

MeV ガンマ線望遠鏡に向けた高エネルギー分解能
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
中増勇真

2017 年 1 月

概要

電子と陽電子が衝突して対消滅することにより 511 keV のガンマ線を放出する。この対消滅線が OSSE/CGRO や SPI/INTEGRAL などにより銀河中心から観測されている。陽電子は放射性同位体などの β^+ 崩壊による生成や、高エネルギー対生成過程によって生まれるが、銀河系内部に広がった対消滅線の起源が決定できるような観測はまだされていない。また、超新星爆発などにより生成される放射性同位体の崩壊で、数百 keV から数 MeV の核ガンマ線が放射される。この MeV ガンマ線輝線を観測することで、元素合成の現場を直接知ることができる。このように MeV ガンマ線は様々な天体现象を理解するうえで重要であるが、コンプトン散乱が優位になり、ガンマ線の到来方向を求めるのが難しい。そこで、我々は、優れたイメージング能力を持つ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。

現在の ETCC では、散乱ガンマ線の読み出しに GSO シンチレータと PMT(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。到来ガンマ線を再構成する際、散乱ガンマ線のエネルギーを用いるので、ETCC の角度分解能を改善するためにシンチレーションカメラのエネルギー分解能を良くする必要がある。GSO の発光波長は 440 nm であり、PMT よりも発光波長に対する感度が 2 倍良い Multi-Pixel Photon Counter (MPPC) アレイ (S13361-3050NE-08, 3 mm 角/ ch, 16 × 16 ch, 浜松ホトニクス) を採用し、その信号読み出し回路を新規に設計、製作した。現在の PMT シンチレーションカメラで約 11 % (FWHM, 662 keV) であったエネルギー分解能を、今回製作した MPPC シンチレーションカメラにより、約 8 % (FWHM, 662 keV) にまで改善することができた。現在、ETCC には 108 個の PMT を搭載しており、合計で約 60 W の電力を消費している。衛星で測定する際、現在の 16 倍ほどの PMT を搭載することを予定しており、約 1 kW もの電力を消費することになる。これは、PMT 自体の消費電力が大きいことと、そのデータ取得部でも電力を消費していることに起因する。そこで、消費電力の小さい MPPC に置き換えるとともに、データ取得部も FPGA で読み出せるように改良した。MPPC には温度依存があるが、その特性を調べることで、MPPC への印加電圧をコントロールし、温度環境に依存しないことも期待できる。さらに、これまでは、コモンスタートでデータを取得していたが、将来的に、デッドタイムを削減する目的で、コモンストップでデータを取得することを採用した。そのため、これまではピークホールド ADC で取得していたが、コモンストップに対応できるサンプリング ADC で取得するシステムを開発し、その性能を評価した。本論文では、その結果について報告する。

目次

概要	i
第 1 章 MeV ガンマ線天文学	1
1.1 超新星爆発と核分光	1
1.2 大質量星で生成される ^{26}Al と ^{60}Fe	1
1.3 電子・陽電子対消滅ガンマ線	3
第 2 章 MeV ガンマ線の検出	7
2.1 高エネルギー光子と物質の相互作用	7
2.1.1 光電効果	7
2.1.2 コンプトン散乱	9
2.1.3 電子陽電子対生成	9
2.2 MeV ガンマ線のイメージング法	10
2.2.1 コーデッドマスク法	10
2.2.2 コンプトン法	13
2.3 電子飛跡検出型コンプトンカメラ	17
2.3.1 検出原理	17
2.3.2 SMILE	18
第 3 章 シンチレーションカメラ	22
3.1 シンチレーションの原理	22
3.2 各種シンチレータ	24
3.2.1 有機シンチレータ	24
3.2.2 無機シンチレータ	25
3.3 光デバイス	25
3.3.1 光電子増倍管	25
3.3.2 半導体デバイス	26
3.4 シンチレータ検出器による放射線測定	29
3.4.1 シンチレータ検出器によるエネルギースペクトル	29
低エネルギー (100 keV 以下) の場合	29
100 keV 以上、小型検出器の場合	29
100 keV 以上、大型検出器の場合	30
3.4.2 シンチレータ検出器におけるエネルギー分解能	30

