

次期長期気球実験 SMILE-3 に向けた
MPPC シンチレーションカメラの開発

京都大学大学院 理学研究科 宇宙線研究室
齋藤 要

2019 年 1 月

概要

MeV 領域で特徴的なガンマ線として核ガンマ線がある。例えば ^{25}Mg の陽子捕獲反応によって生成される ^{26}Al は、 $^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* + e^+$ という崩壊過程で 1.809 MeV のガンマ線を放出する。この崩壊の半減期は 10^6 年程度と、銀河内の物質拡散のタイムスケールと同程度であるため、 ^{26}Al の 1.809 MeV ガンマ線放射は物質循環のトレーサーとなることが期待されている。しかしこの全天マップとしては COMPTEL や *INTEGRAL* 衛星による粗いイメージが得られているのみであり、詳細な議論に至っては無い。MeV 領域はコンプトン散乱優位であるため観測そのものも難しく、ガンマ線の到来方向の決定が困難で、かつ膨大なバックグラウンドが存在するため、他の領域と比べて観測が著しく遅れている。それを打破するため我々は、世界で初めて MeV ガンマ線に対して Point Spread Function (PSF) が決定され、光学原理に基づくイメージング分光能力を持つ 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) の開発を進めている。ETCC はコンプトン散乱反跳電子の飛跡をとらえるガス TPC と、散乱ガンマ線を検出するピクセルシンチレータアレイから構成され、従来のコンプトンカメラでは取得されていなかった反跳電子の方向を測定できるため、コンプトン散乱の完全な再構成が可能であり、光子毎に到来方向を決定することができる。

現在の ETCC の散乱ガンマ線検出部には、GSO シンチレータと光電子増倍管 (H8500、浜松ホトニクス) を用いたシンチレーションカメラを採用している。ガンマ線の到来方向の決定には散乱ガンマ線のエネルギーを用いるため、ETCC の角度分解能向上のためにはエネルギー分解能の良いシンチレーションカメラが必要となる。GSO の発光波長に対して光電子増倍管の 2 倍の感度を持つ Multi-Pixel Photon Counter, MPPC (S13361-3050NE-08、浜松ホトニクス) を採用した MPPC シンチレーションカメラの開発を行った。初めに製作した読み出し用基板にはノイズがのっておりエネルギー分解能が 14% (662 keV、FWHM) と悪かったが、低ノイズの素子を使用した基板を製作しノイズを低減させ、また解析方法を見直したところエネルギー分解能として 7.6% (662 keV、FWHM) を達成した。コンプトン散乱の散乱点の位置情報の決定には、TPC で測定する電子飛跡情報とシンチレーションカメラで取得する時間情報を用いる。今回初めて MPPC シンチレーションカメラの時間分解能を測定し、パルス波形のフィッティングから時間分解能が 48.9 ns となった。MPPC には温度依存性があるが、印加電圧をコントロールすることで温度環境に依存しないで動作させることも期待できる。温度補償を行うことを目指して、実際に使用している MPPC アレイの温度特性の調査を行い、MPPC の温度補正だけでは十分ではなく回路部分の温度依存性を補正する必要があることが分かった。

目次

概要	i
第 1 章 MeV ガンマ線天文学	1
第 2 章 MeV ガンマ線の検出	4
2.1 X 線・ガンマ線と物質の相互作用	4
2.2 MeV ガンマ線のイメージング	6
2.3 SMILE	13
第 3 章 シンチレーションカメラ	15
3.1 シンチレータ	15
3.2 光検出器	17
3.3 シンチレーションカメラによる放射線測定	20
3.3.1 シンチレーションカメラによるエネルギースペクトル	20
3.3.2 シンチレーションカメラによるエネルギー分解能	21
3.3.3 シンチレーションカメラの読み出し回路	23
3.4 ETCC に求められるシンチレーションカメラ	24
第 4 章 MPPC シンチレーションカメラ	27
4.1 検出器の構成	27
4.2 性能評価	34
4.2.1 アンプの線形性	34
4.2.2 エネルギー分解能	35
4.2.3 時間分解能	43
4.2.4 温度補償	44
4.3 基板ノイズの低減	47
4.3.1 ノイズ源 調査	47
4.3.2 ノイズ対策	51
第 5 章 まとめ	53
5.1 考察	53
5.2 まとめと今後の課題	55
付録 A シンチレータ評価	56

目次	iii
謝辭	58
参考文献	59

第 1 章

MeV ガンマ線天文学

励起された原子核が基底状態にもとることによって解放されるエネルギーは、主に MeV 領域のガンマ線として放射される。表 1.1 は恒星の進化の過程などで生成される主な放射性同位体と、その寿命、崩壊により放出されるガンマ線のエネルギーを示したものである。原子核はその核種により様々な寿命を持ち、数時間から数日といった比較的短時間で崩壊するものから、 10^5 年以上といった長い時間をかけて崩壊するものがある。比較的寿命が短い原子核の崩壊に伴うガンマ線輝線の観測から元素の生成場所を直接観測することができる。一方、 ^{26}Al や ^{60}Fe のように寿命が 10^6 年と比較的長い元素からは、銀河面に広がる拡散ガンマ線を観測できる。この拡散ガンマ線の分布を観測することで、星の中で合成され放出された元素の拡散の様子を知る手掛かりとなる。

本章では銀河面拡散ガンマ線の観測とその理解の現状について述べる。

表 1.1 主な放射性同位体の平均寿命とエネルギー [1, 2]

核種	寿命	崩壊	エネルギー [keV]
^7Be	77 d	$^7\text{Be} \rightarrow ^7\text{Li}$	478
^{56}Ni	8.8 d	$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}$	158, 812
	111 d	$^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$	847, 1238
^{57}Ni	52 h	$^{57}\text{Ni} \rightarrow ^{57}\text{Co}$	1370
	390 d	$^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$	122
^{22}Na	3.8 y	$^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + e^+$	1275, 511
^{44}Ti	59 y	$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc}$	68, 78
	3.7 h	$^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$	1156
^{26}Al	0.7×10^6 y	$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg} + e^+$	1809, 511
^{60}Fe	2.0×10^6 y	$^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co}$	59
	5 y	$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}$	1173, 1332
e^+	$\sim 10^5$ y	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	511

^{26}Al は ^{25}Mg の陽子捕獲反応によって生成されるため、恒星中の生成場所としては、陽子が豊富な H 層、または ^{25}Mg が生成される Ne-O 層が主になる。 ^{26}Al の崩壊に伴う 1.809 MeV ガンマ線が観測されるためには星間へ放出される必要があるため、恒星風や爆発現象による質量放出がなくてはならない。銀河面に拡散される ^{26}Al を生成する候補天体としては赤色巨星、ウォルフライエ星、II 型超新星、新星のアウトフローが挙げられる。COMPTEL の観測から描かれた ^{26}Al の全天マップ (図 1.1) からは、銀河

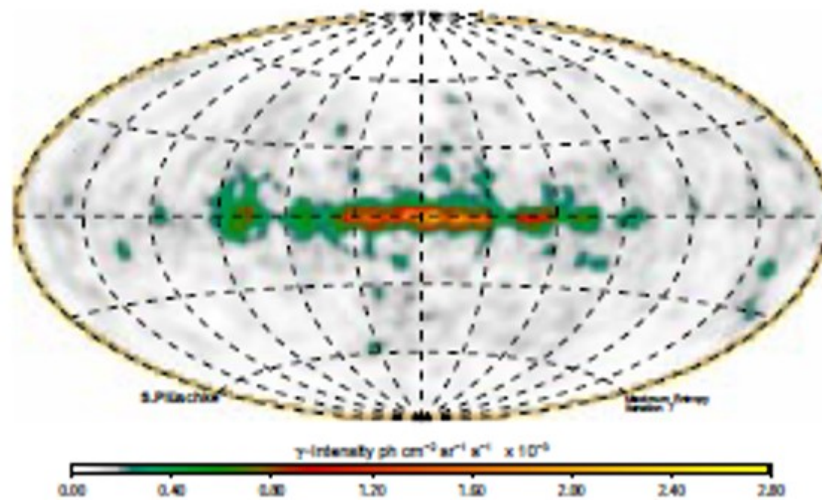


図 1.1 COMPTEL の 9 年間の観測による ^{26}Al 1.809 MeV の全天マップ [3]

面に広がった成分と局所的に強度が強くなっている領域が確認できる。SPI/*INTEGRAL* も銀河系内の ^{26}Al からのガンマ線を観測し、得られたスペクトルを図 1.2 に示す [4]。銀河面の内側の領域（銀経 -30° から 30° ）からの ^{26}Al からの輝度は、それより外側の領域より強くなっており、これは COMPTEL により得られた図 1.1 の分布と矛盾しない結果となった [4]。さらに 2015 年に SPI は ^{26}Al の全天マップを公開し（図 1.3）、銀河面からのフラックスは $3.3 \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ rad}^{-1}$ と報告した [5]。COMPTEL により観測された ^{26}Al のフラックスから、銀河系内に存在する ^{26}Al の質量は $2\text{--}3 M_\odot$ と見積もられた [6]。この推測には線源までの距離の不定性が存在する。一般的には銀河のディスク構造や対称性、銀河系内の天体の分布を仮定したモデルが使用されるが、COMPTEL による ^{26}Al の観測からは銀河系内の大質量星はこのようなモデルより密集して分布していることが示唆された。SPI の観測では、このようなすべての不定性を考慮して、銀河系内に存在する ^{26}Al の質量を $1.5\text{--}3.6 M_\odot$ と修正した [7]。

^{60}Fe は ^{58}Fe や ^{59}Fe の中性子捕獲によって ^{26}Al よりもより深い層で生成されるため、恒星風では星間へ放出することができず、超新星爆発によってのみ放出される。あるいは、超新星爆発の際の r 過程では He 層においても ^{60}Fe は生成される。星間へ放出可能な天体が異なるため、 ^{60}Fe と ^{26}Al のガンマ線分布を比較することで ^{26}Al の生成源となる天体についての制限が得られる。SPI の観測では $^{60}\text{Fe}/^{26}\text{Al}$ は $14.8 \pm 6.0\%$ と報告されており、理論計算の $18.5 \pm 6.25\%$ と無矛盾である [8]。しかし、放射強度の理論値の不定性とともイメージングの性能も不十分であり、 ^{26}Al の生成源の同定には至っておらず、より広視野、高角度分解能、高感度なガンマ線検出器による観測が求められている。

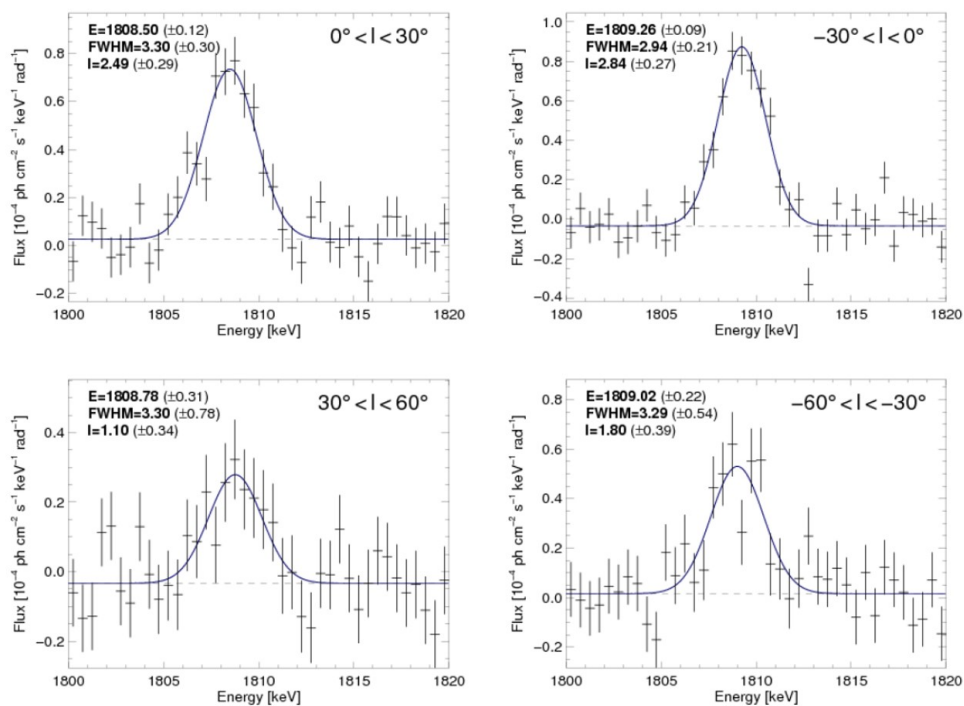


図 1.2 SPI による銀河面（銀緯 -10° から 10° ）からの ^{26}Al 1.809 MeV ガンマ線スペクトル。銀経 -60° から 60° を 30° ずつ 4 領域に分けている [4]。

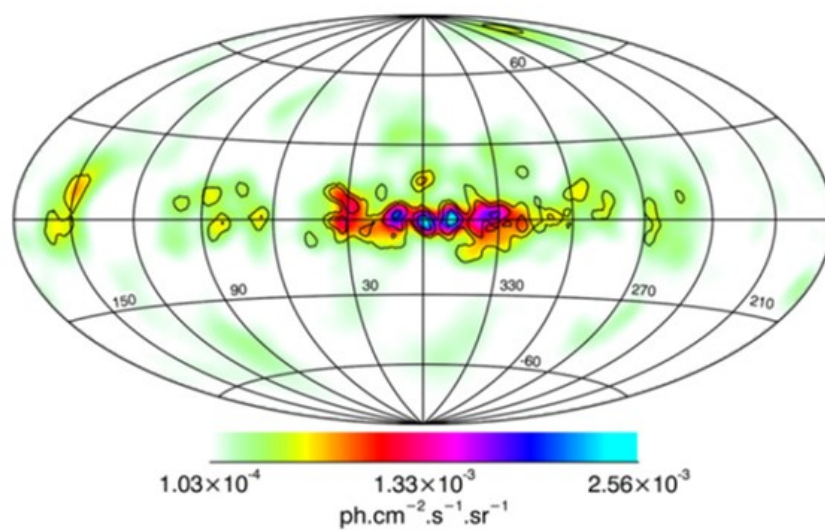


図 1.3 SPI による ^{26}Al の全天マップ（1.805~1.813 MeV） [5]

第 2 章

MeV ガンマ線の検出

本章では、X 線・ガンマ線検出の基礎と、ガンマ線のイメージング手法について述べ、我々が開発を進める MeV ガンマ線望遠鏡の概要について述べる。

2.1 X 線・ガンマ線と物質の相互作用

X 線・ガンマ線は電荷をも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。しかし、光電効果、コンプトン散乱、電子陽電子対生成といった物質との相互作用により電子や陽電子を放出させ、これらが周囲の物質を電離することにより、X 線・ガンマ線の検出が可能となる。図 2.1 は、X 線・ガンマ線が GSO シンチレータと相互作用を起こした時の反応断面積のエネルギー依存性を表したものである。低エネルギー側では光電効果が優勢で、数百 keV からコンプトン散乱が優勢となる。～1 MeV から電子陽電子対生成が起こり始め、～10 MeV で優勢となる。

光子が物質中の電子に全エネルギーを与え、光電子と呼ばれる電子が弾き飛ばされる現象を光電効果という。入射光子のエネルギー E が K 殻の電子の束縛エネルギーより大きいとき、K 殻電子に対する反応断面積が最も大きく、その反応断面積 σ_K は

$$\sigma_K = 4\sqrt{2}\sigma_T\alpha^4 Z^5 \frac{m_e c^2}{E^{7/2}} \quad (2.1)$$

と表される。ただし、 $\alpha = \frac{e^2}{2\epsilon_0 h c}$ (微細構造定数)、 $\sigma_T = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^4}$ (トムソン散乱断面積)、 Z : 原子番号、 m_e : 電子静止質量、 c : 光速、 e : 電気素量、 μ_0 : 真空の誘電率、 h : プランク定数 である。断面積は Z^5 に比例し大きくなる。図 2.1 の曲線の不連続箇所は吸収端と呼ばれ、K 殻の束縛エネルギーを表している。入射光子のエネルギーの増大に伴い、より内殻の電子が電離可能になると断面積が跳ね上がる。また、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 X 線を放出して遷移してくる。この時に放出される 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、この X 線を蛍光 X 線と呼ぶ。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。

光子のエネルギーが数百 keV を超えると、コンプトン散乱と呼ばれる、光子と電子の散乱現象がみられるようになる。コンプトン散乱において、光子は電子にエネルギーの一部を与え電子を弾き飛ばし、光子自身は電子に与えた分のエネルギーを失い進行方向を変える。この時の散乱角と光子と電子のエネルギーには、運動量保存則から

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos \phi)} \quad (2.2)$$

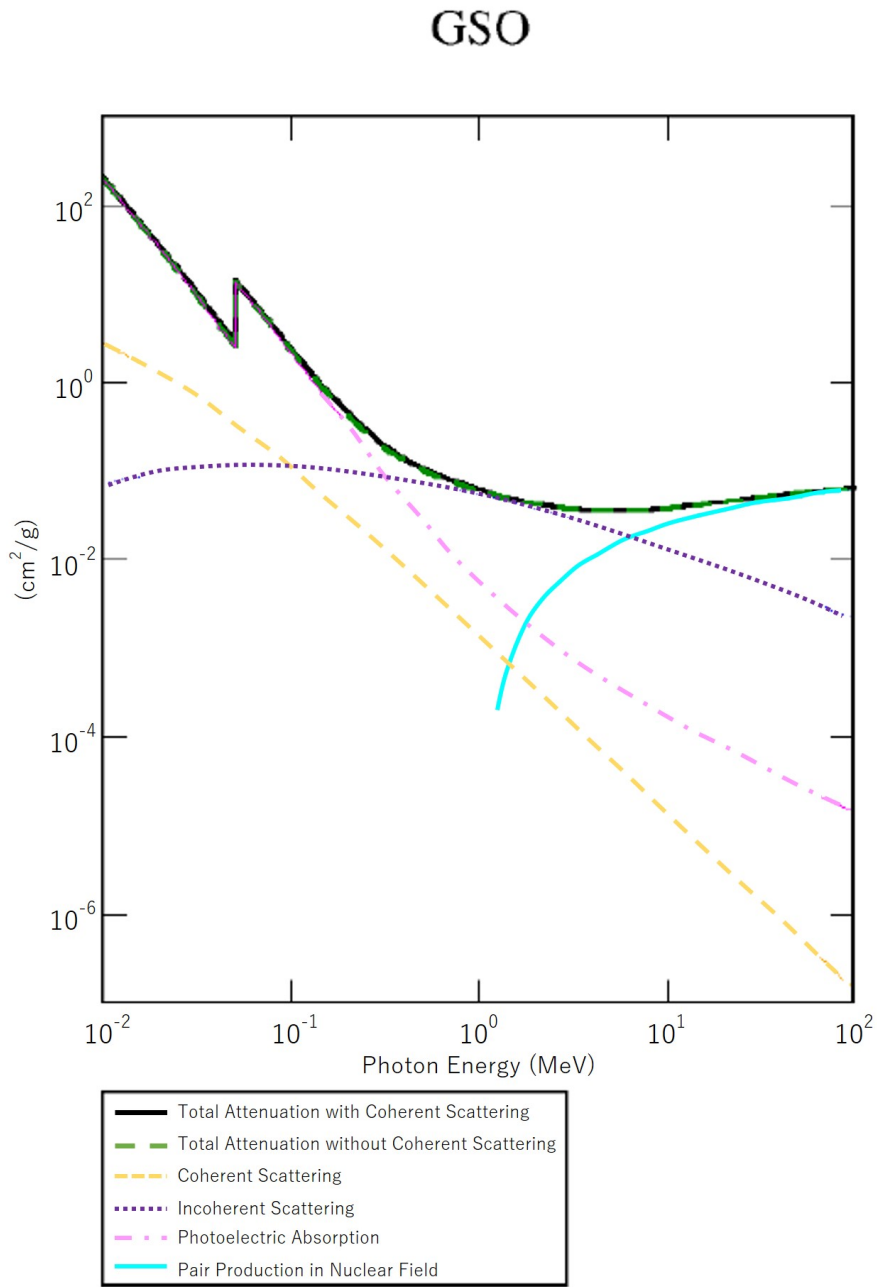


図 2.1 GSO における光子の反応断面積 [9]

という関係が成り立つ。ここで、 E_γ , E'_γ , ϕ はそれぞれ、入射光子のエネルギー、散乱光子のエネルギー、光子の散乱角を表している。コンプトン散乱の微分断面積は Klein-Nishina の公式より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + K(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{K^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)(1 + K(1 - \cos \phi))} \right) \quad (2.3)$$

となる。ただし、 $K = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$, r_0 : 古典電子半径 である。図 2.2 はコンプトン散乱の微分断面積の角度分布を表したものであり、入射光子のエネルギーが高いほど前方散乱が卓越する。現実に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。従って、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持つ。

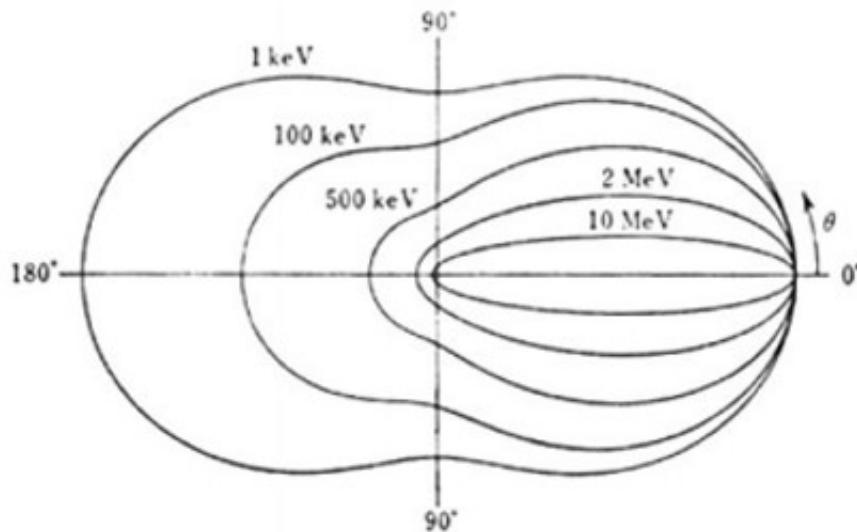


図 2.2 コンプトン散乱角度分布 [10]

この効果を Doppler broadening という。

ガンマ線が電子の静止質量の 2 倍以上のエネルギー ($> 1.02 \text{ MeV}$) を持つ場合、ガンマ線と原子核のクーロン場とが相互作用し、電子と陽電子が生成される。これを電子陽電子対生成という。入射したガンマ線のエネルギー E_γ と、電子、陽電子の運動エネルギー E_{e^-} 、 E_{e^+} との間には

$$E_\gamma = E_{e^-} + E_{e^+} + 2m_e c^2 \quad (2.4)$$

の関係がある。また、対生成の断面積は Z の二乗に比例する。

2.2 MeV ガンマ線のイメージング

イメージングができて初めて、天体を判別しそこでの物理を探ることができるようになるため、天文学においてイメージングは不可欠である。可視光や X 線では集光を用いてイメージングを行うが、MeV ガンマ線は波長が数 fm と短いため、イメージングが極めて難しい。さらに MeV 領域には多くのバックグラウンドが存在するため、観測が困難である。例えば、MeV ガンマ線はコンプトン散乱優位であるので、衛星の筐体など検出器以外からも多くの散乱ガンマ線が発生する。また、衛星を構成する物質中の原子核が宇宙線により励起されることでも多くの MeV ガンマ線が作り出される。ガンマ線だけでなく、大気からくる中性子も雑音になり得る。従って MeV ガンマ線のイメージングにはこれらのバックグラウンドを除去するために工夫が必要となる。

他波長の観測でもよく用いられる手法ではあるが、コリメータと位置有感型検出器を組み合わせることで検出器の視野を制限しガンマ線の到来方向を知ることができる。しかし、図 2.3 のように視野外からもコリメータで散乱したガンマ線や、コリメータを透過して入射してくるガンマ線などのバックグラウンドも多く混入する。視野外からのガンマ線を取り除く方法としては主に二つあり、コリメータを厚くするか、コリメータ自身が感度を持つアクティブコリメータを使用することである。コリメータを厚くすれば高い阻止能が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。しかし厚くする分だけ視野は狭くな

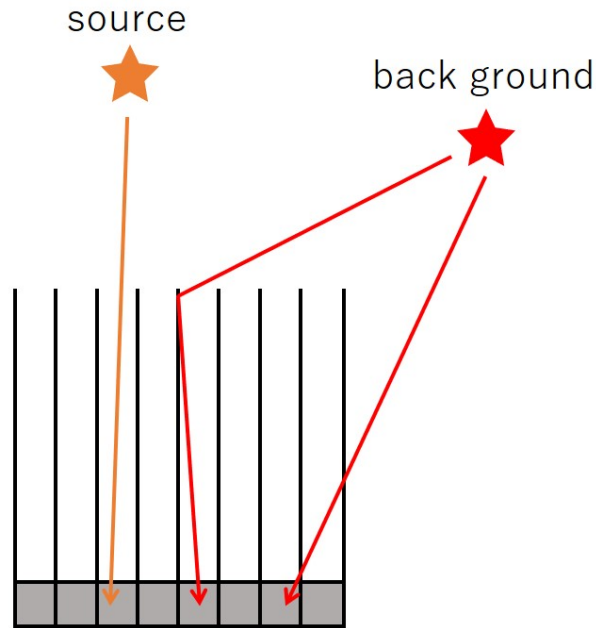


図 2.3 コリメータを用いた検出器の概念図とバックグラウンドの混入

り有効面積も小さくなる。またコリメータの重量が大きくなるため、気球や衛星に搭載する場合には大きなデメリットとなる。アクティブコリメータを用いる場合には、検出器との間で反同時をとることで視野外からのガンマ線のうち減衰時間がはやい成分は除去できるが、1 ms を越えるような遅い成分は除去できない。また、バックグラウンドに敏感になるため不感時間が増える可能性がある。

