3 シンチレーションカメラシステムのエネルギー較正

SMILE-II フライトモデル用のシンチレーションカメラシステムが ETCC からの要求を満たしていることが検証できたため、SMILE-II で必要となる分の 108 個の PMT と GSO-PSA を準備し、18 台のヘッドアンプを組み上げ、計 6912 ピクセルすべてについて個々にエネルギー較正を行った。エネルギー較正には ^{139}Ce (166 keV)、 ^{133}Ba (356 keV)、 ^{22}Na (511 keV)、 ^{137}Cs (662 keV)、 ^{54}Mn (835 keV) の 5 つの密封線源を使用し、図 4.19 のようなセットアップでデータを取得した。1 台の DP ボードを使用することで、1 度に 4 台のヘッドアンプのデータ取得が可能である。エネルギー較正は以下の手順で行った。

1. ^{137}Cs を用いて測定を行い、スペクトルを求め、光電吸収ピークが適当な位置 (ADC 値で 3000 ch 程度) になるよう PMT-HV 基板に設定する DAC の値を決める。
2. 線源を変えつつ、データを取得する。
3. ピクセル毎にスペクトルを描き、光電吸収ピークの ADC 値を得る。
4. PMT 内でゲインのばらつきが有るため、PMT 全体が期待するエネルギー領域 100~850 keV において線形性が保たれているか確認する。保たれていなければ 1. から再度設定を行う。

また、図 4.20 にエネルギー較正で取得したスペクトルの例を、図 4.21 には線形性の確認を行った際の各ピクセルのエネルギー較正の様子を示す。

これらのエネルギー較正により、図 4.22 のようなエネルギースペクトルが得られた。このとき、分解能は 662 keV で 10.3% (FWHM) と得られた。また、エネルギー分解能はエネルギーに対して

$$\frac{\Delta E}{E} [\%] = 132 \pm 2 \cdot E^{-0.389 \pm 0.002} \quad (4.6)$$

という関係であった (図 4.23)。一般的にエネルギー分解能が光量子の統計揺らぎ (ポアソン分布) に依存するとき、エネルギー分解能とエネルギーの関係はほぼ -0.5 のべきで表すことができる。しかし、今回のエネルギー較正では抵抗チェーンによる読み出しを採用しており、その回路系の影響によって -0.5 のべきから外れてしまっていると考えられる。