	シンチレーション光子および光電子ゆらぎ： σ_{pe}	32
	シンチレータ検出器内部の発光効率の位置および電子エネルギー依存性： σ_{int}	32
	シンチレーション光の集光率依存性： σ_{trans}	32
	読み出し回路ノイズ： σ_{noise}	32
3.5	シンチレータ評価	33
3.5.1	GSO 評価	33
	セットアップ	33
	評価結果	34
3.5.2	GAGG	36
3.5.3	HR-GAGG アレイ	37
第 4 章	MPPC アレイによるシンチレーション光読み出し	45
4.1	MPPC 温度依存	45
4.2	MPPC アレイ読み出しアナログ回路試験	46
	4.2.1 抵抗チェーン部	47
	4.2.2 アンプ回路	56
4.3	MPPC シンチレーションカメラ	60
	4.3.1 性能評価	61
第 5 章	新トリガー方式に向けた読み出しシステムの開発	66
5.1	トリガー方式	66
5.2	データ取得方法の選択	66
5.3	ADC サンプリングレート評価	69
	5.3.1 シミュレーションによる検討	69
5.4	開発した回路基板による実測	75
	5.4.1 HV 供給	75
	5.4.2 AD 変換	76
	5.4.3 転送方式	79
5.5	新システムによる読み出し	81
	5.5.1 セットアップ	81
	5.5.2 評価結果	81
第 6 章	まとめと今後の改良	88
	謝辞	90
	参考文献	91

目次

1.1	COMPTEL による ^{26}Al からのガンマ線のマップ [4]	3
1.2	SPI による ^{26}Al のスペクトル [5]	3
1.3	SPI による ^{26}Al のマップ [6] (銀経: $-60^\circ \sim 60^\circ$ まで 30° 毎に分割、銀緯: $-10^\circ \sim 10^\circ$)	4
1.4	SPI による ^{60}Fe からのガンマ線のスペクトル [8]	4
1.5	^{60}Fe と ^{26}Al のフラックス比 [8]	5
1.6	SPI/ <i>INTEGRAL</i> による電子・陽電子対消滅線の有意度マップ [17]	6
1.7	SPI/ <i>INTEGRAL</i> による電子・陽電子対消滅線のスペクトル [3]	6
2.1	GSO における光子の反応断面積 [18]	8
2.2	コンプトン散乱角度分布 [19]	9
2.3	コーデッドマスク法 [20]	11
2.4	SPI のマスク [3]	12
2.5	Ge 検出器 [3]	12
2.6	SPI/ <i>INTEGRAL</i> [3]	12
2.7	コンプトン法	13
2.8	コンプトン法によるガンマ線到来方向の決定方法	13
2.9	COMPTEL [21]	14
2.10	COMPTEL のバックグラウンド [22]	15
2.11	シミュレーションによる TOF 分布 [22]	16
2.12	ETCC の実際の写真	18
2.13	ETCC の概念図	18
2.14	様々な ARM, SPD に対する PSF [24]	19
2.15	PSA	19
2.16	Head Amp	19
3.1	シンチレーションカメラの検出原理	23
3.2	発光プロセスの概念図 [25]	24
3.3	GSO の発光機構 [25]	25
3.4	PMT の構造 [26]	26
3.5	PN 型半導体と PIN 型半導体	27
3.6	APD の概念図 [26]	28
3.7	MPPC の概念図 [26]	28