このコリメータ法を発展させた手法としてコーデッドマスク法がある。この方法では2次元位置感度を持つ検出器の前方に、高い阻止能を持ったマスクを設置する。このマスクは幾何学的パターンを持っており、マスクによってできる明暗のパターンを検出器で測定し、ガンマ線の到来方向を再構成する(図 2.4)。コーデッドマスク法はガンマ線の明暗のパターンで到来方向を推定するため、多数のイベントが必要となる。また、注目領域から入射したガンマ線なのか、視野中の他の領域から着た雑音なのかを明確に区別できない。そのため必然的に雑音が多くなり、雑音の適切な評価が重要となる。MeV 領域ではマスクで吸収されることなく透過やコンプトン散乱して入射するガンマ線もあり、特に雑音が多くなる。これらの特徴から、コーデッドマスク法は明るい点源や狭い領域の観測や、大きく時間変化するガンマ線バースト (GRB) の観測には適するが、大域的な構造を調査するような観測には向いていない。

MeV 領域ではコンプトン散乱優位であるが、上記のイメージング方法は光電効果のみを利用している。これは検出器内でコンプトン散乱が起きると、散乱ガンマ線がエネルギーの一部を持ち去ってしまうため、入射ガンマ線のエネルギー及び到来方向を求めるのが困難なためである。しかし、コンプトン散乱事象における散乱ガンマ線と反跳電子の情報が得られれば、エネルギーと到来方向を再構成することができる。このようにコンプトン散乱を積極的に利用した方法をコンプトン法という。コンプトン法を用いた検出器をコンプトンカメラと呼ぶが、コンプトンカメラ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、COMTEL では 1 str という大きな視野が実現された [12]。

コンプトンカメラは2段の検出器で構成される(図 2.5)。前段の検出器には光電効果よりコンプトン散乱の確率を高くするため原子番号の小さい物質を利用し、反跳電子の吸収体とする。後段の検出器には光電効果の確率を高くするため原子番号の大きい物質を用いて、散乱ガンマ線の吸収体とする。前段検出器

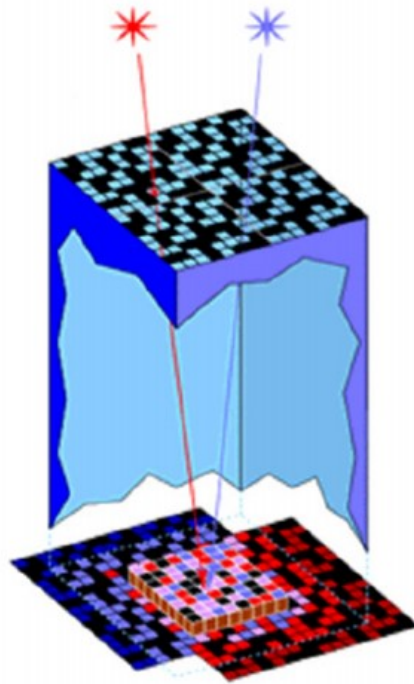


図 2.4 コーデッドマスク法の概念図 [11]

で反跳電子のエネルギー E_e と散乱点の位置情報を、後段検出器で散乱ガンマ線のエネルギー E_γ と吸収点の位置情報を得る。これらの情報から入射ガンマ線のエネルギー E_0 と散乱角 ϕ は

$$E_0 = E_e + E_\gamma \tag{2.5}$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{E_e + E_\gamma} \right) \tag{2.6}$$

と求まる。これにより、入射ガンマ線の到来方向を角度 ϕ の円環 (event circle) 上に制限することができる。しかし、電子の反跳方向の情報を取得していないためイベント毎にガンマ線の到来方向を決定することができない。そのため図 2.6 のように、少なくとも 3 イベント以上の円環を重ねる必要があるが、真の信号以外に偽の信号 (ghost) が現れ、雑音の原因となる。

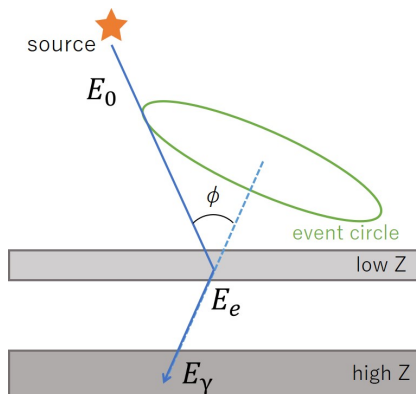


図 2.5 コンプトンカメラの概念図

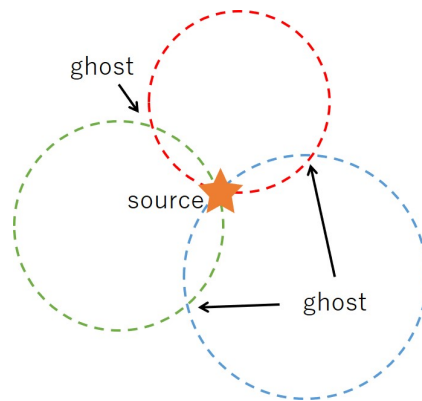


図 2.6 コンプトンカメラによるガンマ線到来方向の推定方法

実際に運用されたコンプトンカメラとして、CGRO 衛星に搭載された COMPTEL がある [12] (図

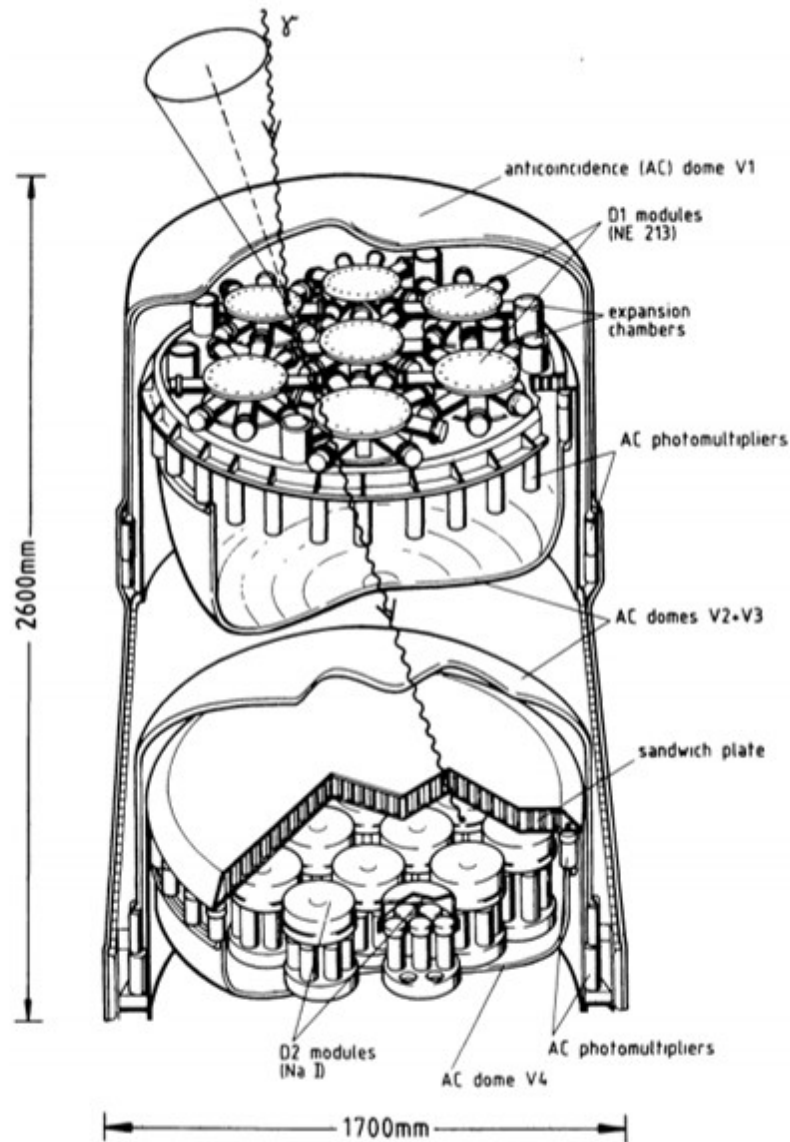


図 2.7 COMPTEL[12]

2.7)。性能を表 2.1 に示す [13]。液体シンチレータを散乱体（前段検出器）、NaI シンチレータを吸収体（後段検出器）として用いており、両者を 1.58 m だけ離して配置している。これは前段と後段の検出器から発せられる信号のタイミングの差（Time of Flight : TOF）をとり、地球大気からのガンマ線バックグラウンドを軽減するためである。さらに、前段の液体シンチレータはガンマ線と中性子とは異なる蛍光減衰時間を持つため、中性子バックグラウンドも軽減することが可能である。また、反同時計数用のプラスチックシンチレータで前段と後段の検出器を覆い、宇宙線による雑音を減らしている。COMPTEL は、MeV 領域の観測を行った衛星搭載の望遠鏡としては最も良い感度を達成したが、X 線や GeV ガンマ線の望遠鏡と比べると数桁悪い感度となっている。これは MeV ガンマ線領域特有のバックグラウンドの多さと、Point Spread Function (PSF) の大きな広がりによるもので、COMPTEL の感度は地上実験による結果よりも一桁悪い感度となり、定常天体の検出は 30 天体ほどにとどまった [14]。

感度が悪くなってしまった原因としては、バックグラウンドの除去をプラスチックシンチレータと TOF によって行ったが、次のようなバックグラウンドが存在したためである（図 2.8、2.9）。

表 2.1 COMPTEL の性能 [13]

エネルギーレンジ	1~30 MeV
ARM	1~2 度
視野	~1 str
エネルギー分解能	8.8% (1.27 MeV)

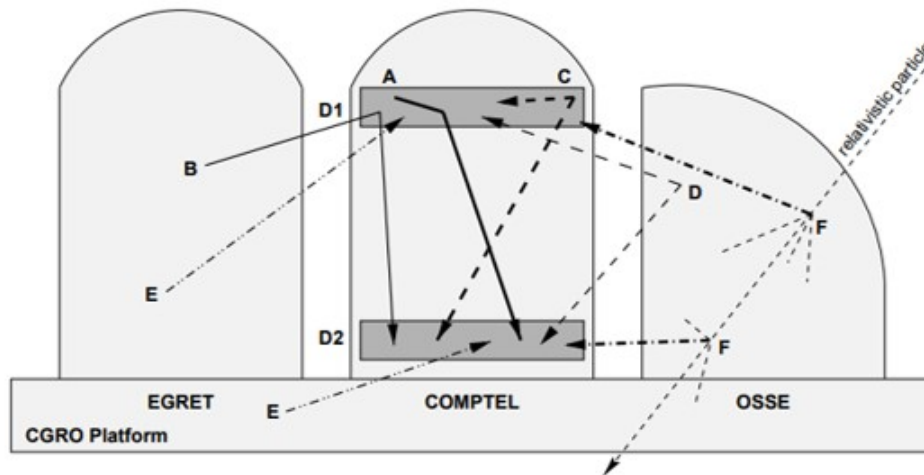


図 2.8 COMPTEL のバックグラウンド [13]

- 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るイベント。
- 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るイベント。
- C 内部からの複数のガンマ線 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すイベント。
- D 外部からの複数のガンマ線 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すイベント。
- E 偶然同時計数 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、別々に前段と後段の検出器に入射し相互作用を起こすイベント。
- F 宇宙線由来の事象 衛星に入ってきた宇宙線により様々な場所で生じたガンマ線が、前段と後段の検出器に入射し相互作用を起こすイベント。

その他のバックグラウンド 中性子・電子及び大気ガンマ線

上方から入射したガンマ線は図 2.9 の分布のうち 5 ns あたりにピークを作るが、図 2.9 から下方から入射するバックグラウンドイベントと、なだらかな TOF 分布を持ったバックグラウンドイベントが大量に存在していることがわかる。

コンプトン法においては電子の反跳方向を測定していないため、ガンマ線の到来方向を円環状にしか

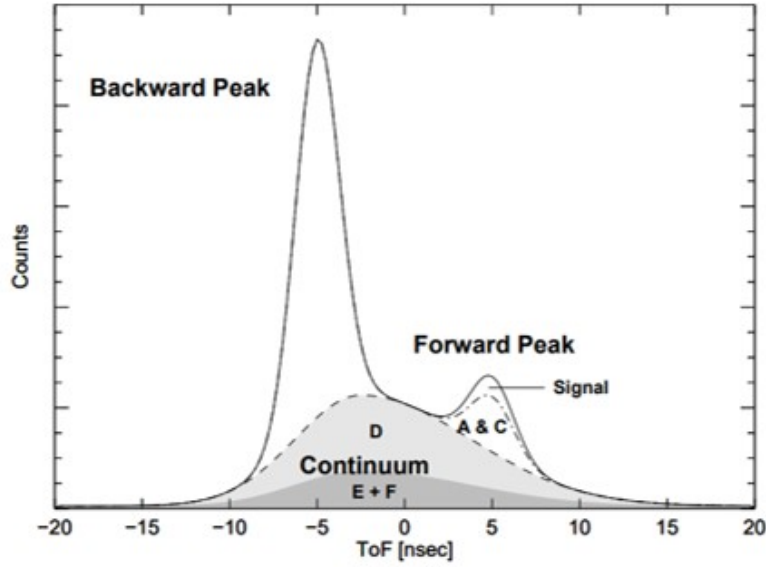


図 2.9 シミュレーションによる TOF 分布 [13]

制限することができなかった。そこで我々は、散乱体で反跳電子の飛跡を取得することでガンマ線の到来方向をイベント毎に一意に決定できる電子飛跡検出型コンプトンカメラ (electron-tracking Compton camera, ETCC) を開発している (図 2.10)。散乱体にはガスを用いた Time Projection Chamber (TPC) を使用し、吸収体として位置感度をもつ Pixel Scintillator Array (PSA) を TPC の五面を取り囲むように配置している。

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 E_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 (図 2.10 右)。TPC で E_e を、PSA で E_γ を測定し、散乱点と吸収点と電子飛跡から \vec{g}' 、 \vec{e} 、 α の情報を取得できる。これらの情報から、コンプトン散乱事象の再構成による入射ガンマ線のエネルギー E_0 と到来方向 \vec{g}_{rcs} はそれぞれ、

$$E_0 = E_\gamma + E_e \quad (2.7)$$

$$\vec{g}_{rcs} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \alpha} \right) \vec{g}' + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (2.8)$$

$$= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + E_e} \vec{g}' + \frac{\sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + E_e} \vec{e} \quad (2.9)$$

$$(2.10)$$

と一意的に求められる。また散乱角 ϕ と反跳角 ψ は

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + E_e} \frac{E_e}{E_\gamma} \quad (2.11)$$

$$\cos \psi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + E_e} \right) \sqrt{\frac{E_e}{E_e + 2m_e c^2}} \quad (2.12)$$

と表せる。 α は、幾何学的に

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{g}' \cdot \vec{e} \quad (2.13)$$

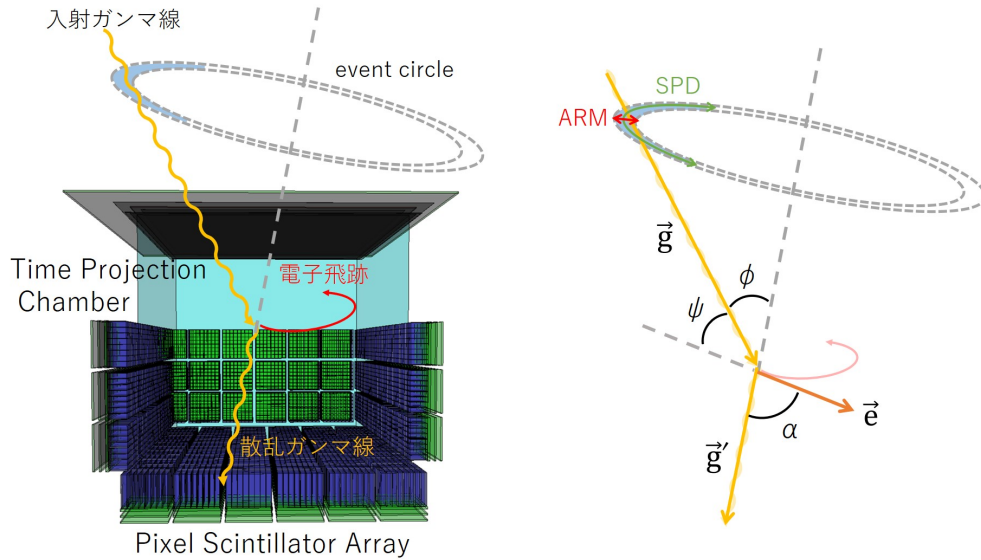


図 2.10 ETCC の概念図

と表される。一方、 E_γ と E_e から運動学的に

$$\cos \alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{E_e}{E_e + 2m_e c^2}} \quad (2.14)$$

と表すことができる。 α_{geo} と α_{kin} は、イベント毎にそれぞれ独立に求まるので、 $\alpha_{geo} \simeq \alpha_{kin}$ という条件を課すことで、TPC でコンプトン散乱を起こし、PSA で散乱ガンマ線が光電吸収された事象を選び出すことが可能となる。

ETCC では、1 光子に対するガンマ線の到来方向の決定精度を 2 つのパラメータで評価することができる。1 つは散乱角の決定精度 Angular Resolution Measure (ARM) で、もう 1 つはコンプトン散乱平面の決定精度 Scatter Plane Deviation (SPD) である。ARM と SPD の定義はそれぞれ

$$\Delta\phi_{ARM} = \arccos(\vec{g} \cdot \vec{g}') - \phi \quad (2.15)$$

$$\Delta\nu_{SPD} = \text{sign} \left(\vec{g}' \cdot \left(\frac{\vec{g} \times \vec{g}'}{|\vec{g} \times \vec{g}'|} \cdot \frac{g_{rcs} \times \vec{g}'}{|g_{rcs} \times \vec{g}'|} \right) \right) \arccos \left(\frac{|\vec{g} \times \vec{g}'|}{|\vec{g} \times \vec{g}'|} \cdot \frac{g_{rcs} \times \vec{g}'}{|g_{rcs} \times \vec{g}'|} \right) \quad (2.16)$$

である。ただし、 \vec{g} はガンマ線の真の到来方向である。ガンマ線の到来方向の誤差範囲はこの ARM と SPD で決まる図 2.10 のような扇形の領域となる。

従来のコンプトン望遠鏡で用いられてきた ARM 及び SPD は PSF を表しておらず、角度分解能の評価を正しく行えていなかった。ETCC では ARM と SPD から PSF を見積もることができるため、一般の望遠鏡と同様に PSF による角度分解能の評価が可能であり、地上試験から検出感度を正確に見積もることができる。線源のイメージの広がりについて累積比率をとり、その累積比率が 50% となる角度を

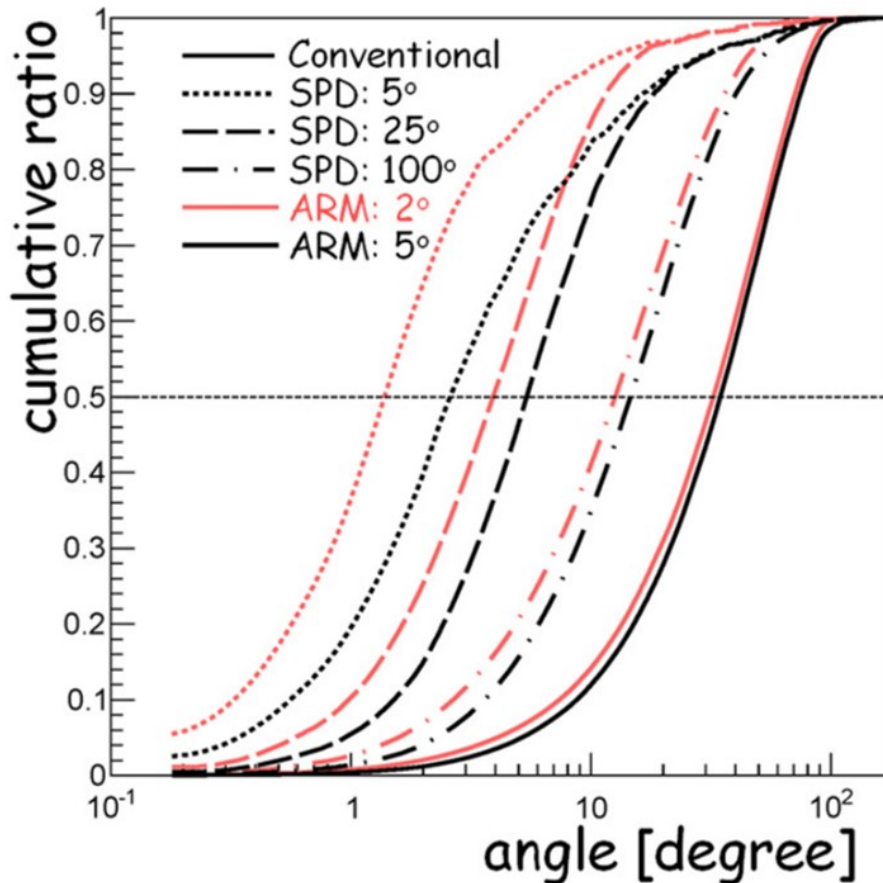


図 2.11 累積比率 [15]。赤と黒の線はそれぞれ ARM が 2 度と 5 度を表し、実線、点線、破線、一点鎖線はそれぞれ従来のコンプトンイメージング、SPD が 5 度、25 度、100 度を表している。

PSF と定義している (図 2.11) [15]。現行の ETCC では、ARM が 5 度、SPD が 100 度で PSF が約 15 度となる。1 度の PSF を実現するためには、ARM が 2 度、SPD が 10 度という精度が要求される。

2.3 SMILE

ETCC による MeV ガンマ線観測の実証と科学観測を目指した気球実験 Sub-MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment, SMILE 計画を進めている。

2006 年 9 月に行われた第一回気球実験 SMILE-I では、ETCC を搭載した気球を ISAS/JAXA の三陸大気球観測所より放球し、高度 32~35 km で約 3 時間の観測を行った。シミュレーションから高度 32 km で 3 時間の水平浮遊による観測を行うと 400 個の宇宙拡散・大気ガンマ線が検出されると予想された。実際に検出された事象数は雑音を含め 2.2×10^5 事象にも及んだが、雑音事象を除去した水平浮遊時の事象数は 420 個となり、誤差の範囲でよく一致するものであった [16]。また、得られた宇宙拡散ガンマ線及び大気ガンマ線のスペクトル (図 2.12) は、過去の多数の実験と誤差の範囲でよく一致する結果となった [16]。これらのことから、ETCC は雑音が多い環境においても雑音事象を強力に排除し、ガンマ線の観測が行えることが実証された。

次に ETCC のイメージング能力を実証するため、2018 年 4 月に第二回気球実験 SMILE-2+ を実施した。SMILE-2+ では、オーストラリアのアリススプリングスから放球され、高度約 39 km で約 26 時間

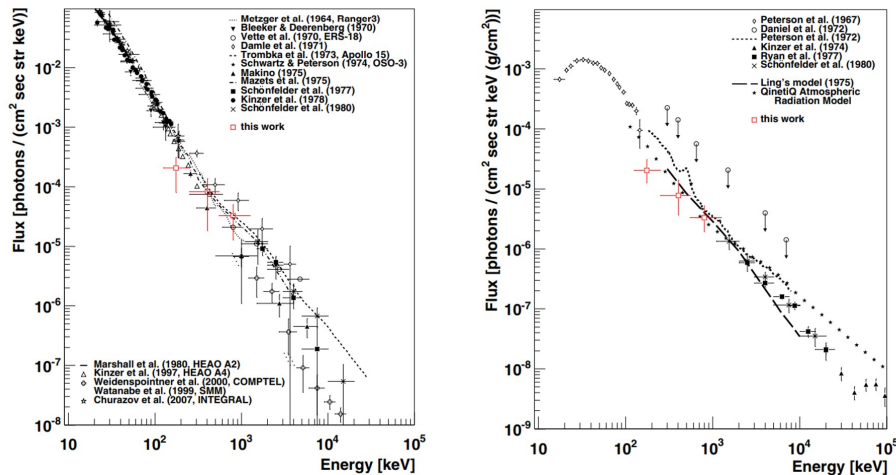


図 2.12 宇宙拡散ガンマ線スペクトル (左) と大気ガンマ線スペクトル (右) [16]。共に赤のマークが SMILE-I ETCC により得られたスペクトル。

水平浮遊し観測を行った。銀河中心領域からの電子陽電子対消滅線とかに星雲を対象に観測を行い、それぞれ広がった天体と点光源のイメージングから ETCC のイメージング能力の実証を目指す。

SMILE-I で ETCC の雑音除去能力を、SMILE-2+ でイメージング能力を確認し ETCC を用いればガンマ線観測が行えることを実証した後に、次期気球実験 SMILE-3 での ETCC による科学観測を目指している。SMILE-3 では COMPTEL の 5~10 倍の感度で半球のサーベイを行うことを目標としており、銀河面に広がる電子陽電子対消滅線や ^{26}Al の分布、電波銀河 Centaurus A 等が観測のターゲットとなる。これらの観測を行うためには、PSF を現行の 15 度から 5~10 度にまで鋭く必要がある。このためには SPD の改善とともに ARM の改善が必要である。ARM としては 5 度以下にまで抑えねばならず、より良いエネルギー分解能を持つシンチレーションカメラが必要となる。また、入射ガンマ線のエネルギーは反跳電子のエネルギーと散乱ガンマ線のエネルギーの和であり、シンチレーションカメラのエネルギー分解能が ETCC のエネルギー分解能にも影響する。ダイナミックレンジについては、現行の 200 keV~1 MeV から ^{26}Al からの 1.809 MeV のガンマ線を観測するためにも 200 keV~5 MeV にまで広げる必要がある。現行のシンチレーションカメラは合計で 60 W 程度の電力を消費している。衛星への搭載を考えると、少なくとも現在の 16 倍の数のシンチレーションカメラを搭載することを想定しており、現行のままだと消費電力が約 1 kW となってしまう。このため、現行の 1/10 程の消費電力の小さなシンチレーションカメラが必要となる。有効面積としては、300 keV で 1 cm^2 であるが、これを 10 cm^2 にまで大きくするためにシンチレータの厚みを厚くする必要がある。これらの要請を満たすべく、シンチレーションカメラの開発を行った。