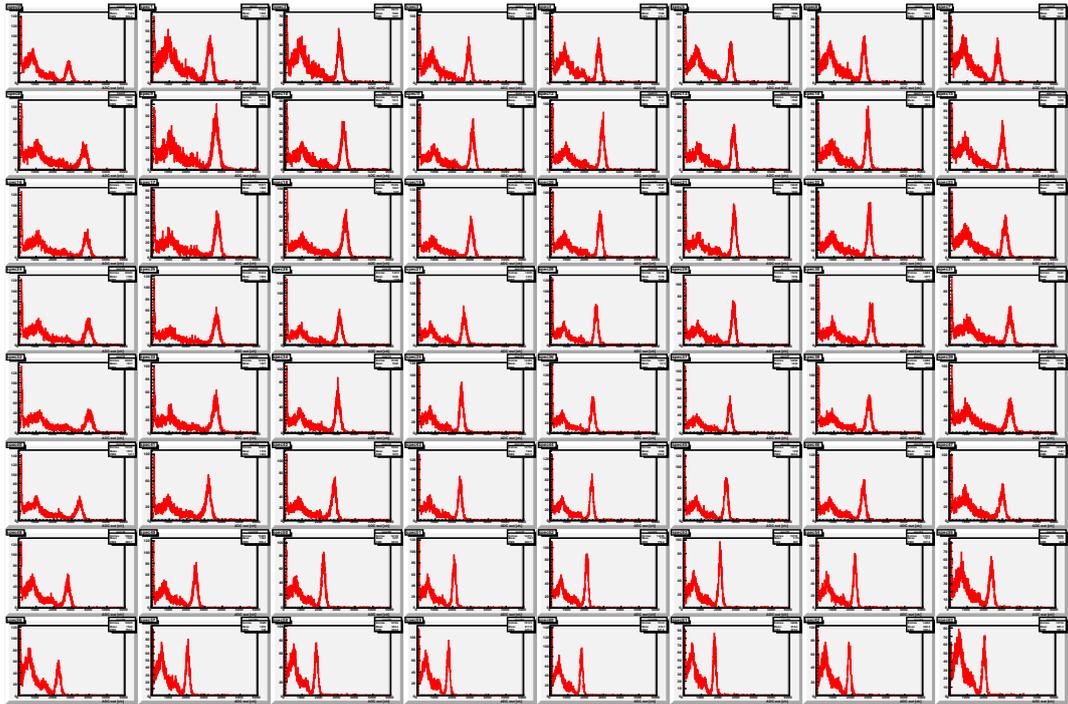


図 4.20: ガンマ線 (^{137}Cs) のスペクトル

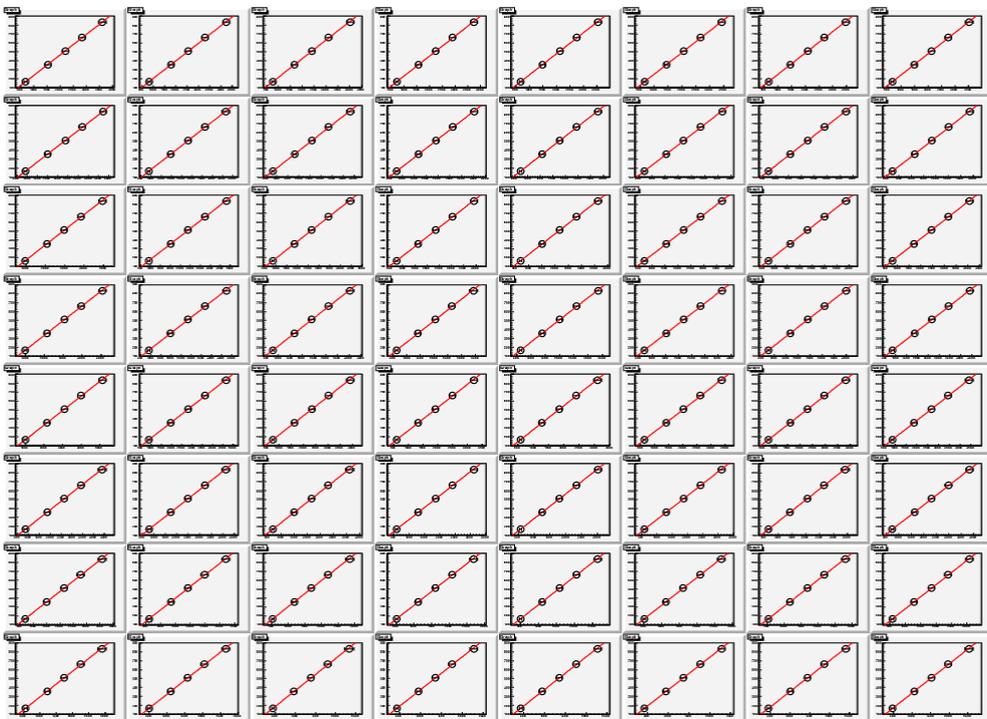


図 4.21: 線形性の確認

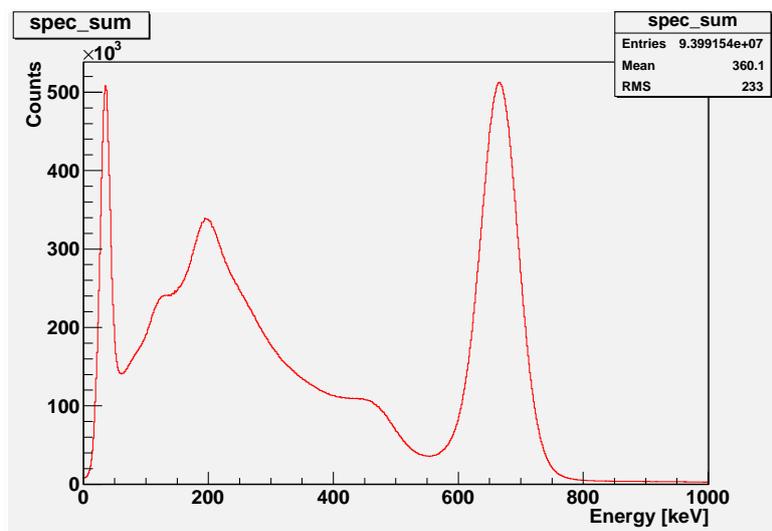


図 4.22: ^{137}Cs のスペクトル

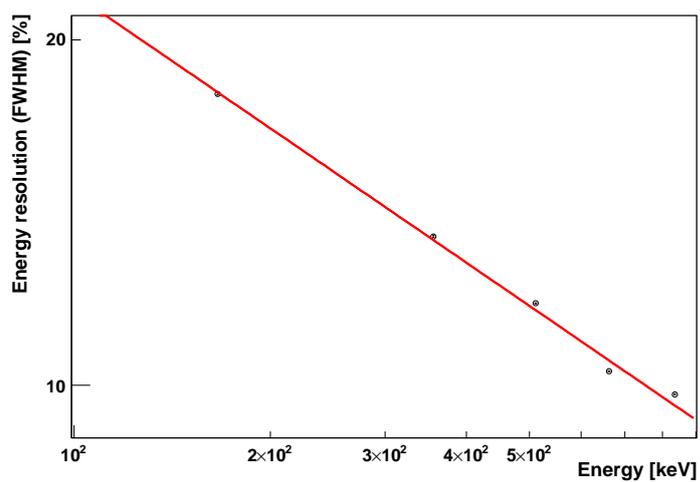


図 4.23: エネルギーとエネルギー分解能

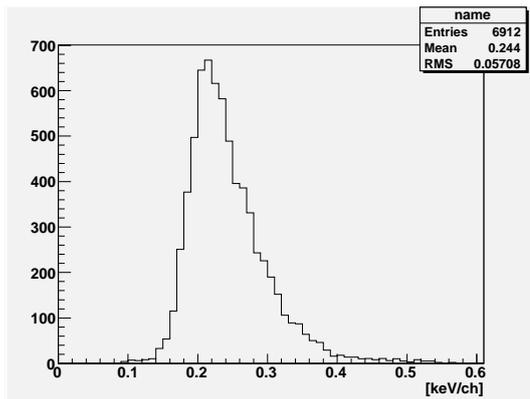


図 4.24: シンチレーションカメラの利得のばらつき

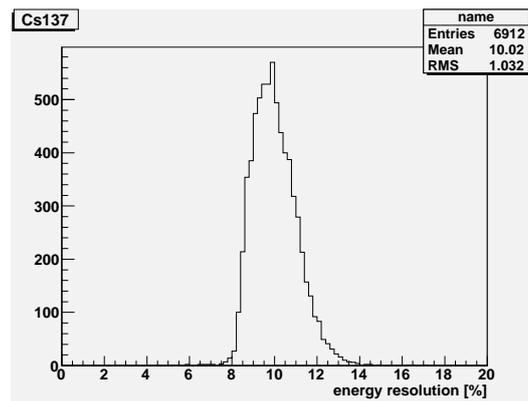


図 4.25: エネルギー分解能のばらつき (@662 keV)

表 4.2: シンチレーションシステムの性能

シンチレータ	GSO:Ce
ピクセルサイズ	$6 \times 6 \times 13 \text{ mm}^3$
読み出し	PMT H8500
ピクセル数	6912 ((8 × 8) × 108)
エネルギー帯域	80 ~ 900 keV
エネルギー分解能	$\frac{\Delta E}{E} = 132 \pm 2 \cdot E^{-0.389 \pm 0.002} [\%]$

最後に、各ピクセルの利得とエネルギー分解能のばらつきを見た。それぞれ図 4.24、図 4.25 に示す。

4.4 期待される SMILE-II の性能

今回開発、製作したシンチレーションカメラシステムの性能を表 4.2 にまとめる。

これらをもとに SMILE-II のフライトモデル ETCC で期待される性能について検討する。

4.4.1 有効面積

製作した 18 台のヘッドアンプを、底面に 2×3 台 (6×6 PMT)、側面に 1×3 台 (3×6 PMT) 配置する図 3.29 のような ETCC の構成をした場合、Geant4 により、

- ガス飛跡検出器でコンプトン散乱した。
- 飛跡検出器内で反跳電子が静止した。
- 散乱ガンマ線がシンチレータ内で吸収された。

という条件を満たす事象を起こす確率を求め、有効面積を算出すると、図 4.26 が得られる。

今回、側面も覆うようにしたため、低エネルギー側での有効面積が大幅に向上していることが分かる。このシミュレーションにより、Ar 1 気圧のガス飛跡検出器と組み合わせると、300 keV 以下でおよそ 1 cm^2 の有効面積が期待される。

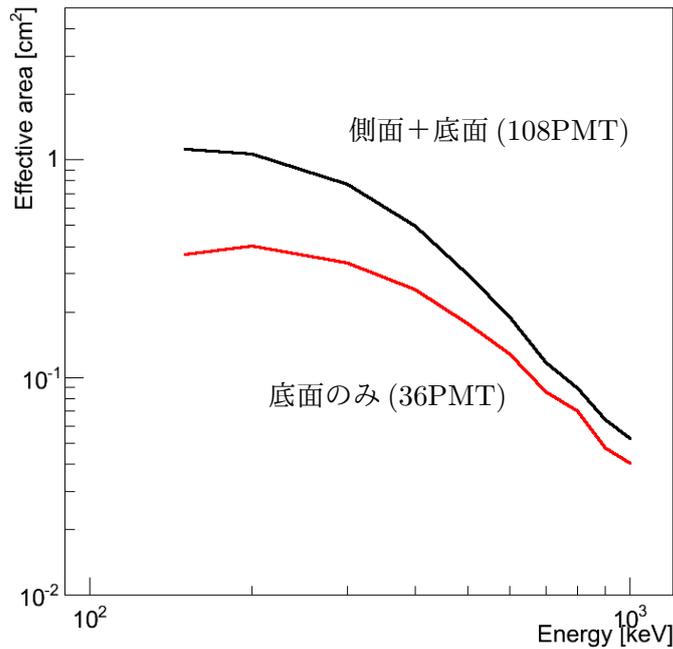


図 4.26: 有効面積 (Geant4)

4.4.2 角度分解能

ETCC の Point Spread Function の角度分解能はおおよそ散乱角の決定精度 (ARM) と同程度となる。ARM は、原理的にはドップラー広がりによって制限されるが、実際にはエネルギー分解能と散乱方向の決定精度に依存する。SMILE-II の ETCC の場合、エネルギー分解能は GSO シンチレータの分解能が制限している。一方で、散乱ガンマ線の決定精度は 2° 程度である。以上から計算で予想される ARM のエネルギー依存性を図 4.27 に示す。これより、511 keV では $\sim 5^\circ$ (FWHM) の角度分解能が期待される。

4.4.3 まとめ

以上のシミュレーション、計算から、今回開発、製作したシンチレーションカメラシステムを用いれば、SMILE-II 用 ETCC は要求性能である、有効面積 $> 0.5\text{cm}^2$ (@300 keV)、角度分解能 $< 10^\circ$ (@662 keV) を上回る性能を期待できることが判明した。このヘッドアンプユニットを用いたシステムは、省電力かつ省スペースで必要な配線も少ないため、さらに PMT を増設して有効面積を拡大したい場合においても容易に可能となる。以上のような理由により、このシンチレーションカメラシステムを SMILE-II フライトモデル ETCC へ組み込むこととした。

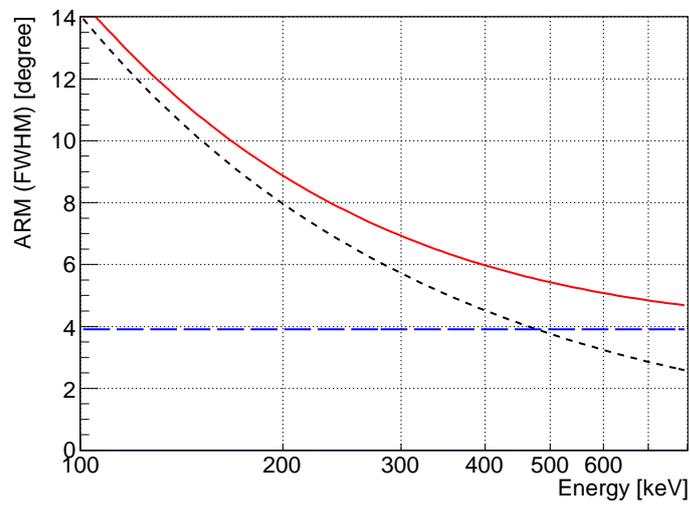


図 4.27: ARM のエネルギー依存性。黒点線はエネルギー分解能による、青点線は空間分解能による ARM 制限。赤は 2 つの合成。

第5章 SMILE-II フライトモデルによるガンマ線観測検証実験

前章で開発、製作した位置検出型シンチレーションカメラシステムを $(30 \text{ cm})^3$ ガス飛跡検出器と組み合わせ、SMILE-II フライトモデル ETCC を組み上げた。そして、このフライトモデル検出器がかに星雲を有意に観測できる性能を持っているのかどうかを実験的に検証することを試みた。この章では、ガンマ線の再構成解析の手法と、SMILE-II フライトモデル ETCC による検出感度検証実験について述べる。

5.1 ガンマ線再構成解析方法

図 5.1 に ETCC でのデータの取得方法の流れを簡単に示す。ETCC は、シンチレーションカメラシステムでトリガーが発生した後、 $10 \mu\text{sec}$ の間ガス飛跡検出器の信号を待ち、同時の事象があった場合のみシンチレーションカメラとガス飛跡検出器のデータを保有する。したがって、地上での試験の際には RI からのガンマ線だけではなく、環境ガンマ線や宇宙ミューオンもトリガーされる。また、反跳電子がガス飛跡検出器の外へ抜けてしまった事象や、多重コンプトン散乱のような事象といった雑音も生じる。これらの中から、正しくガス中でコンプトン散乱を起こし、反跳電子がガス飛跡検出器内で止まり、シンチレータで光電吸収した事象を選び出すべく、以下のような条件を課した。

Fiducial Volume カット

ガス飛跡検出器の有感体積外から飛来した荷電粒子は、飛跡検出器内で正しくエネルギーを取得することができない。したがって、このような事象は除く必要がある。今回は、 $\mu\text{-PIC}$ のアノード、カソードの両端 10 strip 分を除き、かつ TPC の上面から GEM までの領域を fiducial volume と定め、その内部に散乱点のある事象以外は雑音として除いた。

エネルギー損失率カット

ガス飛跡検出器内で止まった電子の飛程は Ar ガス中の電子の飛程とエネルギーの関係、 dE/dx から判別することが可能である。この関係を満たさないものは宇宙線ミューオンなどの最小電離粒子や、中性子反跳の陽子などの電子とは異なる粒子であるか、コンプトン反跳電子がガス飛跡検出器の有感領域から抜け出てしまったものであると考えられる。よって

$$\begin{cases} \text{Renge} < 7.1/1.74 \times 10^{-3} \cdot Ke^{1.72-0.22} + 35 \\ \text{Renge} > 7.1/1.74 \times 10^{-3} \cdot Ke^{1.72+0.22} + 10 \\ \text{Renge} < 325 \end{cases}$$

の条件を課し、この領域内の事象のみを残す (図 5.2、図 5.3)。但し、Renge [mm] は電子の飛程、 Ke [keV] は電子の運動エネルギーである。

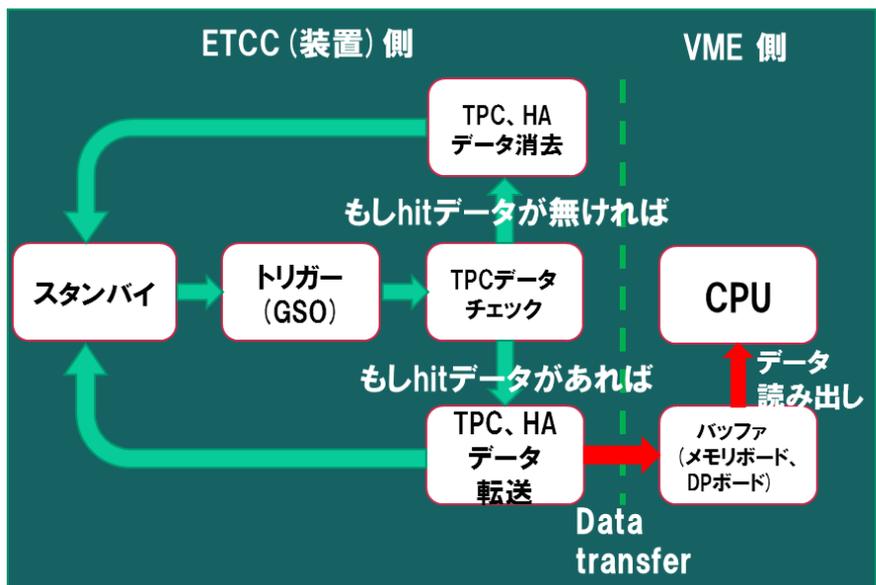


図 5.1: ETCC のデータフロー

今回の解析においては、 α 角によるコンプトン散乱の運動学テストは行わなかった。これは、現状において飛跡検出器による電子飛跡の解析精度が未だ十分ではなく、 α 角によるコンプトン散乱の保証が十分では無かったためである。

地上においては、ガンマ線優位な環境であるため、あまり問題にはならないと思われるが、気球実験時には様々な粒子が到来するため、コンプトン運動テストは必須となる。これは今後の課題である。

5.2 ガンマ線再構成の確認

図 5.4 のように ^{22}Na を ETCC から約 2 m 離れた位置に置き、ガンマ線検出器の確認試験を行った。比較のため、 ^{22}Na を取り外し、線源の無い状態で測定したデータをバックグラウンドとして使用した (表 5.1)。

表 5.1: ^{22}Na を用いた確認試験。ただし、事象数、検出レートはエネルギー範囲 $511 \text{ keV} \pm 10 \%$ でカットをかけたときの値。

	^{22}Na	BG
ETCC との距離	2 m	
測定日	2013/12/25	2013/12/30-2014/1/6
deadtime [%]	14	11
live time [sec]	4.2×10^4	5.4×10^5
事象数	1.5×10^4	6.5×10^4
検出レート [Hz]	0.36	0.12

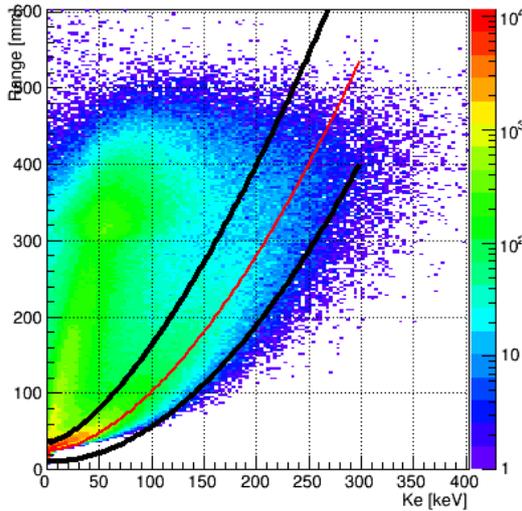


図 5.2: dE/dx カット前の飛程分布。赤線が理論的に求められるコンプトン散乱による飛程、黒線が今回制限をかける境界を表す。

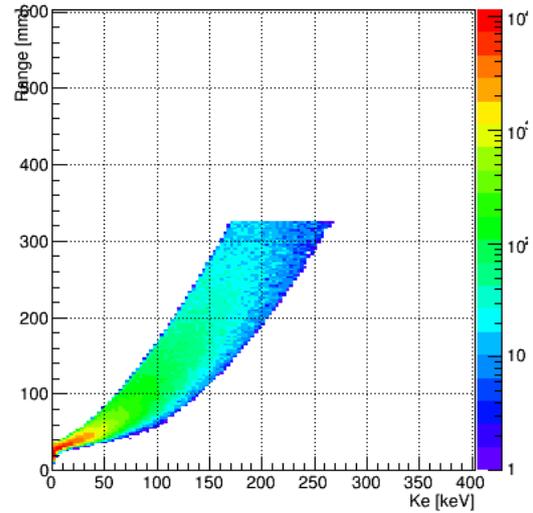


図 5.3: dE/dx カット後の飛程分布

表 5.2: 各カット条件下での事象数

	^{22}Na	BG
生データ	1000430	9168530
dE/dx カット	400292	3312074
fiducial カット	251181	2072725
エネルギーカット	15230	65311

5.2.1 エネルギースペクトル

図 5.5、5.6 に得られたエネルギースペクトルを、それぞれの live time で規格化して示す。図 5.5 において、赤が ^{22}Na 、BG をそれぞれ観測した場合の生スペクトル、青は fiducial volume カット、dE/dx カットによって残ったそれぞれのスペクトルである。また、図 5.6 は ^{22}Na のスペクトルから、BG のスペクトルを差し引いたものである。黒がカットをかけていない生のスペクトル、赤がカット後のスペクトルである。また、表 5.2 に各カット後の事象数を示す。但し、エネルギーカットは ^{22}Na の放射する $511 \text{ keV} \pm 10\%$ の範囲の事象のみ残すカットである。

これらの図に示されるように、dE/dx カットにより雑音事象が大きく除かれ、 ^{22}Na からの 511 keV のピークがよく見えている。また、バックグラウンドスペクトルと比較すると ^{22}Na のピーク及びその散乱成分のみが卓越し、高エネルギー側はバックグラウンドと同程度になっている。線源をおいたことによるランダムコインシデンスの成分もほとんどないことが分かる。