第3章

シンチレーションカメラ

天体観測用硬 X 線・ガンマ線検出器では、高阻止能を持つ主要検出部としてシンチレータがしばしば用いられてきた。近年は硬 X 線領域では *INTEGRAL* 衛星に搭載された Ge やひとみ衛星に搭載された CdTe といったエネルギー分解能に優れた半導体検出器の開発も進んできているが、1 MeV 以上のガンマ線領域においては高い阻止能を持ち大型化が可能な無機結晶シンチレーションカメラが依然重要な地位を占めている。シンチレーションカメラにおける放射線の検出は図 3.1 に表されるように、

- 1) 放射線がシンチレータ物質中に入射。一次電子生成。電子正孔対生成。(エネルギー損失)
- 2) シンチレーション光発生。(発光)
- 3) 光検出器に向け集光。(集光)
- 4) 光検出器で光電子発生。(信号化)

というプロセスで行われる。本章では、シンチレーションカメラを構成するシンチレータ・光検出器及びシンチレーションカメラの一般的性質について述べる。

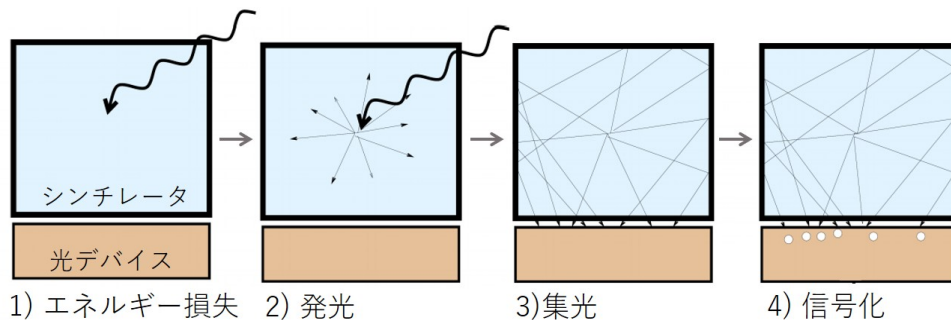


図 3.1 シンチレーションカメラの検出原理

3.1 シンチレータ

放射線の入射に対して物質中で起こる発光現象のことをシンチレーションという。シンチレーションは多くの物質中で見られるが、発光量が多く光伝達性が良い物質がシンチレータと呼ばれている。

シンチレーションの基本的なプロセスを図 3.2 に示す。物質中に入射した放射線が原子もしくは分子中の電子を励起状態に引き上げる。励起状態に引き上げられた電子は熱エネルギーを放出しながら最下面に達し、基底状態に戻る。この励起状態から基底状態に遷移する際、エネルギー差に等しい光子を放出す

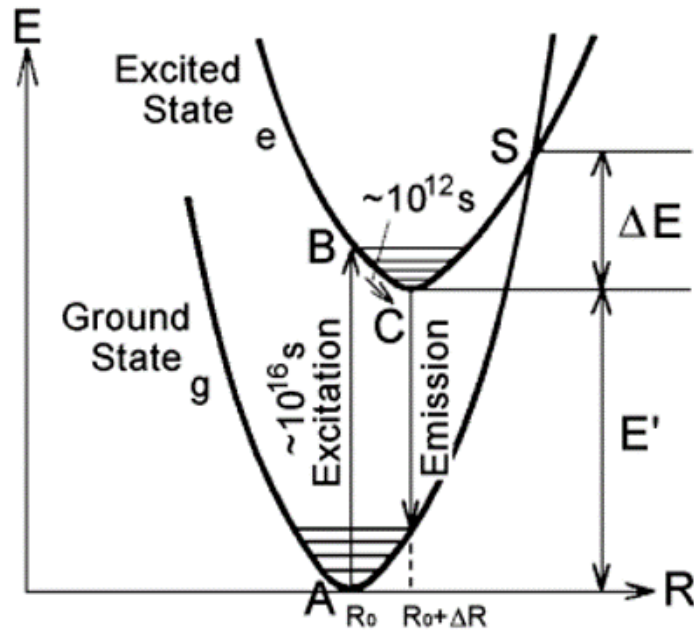


図 3.2 シンチレーションの基本原理 [17]

る。このときの光子のエネルギーが紫外から可視光領域である場合、光検出器による観測が可能となる。

シンチレータには主にプラスチックをベースとした有機シンチレータと、重い金属の結晶を主体として無機シンチレータがある。有機シンチレータの代表例としてはアントラセンやスチルベンゼンなどが挙げられる。有機シンチレーション光の減衰定数は 10 ns 以内と非常にはやい。発光効率は 2～3% でそれほど大きくないが、発光波長が紫外領域にピークをもち波長変換器や波長変換ファイバーによる読み出しに向いている。発光機構はベンゼン環中の π 電子の励起によるものであり、発光過程にはシンチレーション発光のほかに減衰時間が非常に長い燐光成分も存在する。アントラセンもスチルベンゼンも純粋結晶では非常に脆いが、発光機構が分子構造に依っているため結晶構造が壊れてもシンチレーションの性質は失わない。このためスチレンやトルエンなどの有機溶媒に溶かし込むことで液体状にすることが可能である。またその液体を重合化することで固化させることができる。これは一般にプラスチックシンチレータと呼ばれており、大型化も安価に可能であるため、荷電粒子検出器としてよく使われている。また多くの有機シンチレータが異なる荷電粒子に対して波形が異なるため、波形弁別により粒子識別が可能となる。

無機シンチレータは、 BaF_2 、 NaI(Tl) 、 CsI(Tl) 等に代表される無機結晶のシンチレータである。原子番号が大きいため、光電吸収面積が大きくまた発光効率も 10% 程度をもつものがあり、硬 X 線、ガンマ線検出に向いている。ただし、有機シンチレータに比べると高価であり、また壊れやすい。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 [10, 18, 19, 20, 21, 22, 23]。

SMILE-2+ のガンマ線検出部では GSO シンチレータを用いている。発光量が NaI(Tl) の 2 割程度ありながら、大きな原子番号及び高密度、高阻止能かつ高速応答というバランスの取れたシンチレータである。放射線耐性に非常に優れており、宇宙環境下での使用も期待され、X 線天文衛星「すざく」の Hard X-ray Detector (HXD) に搭載された [24]。潮解性をもたないため扱いやすいが、劈開性をもつため加工には注意が必要である。

表 3.1 無機シンチレータの性能 [10, 18, 19, 20, 21, 22, 23]

結晶名 (活性化物質) (略称)	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BaF ₂	Gd ₂ SiO ₅ (Ce) GSO	Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ BGO	LaBr ₃
密度 (g/cm ³)	3.67	4.51	4.89	6.71	7.13	5.29
発光波長 (nm)	415	540	220,310	440	480	380
光量 (NaI(Tl) = 100)	100	45	5,16	20	7-10	160
減衰時間 (ns)	230	680,3340	0.6,620	30-60	300	16
屈折率	1.85	1.80	1.56	1.85	2.15	1.9
潮解性の有無	有	僅か	無	無	無	有
放射線耐性 (gray)	10	10 ³	10 ³⁻⁴	10 ⁶	10 ²⁻³	>3.4 × 10 ³

3.2 光検出器

シンチレータ光を効率よく電気信号に変換する光検出器には様々なものが存在する。ここでは代表的な光検出器として、光電子増倍管 (PMT) と半導体の光検出器について述べる。

光電子増倍管の構造を図 3.3 に示す。電子増倍の原理としては次の通りである。入射光子が光電面内の電子を励起し、真空中に光電子を放出する。光電子は集束電極で加速・収束され、ダイノードに衝突し二次電子を放出する。二次電子がさらにダイノードにより加速と衝突を繰り返すことで電子数が増倍し、最終的に 10⁶ ~ 10⁷ 倍となる。光電子増倍管は非常に高速の時間特性を持つが、ダイノードの構造により数 ns ~ 数十 ns の遅延が起こる。量子効率や感度波長範囲は光電面の物質に依存する。そのため使用用途に応じた光電子増倍管の選択が必要になる。また、光電子増倍管は一般に磁場環境に弱い。

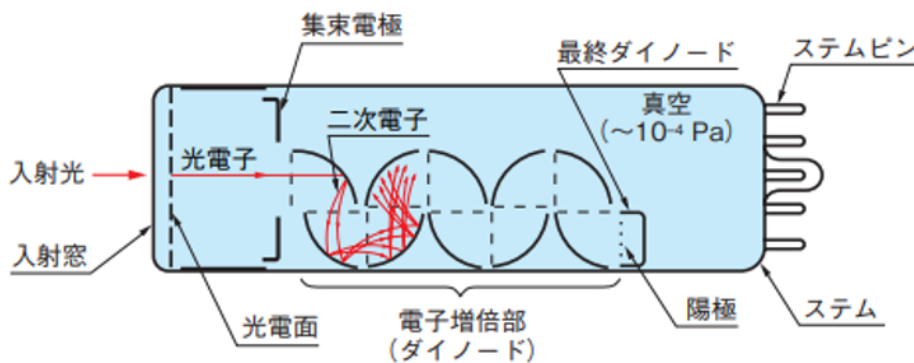


図 3.3 光電子増倍管の構造 [25]

半導体では価電子帯と伝導体のエネルギーバンドが約 1 eV 程度であるため、絶縁体よりも小さなエネルギーで価電子帯の電子が伝導体に移ることができる。代表的な半導体検出器である Si 中では平均 3.6 eV のエネルギーで一つの電子が価電子帯から伝導体に移る。このとき伝導体に自由電子が、価電子帯に正孔が生成される。シンチレーション光子のエネルギーは 3~4 eV 程度なので、半導体中で電子を励起する可能性をもつ。シンチレーション光を半導体に照射することにより、発光光子数と同程度の電子正

孔対を生成することができるため、半導体は光電子増倍管に比べて非常に統計ゆらぎの小さな観測が可能となる。

この伝導体への電子励起は電子の熱運動によっても起こるため、純粋な半導体中では常に一定量の電子正孔対が存在している（真性キャリア密度）。しかし、通常半導体には不純物が混ざりこんでおり、不純物は半導体のエネルギーバンド構造に新たにドナー準位あるいはアクセプタ準位を生成する。ドナー準位は価電子帯のすぐ下、アクセプタ準位は価電子帯のすぐ上に存在するため、熱励起により簡単にそれぞれ伝導体に電子が、価電子帯に正孔が移動する。不純物に 15 族の P や As を含み、ドナー準位を生成するものを n 型半導体と呼び、不純物に 13 族の B や Al を含み、アクセプタ準位を生成するものを p 型半導体と呼ぶ。半導体中に存在するキャリア密度 n は

$$n_p n_e = n^2 \tag{3.1}$$

n_p : 正孔密度
 n_e : 電子密度

で決まっている。Si の場合常温で $n = 10^{10}/\text{cm}^3$ であり、通常の不純物濃度に比べて極めて小さいため、不純物が存在すると熱励起で生成される正孔および電子はドナー準位あるいはアクセプタ準位につかまり、半導体中の電荷キャリアは n 型の場合は電子のみ、p 型の場合は正孔のみということになる。このため、通常の半導体は電気伝導性をもっているため、光入射により生成した電荷のみを収集することは困難である。そこで p 型と n 型を接合することにより、電荷キャリアの存在しない空乏層を形成する。これにより、逆デバイス電圧を印加することで電荷収集を可能にする。

シンチレーション光を半導体検出器でとらえるためには結晶の大きさに応じて面積が数 mm^2 から数 cm^2 必要になる。しかし、半導体検出器における雑音はその検出部の増大に伴い増大するため、大きな面積のものを製作するには電気容量を抑えるために厚くする必要がある。空乏層厚は印加電圧と不純物量が少ない側の不純物濃度によって決定する。そこで、非常に純度の高い n 型のウエハに強くドーピングされた p^+ 型の電極を取り付けることで、n 型の純度を高め、空乏層の厚いものを作成する。このような構造を PIN 構造と呼び（図 3.4）、PIN 構造を持つ半導体光検出器を PIN フォトダイオードという。

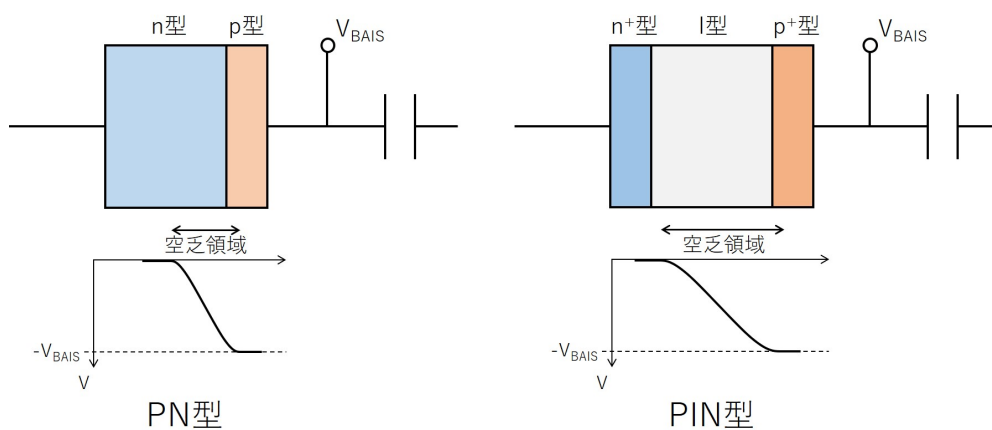


図 3.4 PN 型半導体と PIN 型半導体

PIN フォトダイオードのような通常の半導体検出器は増倍機構をもたないため、常温での対雑音性能が悪い。アバランシェフォトダイオード (APD) は、内部でキャリアの発生する機構はフォトダイオードと変わらないが、内部でキャリアを増倍する機構をもつという点で優れている。100~300 V の電圧を

図 3.5 のような電極構造に与え、アバランシェ増倍を起こすことで数百程度の利得を得る。このような内部機構により微弱な信号を高い受光感度で測定できる。このため、通常のフォトダイオードに比べて高い S/N が得られ、優れた直線性をもつ。ただし、高い電圧や温度調整が必要となる。

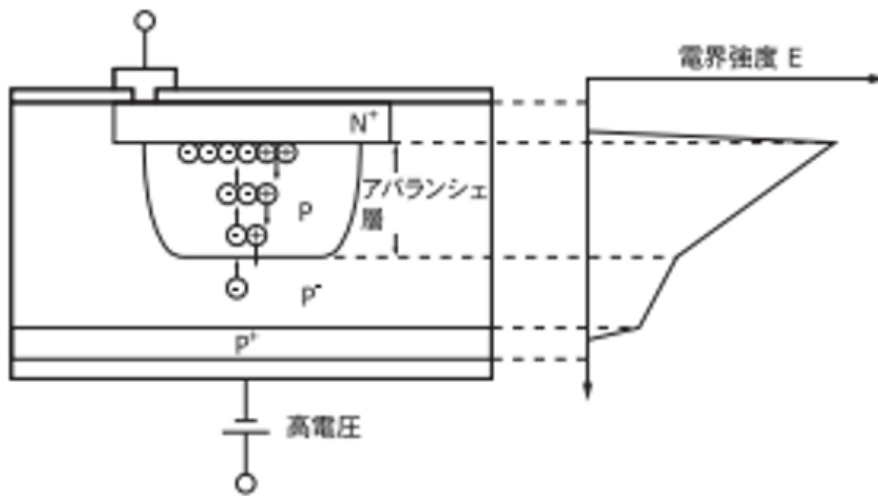


図 3.5 アバランシェ増幅の模式図 [25]

APD の逆電圧を降伏電圧以上にして動作させると、光量の大小に関係なく光入射によって素子固有の電気容量に比例した飽和出力が発生する（ガイガー放電）。この電圧で APD を動作させる状態をガイガーモードと呼ぶ。このガイガーモード APD をマルチピクセル化した光子計測デバイスを Multi-Pixel Photon Counter (MPPC、浜松ホトニクス) という。ガイガーモードにおいては 1 光子の検出時においても放電現象により大きな出力が得られるが、ひとたびガイガー放電が始まると素子内部の電解が保たれる間は放電が継続してしまう。図 3.6 のようなクエンチング抵抗を APD に直列で接続し、ガイガー放電による出力電流がクエンチング抵抗を流れる際に電圧降下を起こし、直列に接続された APD の動作電圧が下がることでガイガー放電止めて次の光子を検出できるようになる。このガイガーモード APD とクエンチング抵抗の組を 1 cell と呼ぶ。典型的に $10^5 \sim 10^6$ 程のゲインを持つ。この 1 cell に対して複数の光子が入射しても得られる信号は 1 光子の場合と同じになってしまうため、MPPC の 1 unit あたりには多数の cell が並列に接続されている (cell のピッチ: 10 ~ 数十 μm)。半導体素子の中でも MPPC は PIN フォトダイオードに比べて S/N がよく、APD に比べてゲインが高いという特徴を持つ。

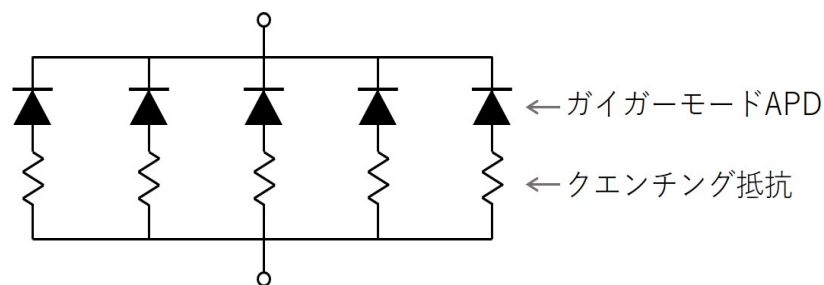


図 3.6 MPPC の構成 [25]

3.3 シンチレーションカメラによる放射線測定

シンチレータと光検出器を組み合わせた検出器をシンチレーションカメラという。シンチレータと光検出器の受光面とでは屈折率が異なる場合が多く、そのまま接続しても散乱などにより効率よく集光されない。そのため通常は両者の間くらいの屈折率を持つ光学グリッドや光学セメントを介して接続する。本節では、シンチレーションカメラの性質について述べる。

3.3.1 シンチレーションカメラによるエネルギースペクトル

シンチレーションカメラで単色のエネルギースペクトルを取得すると、エネルギーや検出器の大きさによって次のような応答が得られる。

低エネルギー（100 keV 以下）の場合、原子番号が大きく硬 X 線領域でも光電吸収確率がコンプトン散乱確率より大きいときには、得られるスペクトルは入射 X 線のエネルギーを示す大きな光電吸収ピーク（図 3.7(A)）と、特性 X 線が検出器の外部に逃げ出したエスケープピーク（図 3.7(B)）から構成される。エスケープピークの高さは入射 X 線が主に反応する結晶の大きさによるため、小さい検出器や低エネルギーの X 線ほど顕ようになってくる。また、低エネルギーでは光検出器および読み出し回路におけるノイズにより測定可能なエネルギー帯域が制限される。

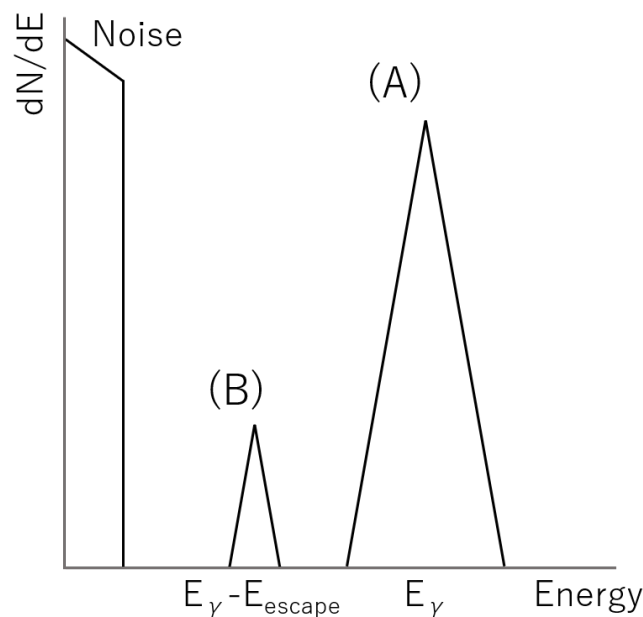


図 3.7 硬 X 線に対する小型検出器の応答

エネルギーが 100 keV 以上で小型検出器の場合、光電吸収の断面積よりもコンプトン散乱や対生成の断面積が大きくなっていくため、入射光子の検出器内での反応は様々なものになる。例えばコンプトン散乱ガンマ線や、対生成による陽電子と物質内の電子の対消滅ガンマ線など透過力の高い放射線が発生するため検出器外に入射光子のエネルギーが逃げ出しやすい。検出器が小型でこのような二次的なガンマ線を外部に逃してしまうような場合、そのエネルギースペクトルは以下の成分からなる。

- 光電吸収による成分 (図 3.8(C))
- コンプトン散乱反跳電子のエネルギー (図 3.8(D))
- 検出器外部でコンプトン散乱したガンマ線による後方散乱ピーク (図 3.8(E))
- 対生成後の対消滅ガンマ線によるエスケープピーク (図 3.8(F)) (但し、(入射光子のエネルギー) >1.02 MeV の場合)

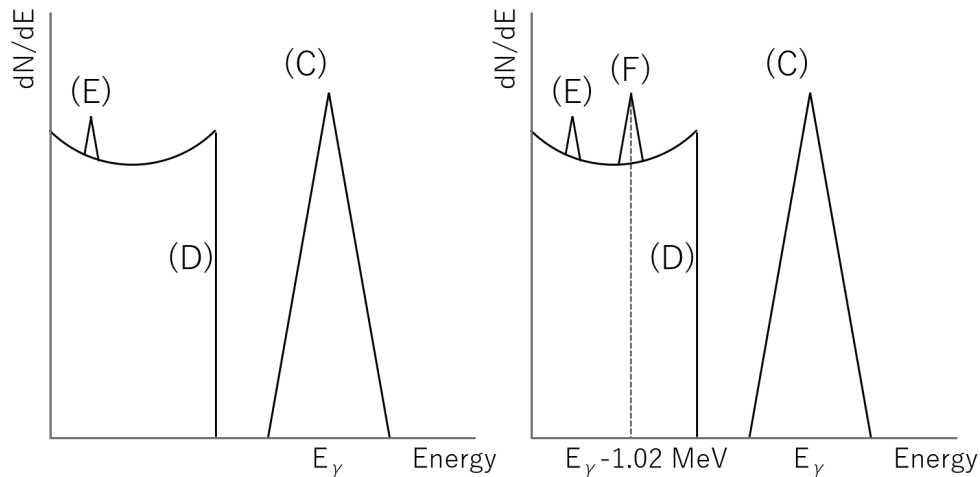


図 3.8 ガンマ線に対する小型検出器の応答

(左 : (入射光子のエネルギー) <1.02 MeV、右 : (入射光子のエネルギー) >1.02 MeV)

エネルギーが 100 keV 以上で検出器が二次的なガンマ線を外部に逃がさないほど大きい場合、そのエネルギースペクトルは入射ガンマ線の全吸収ピークとなる。しかし、実際の検出器では入射位置や大きさに制限があるため以下のような成分の重ね合わせとなる。

- 全吸収ピーク (図 3.9(G))
- コンプトン散乱反跳電子のエネルギー (図 3.9(H))
- 検出器外部でコンプトン散乱したガンマ線による後方散乱ピーク (図 3.8(E))
- 複数回のコンプトン散乱による反跳電子のエネルギーの和 (図 3.9(J))
- 対消滅ガンマ線によるダブルエスケープピーク (図 3.9(K))
- 対消滅ガンマ線によるシングルエスケープピーク (図 3.9(L))

3.3.2 シンチレーションカメラによるエネルギー分解能

シンチレーションカメラにおけるエネルギー分解能は次の 4 つが大きな要因となる。

- シンチレーション光子及び光電子のゆらぎ : σ_{pe}
- シンチレーションカメラ内部の発光効率の位置依存性及び電子エネルギー依存性 : σ_{int}
- シンチレーション光の集光率依存性 : σ_{trans}
- 読み出し回路ノイズ : σ_{noise}

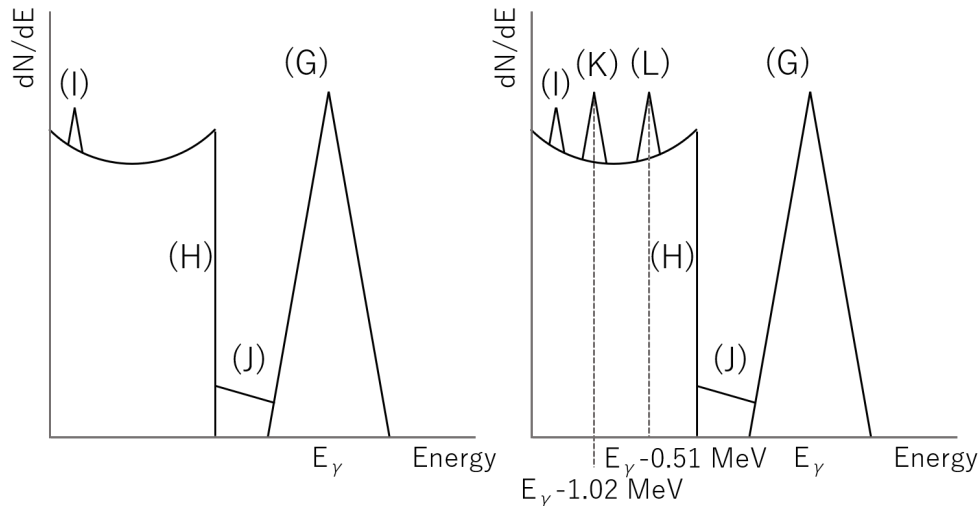


図 3.9 ガンマ線に対する大型検出器の応答
 (左：(入射光子のエネルギー) <math>< 1.02 \text{ MeV}</math>、右：(入射光子のエネルギー) $> 1.02 \text{ MeV}$)