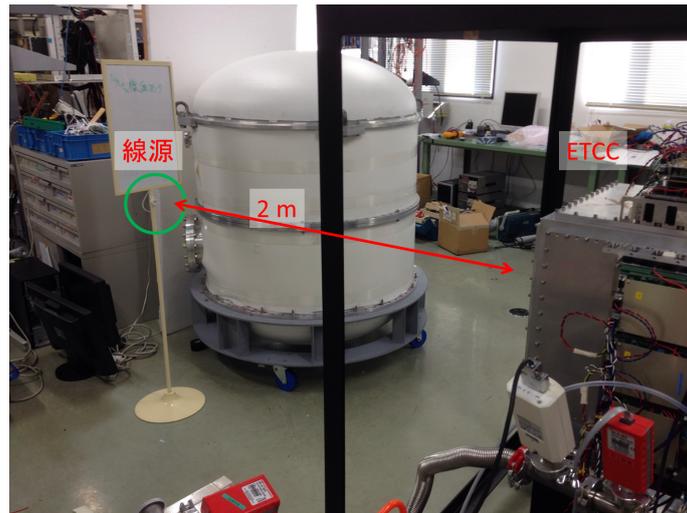


図 5.4: 線源と ETCC の配置

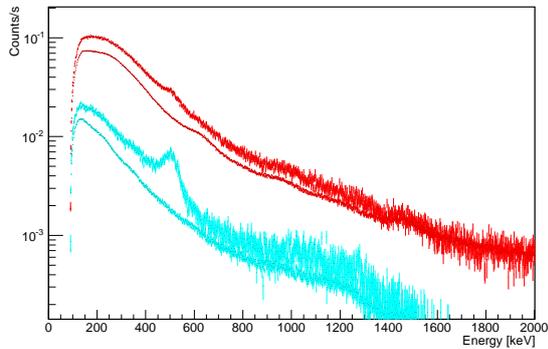


図 5.5: ^{22}Na と BG のスペクトル

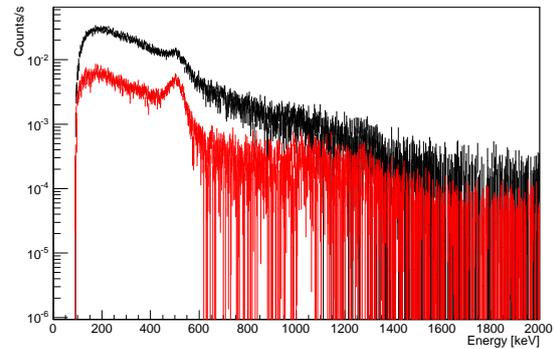


図 5.6: ^{22}Na から BG を差し引いたスペクトル

5.2.2 再構成イメージ

図 5.7、5.8 は再構成されたガンマ線を $511 \text{ keV} \pm 10\%$ の範囲で選択した場合の BG と ^{22}Na のイメージである。ただし、図中の角度は線源と TPC の上面中心を結ぶ直線と、ETCC の中心軸とのなす角である。これより、 ^{22}Na の位置にははっきりとピークが存在し、線源位置が正しく再構成できていることが分かる。

一方、図 5.9、5.10 は ^{22}Na をおいた際の エネルギー領域 400 keV 以下のイメージである。 $662 \text{ keV} \pm 10\%$ では明確に存在したピークがこの図では見られない。これは 400 keV 以下の成分が、空気や治具で散乱されて生じたものであり、特に発生源があるわけではないためである。

5.2.3 検出効率と角度分解能

有効面積

今回使用したガンマ線源の ^{22}Na の線源強度は、基準日における放射能と半減期 (2.6 年) から計算すると、 0.28 MBq であった。 ^{22}Na から見た ETCC の立体角は、線源位置及び ETCC の fiducial volume から計算すると、 $2.8 \times 10^{-2} \text{ sr}$ であり、 ^{22}Na から ETCC へのガンマ線の入射率は $1.1 \times 10^3 \text{ Hz}$ と計算される。一方、表 5.1 より、 ^{22}Na 測定時における ETCC の検出レートからバックグラウ

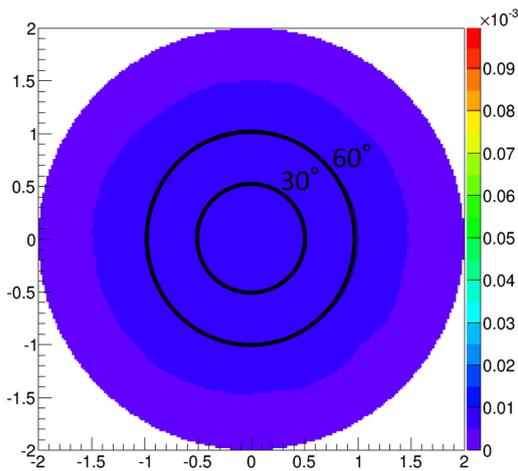


図 5.7: 511 keV ± 10%での BG イメージ

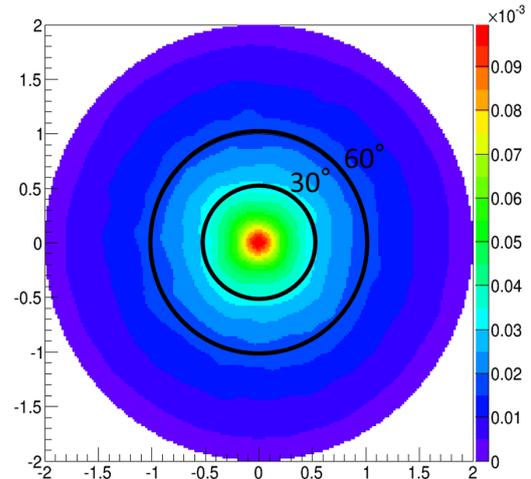


図 5.8: 511 keV ± 10%での ^{22}Na イメージ

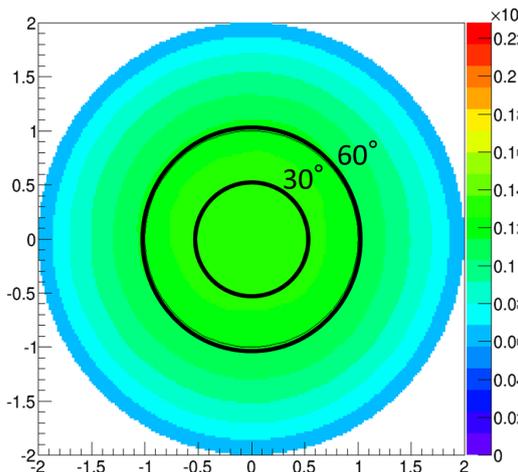


図 5.9: 400 keV 以下の BG イメージ

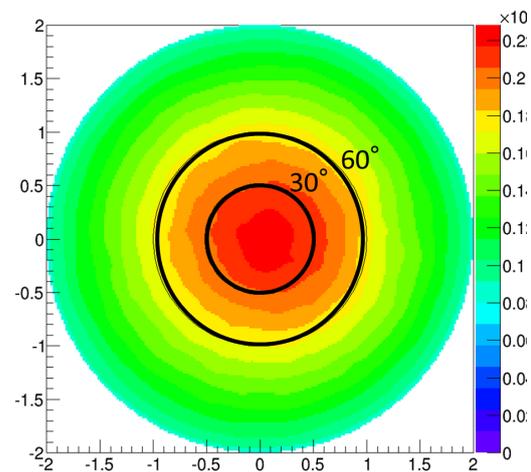


図 5.10: 400 keV 以下の ^{22}Na のイメージ

ンド分を差し引くと、 ^{22}Na 自体からのガンマ線検出レートは 0.24 Hz である。以上から、SMILE-I I フライトモデル ETCC の検出効率は 2.2×10^{-4} であった。図 5.11 に、シミュレーションで計算された値とともに示す。星印が今回得られた実測値であり、その他は以下の条件下でのシミュレーションでの値である。

緑点 ETCC 内でコンプトン散乱を起こす確率。

青点 コンプトン散乱を起こし、かつ反跳電子が ETCC へ逃げ出さない確率。

黄点 青点の条件かつ散乱ガンマ線が光電吸収される確率。

赤点 黄点の条件かつ入射ガンマ線のエネルギーが ETCC によって 90 % 以上検出される確率。

したがって、SMILE-II フライトモデル ETCC の実測値は赤のシミュレーション値に近く、検出可能なガンマ線のほとんどを検出できていると言える。

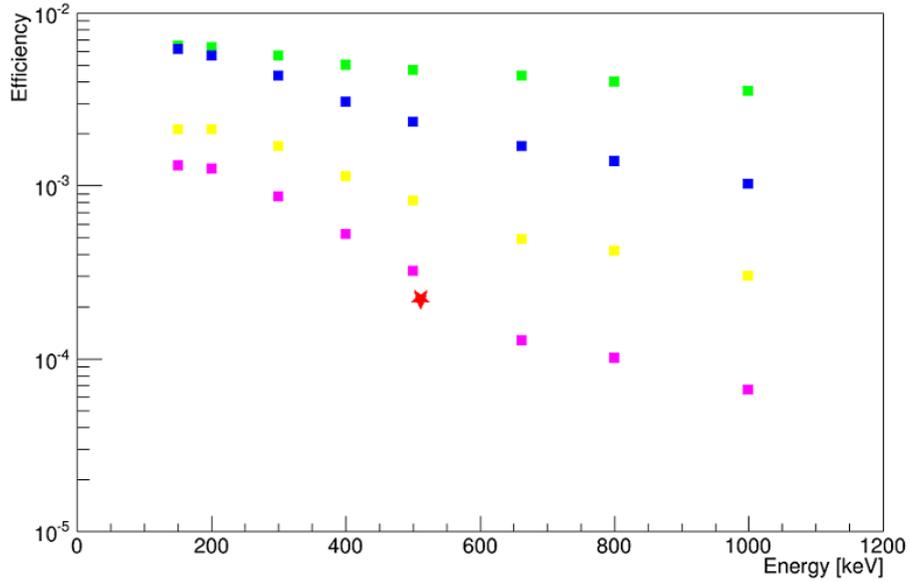


図 5.11: 検出効率。赤の星印が実測値。

また、fiducial volume を考慮すると、その有効面積は 0.19 cm^2 となった。図 4.26 と比較すると有効面積の実測値はシミュレーションの $\frac{1}{2}$ 程度である。これはシミュレーションには検出器の読み出し応答などが反映されていないためだと考えられる。

角度分解能

^{22}Na とバックグラウンドから ARM をそれぞれ計算し、 ^{22}Na の分布からバックグラウンド分を差し引くと、FWHM で ARM は 7.2° となった (図 5.12)。これを前章で予想した ARM の値 (図 4.27) と比較すると、図 5.13 のようになる。

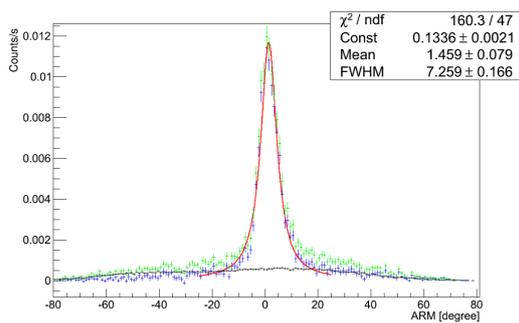


図 5.12: ARM

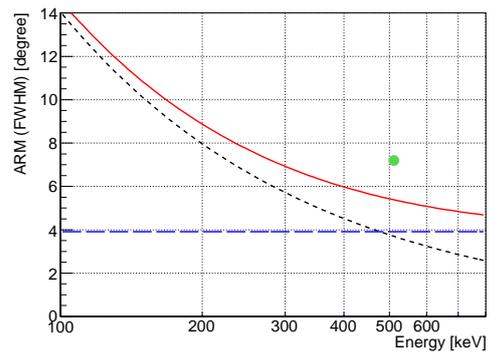


図 5.13: 予想される ARM(赤) と実測値 (緑点)

また、SPD は図 5.14 から、FWHM で 188° という結果が得られた。

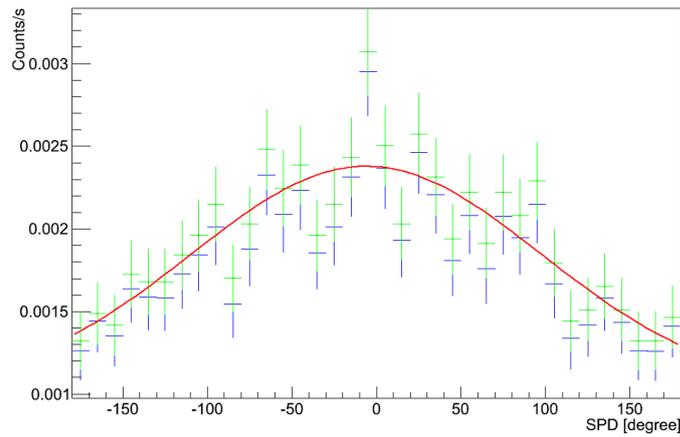


図 5.14: SPD

5.3 かに星雲観測模擬試験

5.3.1 かに星雲からのガンマ線

SMILE-IIではアメリカ、Ft.Sumnerでの高度40 kmにおけるかに星雲観測を目指している。高度40 kmでの残留大気圧は 2.9 g/cm^2 である。宇宙から到達するガンマ線は、この分の大気で減衰されるため、かに星雲からの光子数は表5.3のように予想される。SMILE-IIのETCCの幾何面積は $30 \times 30 \text{ cm}^2$ であるため、かに星雲からの光子数は 19 ph/sec となる。一方、観測時には宇宙全体に広がった宇宙拡散ガンマ線(表5.4)や、宇宙線と大気との相互作用から生じた大気ガンマ線(表5.5)が存在し、これらがバックグラウンドとなる。上方 $2\pi \text{ sr}$ から飛来するので、バックグラウンドの光子数は $1.4 \times 10^3 \text{ ph/sec}$ となる。したがって、視野全体で比較した場合、かに星雲の信号とバックグラウンドとのS/N比は 1.3×10^{-2} となる。このS/N比のガンマ線源が検出可能かどうか、実験で検証する。

表 5.3: かに星雲からの光子数 (高度 40 km、残留大気圧 2.9 [g/cm²])[47]

光子のエネルギー [keV]	大気によるガンマ線の減衰	かに星雲からのガンマ線 (減衰前)[cm ⁻² s ⁻¹]	かに星雲からのガンマ線 (減衰後) [cm ⁻² s ⁻¹]
150 - 200	0.64	1.0 × 10 ⁻²	6.5 × 10 ⁻³
200 - 300	0.67	9.3 × 10 ⁻³	6.3 × 10 ⁻³
300 - 400	0.70	4.2 × 10 ⁻³	3.0 × 10 ⁻³
400 - 500	0.73	2.3 × 10 ⁻³	1.7 × 10 ⁻³
500 - 600	0.76	1.5 × 10 ⁻³	1.1 × 10 ⁻³
600 - 700	0.77	9.8 × 10 ⁻⁴	7.5 × 10 ⁻³
700 - 800	0.79	6.9 × 10 ⁻⁴	5.4 × 10 ⁻³
800 - 900	0.80	5.1 × 10 ⁻⁴	4.1 × 10 ⁻³
900 - 1000	0.81	3.9 × 10 ⁻⁴	3.1 × 10 ⁻³
100 - 1000	0.82	3.0 × 10 ⁻²	2.1 × 10 ⁻³

表 5.4: 宇宙拡散ガンマ線の光子数 (高度 40 km, 残留大気圧 2.9 [g/cm²])[48]

光子のエネルギー [keV]	大気によるガンマ線の減衰	宇宙拡散ガンマ線 (減衰前) [10 ⁻³ cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹]	宇宙拡散ガンマ線 (減衰後) [10 ⁻³ cm ⁻² s ⁻¹ sr ⁻¹]
150 - 200	0.64	3.8 × 10 ⁻²	2.5 × 10 ⁻²
200 - 300	0.67	3.1 × 10 ⁻²	2.1 × 10 ⁻²
300 - 400	0.70	1.3 × 10 ⁻²	9.2 × 10 ⁻³
400 - 500	0.73	6.9 × 10 ⁻³	5.0 × 10 ⁻³
500 - 600	0.76	4.2 × 10 ⁻³	3.1 × 10 ⁻³
600 - 700	0.77	2.8 × 10 ⁻³	2.1 × 10 ⁻³
700 - 800	0.79	2.0 × 10 ⁻³	1.5 × 10 ⁻³
800 - 900	0.80	1.5 × 10 ⁻³	1.2 × 10 ⁻³
900 - 1000	0.81	1.1 × 10 ⁻³	8.9 × 10 ⁻³
100 - 1000	0.82	1.0 × 10 ⁻¹	6.9 × 10 ⁻³

表 5.5: 大気ガンマ線の光子数 [49]

光子のエネルギー [keV]	大気ガンマ線 [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$]
150 - 200	4.9×10^{-2}
200 - 300	5.2×10^{-2}
300 - 400	2.7×10^{-2}
400 - 500	1.7×10^{-2}
500 - 600	1.2×10^{-2}
600 - 700	8.6×10^{-3}
700 - 800	6.6×10^{-3}
800 - 900	5.2×10^{-3}
900 - 1000	4.2×10^{-3}
100 - 1000	1.8×10^{-1}

表 5.6: 疑似かに星雲に使用する ^{22}Na (線源番号 596)

基準日	2001/6/7	1.1 MBq
測定時	2014/1/8	38 kBq

一方、実験室において ^{22}Na を置かずに取得したバックグラウンドのデータを解析して残った事象数は、live time 543391 秒で 1134164 であった。したがって約 2 Hz でガンマ線事象をとらえていたことになる。また、SMILE-II の有効面積を $\sim 1\text{cm}^2$ であるとする、検出効率は $\sim 10^{-3}$ 程度であると考えた。これより、バックグラウンドのガンマ線は $\sim 2 \times 10^3$ ph/sec 到来していたと予想できる。かに星雲観測時の S/N 比が 1.3×10^{-2} であるので、ETCC に ~ 20 ph/sec の入射を実現するような線源を用いれば、気球実験を模した試験となることが予想できる。

5.3.2 セットアップ

ETCC への入射光子数が ~ 20 ph/sec となるようにするため、購入してから時間の経過した ^{22}Na を用いる事にした (表 5.6)。使用した線源は 2001 年 6 月 7 日時点で 1.1 MBq のものである。 ^{22}Na の半減期は 2.6 年であるため、測定を行った時点で計算すると、38 kBq と推定される。この ^{22}Na をさらに鉛 (厚さ 2 mm) で減衰させ、ETCC から ~ 5.5 m 離れた位置に設置した (図 5.15)。この状態で観測を行い、先に測定したバックグラウンドのデータと比較をした。