エネルギー分解能はこれらの成分を結合した形で表される。

$$\sigma_{total} = \sqrt{\sigma_{pe}^2 + \sigma_{int}^2 + \sigma_{trans}^2 + \sigma_{noise}^2} \tag{3.2}$$

シンチレーション発光は確率的なプロセスをとるため、その発光光子数には同じエネルギー損失に対しても統計的なゆらぎが生じる。このゆらぎはポアソン統計ゆらぎとして $\sigma_{pe} = \sqrt{\text{光電子数}}$ と表される。光電子数はシンチレーション光子数に平均の集光率と量子効率をかけたものである。シンチレーションカメラの場合、放射線のエネルギー損失 E に対して、(光電子数) $\propto E$ が成り立っているため、 $\sigma_{pe} \propto \sqrt{E}$ となる。そのため、 σ_{pe} が大きい場合、シンチレーションカメラのエネルギー分解能 $\frac{\Delta E}{E}$ は次のように表される。

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \tag{3.3}$$

シンチレーション発光効率は検出器中に含まれる不純物の量や結晶構造により変化する。そのため、結晶が均一でない場合、発光効率に位置依存性が現れ、シンチレーションが起こる位置によって発光量にゆらぎが生じてしまう。また、ほとんどのシンチレータにおいて低エネルギー電子に対するシンチレーション効率のエネルギー依存性があることが知られている。これは低エネルギー側で線形性が崩れるとともに、コンプトン散乱を伴い全エネルギーを検出器に与えたイベントと、光電吸収を起こしたイベントとの間に発光量のずれが生じ、エネルギー分解能を悪化させる。

シンチレーション光を光検出器で電子化するまでに、シンチレーション光の発生点から光検出器までの経路によりシンチレーション光の集光率に違いが生じる。光電子数はシンチレータの結晶種、形状、反射材の材質、及び光検出器面の屈折率に影響を受ける。特に、シンチレータは体積に対して光検出器の受光面の大きさが小さいものほど影響を受けやすい。

電子回路上のノイズは信号の大きさに依らず回路によってほぼ一定である。このため、光電子増倍管やMPPCのように光検出器の増倍によって信号を大きくすると S/N 比が良くなり、回路上のノイズの影響を非常に小さくすることができる。しかし、Si PIN のような増幅機構を持たないような光検出器の場合は回路ノイズの影響が大きくなりやすいので、低ノイズ増幅器や低温での使用などが必要となる。

3.3.3 シンチレーションカメラの読み出し回路

シンチレーションカメラは入射ガンマ線のエネルギーに比例した電荷を出力するので、シンチレーションカメラの読み出しとしては、電荷信号を電圧信号に変換し、その電圧信号を AD 変換するという信号処理が一般的である。電荷-電圧変換においては、その後の AD 変換で扱いやすい電圧の大きさ、パルスの幅になるように波形整形をかける必要がある。ここで得られるパルスの波高値も入射ガンマ線のエネルギーに比例しており、基本的には AD 変換によってこの波高値が得られれば良い。

波高値のデータ取得を行う代表的な ADC として、ピークホールド、サンプルホールド、サンプリングなどがある。ピークホールド ADC の概念図を図 3.10 に示す。入力電圧が出力電圧よりも高い限りコンデンサには充電され続け、入力電圧と出力電圧が等しくなるとコンデンサの充電が止まり、入力電圧の最大値を記録するという方式である。波形の最大値のみを記録するのでデータ量が少なく済むが、常に最大波高値を更新するように動作するため、読み出した値が最後に入った信号の波高値を示すとは限らない。

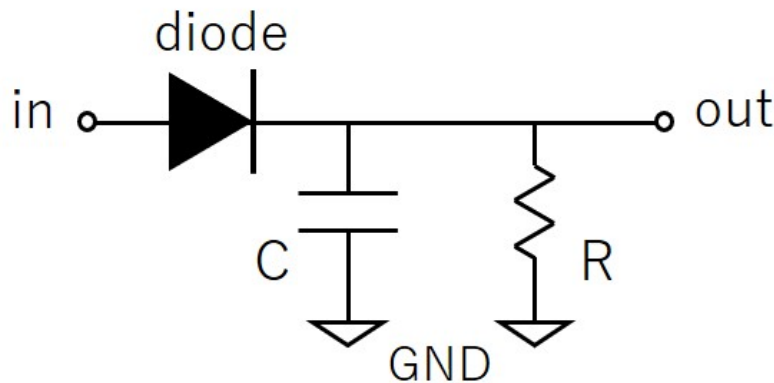


図 3.10 ピークホールド ADC の概念図

サンプルホールド ADC は、あるタイミングでの電圧値を AD 変換して記録する。例えば図 3.11 のように、ある閾値を越えたときを基準に一定時間経過後の電圧値を記録する。この電圧から波高値を計算する。

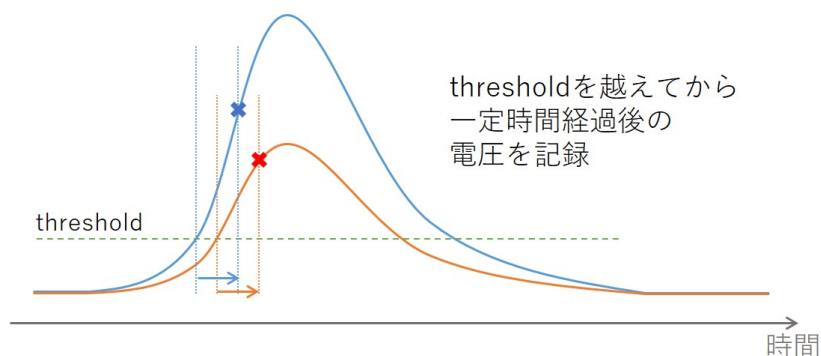


図 3.11 サンプルホールド ADC

サンプリング ADC は、常に AD 変換をして記録し続け、トリガー入力で停止し、さかのぼってデータ

を読み出す。そのため、データ量は多くなってしまいが、図 3.12 のように複数の信号の入力に対して切り分けが可能になる。

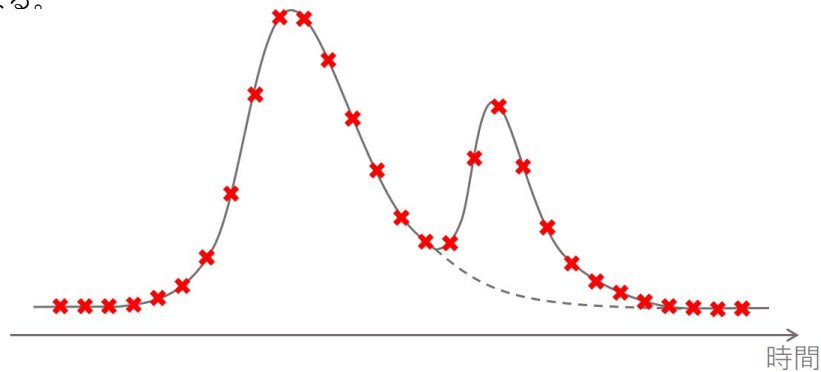


図 3.12 サンプルング ADC

3.4 ETCC に求められるシンチレーションカメラ

本節では ETCC を構成するシンチレーションカメラとして必要とされる性能と、SMILE-3 に向けて求められる性能について述べる。

まず、シンチレータには高い阻止能が求められる。シンチレーションカメラで散乱ガンマ線を検出するが、コンプトン散乱によりエネルギーの一部を測定できずに失ってしまうと、コンプトン散乱事象を再構成することができないため、全エネルギーを測定できることが望ましい。散乱ガンマ線の方向情報を取得するには吸収点の位置情報が必要になるため、シンチレータと光検出器をアレイにして並べることで 2 次元位置感度を持つシンチレーションカメラとしている。この位置分解能はシンチレータと光検出器のピクセルサイズに依存しており、吸収点の位置分解能は 6 mm となっている。数 MeV の光電子は GSO で全吸収されるのに数 mm 必要となるため、これ以上ピクセルサイズを小さくするのは難しい。散乱角は散乱ガンマ線と反跳電子のエネルギーから求められるため、角度分解能はシンチレーションカメラと TPC のエネルギー分解能に依存している。PSF \sim 5 度を実現するには、シンチレーションカメラのエネルギー分解能として 8% (662 keV、FWHM) が求められる。また、TPC 単独では測定できない散乱点の位置を、シンチレーションカメラで取得した時間情報を用いて求めるので、TPC 内の電子のドリフト速度に応じてはやい時間分解能が求められる。TPC は、検出器内部で反跳電子により電離され生じた電子雲が、TPC にかげられた平行電場によってある方向にドリフトされ、ストリップ構造を持つガス検出器によって飛跡の 2 次元射影情報を測定するという原理上、単独では散乱点の垂直方向の位置を知ることができない。そのため、散乱が起きた (= 散乱ガンマ線が検出された) 時刻と電子飛跡が検出された時刻をシンチレーションカメラで測定し (図 3.13)、その時間情報と電子のドリフト速度から散乱点の位置情報を得る必要がある。従って、TPC の空間分解能はシンチレーションカメラの時間分解能に依存しており、電子飛跡検出器の位置分解能 (400 μ m) と同程度の分解能を得るには、ドリフト速度 4 cm/ μ s とすると時間分解能として \sim 10 ns (FWHM) が要請される。

SMILE-3 において科学観測を行うためには角度分解能の向上が課題となっており、そのためにはシンチレーションカメラのエネルギー分解能を向上させる必要がある。現行の ETCC のシンチレーションカメラには GSO シンチレータと PMT (H8500、浜松ホトニクス) を使用しているが、GSO の発光波長 440 nm に対して PMT の約 2 倍の感度を持つ MPPC を使用することによってエネルギー分解能の向上

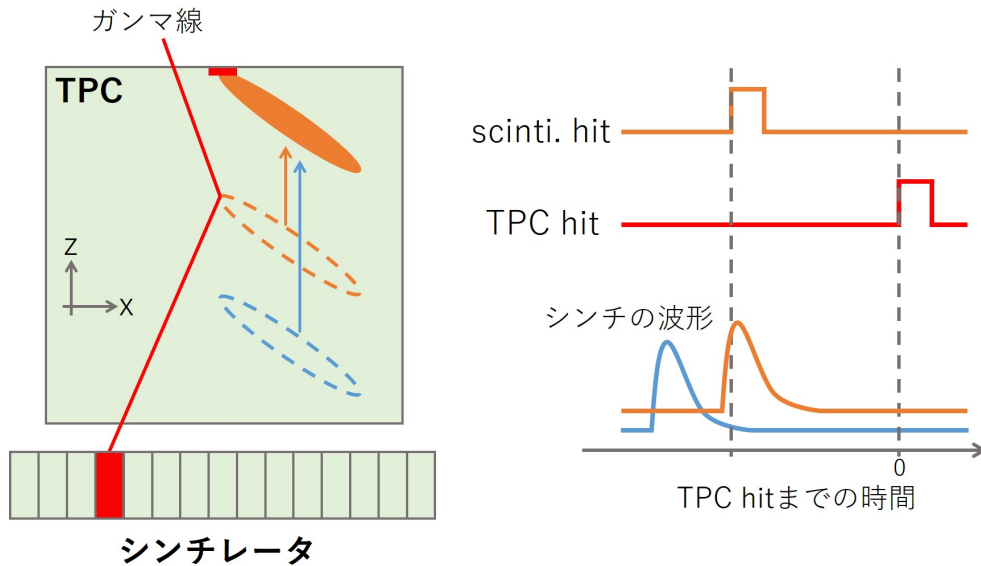


図 3.13 ドリフト時間の測定方法

が期待できる (図 3.14)。実際に、現行のシステムで PMT を MPPC に置き換えるだけでエネルギー分解能が約 11% (662 keV、FWHM) から約 8% (662 keV、FWHM) になることを確認している [26]。また、今後の気球実験においては 1 ヶ月にも及ぶ長時間の観測を行うことも検討しており、システムの消費電力を抑えることも課題となっている。MPPC は PMT と異なり、動作電圧も低く (PMT : ~ 1000 V、MPPC : ~ 50 V)、また電流を多く流す必要がないため、省電力となることが期待できる。これらの理由から、MPPC を採用したシンチレーションカメラの開発を行った。

現行の ETCC ではデータ取得方法としてコモンスタート方式を採っている。シンチレーションカメラで信号があると、TPC でのドリフト時間の最大値分 ($8 \mu\text{s}$) だけ検出を止め、TPC の方で電子飛跡の検出があるかどうかを待つ。TPC で信号があればデータとして保存し、なければ破棄する (図 3.15 (左))。ここで後者の場合、TPC の信号を待っている $8 \mu\text{s}$ が不感時間となるが、シンチレーションカメラと TPC とではヒットレートがシンチレーションカメラのほうが 100 倍程多く、このデータ取得方法だと不感時間が多くなってしまふ。そのため MPPC シンチレーションカメラでは、不感時間削減のため TPC での信号検出をトリガーにしてコモンストップ方式によるデータ取得を行う (図 3.15 (右)) [30]。コモンストップに対応できるサンプリング ADC を採用し、新たなシステムを開発した。

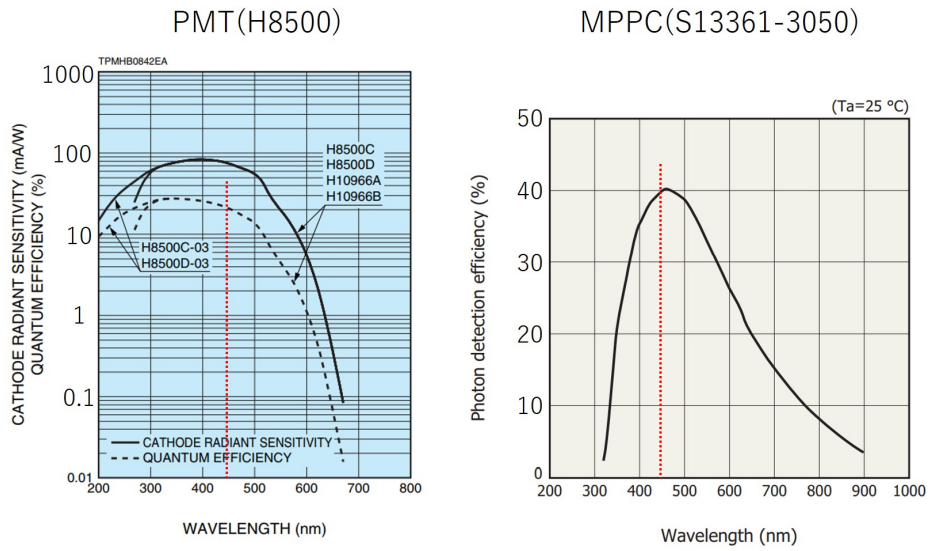


図 3.14 440 nm (赤点線) に対する感度 (左 : PMT (破線)、右 : MPPC) [25]

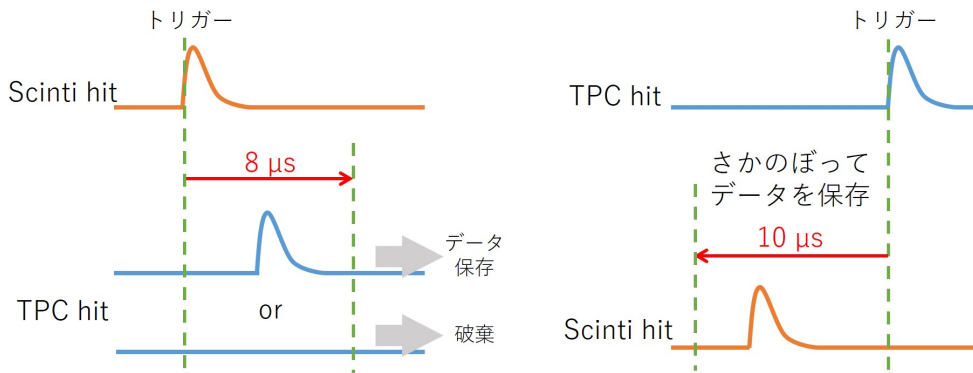


図 3.15 データ取得方法 (左 : コモンスタート、右 : コモンストップ)

第 4 章

MPPC シンチレーションカメラ

省電力、エネルギー分解能の向上、ダイナミックレンジの拡大のために光検出器として MPPC を採用し、不感時間削減のためにコモンストップ方式によるデータ収集を可能とするサンプリング ADC を用いたシンチレーションカメラの開発を進めている。本章では、検出器の概要、性能について述べる。

4.1 検出器の構成

開発中の MPPC シンチレーションカメラを図 4.1 に示す。全体としては GSO シンチレータと 4 種類の基板（MPPC 基板、AMP 基板、ADC 基板、FPGA 基板）から構成されている。FPGA 基板にそれ以外のものが 6 セット接続されて 1 つのシステムとなっており、これを Head Amp と呼んでいる。

シンチレータには、高密度、高阻止能かつ高速応答というバランスの取れたシンチレータである GSO を用いている。後述の MPPC のピクセルサイズと同等の $6 \times 6 \times 13\text{mm}$ の GSO を 64 個並べて使用している（図 4.2）。GSO 間には ESR（Enhanced Specular Reflector, 3M）という多層膜構造の反射材が巻いてあり、シンチレーション光を検出した GSO の真下の MPPC のピクセルに落とすことができる。

200 keV~5 MeV というダイナミックレンジを達成するために、GSO 1 ピクセルあたりに必要な MPPC の cell 数は次のように見積もることができる。GSO の発光量（12500 photon/MeV、[28]）から、5 MeV のガンマ線が入射したときに発生する光子数は 62500 個となる。MPPC の 1 unit 当たりの cell

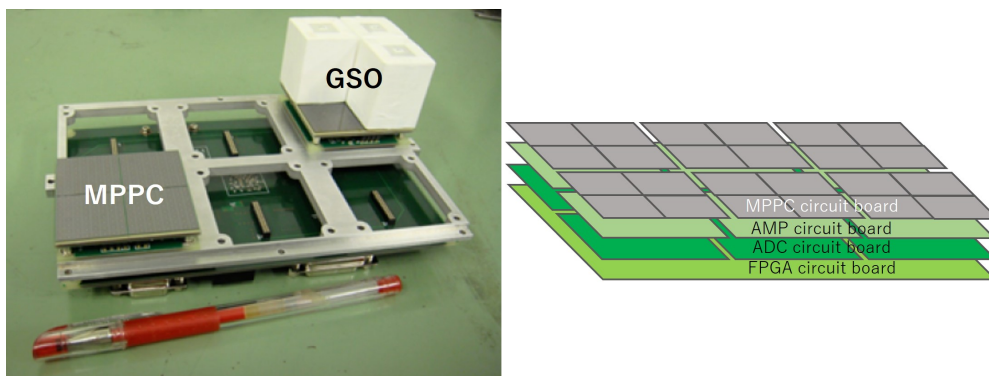


図 4.1 Head Amp (右：基板部の模式図)



図 4.2 GSO アレイ

数を N_p 、光子検出効率を ϵ とすると、 n 個の光子が入射したときに光子を検出する cell 数 N_p^f は、

$$N_p^f = N_p \left(1 - \exp\left(-\frac{\epsilon n}{N_p}\right) \right) \quad (4.1)$$

と表すことができる [27]。例えば、S13361-3050NE-08 (浜松ホトニクス、図 4.3、表 4.1) という素子の MPPC は 1 unit 当たりの cell 数が 3584 個であり、この 1 unit で 5 MeV のガンマ線を読み出すと検出光子数が飽和しており (図 4.4 青線)、エネルギー分解能が悪化してしまう。しかし、4 unit を読み出しに使用すればそれほど飽和することなく、5 MeV のガンマ線が検出できることが期待される (図 4.4 赤線)。実際にはすべての光子が同時に検出されるわけではなく、時間差をもって検出されるため飽和の割合は緩やかになる。そのため、S13361-3050NE-08 を採用し、4 unit を直列に接続し 1 ピクセルとして、この素子を 4 つ接続して 1 枚の MPPC 基板とした (図 4.5)。4 unit を直列に接続している理由としては、MPPC の端子間容量 (320 pF) は時定数に影響しているため、直列接続とすることで端子間容量を小さくし (80 pF)、時定数を小さくするためである。1 枚の MPPC 基板には 64 ピクセルあるが、消費電力を抑えるために、ピクセル毎に個別に読み出すのではなく現行のシンチレーションカメラと同様の抵抗チェーンによる 4 端読み出しを採用している (図 4.6)。現行の抵抗チェーンの抵抗は 100Ω であるが、MPPC のキャパシタに適するように抵抗値を 10Ω としている [26]。検出位置は以下の重心演算によって決定できる。

$$x = \frac{(Q_1 + Q_2) - (Q_0 + Q_3)}{Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3} \quad (4.2)$$

$$y = \frac{(Q_0 + Q_1) - (Q_2 + Q_3)}{Q_0 + Q_1 + Q_2 + Q_3} \quad (4.3)$$

Q_0, Q_1, Q_2, Q_3 : 図 4.6 の 4 端から読み出される電荷量

x, y : 重心位置

抵抗チェーンの 4 端から読み出された電荷信号を増幅し、電圧信号に変換するための AMP 基板 (図 4.7) には、時定数が $6 \mu\text{s}$ の前置増幅回路、1 段の積分回路、異なる 2 つのゲインの増幅回路を実装した

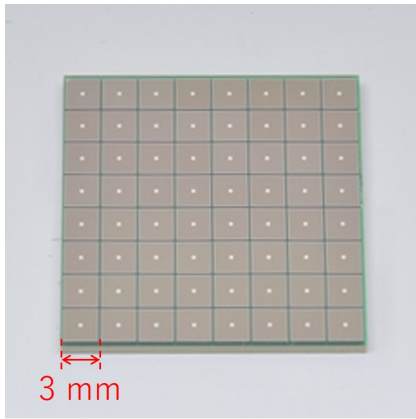


図 4.3 MPPC (S13361-3050NE-08、浜松ホトニクス)

表 4.1 S13361-3050NE-08 の仕様

有効受光面積 / unit	3 × 3 mm
cell 数 / unit	3584
cell ピッチ	50 μm
感度波長範囲	320 ~ 900 nm
最大感度波長	450 nm
降伏電圧	53 ± 5 V
動作電圧	降伏電圧 + 3 V
端子間容量 / unit	320 pF
増倍率	1.7 × 10 ⁶
光子検出効率	40 %

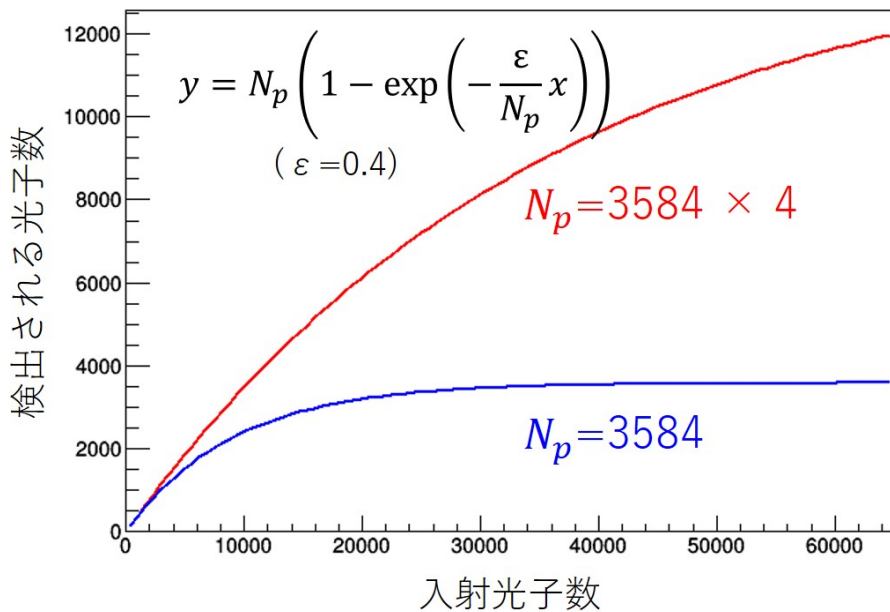


図 4.4 検出光子数

(図 4.8)。2 ゲインの増幅回路は、100 keV ~ 1 MeV を High gain で、1 MeV ~ 5 MeV を Low gain で読み出し、ダイナミックレンジを拡大することを目的に設計した。

ADC 基板 (図 4.9) には、コモンストップ方式によるデータ収集を可能とするため、サンプリング ADC を使用している。サンプリングレートが低いとアナログ波形を正確に記録できない。一方、サンプリングレートが高いと消費電力が大きくなるため、シミュレーションにより最適なサンプリングレートを検討し [26]、2.5 Msps の 14 bit ADC (LTC2313、消費電力 : 25 mW) を採用した。MPPC 基板の 4 端出力を AMP 基板の 2 ゲインで読み出すため、ADC は 8 つ搭載しており、これらに共通の clock 信号を与えることで同期した動作が可能となっている。入力電圧範囲が 0~4096 mV であるので、入力電圧 (V_{in}) と出力の ADC 値との関係は、 $V_{in} = \text{ADC}/4$ で表される。