5.3.3 解析結果

まず、表 5.7 にこの弱 ^{22}Na の各カット条件下での事象数を示す。この表 5.7 と表 5.2 のバックグラウンドの事象数から疑似かに星雲の S/N 比を計算した。 ^{22}Na は厚さ 2 mm の鉛に覆われているので、その鉛とコンプトン散乱を起こす。そこで、疑似かに星雲からの信号を $511 \text{ keV} \pm 10\%$ 以内のものだと考えると、事象数は live time 3.7×10^5 sec で 44893 事象、0.12 Hz である。ただし、ここにはバックグラウンドが含まれているので、表 5.1、5.2 を参考にバックグラウンドを差し引くと、疑似かに星雲からの信号は 1.9×10^{-3} Hz となる。以上から、ETCC に入射する信号は $\frac{1.9 \times 10^{-3}}{2.2 \times 10^{-4}} = 8.6$ ph/sec であり、当初の予想の半分程度の信号強度であった。

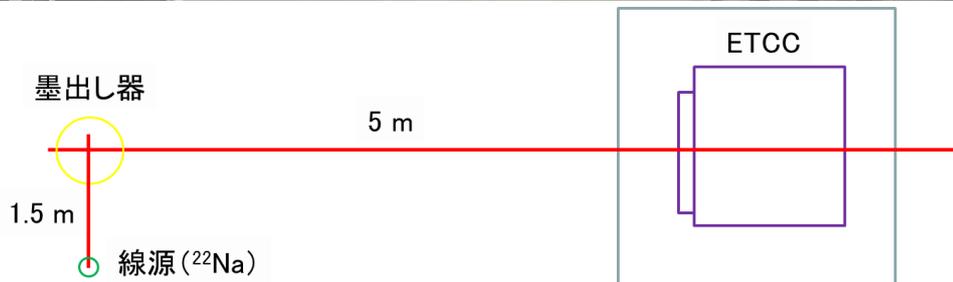


図 5.15: かに星雲観測模擬試験のセットアップ

表 5.7: 弱 ^{22}Na の事象数 (live time 3.67×10^5 sec)

生データ	6120933
dE/dx カット	2220529
fiducial カット	1389342
エネルギーカット	44893

今回使用した疑似かに星雲の線源は非常に弱いため、前節のような解析では、 ^{22}Na の信号がバックグラウンドに隠されてしまい、 ^{22}Na のスペクトルや ARM、SPD に関する情報は得ることが困難である。そこで、今回の解析では、ARM、SPD に関しては前節で得た値を使用し、スペクトルについては検出器の視野のうち、線源の存在する領域とそれ以外の領域とに分けて解析に利用した。

再構成イメージ

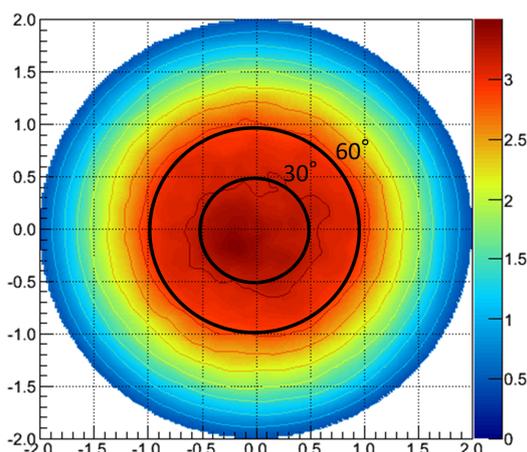


図 5.16: 弱 ^{22}Na イメージ

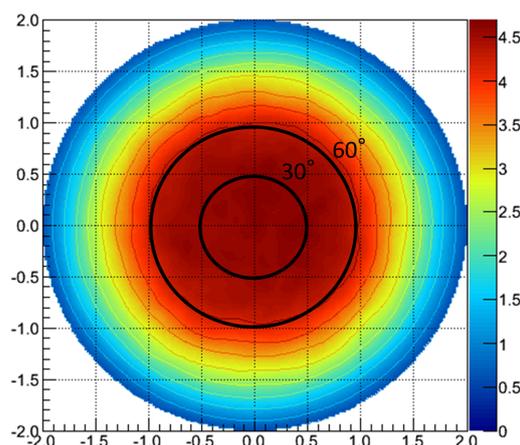


図 5.17: BG イメージ

前節の結果より、 ^{22}Na 線源の ARM、SPD の値として 7.2° 、 200° を採用して確率分布を定義し、それを重ねることでイメージの再構成を行った。図 5.16 に ^{22}Na 、図 5.17 にバックグラウンドから得られたイメージを示す。さらに、 ^{22}Na のイメージに対して、アクセプタンス補正をかけた。アクセプタンス補正としては、まずバックグラウンドのイメージに対して、イメージを動径方向 r について平均し、フィッティングすることで関数を得る (図 5.18)。そして、そのフィッティングした関数で ^{22}Na のイメージを規格化し、バックグラウンドの影響を落とした。アクセプタンス補正をかけると、図 5.19 のようになる。

一方、 ^{22}Na に対して ^{22}Na のイメージで、バックグラウンドに対してバックグラウンドのイメージでアクセプタンス補正をかけると、図 5.20、5.21 のようになった。3つのアクセプタンス補正をかけた図においてバックグラウンドでバックグラウンドに補正をかけたときのみ信号らしきものは確認できなくなった。これから、今回の疑似かに星雲の実験で、ETCC による ^{22}Na の信号のイメージングに成功したと言える。

スペクトル

今回使用した疑似かに星雲の線源は非常に弱いため、弱 ^{22}Na のスペクトルを求めると、図 5.22 のようになり、ほとんどバックグラウンドに埋もれてしまう。

そこで、ETCC の視野をある角度で分割し、実験時のジオメトリから弱 ^{22}Na の存在すると予想される領域とそれ以外の領域を分け、前者を線源領域、後者をバックグラウンド領域とみなして解析を行った。

まず、線源領域とバックグラウンド領域を以下の手順で分割、それぞれのスペクトルを求めた。

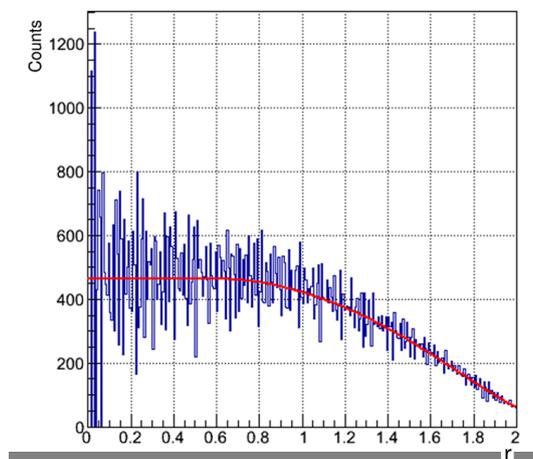


図 5.18: アクセプタンスの計算。赤線がフィッティングして得た関数。

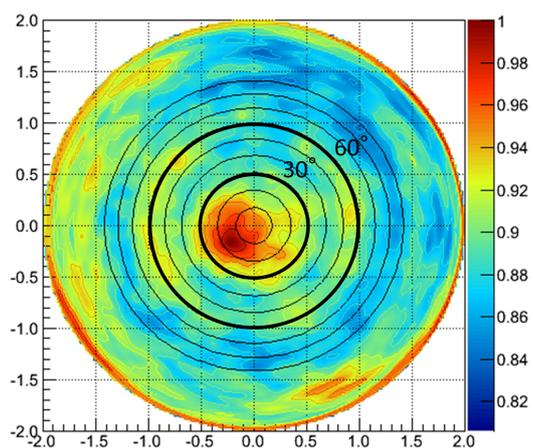


図 5.19: アクセプタンス補正後の ^{22}Na イメージ

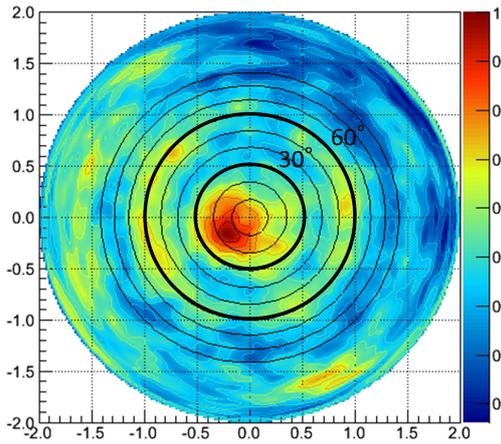


図 5.20: 弱 ^{22}Na で弱 ^{22}Na にアクセプタンス補正

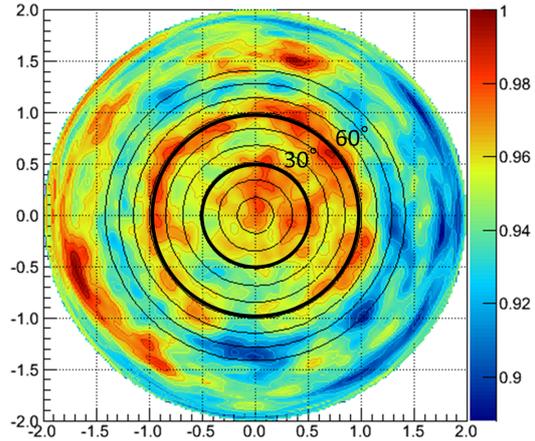


図 5.21: バックグラウンドでバックグラウンドにアクセプタンス補正

1. 弱 ^{22}Na は ETCC の前方に設置してあるため、前方からくるガンマ線以外は雑音として排除する。
2. ETCC の視野を四等分する。
3. 線源領域として、線源の存在すると考えられる視野の $\frac{1}{4}$ の領域を選ぶ。それ以外の $\frac{3}{4}$ 領域はバックグラウンドとみなす。
4. 線源領域、バックグラウンド領域でそれぞれ dE/dx カット、fiducial カットをかける。
5. バックグラウンド領域のスペクトルについて、 $\frac{1}{3}$ 倍する。