FPGA 基板 (図 4.10) では、MPPC 印加電圧の生成・制御、ADC 制御、データ転送、アナログ・デジ

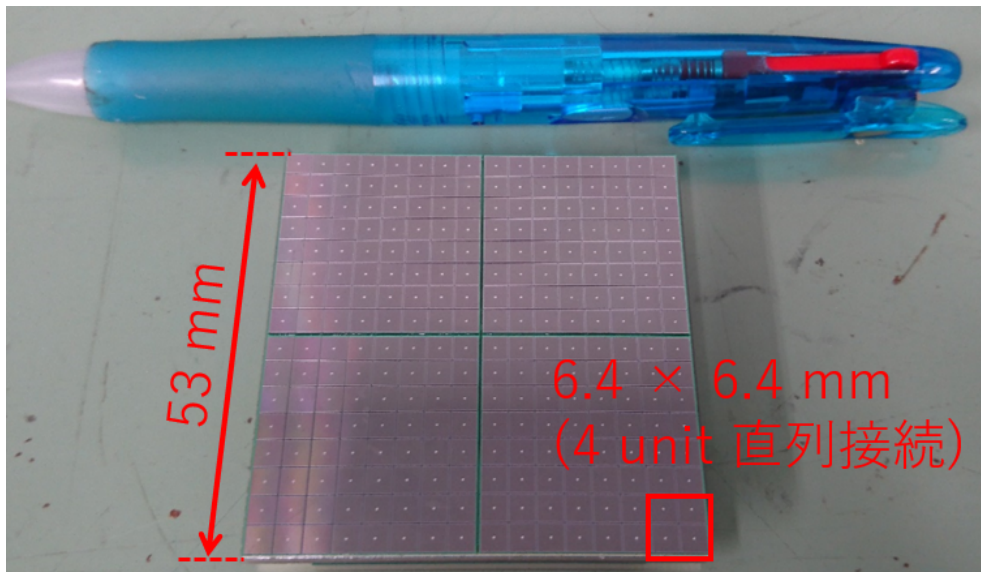


図 4.5 MPPC 基板

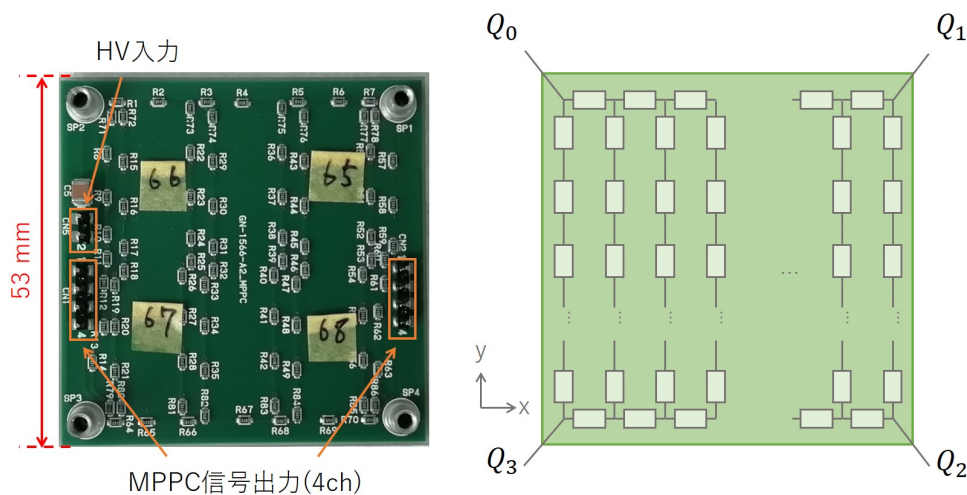


図 4.6 MPPC 基板裏面の抵抗チェーン (左：抵抗チェーン、右：模式図)

タル電源電圧の供給を行う。搭載されている電源は、HV 生成用の 12 V 電源、AMP 基板動作用の 5 V 電源、デジタル回路動作用の 3.3 V 電源、その他デジタル回路用電源 (3.3 V 入力で作動する) である。12 V、5 V、3.3 V 電源に共通の入力電圧範囲が 16~32 V であり、単一の入力電圧 (16 V) で FPGA 基板上のすべての電源が動作する。MPPC の高圧電源には、DC/HV (HAPM-0.3PS、松定プレジジョン、図 4.11、表 4.2) を使用する。DC/HV は外部からの入力ファレンス電圧に応じた電圧を出力することができ、この入力ファレンス電圧を DAC で与えることで FPGA による高圧電源の制御を可能とした。これは MPPC の温度依存性を動作電圧によって打ち消すことを目的としており、そのために温度計も搭載した。

初めに製作された FPGA 基板 (以下、FPGA V1 基板) には、基板上の電源ラインにノイズがのっていた。電源ノイズの対策として、FPGA 基板に搭載する電源を低ノイズの DC/DC コンバータに変更して新たに基板を製作した (以下、FPGA V3 基板)。図 4.12 に FPGA V1 基板と V3 基板をそれぞれ単独

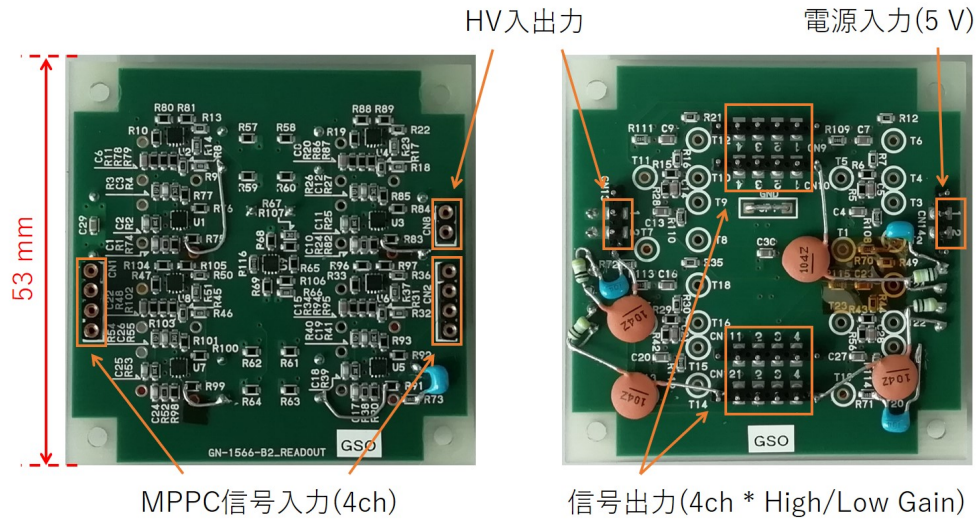


図 4.7 AMP 基板 (左: 表、右: 裏)

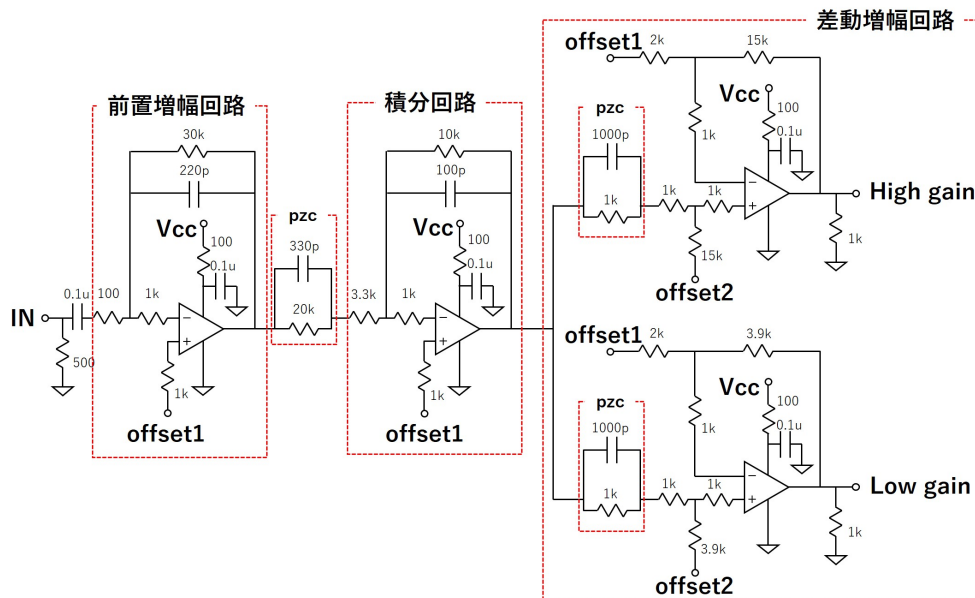


図 4.8 AMP 基板 回路図

で動作させたときの基板電源入力部の電圧波形を示す。FPGA V1 基板の電源ラインのノイズが 100 mV 程度であるのに対して、V3 基板ではその 1 割程度にまでノイズを低減できた。

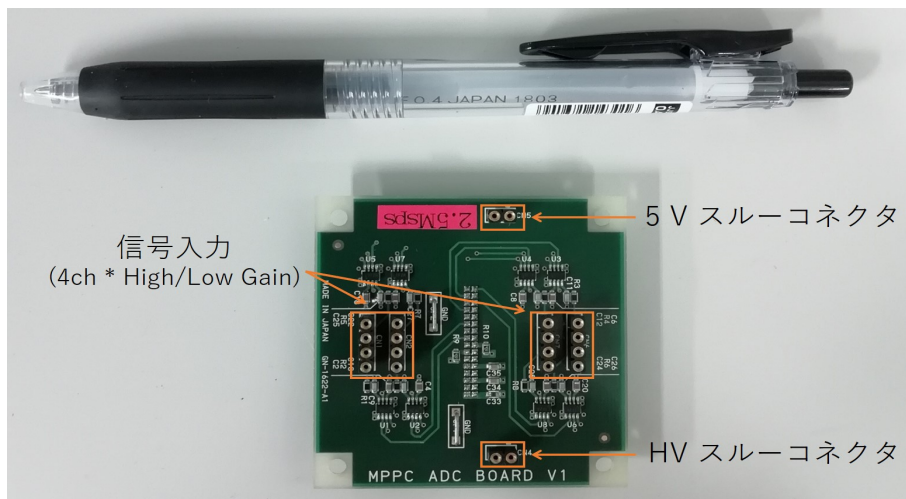


図 4.9 ADC 基板

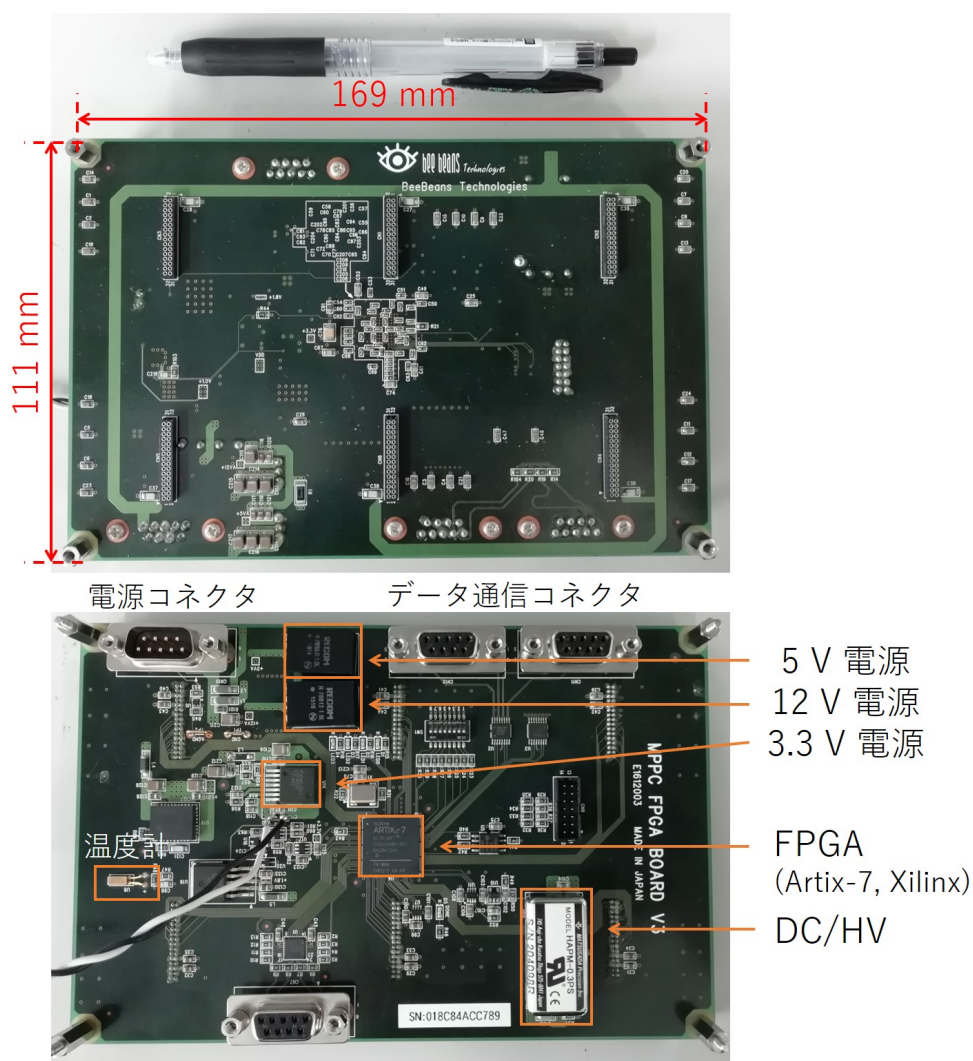


図 4.10 FPGA 基板 (上: 表, 下: 裏)



図 4.11 DC/HV (HAPM-0.3PS)

表 4.2 DC/HV の仕様

サイズ	30.2 × 15.2 × 8.5 mm
出力電圧	< 300 V
入力電圧	< 12 ± 1 V
温度計数	0.05% / °C (0~50 °C)
電圧設定精度	-2%, 5% (最大出力時)
動作温度	-10 ~ 60 °C
重量	20 g

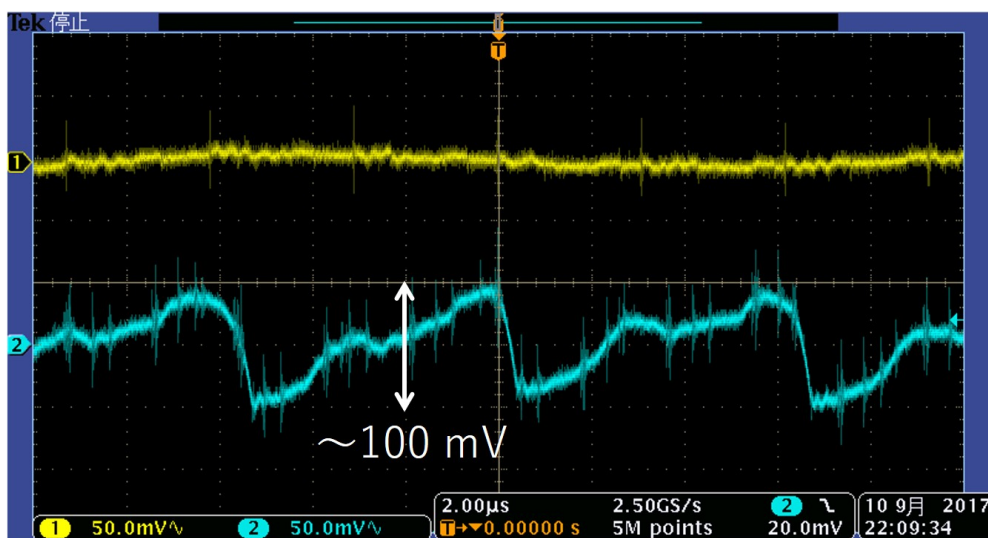


図 4.12 FPGA 基板電源ノイズ (黄 : FPGA V3 基板、青 : FPGA V1 基板)

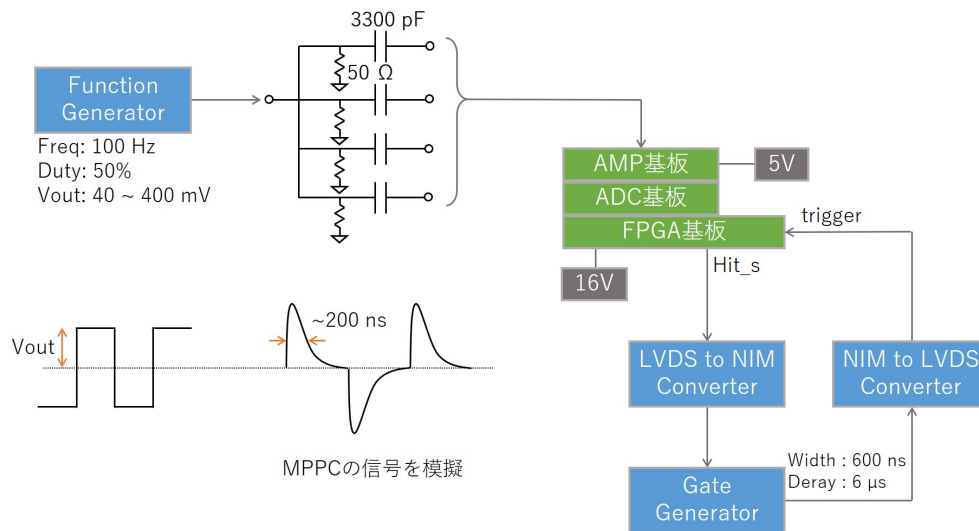


図 4.13 High Gain, Low Gain 線形性調査 セットアップ

4.2 性能評価

ノイズの低減に成功した FPGA V3 基板であったが、基板上的アナログ電源を使用すると、信号のベースラインに周期的なノイズがのってしまい、精度の良い測定ができない状態であった。そのためアナログ電源は外部より印加して試験を行った。基板のノイズの調査と対策については次節で詳しく述べることで、本節では MPPC シンチレーションカメラの性能評価の結果について述べる。

4.2.1 アンプの線形性

まず、High Gain と Low Gain の線形性を調査した。図 4.13 に実験のセットアップを示す。Function Generator で生成した矩形波の電圧出力を、微分回路によって電荷出力として MPPC の 4 端読み出し信号を模擬し、AMP 基板に入力した。AMP 基板は High Gain と Low Gain の対が 4 つあり、それらを (High Gain, Low Gain) = (ch0, ch4), (ch1, ch5), (ch2, ch6), (ch3, ch7) とする。ch 毎、イベント毎に図 4.14 に示すような波形データが得られる。波高値を精度よく求めるために波形をフィッティングする必要があり、フィッティング関数を次式のように選んだ。

$$y = C \frac{x - x_0}{\tau} \times \exp\left(-\frac{x - x_0}{\tau}\right) + y_0 \quad (4.4)$$

式 4.4 は、時定数が等しい 1 階微分 1 階積分回路に矩形波を入れたときに得られる関数であり、 x が時刻 (クロック)、 y が電圧 (ADC)、 τ が時定数、 x_0 がパルスの立ち上がり時刻、 y_0 がベースラインを表している。フィッティングから求めたパルスの最大値とベースラインとの差が波高値となるが、ノイズの影響を受けベースラインが揺らいでいるため、フィッティングからベースラインを求めることが難しく、ベースラインをパルスの立ち上がり以前のデータ点の平均値として求めた。

図 4.15 は、8ch それぞれに対して入力を変化させて測定を行った結果で、横軸が入力電荷、縦軸がフィッティングにより求めた波高値、実線が一次関数でフィッティングした結果を表している。高出力側で頭打ちになっているのは、ADC の出力が飽和しているためである。Low Gain の低出力側は線形性が良くないため、High Gain と重なっている領域を一次関数のフィッティングの範囲から除いている。入力

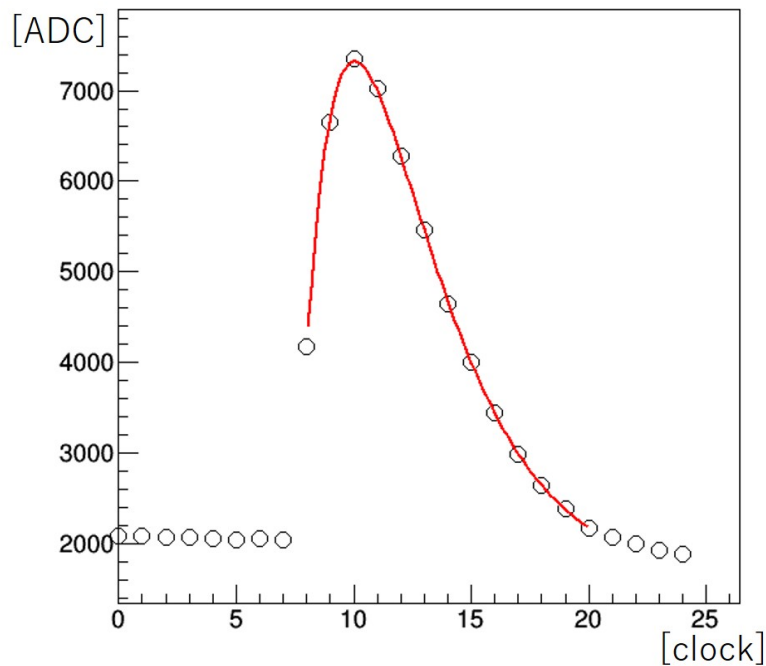


図 4.14 波形データ（点：サンプリングデータ、実線：フィッティング曲線）

表 4.3 フィッティングパラメータ

	p_0 [ADC/pC]	p_1 [ADC]
ch0	4.15019	30.4309
ch1	4.19275	35.8688
ch2	4.30326	25.9009
ch3	4.2926	24.2453
ch4	1.17028	-7.46348
ch5	1.164	-17.2597
ch6	1.21347	-57.8258
ch7	1.21686	-80.4133

電荷のダイナミックレンジとしては 600 ~ 12000 pC となった。線形性としては、一次関数から波高値の残差が $\pm 2\%$ 以内に収まる結果となった。表 4.3 にフィッティングのパラメータ ($y = p_0 \times x + p_1$) を示す。このパラメータを用いて High Gain, Low Gain を 1 つのスケールで表すことができる。

4.2.2 エネルギー分解能

これまでに FPGA V1 基板を用いたときのエネルギー分解能を測定しており、その測定セットアップを図 4.16 に示す。恒温槽の温度を 15 °C、MPPC の印加電圧を 215 V として、 ^{137}Cs からのガンマ線の測定を行い、得られたエネルギースペクトルを図 4.17 に示す [26]。エネルギー分解能は約 14% (662 keV、FWHM) と現行のシンチレーションカメラ (11%) よりも悪化していた。エネルギー分解能の悪化の原

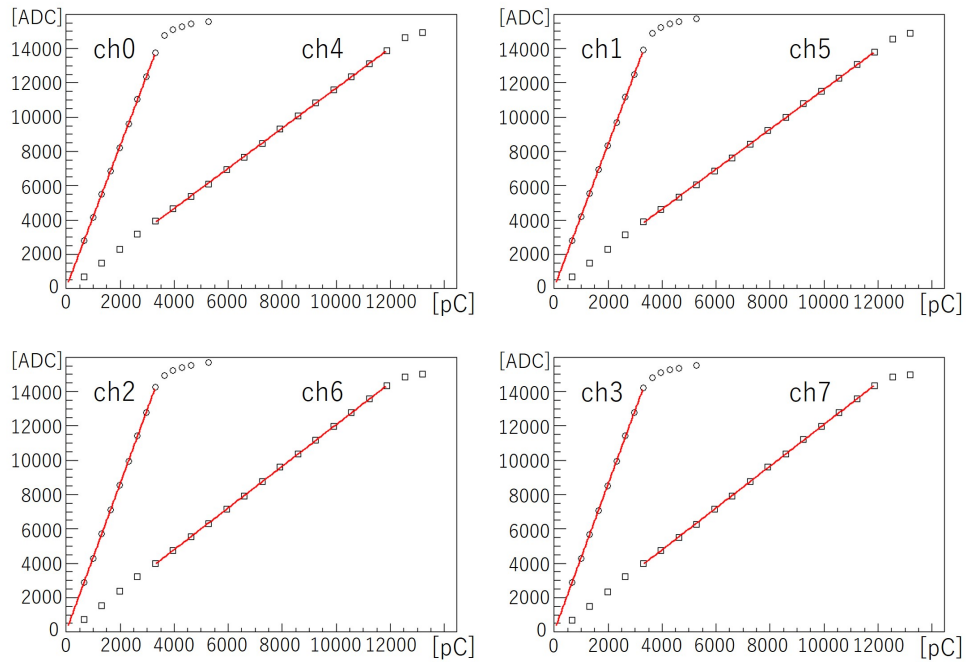


図 4.15 High Gain, Low Gain 線形性

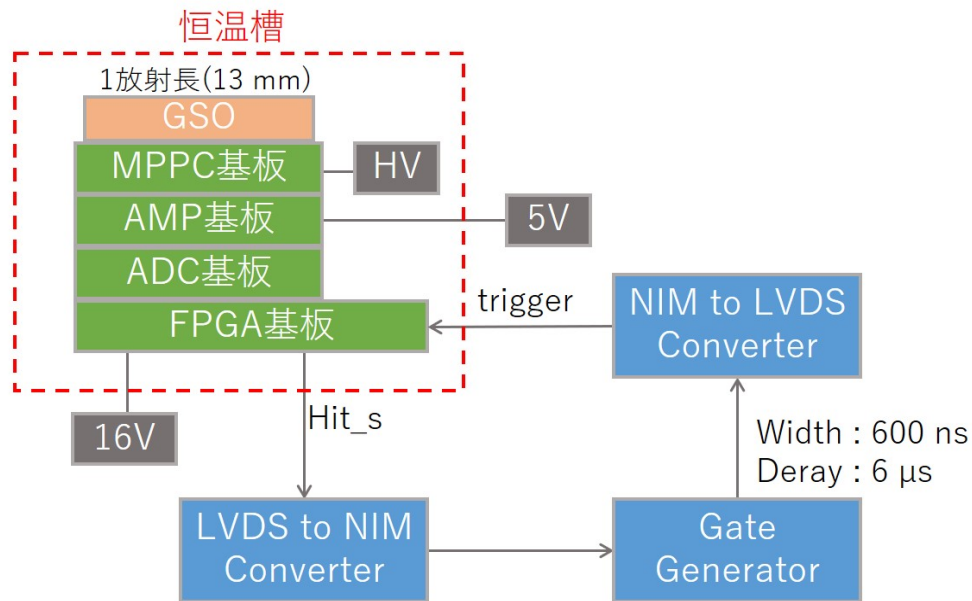


図 4.16 セットアップ

因は、FPGA V1 基板にはノイズがのっていることと、解析方法として、波高値の計算を ADC のデータ点の最大値を用いていたこと、ピクセル毎のゲインの補正をせずに 64 ピクセルを足し合わせてスペクトルを取得したことが挙げられる。そのため、ノイズを抑えた FPGA V3 基板を製作し、解析方法を検討し評価を行った。

FPGA V3 基板を用いて、図 4.16 のセットアップで恒温槽の温度を 15 °C、MPPC の印加電圧を 215 V として、¹³⁷Cs からのガンマ線の測定を行った。表 4.3 の関係を用いて High Gain と Low Gain から