図 5.23 に得られたスペクトルを示す。但し、黒は線源領域の再構成可能な事象のレート、赤は線源領域の雑音カット後のスペクトル、紫はバックグラウンド領域の雑音カット後、 $\frac{1}{3}$ 倍したスペクトル、そして緑が赤のスペクトルから紫のスペクトルを差し引いたスペクトルである。このとき図 5.24 より 511 keV を含む 1 ビンにおいて 3.42σ の excess を検出することができた。

5.3.4 まとめと今後への課題

以前かに星雲より数倍強い線源 (^{22}Na を 2 mm の鉛で覆い、ETCC から 2 m の位置に置いた) を観測した際には図 5.25 のようなスペクトルが得られ、25 時間で 19σ の有意度での検出に成功した (図 5.26)。これはかに星雲の観測においては 5 時間の観測で 7σ 程度に相当する。しかし、今回の弱い線源での観測ではイメージを区切ることにより、live time 102 時間で 3.42σ の有意度で疑似かに星雲の放射線源を検出することができた。弱い線源の観測ではバックグラウンドの評価が困難であり、現在図 5.20 のようなオンソースからバックグラウンドを評価する手法を検討中である。

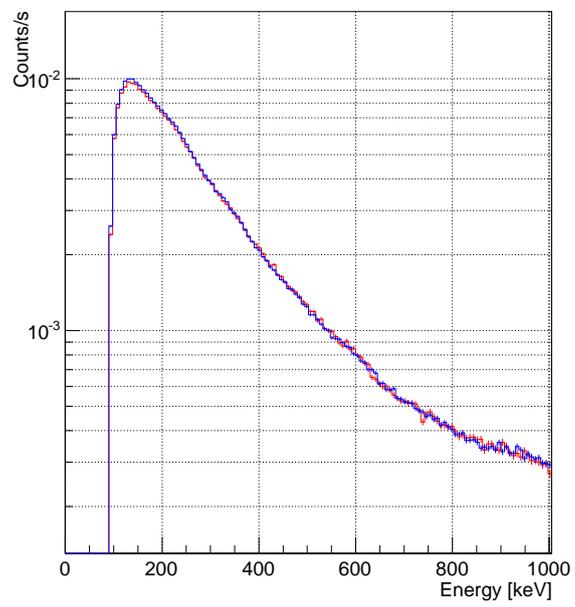


図 5.22: ^{22}Na とバックグラウンドのスペクトル。赤が ^{22}Na 、青がバックグラウンドである。

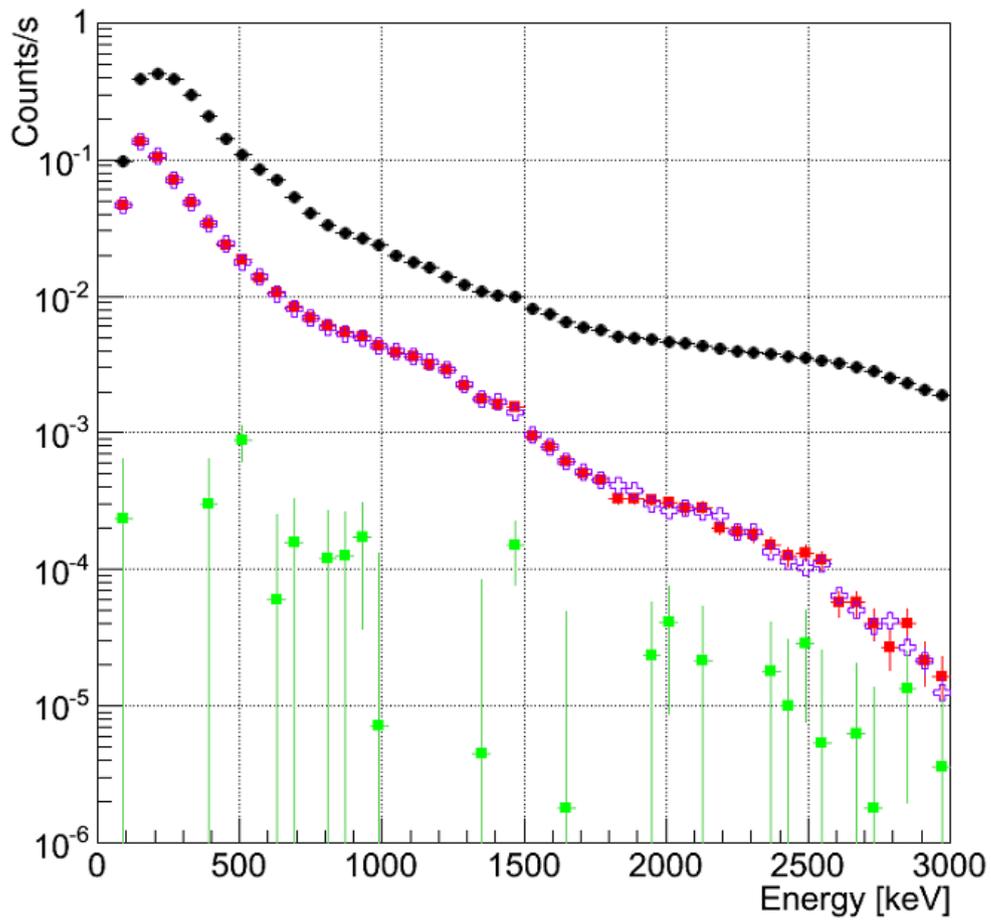


図 5.23: 視野分割によるスペクトル

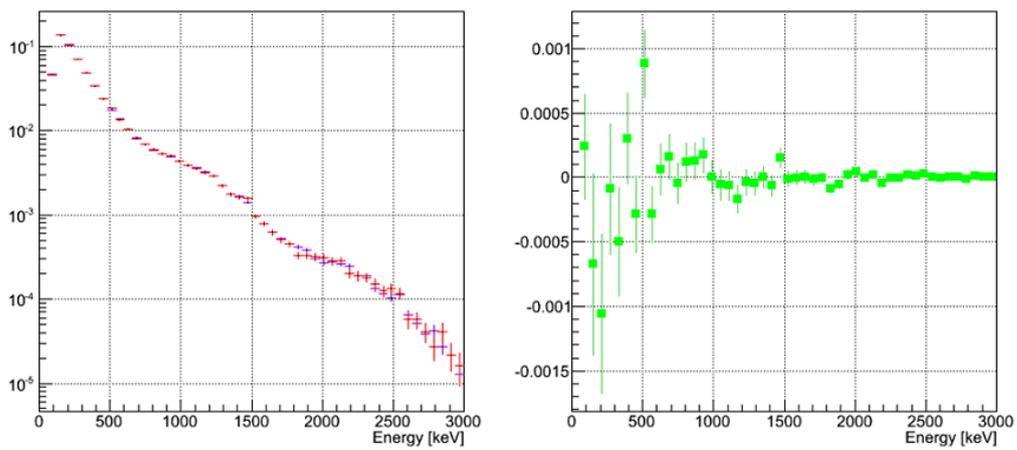


図 5.24: 視野分割による有意度の算出

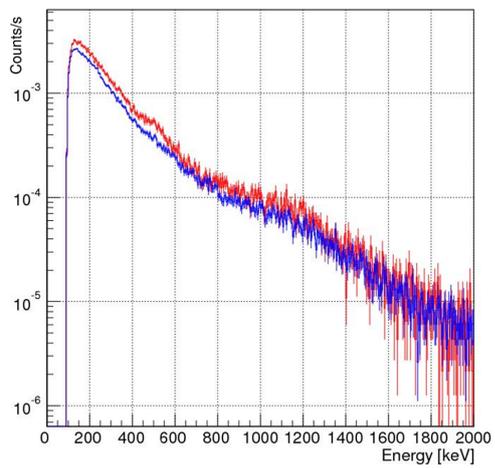


図 5.25: ^{22}Na と BG のスペクトル

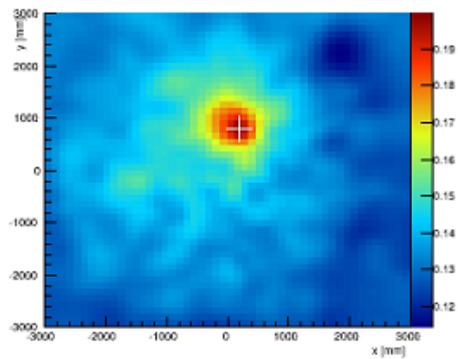


図 5.26: acceptance 補正後のイメージ。白の十字が線源の位置。

第6章 まとめと考察

我々は将来的には COMPTEL の 10 倍の感度を持つ検出器を開発すべく、気球搭載型コンプトンカメラ (ETCC) の開発を行っている。現在は SMILE-II を計画している。これは Ft.Sumner から放球し、かに星雲を 4 時間の観測で有意度 5σ の検出を目標にしている。そのためには有効面積の拡大が不可欠であるため、ETCC の吸収体であるシンチレーションカメラも、SMILE-I 時よりも大幅に増量されることとなった。