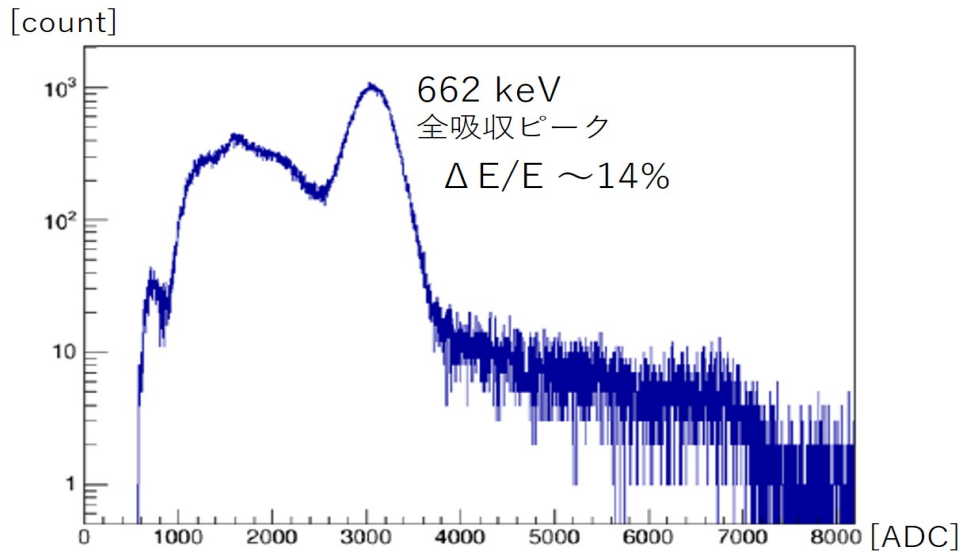
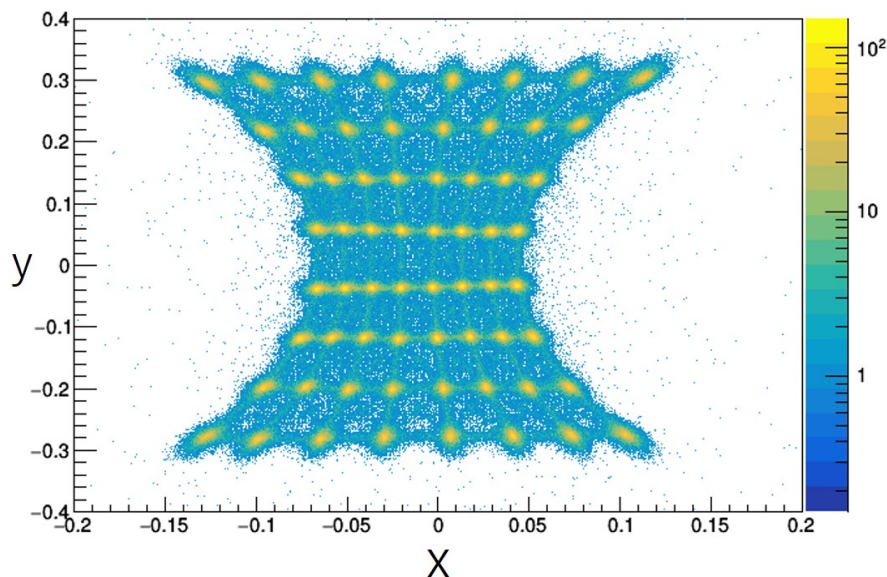
図 4.17 64 ピクセル合計の ¹³⁷Cs エネルギースペクトル

図 4.18 電荷重心分布

の出力電圧値 (ADC) を MPPC からの出力電荷に変換し ($(\text{出力電荷}) = (\text{ADC} - p_1)/p_0$)、式 4.2、4.3 からガンマ線の検出位置をイベント毎に計算し、電荷重心マップを得た (図 4.18)。この電荷重心マップを用いてピクセル毎にエネルギースペクトルを描き (図 4.19)、¹³⁷Cs の 662 keV の全吸収ピークの電荷量から、ピクセル毎にゲインの相対値を求めた。64 ピクセルのゲインの平均を基準として、ピクセル毎にゲインを補正して求めた 64 ピクセル合計のエネルギースペクトルを図 4.20 に示す。

エネルギー較正を行うために線源として ¹⁵²Eu とトリウム入りタングステン棒を用いて測定をした。電圧 (ADC) -電荷変換とピクセル間ゲイン補正を用いてそれぞれエネルギースペクトルを取得した。先に取得した ¹³⁷Cs の 662 keV の全吸収ピークと ¹⁵²Eu 由来の 344, 779, 964, 1112, 1408 keV、²⁰⁸Tl 由来の 2615 keV の全吸収ピークを用いてエネルギー較正を行った (図 4.21)。電荷とガンマ線のエネル

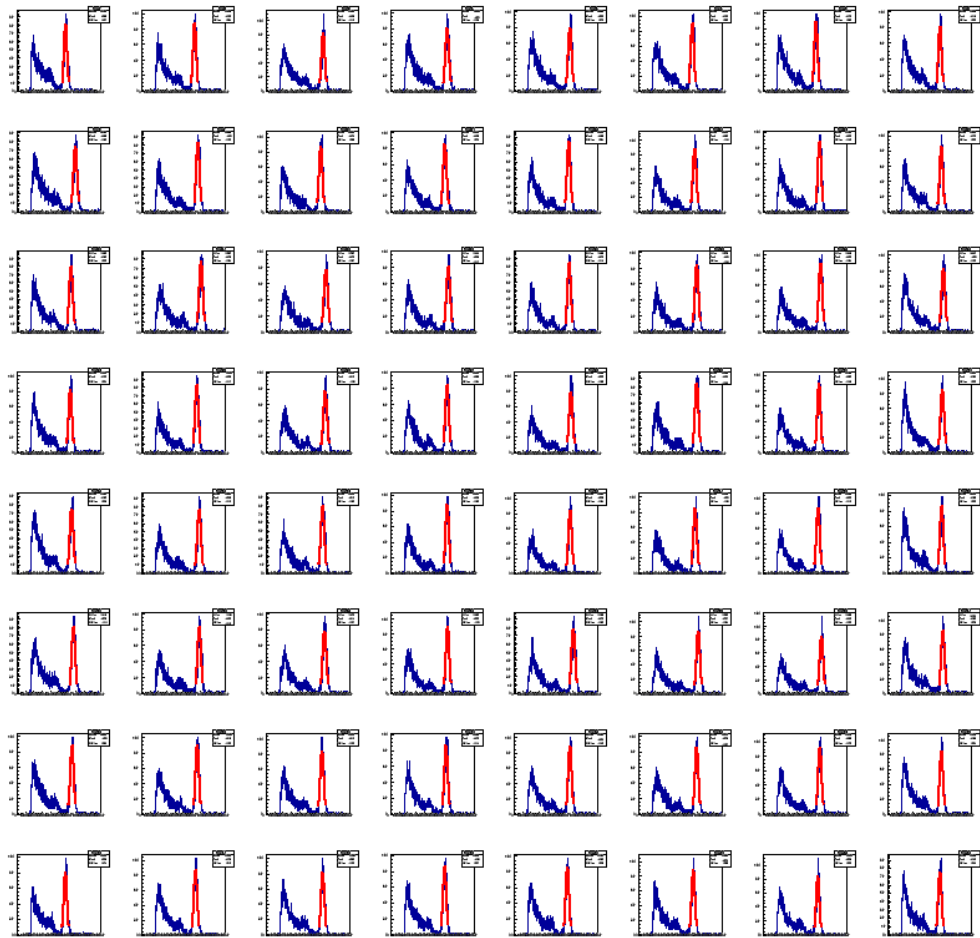


図 4.19 ピクセル毎の ^{137}Cs エネルギースペクトル (赤の曲線は 662 keV 全吸収ピークをガウシアンでフィットした結果)

ギーの関係式として式 4.5 を得た。各測定点の式 4.5 の直線に対する残差は $\pm 1\%$ に収まる結果となった。

$$y = 0.100249 x - 11.1191 \quad (4.5)$$

横軸をエネルギーに変換した ^{137}Cs 、 ^{152}Eu 、トリウム入りタングステン棒のエネルギースペクトルをそれぞれ図 4.22、4.23、4.24 に示す。

MPPC シンチレーションカメラとしてのダイナミックレンジは、実測で 200 keV~2.6 MeV である。アンプの入力電荷のダイナミックレンジが 600~12000 pC であるので、4.5 MeV 程度までは期待できる。

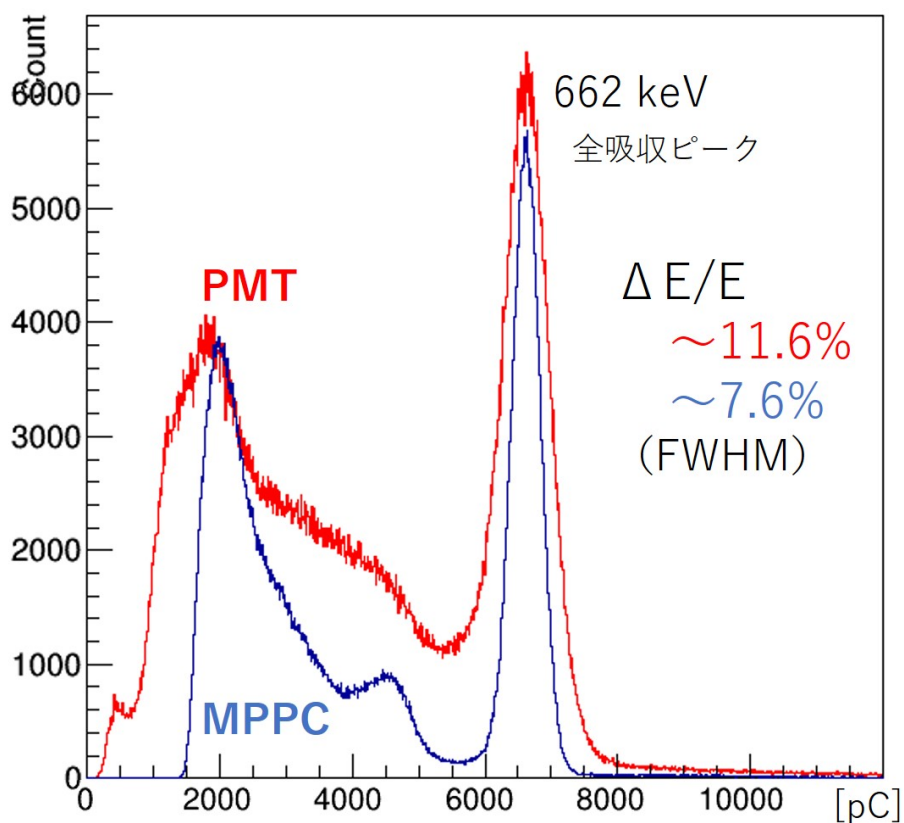


図 4.20 64 ピクセル合計の ^{137}Cs エネルギースペクトル

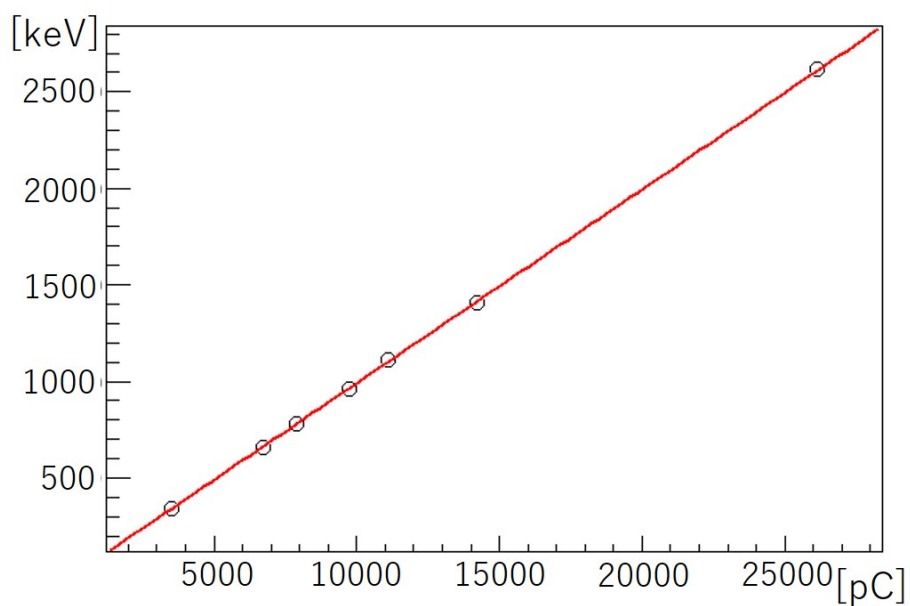


図 4.21 エネルギー較正

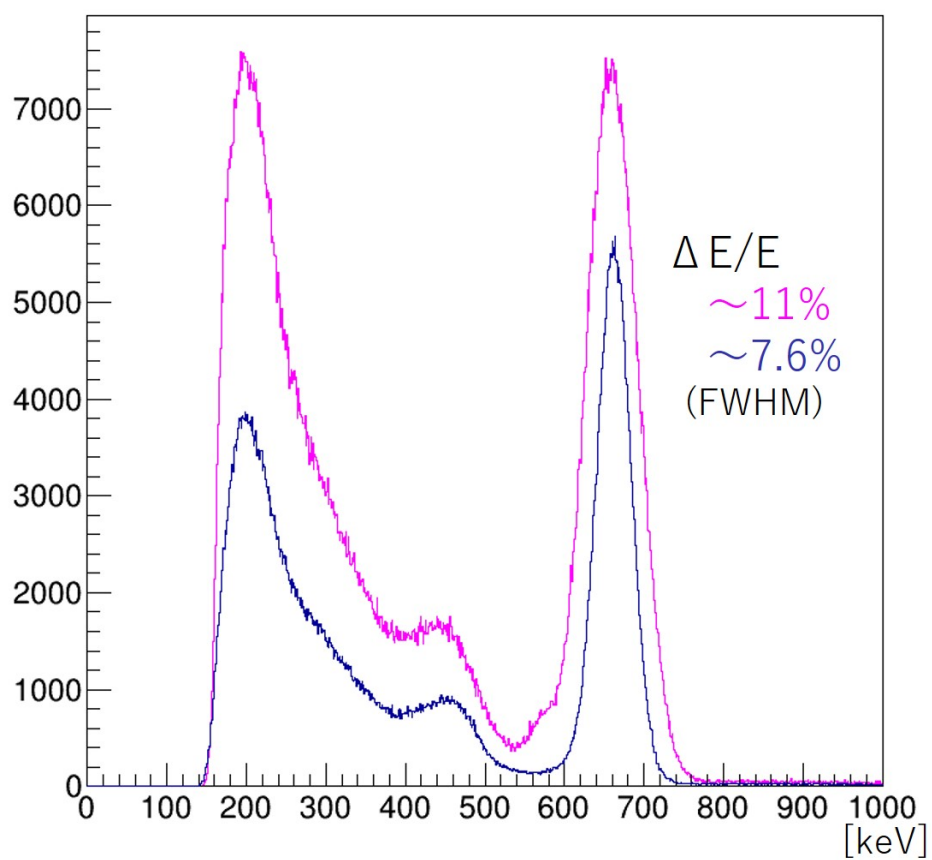


図 4.22 ^{137}Cs エネルギースペクトル (マゼンタ: ゲイン補正前、青: ゲイン補正後)

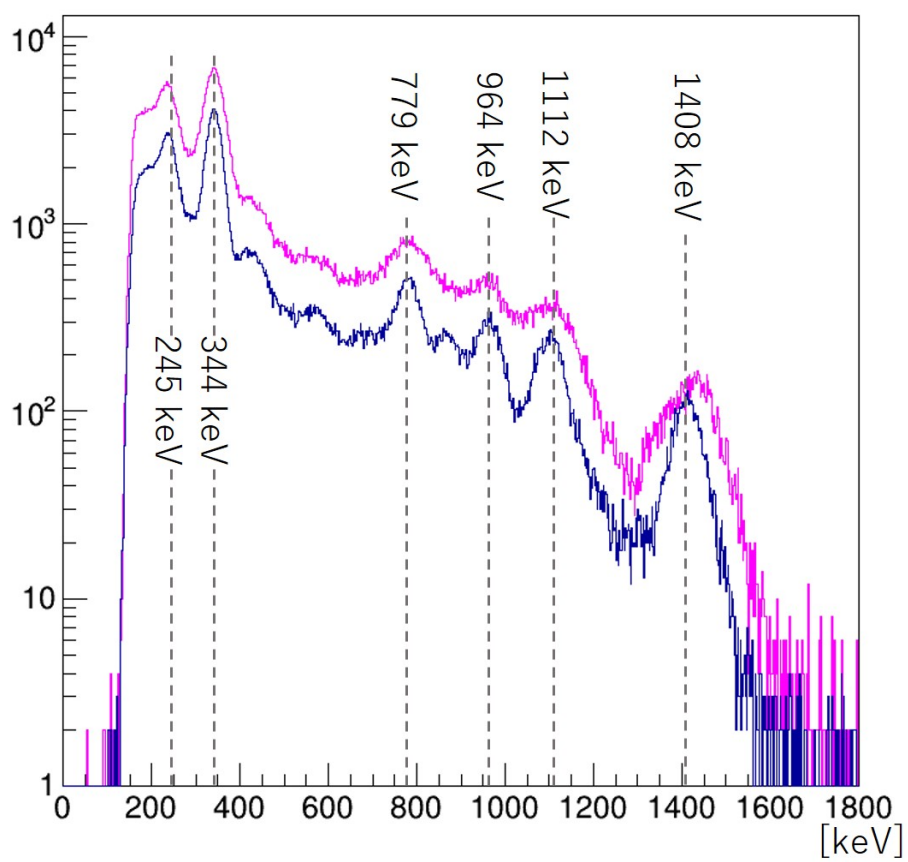


図 4.23 ^{152}Eu エネルギースペクトル (マゼンタ: ゲイン補正前、青: ゲイン補正後)

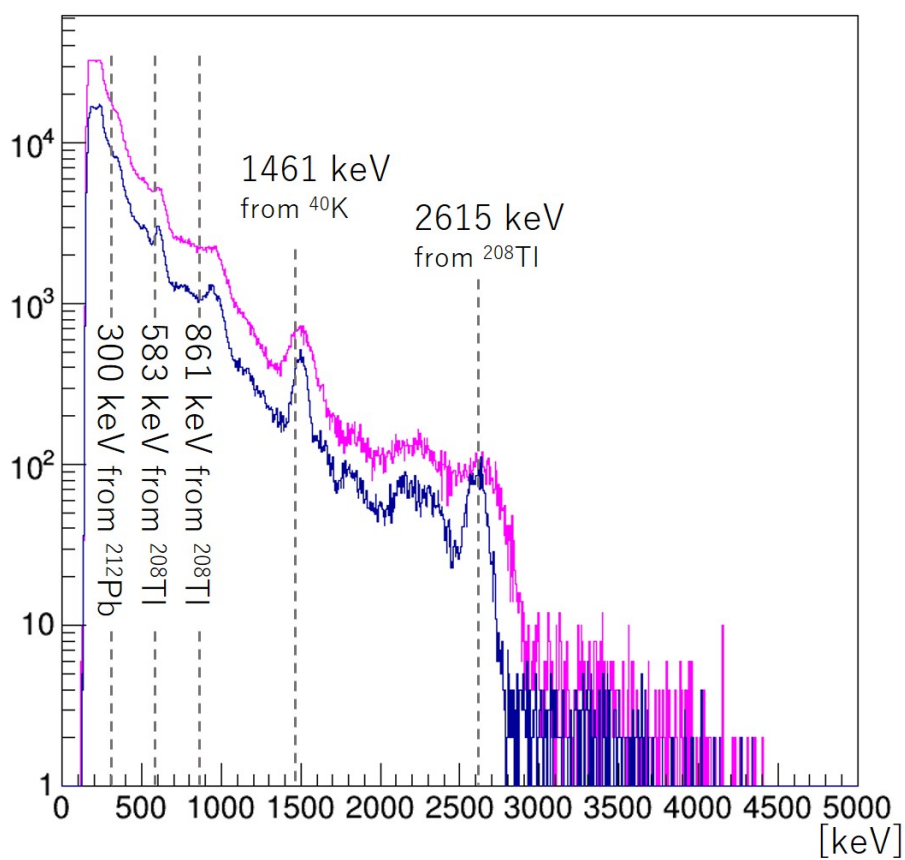


図 4.24 トリウム系列のエネルギースペクトル (マゼンタ: ゲイン補正前、青: ゲイン補正後)

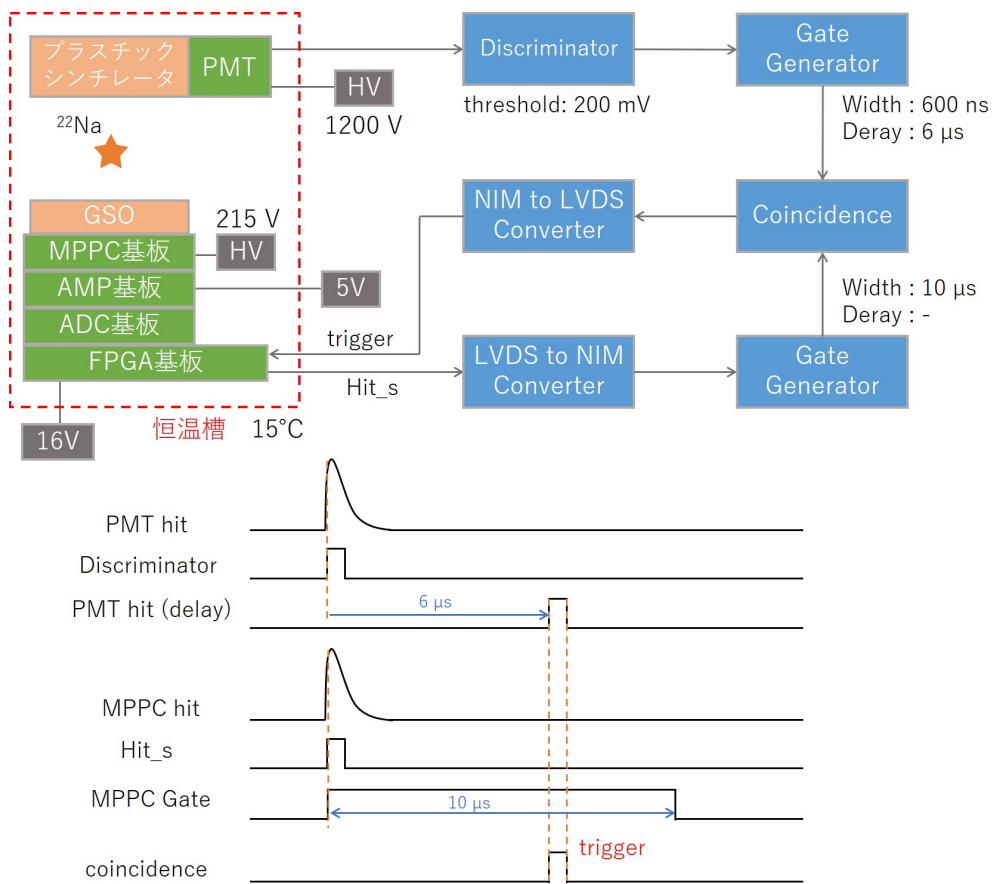


図 4.25 セットアップとトリガータイミング

4.2.3 時間分解能

時間分解能の評価を行った。MPPC シンチレーションカメラとプラスチックシンチレータ + PMT を用いて ^{22}Na からの電子陽電子対消滅線を同時に計測し、MPPC シンチレーションカメラから取得した時間情報のばらつきを評価した。測定の設定アップを図 4.25 に示す。トリガーとしてはプラスチックシンチレータからの信号を用いることで外部トリガーとし、MPPC シンチレーションカメラからの信号と同時をとることで、対消滅線を同時に検出したイベントを選択的に測定できるようにした。

波形の立ち上がりからトリガー入力までの時間を、波形の立ち上がりから ADC の最終クロック（図 4.25 中の ADC clock=24 の点）までの時間 T_1 と ADC の最終クロックからトリガー入力までの時間 T_2 の和として考え、それぞれ次のように求めた。 T_1 : 後述するようにベースラインが揺らいでいたため、波形の立ち上がりを判定することが難しく、フィッティングにより求めた波形の最大値のタイミング t_{fit} を波形の立ち上がりとみなして、 $T_1 = (24 - t_{fit}) \times 400 [ns]$ とした。 T_2 : FPGA 内の 180 MHz のクロックで ADC の最終クロックからトリガー入力までの時間を計測し、 $T_2 = \frac{\text{FPGA clock}}{72} \times 400 [ns]$ とした。

波形の最大からトリガー入力までの時間の分布を図 4.27 に示す。時間分解能として 48.9 ns という結

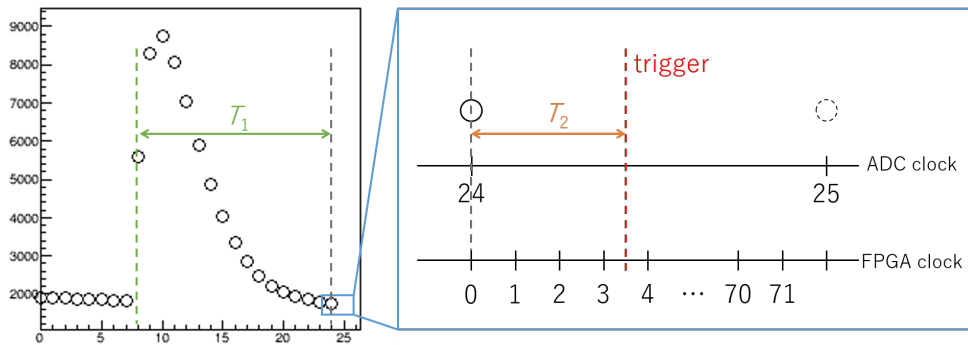


図 4.26 FPGA サブクロックの利用

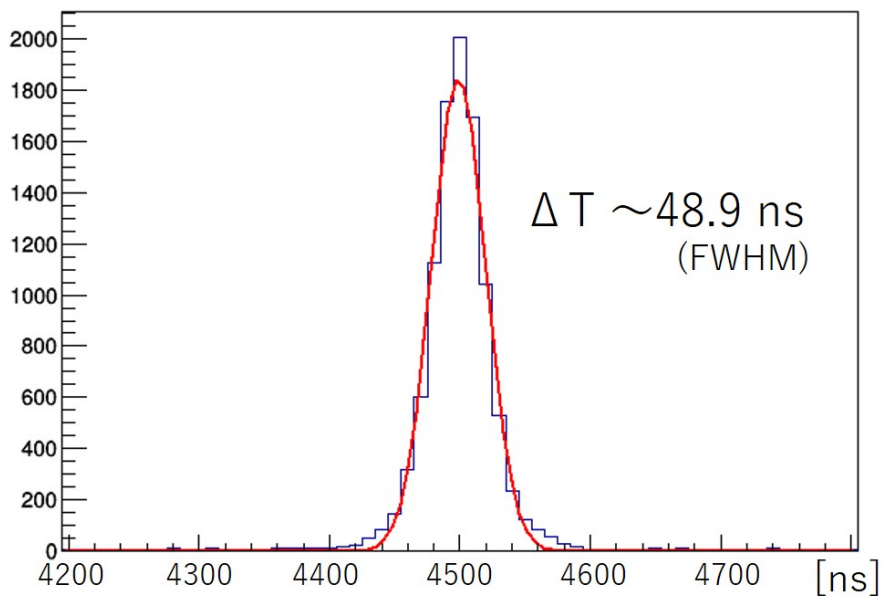


図 4.27 波形の最大からトリガー入力までの時間（赤の曲線はガウシアンでのフィットの結果）

果を得たが、要求値 ~ 10 ns を満たすことができていない。時間分解能の向上のため、現在使用している ADC (LTC2313、消費電力 25 mW) と同じピン配置で消費電力が比較的小さい 4.5 Msps の ADC (LTC2314、消費電力 31 mW) の使用を検討している。波形のフィッティングと FPGA サブクロックの利用により、ADC のサンプリングタイミング ($\Delta T = 400$ ns) の十分の一ほどの時間分解能を達成している。そのため、4.5 Msps の ADC ($\Delta T = 222$ ns) を使用すれば、時間分解能が ~ 20 ns になると期待できる。

4.2.4 温度補償

MPPC の増倍率には温度特性があることが知られている [27]。温度が上がると結晶の光子振動が激しくなり、加速されたキャリアのエネルギーが十分に大きくならないうちに結晶と衝突する確率が高くなり、連続した電子正孔対が生成されにくくなる。電子正孔対を生成しやすくするためには、印加電圧を上

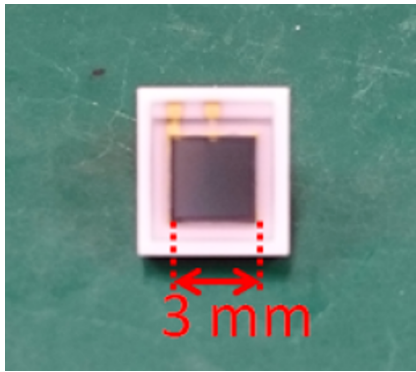


図 4.28 MPPC (S12572-015C、浜松ホトニクス)

表 4.4 MPPC (S12572-015C) の仕様

有効受光面積 / unit	3 × 3 mm
cell 数 / unit	40000
cell ピッチ	15 μm
感度波長範囲	320 ~ 900 nm
最大感度波長	460 nm
動作電圧	降伏電圧 + 4 V
端子間容量 / unit	320 pF
増倍率	1.7×10^6

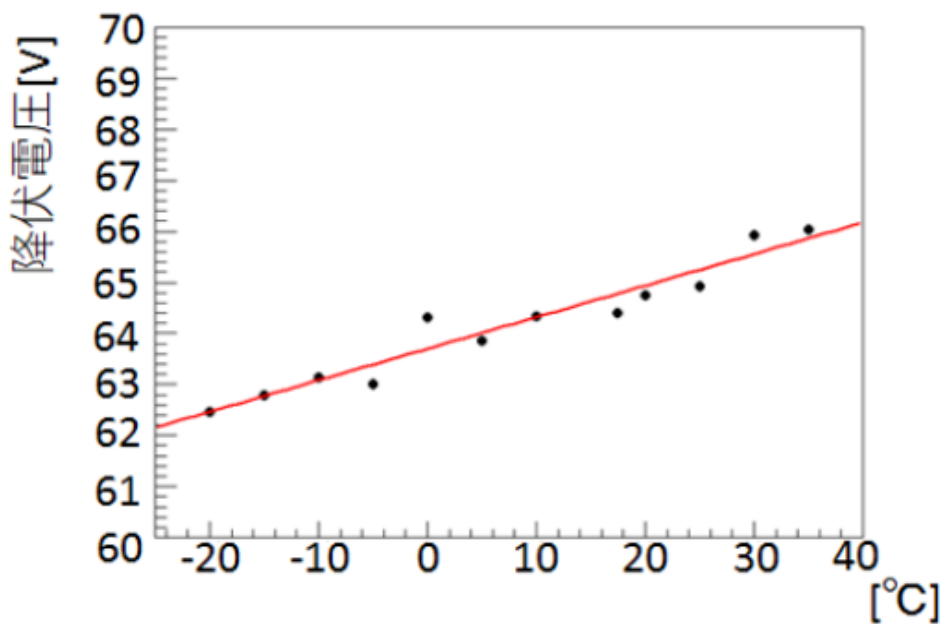


図 4.29 降伏電圧と温度 [26]

昇させる必要がある。増倍率を一定に保つには周囲温度に合わせて印加電圧を変化させるか、素子の温度を一定に保つ必要がある。あるいは温度を計測し、解析時に補正をかけるという方法もあるが、温度変化に伴いゲインが減少または増大し、検出器のダイナミックレンジから外れてしまうことも考えられるため好ましくない。気球や衛星に搭載することを考えると温度を一定に保つことは難しく、そのため電圧を変化させて増倍率を一定に保つことを考える。MPPC の一つの cell の増倍率は、動作電圧と降伏電圧の差（以下、オーバー電圧）に比例しており、複数の cell からなる一つのピクセルの増倍率もオーバー電圧に依存する。MPPC の降伏電圧は温度特性を持つが、オーバー電圧が一定になるように温度に合わせて動作電圧を変化させることで、温度補償が可能であることが示唆される。

これまでに、1 unit の MPPC (S12572-015C、浜松ホトニクス、図 4.28、表 4.4) の温度特性 (図 4.29) は調査されており、温度特性を補正することに成功している。MPPC HA システムに対してもこの方法で温度補償を行うことを考えているが、MPPC アレイの温度特性はこれまでに調査しておらず、今回初めて調査を行った。

MPPC の温度依存性を印加電圧によって制御するためには、まず高圧電源の温度特性を調査する必要

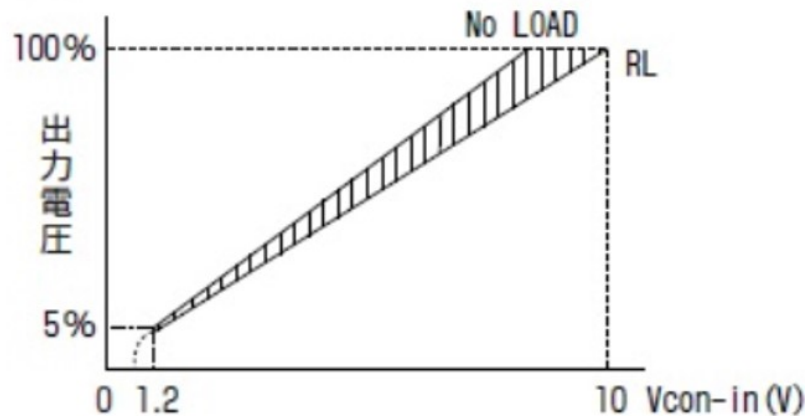


図 4.30 入力ファレンス電圧に対する出力電圧応答 [29]

がある。使用している DC/HV は図 4.30 のように入力ファレンス電圧 ($V_{con.in}$) に応じて出力を制御できる。入力ファレンス電圧に対する出力電圧の温度依存性を調査した。恒温槽に DC/HV を入れ、温度を 0, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40 °C に保ち、出力電圧の変化を測定した結果を図 4.31 に示す。それぞれの温度に対して出力の応答は直線でフィットすることができ、比例定数は典型的に 33.71 と得られた。比例定数の温度依存性は見られず、温度に応じて出力のオフセットが変化することがわかり、その係数が 0.16 V/°C と得られた。これらから、入力ファレンス電圧 $V_{con.in}$ に対する出力電圧 HV_{out} は温度を T として次式で表すことができる。

$$HV_{out} = 33.71 \times V_{con.in} - 29.52 + 0.16 \times T \quad (4.6)$$

続いて、MPPC の降伏電圧の温度依存性の調査を行った。降伏電圧は次のようにして求めた。測定のセットアップは図 4.16 と同様にして、MPPC シンチレーションカメラを恒温槽に入れて温度を一定に保ち、線源に ^{137}Cs を用いて測定を行った。恒温槽を 15 °C で一定に保ち、 ^{137}Cs のエネルギースペクトルから求めた 662 keV の全吸収ピークに相当する電荷量の、電圧依存性を図 4.32 に示す。ピークの電荷量 Q は印加電圧を V として、 $Q = a * \exp(b * V) + c$ とフィッティングすることができ、図 4.32 中の実線はフィッティング曲線で破線はフィッティング曲線を外挿した曲線である。MPPC の動作原理から、印加電圧が降伏電圧以下になるとゲインが著しく低下するため、図 4.32 で電荷量が 1 pC になるような電圧を降伏電圧とみなして、得られたフィッティング関数を外挿して降伏電圧を求めた。温度を変えて同様に測定を行った結果を図 4.33 に示す。各温度に対するフィッティングパラメータとそこから得られる降伏電圧を表 4.5 に、降伏電圧の温度特性を図 4.34 に示す。降伏電圧の温度係数として、0.246 V/°C を得た。MPPC (S13361-3050NE-08) のデータシートに記載されている推奨動作電圧の温度係数は 0.054 V/°C であり、4 unit 直列接続したとすれば 0.216 V/°C である。データシートの値と比べて約 1.1 倍の温度係数が得られたが、これは MPPC だけではなく回路部の温度依存性も含んでいるためだと思われる。

次にこの温度係数を用いて温度補償が可能であるかを考える。図 4.33 のデータを元に、横軸をオーバー電圧 (= 動作電圧 - 降伏電圧) に変換した (図 4.35)。MPPC の増幅率はオーバー電圧に依存することから温度変化に対してオーバー電圧を一定にすることで温度に依存しない動作を期待していたが、図

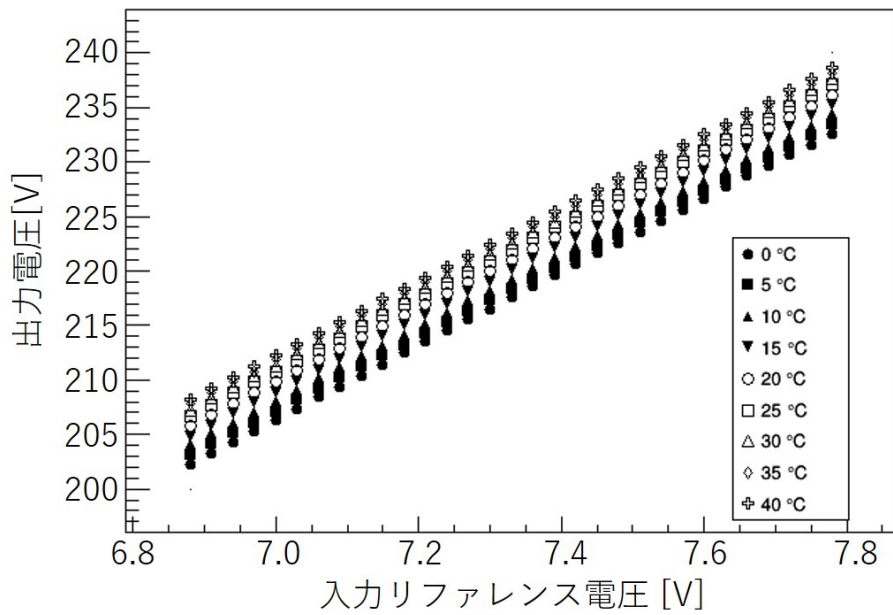


図 4.31 温度毎の入リファレンス電圧に対する出力電圧

表 4.5 フィッティングパラメータと降伏電圧

	$\alpha(\times 10^{-3})$	$\beta(\times 10^{-2})$	$\gamma(\times 10^3)$	降伏電圧 [V]
0 °C	5.73934	6.8932	-5.24146	199.1
5 °C	7.366	6.53033	-5.551047	200.22
10 °C	6.18096	6.77397	-5.07223	201.03
15 °C	20.8861	6.19337	-5.67729	202.03
20 °C	29.5361	5.99574	-5.8039	203.28
25 °C	162.138	5.20946	-7.01402	204.91
30 °C	1279.81	4.28026	-8.82515	206.49
35 °C	5146.8	3.63434	-9.71473	207.54

4.35 からは 0~15 °C の範囲では概ね補正できていると思われるが、20 °C 以上の範囲ではオーバー電圧が一定でも温度が高くなるにつれて出力が低下していることがわかる。この 20 °C 以上における出力の低下は、回路部分の温度特性の影響を受けている可能性もあり、今後はアンプ回路部分の温度依存性の調査を行う必要がある。

4.3 基板ノイズの低減

4.3.1 ノイズ源 調査

低ノイズの DC/DC コンバータを使用することでノイズの低減に成功した FPGA V3 基板であったが、基板上で生成したアナログ電源を使用するとノイズの影響を受け、無信号時の波形が図 4.36 のよう

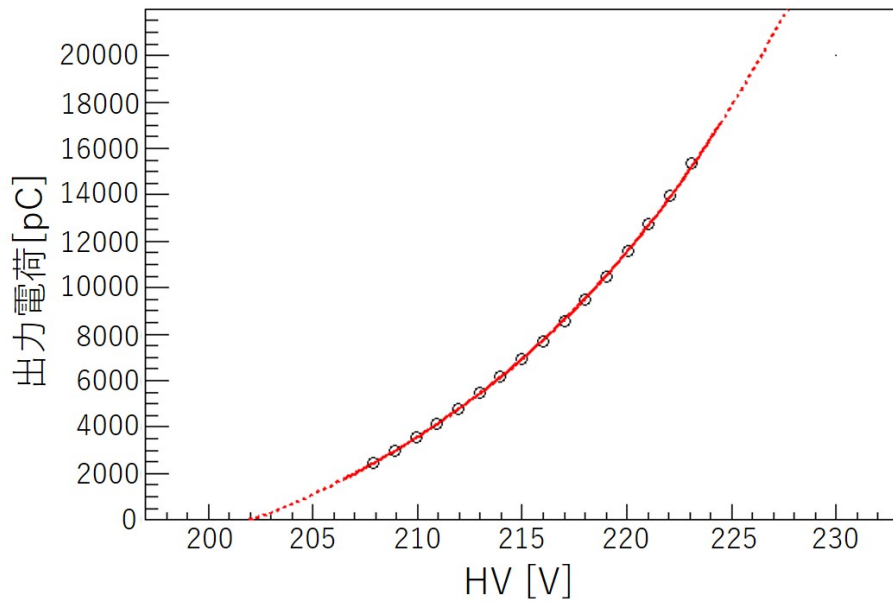


図 4.32 印加電圧と MPPC 出力電荷 (15 °C)

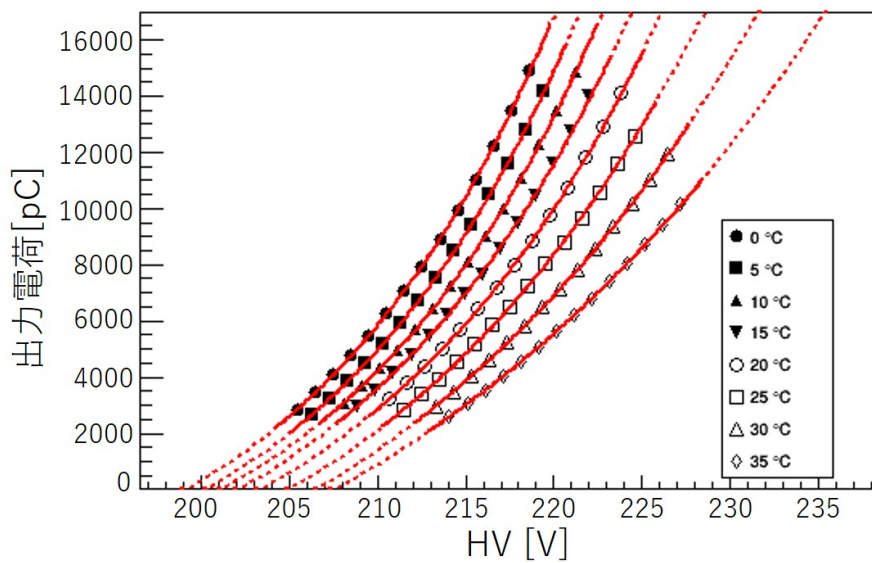


図 4.33 印加電圧と MPPC 出力電荷

に周期的に揺らいでおり、エネルギー分解能が悪化してしまい、また波形が揺らぐことで時間分解能も悪化していると思われる。この原因の一つが電源ラインのノイズであると考え、ノイズ源の調査を行った。FPGA 基板全体に電源を供給する箇所と、基板上の電源の出力の電源波形を比較したところ、デジタル電源となっている 3.3 V 電源のつくるスイッチングノイズが電源ラインのノイズと同期していることがわかった (図 4.37)。そこで基板上の 3.3 V 電源を切り離し外部から 3.3 V を印加してノイズレベルの比較

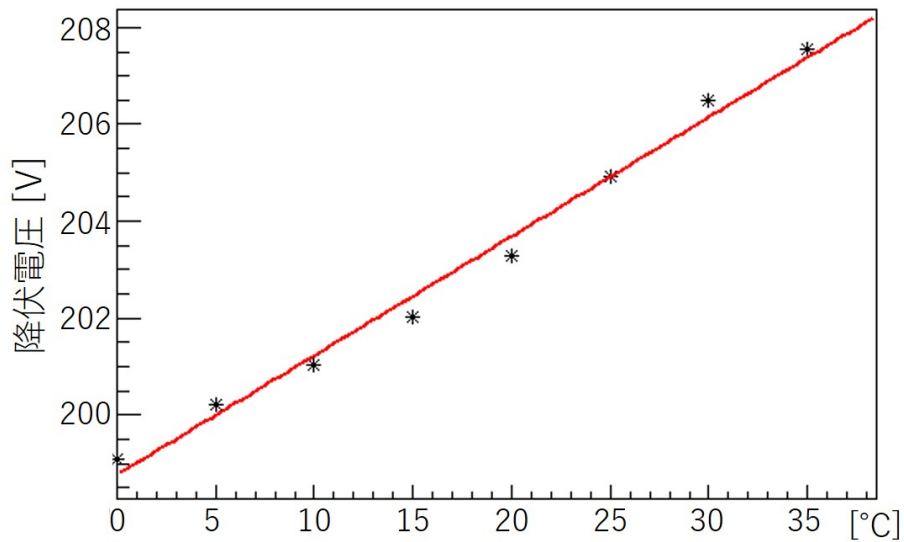


図 4.34 降伏電圧の温度特性

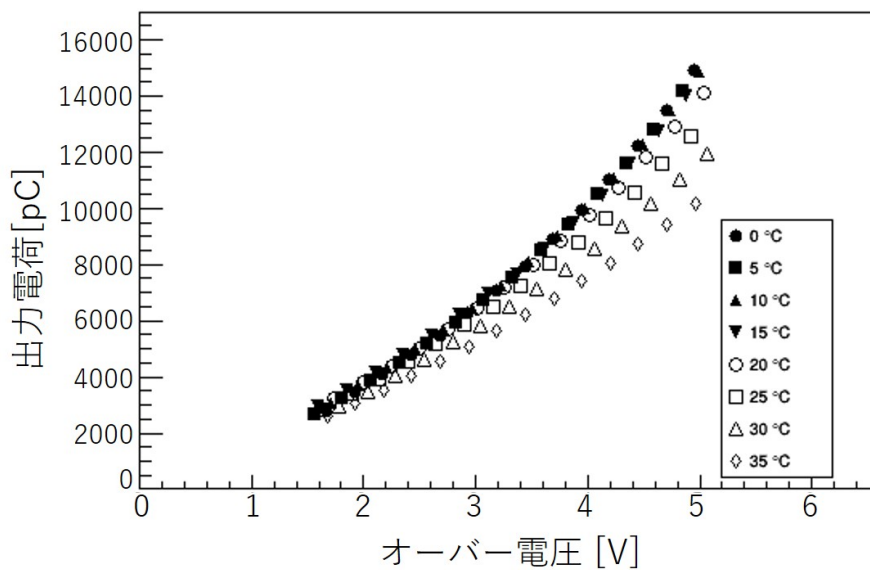


図 4.35 オーバー電圧と MPPC (S13361-3050NE-08) 出力電荷

を行った。基本的なセットアップは図 4.16 と同様で、アナログ電源は外部から与え、デジタル電源を基板上と外部の電源を使用したときのデータを比較に用いた。線源として ^{137}Cs を用いたときのデータから、イベント毎にパルスが立ち上がる以前の先頭 5 クロック分をベースラインとみなし、10000 イベント \times 5 クロックのばらつきで評価した。High Gain 4ch、Low Gain 4ch、計 8ch 分のベースラインのゆらぎを図 4.38 に示す。基板上の 3.3 V 電源使用時には High Gain のベースラインのゆらぎが 55 mV (FWHM) 程度であるのに対し、外部より 3.3 V を印加する場合は 38 mV (FWHM) 程度にまでノイズの低減が確認した。エネルギー分解能、時間分解能向上のためにこれを極力抑える必要がある。

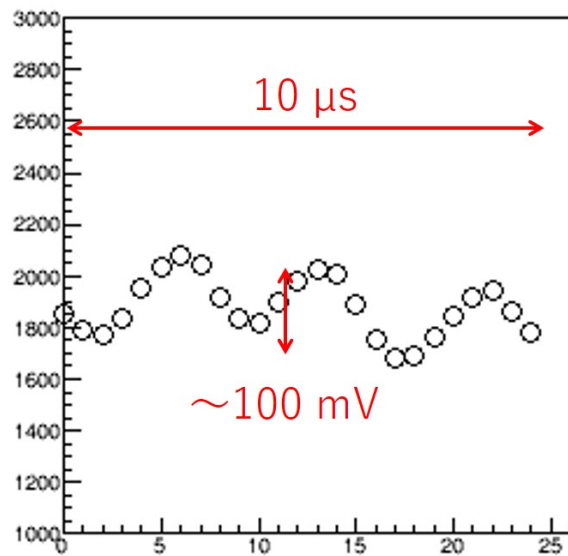


図 4.36 無信号時の波形データ

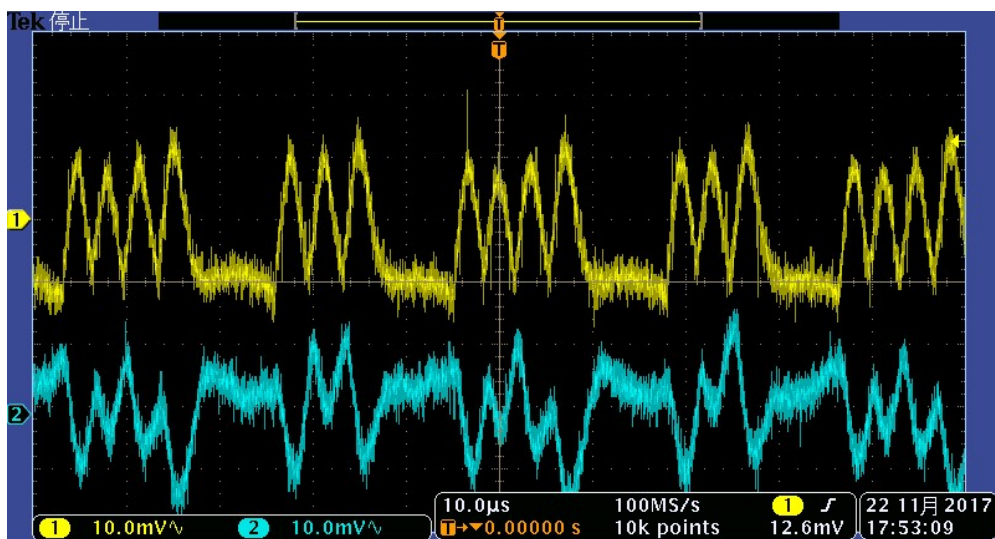


図 4.37 FPGA 基板電圧波形（黄：3.3V 電源出力、青：基板電源入力）

しかし、外部 3.3 V 電源使用時にも基板上的のアナログ電源を用いると図 4.36 のような周期的なノイズが見受けられた。そこで、HV と 5 V の 2 つのアナログ電源のうち、一方を基板上、他方を外部の電源を使用してノイズの様子を調査した。その結果、5 V 電源を基板上のものを使用したときに周期的なノイズが発生していることがわかった。5 V は AMP 基板の電源電圧であり、AMP 基板単体での動作を比較すると、基板上の電源使用時に信号のベースラインに周期的ノイズが生じていることを確認できた（図 4.39）。

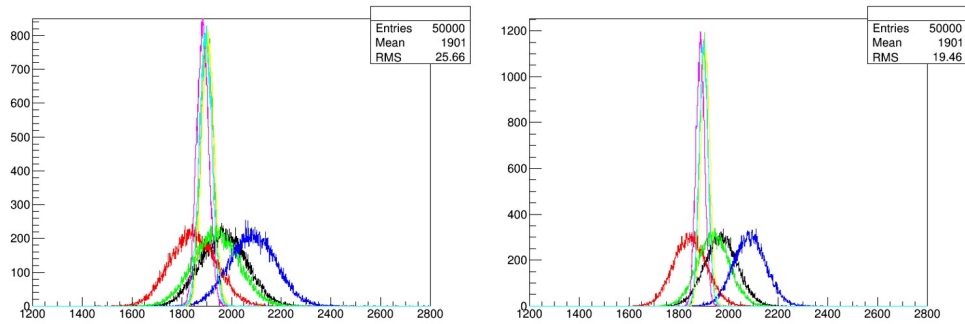


図 4.38 ベースラインのゆらぎ (左: 基板上 3.3 V 電源使用時、右: 外部 3.3 V 電源使用時)