しかしながらシンチレーションカメラに使用される PMT の H 8500 はピクセルによって利得のばらつきが 3 倍程度存在する。そこで、シンチレーションカメラのエネルギー較正を行った。

まず最初にシンチレータと PMT の接着を光学グリッドから光学セメントへの変更を行った。光学グリッドの使用時には約 1 年間で 10% の光量の低下が起こっていたが、光学セメントで試験したところ、一年間で光量は目立った減少を起さなかった。

そこで、シンチレータと PMT との接着を光学セメントに変更し、シンチレーションカメラを組み上げた。エネルギー較正には RI 線源として ^{139}Ce 、 ^{133}Ba 、 ^{22}Na 、 ^{137}Cs 、 ^{54}Mn を使用した。エネルギー分解能は $\frac{\Delta E}{E} = 132 \pm 2 \cdot E^{-0.389 \pm 0.002} [\%]$ となり、ETCC の有効面積は Ar 1 気圧のガス飛跡検出器とともに用いることで 300 keV 以下でおよそ 1 cm^2 になると期待され、ARM はシミュレーションから読み出し応答等を考慮しなければ 5° 程度になると予想された。

そこで、我々は実際に SMILE-II フライトモデル ETCC を組み上げ、その性能試験として疑似かに星雲の画像試験を行うことにした。まず、厚さ 2 mm の鉛で ^{22}Na を包み、ETCC から距離 2 m の位置に置くと、ガンマ線の強度は 2π の立体角でかに星雲の数倍程度であった。この状態でシンチレーションカメラを底面 36 個分のみ使用して測定すると、26 時間の観測により 19σ の有意度での検出に成功した。シンチレーションカメラを側面分含めて 108 個使用した場合、検出感度は 5 時間の観測で 7σ 程度と考えられる。次に、かに星雲の観測状況に近づけるためにさらに弱い線源を使用することを考えた。その準備段階として通常強度の ^{22}Na を使ってイメージングを実施したところ、 $\text{ARM} = 7.2^\circ$ 、 $\text{SPD} = 200^\circ$ を得、有効面積は約 0.2 cm^2 であった。

そして、疑似かに星雲として、線源強度の下がった ^{22}Na に鉛を覆うことで S/N 比 1.5×10^{-2} とかに星雲の半分のフラックスの放射線源をつくり、観測を行った。この様な弱い線源の地上でのイメージングは世界で初めての試みであったが、図 5.19、5.20 のように確実にイメージをとらえることに成功した。しかし、バックグラウンドの評価が困難であり、現在図 5.20 のようなオンソースからバックグラウンドを評価する手法を検討中である。

謝辞

本論文の作成にあたり、谷森達京都大学教授に非常に有意義なご指導を頂き、大変感謝しております。窪秀利准教授には研究者たるものの姿勢を教えてくださいました。高田淳史助教にも日々の研究内容すべてに渡って助言をしていただきました。心より御礼申し上げます。

同じSMILEグループの方々には本当にお世話になりました。水村好貴さん、水本哲矢さん、澤野達也さん、松岡佳大さん、古村翔太郎さんには大学院入学当初から研究はもちろん生活全般にわたってお世話になりました。大変感謝しております。後輩の小田真君にも私が就職活動などで忙しいときに研究を手伝って頂きとても感謝しています。

また、同期の岸本、菅原、畑中、八隅の皆様にも大変お世話になりました。

最後に、私をここまで育ててくれた両親に感謝致します。

私はこの業界から去りますが、宇宙線研究室の皆様のご活躍を祈っております。いままで本当にありがとうございました。

関連図書

- [1] M.Oda and K. Matshuoka; *Progress in Elementary Particles and Cosmic-Ray Physics*, **10** (1971), 305.
- [2] V. Schönfelder; “The Universe in Gamma Rays”, *Springer* (2001).
- [3] K. S. Cheng, G. E. Romero; “Cosmic Gamma-Ray Sources”, textitKluwer Academic publishers (2004).
- [4] P. V. Ballmoos; *Experimental Astronomy*, **6** (1995), 85.
- [5] V. Schönfelder et al.; *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **143** (2000), 145.
- [6] R. C. Hartman et al.; *ApJS*, **123** (1999) 79.
- [7] NASA; “Fermi’s Latest Gamma-ray Census Highlights Cosmic Mysteries”, (http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/news/gamma-ray-census.html)
- [8] S. E. Boggs et al.; *ApJ*, **544** (2000), 320.
- [9] M. Pohl; astro-ph/9807267.
- [10] R. A. Chevalier; *Nature*, **355** (1992), 691.
- [11] A. A. Abdo et al.; astro-ph.HE/arXiv:1108.1435v1 (2011).
- [12] A. Lyne and F. G. Smith; “Pulsar Astronomy”, *Cambridge* (2005).
- [13] L. Kuiper et al.; *A&A*, **378** (2001), 918.
- [14] M. L. McConnell et al.; *ApJ*, **572** (2002), 984.
- [15] P. Laurent et al.; *Sci*, **332** (2011), 438L.
- [16] W. R. Purcell et al.; *ApJ*, **491** (1997), 725.
- [17] G. Weidenspointner et al.; *A & A*, **450** (2006), 1013.
- [18] R. Schödel et al.; *Nature*, **419** (2002), 694.
- [19] C. M. Urry, P. Padovani; (http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/objects/agn/agn_model.html)
- [20] M. Ackermann et al.; *ApJ*, **743** (2011), 171.
- [21] M. Chiaberge et al.; *MNRAS*, **324** (2001), 33.
- [22] L. Maraschi, F. Tavecchio; astro-ph/0102295.
- [23] G. H. Share, R. J. Murphy; *ASP Conference Series*, **206** (2000), 377.

- [24] SCIENCE VOL 323 (2009)
- [25] D. Yonetoku et al.; *ApJ*, **743** (2011), 30.
- [26] Y. Inoue et al.; *APJ*, **776** (2013), 331.
- [27] G. F. Knoll; “Radiation Detection and Measurement 3rd edition”, *WILEY* (2001).
- [28] XCOM; Photon Cross Section Database
(<http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>).
- [29] M. S. Longair; “High Energy Astrophysics”, *Cambridge university press*, (1994).
- [30] P. v. Ballmoos et al.; *Exp. Astron.*, **20** (2005), 253.
- [31] P. v. Ballmoos; *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*,
(http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ballmoos_1.pdf).
- [32] V. Schönfelder et al.; *ApJS*, **86** (1993), 657.
- [33] J. M. Ryan; *Proc. of Astronomy with Radioactivities IV and MeV Gamma-Ray Telescopes*
(http://www.mpe.mpg.de/gamma/science/lines/workshops/seeon03/ryan_1.pdf).
- [34] T. Kamae et al.; *NIM*, **A260** (1987), 254.
- [35] W. Coburn et al.; *Proc. SPIE*, **5898** (2005).
- [36] P. F. Bloser et al.; *New Astronomy Reviews*, **46** (2002), 611.
- [37] Space Sciences Laboratory; *Gallery, NCT array*, High Energy Astrophysics Group, UC Berkeley. (<http://hea.ssl.berkeley.edu/gallery/?wppa-album=1&wppa-photo=3&wppa-occur=1>)
- [38] M. S. Bandstra et al.; *ApJ*, **738** (2011), 8B.
- [39] G. Weidenspointner et al.; *A&A*, **368** (2001), 347.
- [40] A. Zogauer, G. Kanbach; *Proceeding of SPIE*, **4851** (2003), 1302.
- [41] G. R. Lynch, O. I. Dahl; *NIM*, **B 58** (1991), 6.
- [42] V. Schönfelder; *New Astronomy Reviews*, **48** (2004), 193.
- [43] A. Ochi et al.; *NIM*, **A 478** (2002), 196.
- [44] F. Sauli; *NIM*, **A 386** (1997), 531.
- [45] P. Dorenbos; *Nucl. Instr. and Meth. A*, **486** (2002), 208.
- [46] 浜松ホトニクス株式会社; *FLAT PANEL TYPE MULTIANODE PHOTOMULTIPLIER TUBE ASSEMBLY H8500, H8500B* (カタログ)
- [47] E. Jourdan et al.; *ApJ*, **704** (2009), 17J.
- [48] R. L. Kinzer et al.; *ApJ*, **475** (1997), 361K.
- [49] J. C. Ling; *JGR*, **80** (1975), 3241L.