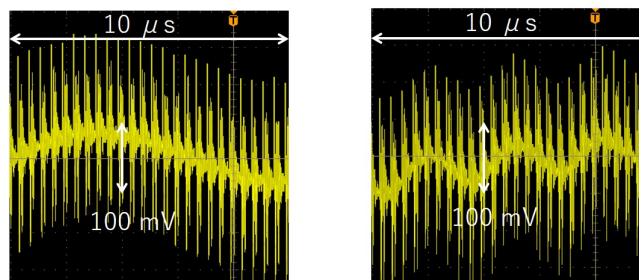


図 4.39 ベースラインのノイズ (左: 外部アナログ電源使用時、右: 基板上アナログ電源使用時)
高周波成分はオシロスコープのプロープがデジタルノイズの影響を受けているため

4.3.2 ノイズ対策

AMP 基板単体での動作でノイズの発生が確認されたことを受けて、原因が AMP 基板にあると考え、その原因の調査と対策を行った。図 4.40 (左) は AMP 基板の初段のアンプの回路図である。信号の基準が GND であるのに対してオペアンプの基準が offset1 となっており、GND と offset1 の間のノイズが増幅されて信号に混入している可能性がある。そこで、offset1 のノイズを低減するために図 4.40 (右) のように RC フィルタを入れて、ベースラインのゆらぎの変化を調査した。

次のセットアップでベースラインのゆらぎを評価した (図 4.41)。

1. MPPC 基板なし
2. MPPC 基板あり、HV 未印加
3. MPPC 基板あり、HV 印加

それぞれのセットアップで外部より 100 Hz のトリガーを生成し FPGA 基板に入力することで、ベースラインの波形を取得した。10000 イベント × 25 クロックのばらつきをベースラインのゆらぎとした。その結果を表 4.6 に示す。各セットアップで RC フィルタを入れたことによってノイズが低減されているのがわかる。HV 未印加時はノイズレベルが 1~2 割程度になっているのに対して、HV 印加時には 5 割程度しかノイズの低減が見られない。これは RC フィルタにより AMP 基板のノイズは低減できているが、HV 等のノイズの影響が残っているためだと考えられる。そのため、MPPC 基板の HV の入力部分に RC フィルタを入れる等、さらなる対策が必要となる。

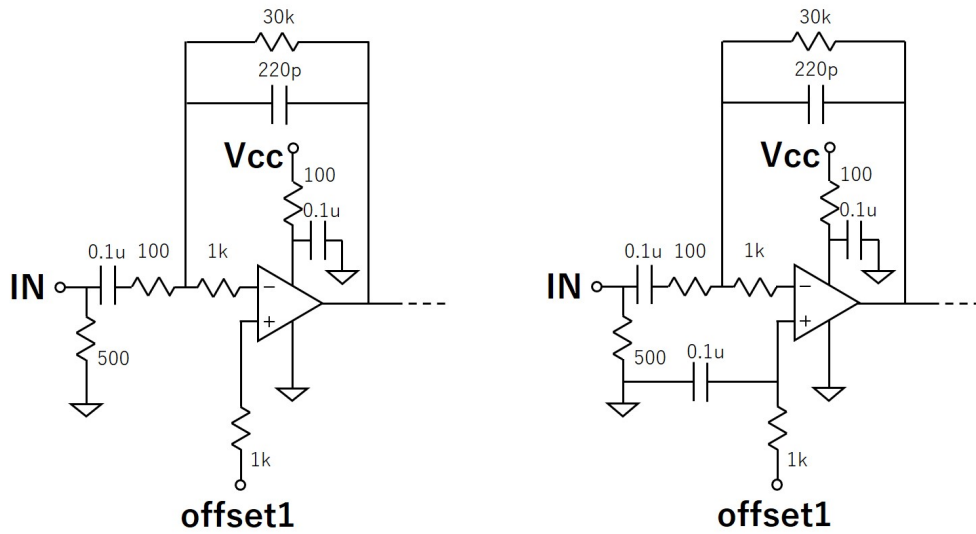


図 4.40 AMP 基板 初段アンプの回路図 (左: RC フィルタなし、右: RC フィルタあり)

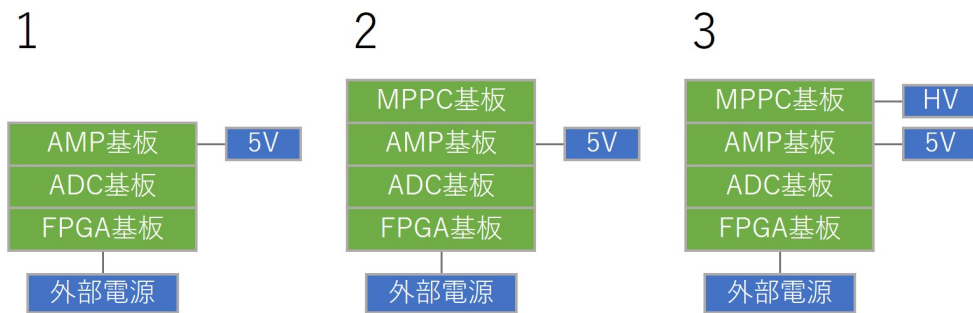


図 4.41 ベースラインゆらぎ評価 セットアップ

表 4.6 ベースラインのゆらぎ {FWHM [mV]}

	RC フィルタなし	RC フィルタあり
1. MPPC 基板なし	36	5
2. MPPC 基板あり、HV 未印加	62	9
3. MPPC 基板あり、HV 印加	59	30

第 5 章

まとめ

5.1 考察

シンチレーションカメラのエネルギー分解能が 7.6% (662 keV、FWHM) に向上したことによって、角度分解能にどの程度の向上が期待できるかを ARM の変化から考える。式 2.15 で表される ARM が TPC とシンチレーションカメラのエネルギー分解能にのみ依存すると仮定し、計算を行った。あるエネルギー E を持つガンマ線のコンプトン散乱事象を考える。適当な散乱角 ϕ を与えると散乱ガンマ線のエネルギー E_γ と反跳電子のエネルギー E_e を得る。 E_γ と E_e をそれぞれシンチレーションカメラと TPC のエネルギー分解能でぼかしたエネルギー E'_γ と E'_e を用いて、式 2.11 から再構成した散乱角 ϕ' の、初めに与えた散乱角 ϕ からのずれを ARM とみなす。

ガンマ線のエネルギーは 662 keV とした。式 2.3 より、 $r_0 = 1, Z = 1$ で規格化した 662 keV におけるコンプトン散乱の微分断面積の散乱角依存性図 5.1 に示す。検出器のエネルギー分解能は、TPC を 24.8% (31 keV、FWHM) として [31]、シンチレーションカメラは 11% (662 keV、FWHM、PMT)、7.6% (662 keV、FWHM、MPPC) の 2 つを仮定した。エネルギー分解能 $\propto 1/\sqrt{E}$ からそれぞれ、

$$\frac{\Delta E}{E}_{TPC} = 1.38 \times E^{-0.5} \quad (5.1)$$

$$\frac{\Delta E}{E}_{PMT} = 2.83 \times E^{-0.5} \quad (5.2)$$

$$\frac{\Delta E}{E}_{MPPC} = 1.96 \times E^{-0.5} \quad (5.3)$$

と表される。以上の仮定から計算される散乱ガンマ線に対する ARM を図 5.2 に示す。これを図 5.1 により重みづけして平均をとった ARM の値は、6.53 度 (PMT)、4.82 度 (MPPC) となった。シンチレーションカメラのエネルギー分解能向上によって、ARM < 5 度を達成できることが期待できる。

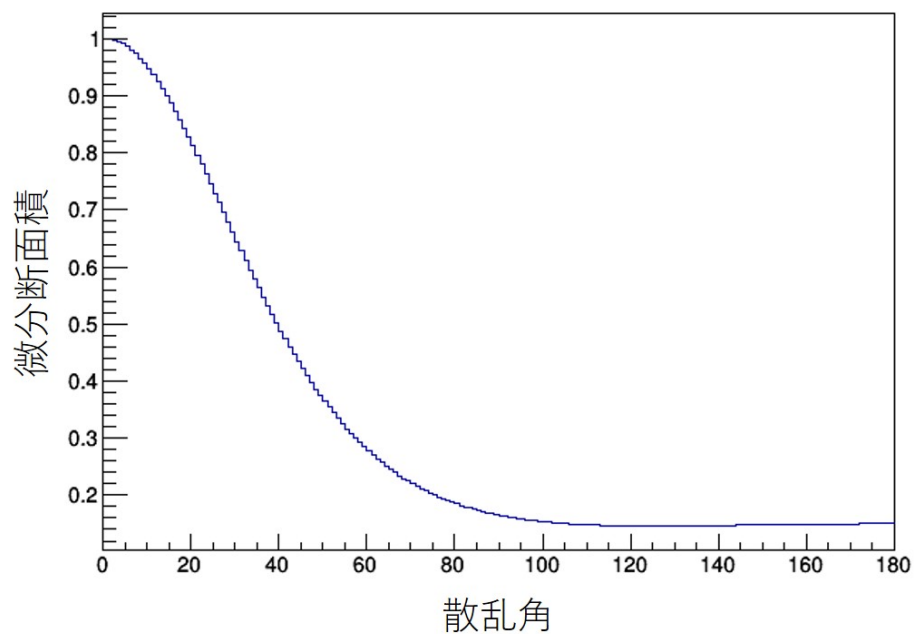
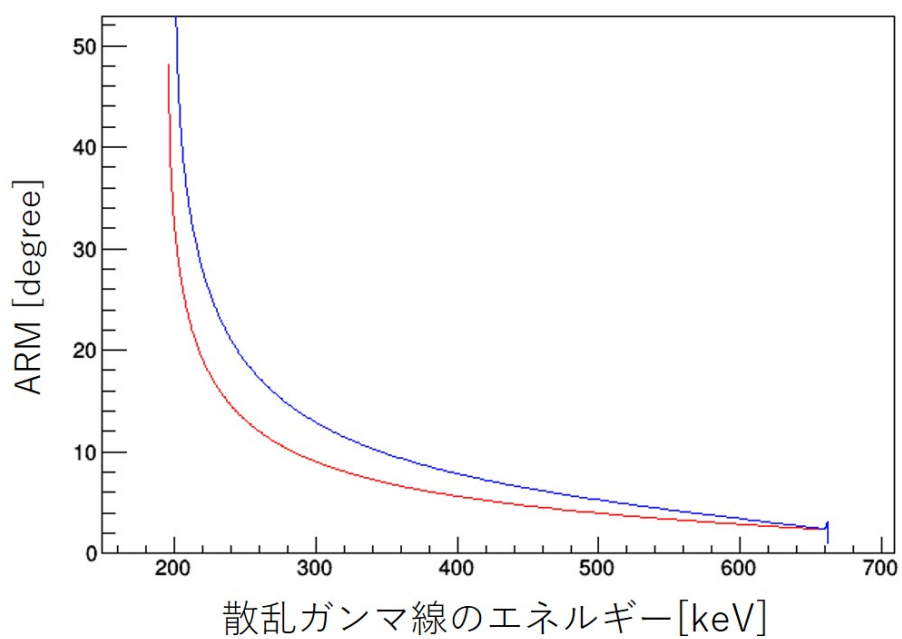


図 5.1 規格化した微分断面積の散乱角依存性

図 5.2 散乱ガンマ線のエネルギーに対する ARM (赤 : $\Delta E/E$ 7.6%(MPPC)、青 : $\Delta E/E$ 11%(PMT) を仮定)

5.2 まとめと今後の課題

次期長期気球実験 SMILE-3 に向けて MPPC シンチレーションカメラの開発を行った。SMILE-3 で科学観測を行うためには、数百 keV～数 MeV 程度のガンマ線をより良いエネルギー分解能で、PSF～5 度 (ARM<5 度、SPD<50 度) でとらえることが要求される。また数週間～1 ヶ月の長時間観測を行うためにも、省電力のシンチレーションカメラが要求される。この要求を満たすべく、GSO の発光波長に対して PMT の 2 倍の感度を持ち、PMT より省電力である MPPC アレイを採用したシンチレーションカメラを製作した。不感時間削減のためコモンストップに対応できるサンプリング ADC を採用し、FPGA によるデータ読み出しを行うシステムを開発した。初めに製作した基板にはノイズがのっており、また解析方法も十分に検討されていなかったため、エネルギー分解能が 14% (662 keV、FWHM) となった。今回、新たにノイズを抑えた基板を開発し、解析方法の開発を行ったところ、エネルギー分解能 7.6% (662 keV、FWHM) を達成した。2 ゲインをもつ AMP 基板を開発し、ダイナミックレンジが実測で 300 keV～2.6 MeV となった。アンプの線形性が保証される範囲から、4.5 MeV 程度までのガンマ線を測定可能であると期待できる。TPC でのコンプトン散乱点の z 方向の位置決定にはシンチレーションカメラで取得した時間情報をしようするため、空間分解能はシンチレーションカメラの時間分解能に依存する。今回、新システムの時間分解能を初めて評価し、時間分解能として 48.9 ns を達成した。MPPC には温度依存性があるが、温度に応じて動作電圧を変化させることで温度依存性を打ち消すことができる。1 素子の温度特性はこれまでに調査されていたが、今回初めて MPPC アレイの温度特性を調査し、降伏電圧の温度係数として 0.246 V/°C を得た。エネルギー分解能を悪化させる一因として基板のノイズが課題としてあったが、そのノイズ源の調査を行い、AMP 基板にフィルタを追加することでノイズをこれまでの半分ほどに低減させることに成功した。

時間分解能は要求値 ~10 ns に対して 48.9 ns であり、改善する必要がある。現在は消費電力を抑えるために 2.5 Msps の ADC を使用しているが、4.5 Msps のものに変更することで消費電力の増加を抑えた上で (25 mW → 31 mW)、倍程度の精度に改善することが期待できる。さらにノイズを低減させることで波形のフィッティングの精度を上げ、時間分解能を向上だけでなくエネルギー分解能の向上も見込める。そのため、AMP 基板にフィルタを入れてノイズレベルが下がったことによるエネルギー分解能、時間分解能への影響を調査する必要がある。得られた MPPC の降伏電圧の温度係数から、温度に対して動作電圧を補正したところ、0～15 °C の範囲では温度依存性を打ち消すことができていたが、20 °C 以上では温度依存性が残ってしまっていた。これは回路部分の温度依存性の影響による可能性もあり、今後はその調査が必要となる。

付録 A

シンチレータ評価

ETCC の有効面積拡大のためには散乱ガンマ線に対する阻止能を高くする必要がある。シンチレータを厚くすれば阻止能は高くなるが、シンチレータ内部で吸収されるシンチレーション光の割合は増加するため光量が下がり、エネルギー分解能を悪化させる原因となる。そこで、シンチレータが厚くなった時に、光量とエネルギー分解能がどれだけ変化するか調査した。厚みが1放射長（13 mm）と3放射長（40 mm）のGSO（図 A.1）を用いてMPPC シンチレーションカメラにより ^{137}Cs の測定を行った。ピクセル数が1放射長GSOの 8×8 ピクセルに対して、3放射長GSOは 4×4 ピクセルと異なるため、3放射長GSOはMPPC基板の中央に置いて測定を行い、1放射長GSOは図 A.2 左の赤枠内の 4×4 ピクセル分のデータと比較することにした。測定のセットアップは図 4.16 と同一であり、MPPC への印加電圧は215 V、恒温槽の温度は15℃で一定とした。

得られたスペクトルを図 A.3 に示す。 ^{137}Cs の662 keVのピークが、1放射長GSOで ~ 6940 pC、3放射長GSOで ~ 5280 pCであり、1放射長から3放射長に厚くなると光量が76%程に減少している。662 keVでのエネルギー分解能は、1放射長GSOで $\sim 7.6\%$ 、3放射長GSOで $\sim 8.4\%$ となった。エネルギー分解能 $\propto 1/\sqrt{\text{光量}}$ より $(\frac{1/\sqrt{6940}}{1/\sqrt{5280}} = 0.87, \frac{7.6\%}{8.4\%} = 0.90)$ 、このエネルギー分解能の悪化は光量の減少から説明できる。

GSOにはCeが添加してあり、減衰時間が短くなる等のメリットがある一方で、添加量が多くなると

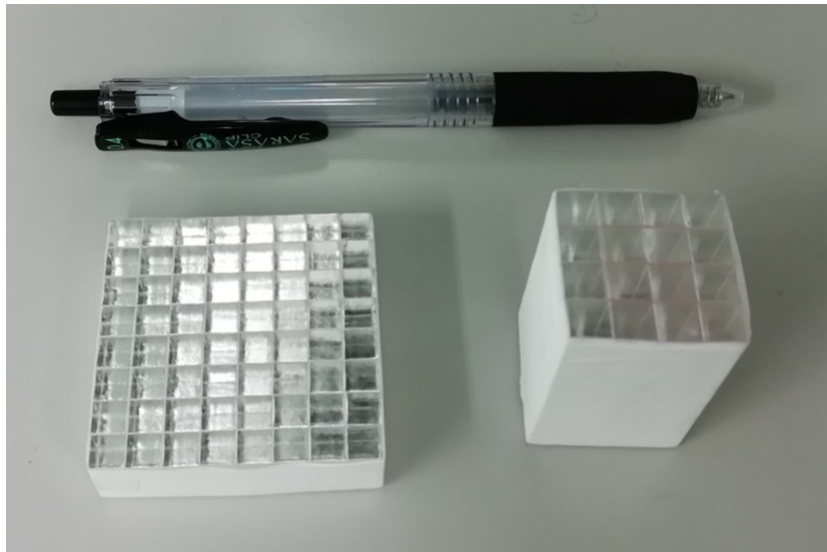


図 A.1 GSO シンチレータ（左：1放射長、右：3放射長）

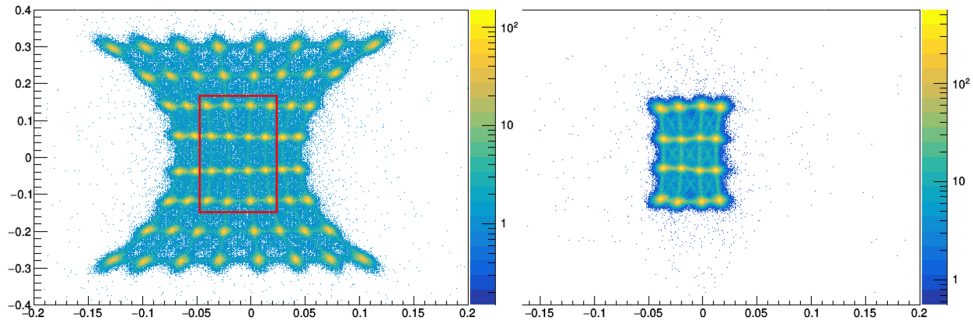


図 A.2 電荷重心分布（左：1 放射長（赤枠内のピクセルを使用）、右：3 放射長）

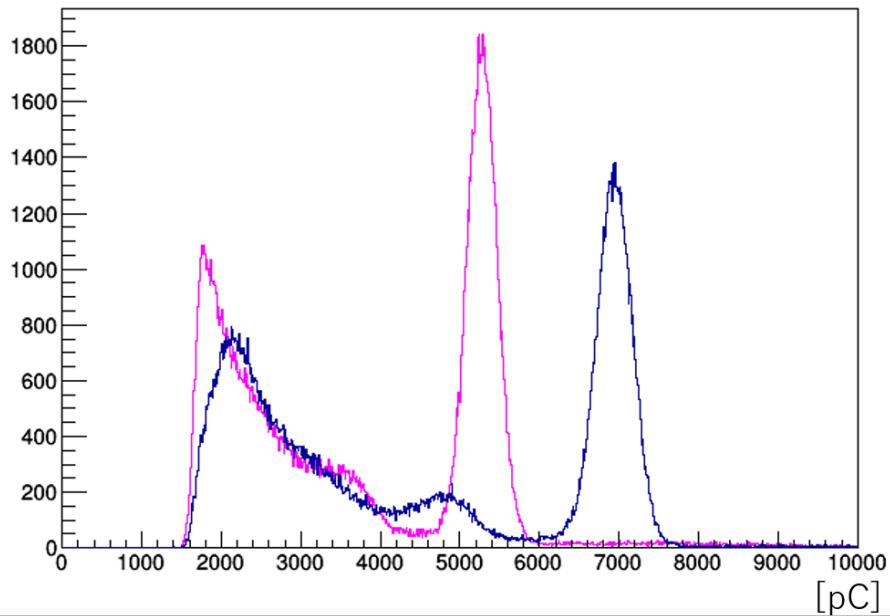


図 A.3 ^{137}Cs エネルギースペクトル（青：1 放射長、マゼンタ：3 放射長）

着色し、透過率が低下する。添加量を下げることによって透明度を上げ、シンチレータが長くなって自己吸収により光量が減ることを抑えることができる可能性がある。現在使用している GSO には 0.5 mol % の Ce が添加してあるが、どの程度まで添加量を減らせば、光量を変化させずにシンチレータを厚くできるかについては今後調査が必要となる。

謝辞

本論文の執筆にあたり、谷森達教授には丁寧に指導していただき大変感謝しております。毎週のミーティングでも常に研究の指針を示してくださいました。高田淳史助教には日々の研究、実験においていつも丁寧に教えてくださり、また行き詰まったときには的確なアドバイスをくださいました。水村好貴さん、水本哲矢さんには、不慣れな FPGA に困っている私に何度も付き合ってくださいました。MeV グループの先輩である竹村泰斗さん、吉川慶さん、中村優太さんには質問に快く答えていただいたり、時折様子を見に来てくれたりと、大変お世話になりました。同期の小野坂健君は研究のことだけでなく息抜きの話し相手になってくれたり、けん玉を教えてくださいと、研究以外の面をも充実させてくれました。先輩の阿部光君は大変勉強熱心で、自分もまけないようにと気を引き締めて日々を過ごすことができました。基板の開発におきまして、株式会社 Bee Beans Technologies の石綿将邦様、岩瀬和也様、宮本憲一様には多くのご協力を頂きました。

本研究室では、多くのことを学ぶことができ大変有意義な 2 年間でした。支えてくださった皆様に感謝申し上げます。

参考文献

- [1] V. Schönfelder. The Univers in Gamma Rays. Springer, 2001.
- [2] R. Diehl et al., Astrophysical constraints from gamma-ray spectroscopy. *Nuclear Physics A*, Vol. 777, pp. 70-97, 2006.
- [3] S. Plüschke et al. The COMPTEL 1.809 MeV Survey. *ESA SP*, Vol. 459, p. 55, 2001.
- [4] W. Wang et al, Spectral and Intensity Variations of Galactic ^{26}Al Emission. *A&A*, Vol. 496, pp. 713-724, 2009.
- [5] L. Bouchet et al., The Galactic ^{26}Al Emission Map as Revealed by INTEGRAL SPI, *ApJ*, Vol. 801, No. 2, 2015.
- [6] N. Prantzos and R. Diehl. Radioactive ^{26}Al in the Galaxy: Observations versus Theory. *Physics Reports*, Vol. 267, pp. 1-69, 1996.
- [7] R. Diehl. Cosmic Gamma-Ray Spectroscopy. *Astronomical Review*, Vol. 8, pp. 19-65, 2013.
- [8] W.Wang et al. SPI Observertions of the Diffuse ^{60}Fe Emission in the Galaxy. *A&A*, Vol. 469, pp. 1005-1012, 2007.
- [9] <http://physics.nist.gov>
- [10] G.F.Knoll, "Radiation Detection and Measurement 3rd edition", WILEY, 2001.
- [11] <http://www.isdc.unige.ch>
- [12] V. Schönfelder et al., *ApJS*, 86, 657, 1993.
- [13] G. Weidenspointner et al., *A&A*, 368, 347-368, 2001.
- [14] V. Schönfelder et al., *A&AS*, 143, 145-179, 2000.
- [15] T. Tanimori et al. An Electron-Tracking Compton Telescope for a Survey of the Deep Universe by MeV gamma-rays. *ApJ*, Vol. 810, p.p. 28-39, 2015.
- [16] A. Takada et al. Observation of Diffuse Cosmic Gamma Rays at Balloon Altitudes with an Electron-Tracking Compton Camera. *ApJ*, Vol. 733, p. 13, 2011.
- [17] M. Kobayashi, "Introduction to scintillators" 2003.
- [18] Bedi, S. et al., Hyperfine Interactions 136, 161, 2001.
- [19] T. Bhattacharjeea et al., Nucl. Instr. and Meth. A 484, 364, 2002.
- [20] K. Kamada et al., " Scintillation properties of 2-inch-diameter Pr:Lu₃Al₅O₁₂ (LuAG) single crystal" IEEE NSS-MIC 2007 (oral) unpublished..
- [21] C. M. Rozsa et al., " Sintillation Products Whitepaper Performance Summary BrillanCe° R ScintillatorsLaCl₃:Ce and LaBr₃:Ce" (Saint-Gobain Crystals, Scintillation Products)
- [22] S. Normand et al., Nucl. Instr. and Meth. A 572, 754, 2007.
- [23] W.M. Higgins et al., Journal of Crystal Growth 287, 239, 2006.

-
- [24] T. Takahashi et al., *Astronomical Society of Japan*, Vol 59, S35, 2007.
- [25] <https://hamamatsu.com>
- [26] 中増勇真 修士論文 京都大学 (2017).
- [27] <https://hub.hamamatsu.com/jp/en/index.html>
- [28] <http://scintillator.lbl.gov>
- [29] <https://www.matsusada.co.jp>
- [30] 吉川慶 修士論文 京都大学 (2017).
- [31] 竹村泰斗 修士論文 京都大学 (2016).