3.8	硬 X 線に対する応答	29
3.9	ガンマ線に対する小型検出器応答 (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)	30
3.10	ガンマ線に対する大型検出器応答	31
3.11	ガンマ線に対する実際の大型検出器応答 (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)	31
3.12	GSO : 左から日立化成社、オキサイド社 (再エッチング後)、オキサイド社 (再エッチング前)	33
3.13	GSO 評価のセットアップ	34
3.14	GSO 評価	35
3.15	GAGG	36
3.16	GAGG 各種のスペクトル (赤: GFAG、青: HR-GAGG、緑: GAGG(35 mm)、マゼンタ: GAGG(20 mm))	37
3.17	HR-GAGG アレイ (4 × 4 pixel)	39
3.18	64pixel の pixel 毎の ¹³⁷ Cs エネルギースペクトル	40
3.19	図 3.18 を重ね合わせた ¹³⁷ Cs エネルギースペクトル	40
3.20	64pixel の pixel 毎の ¹³⁷ Cs エネルギースペクトル	41
3.21	図 3.20 を重ね合わせた ¹³⁷ Cs エネルギースペクトル	41
3.22	64pixel の pixel 毎の ¹³⁷ Cs エネルギースペクトル	42
3.23	図 3.22 を重ね合わせた ¹³⁷ Cs エネルギースペクトル	42
3.24	HR-GAGG アレイ (5 × 5 pixel、反射材 : MCPET)	43
3.25	64pixel の pixel 毎の ¹³⁷ Cs エネルギースペクトル	43
3.26	図??を重ね合わせた ¹³⁷ Cs エネルギースペクトル	44
4.1	(左) 光電子増倍管 : H8500 と (右)MPPC : S13361-3050NE-08 の有感波長 [26]	45
4.2	MPPC(S12572-015C、浜松ホトニクス)	46
4.3	²² Na のスペクトル (0 °C 固定、赤: 66.0 V、緑: 66.5 V、マゼンタ: 67.0 V、黒: 67.5 V、青: 68.0 V)	47
4.4	²² Na のスペクトル (68.0 V 固定、赤: 0 °C、緑: 10 °C、黒: 20 °C、青: 30 °C)	47
4.5	ADCpeak 値 vs 電圧値	48
4.6	ADCpeak 値 vs 温度	49
4.7	降伏電圧と温度	50
4.8	ADCpeak 値と over voltage	50
4.9	製作した MPPC 基板	52
4.10	MPPC 基板裏側の抵抗チェーン (左:製作したもの、右:概念図)	52
4.11	MPPC の信号を見るためのセットアップ (1~4 は読み出し箇所に対応する)	53
4.12	4 端の出力信号 (1~4 は図 4.11 の 4 端の数字と対応する)	53
4.13	回路シミュレータで描いた抵抗チェーン (図の抵抗は 100 Ω。緑の位置に信号を入力し、紫の位置の信号を図 4.14 に示す)	54
4.14	シミュレーションから得られた抵抗値による波形の違い (赤 : 100 Ω、青 : 10 Ω)	55
4.15	4 端の出力信号 (1~4 は図 4.11 の 4 端の数字と対応する)	55

4.16	アンプ回路図	57
4.17	MPPC アレイ (S12642-0808PB-50、浜松ホトニクス)	58
4.18	試作機の動作試験	58
4.19	アンプ回路試験データ収集システム	59
4.20	^{137}Cs のスペクトル	59
4.21	製作したアンプ基板 (入力側)	60
4.22	製作したアンプ基板 (出力側)	60
4.23	GSO シンチレータアレイ	61
4.24	MPPC 基板とアンプ基板を用いたシンチレーションカメラ	61
4.25	上：取得した電荷重心マップ (100 Ω の抵抗チェーン)、 左下：上から 1 行目の X 軸射影、右下：上から 4 行目の X 軸射影	62
4.26	上：取得した電荷重心マップ (10 Ω の抵抗チェーン、赤の点線は図 4.27 の pixel に対応する)、 左下：上から 1 行目の X 軸射影、右下：上から 4 行目の X 軸射影	63
4.27	64pixel の pixel 毎の ^{137}Cs エネルギースペクトル	64
4.28	図 4.24 の試験で得た ^{137}Cs エネルギースペクトル (青) と 現行の H8500 で得た ^{137}Cs エネルギースペクトル (マゼンタ) の比較	64
4.29	エネルギー線形性	65
4.30	エネルギー分解能	65
5.1	コモンスタート	67
5.2	コモンストップ	68
5.3	ピークホールド回路の概念図	68
5.4	サンプルホールド ADC	69
5.5	サンプリングレートの違いによるフィッティングのずれの概念図	70
5.6	回路シミュレーションによる信号	71
5.7	サンプリングレートに合わせたプロット	71
5.8	図 5.7 を式 5.1 でフィットした結果	72
5.9	時間方向のずれ	73
5.10	波高値のずれ	73
5.11	サンプリングレートと時間のずれ	74
5.12	サンプリングレートと波高値のずれ	74
5.13	ADC 基板	75
5.14	FPGA 基板	76
5.15	DC/HV(HAPM-0.3PS)	76
5.16	DAC 値と供給 HV(改善前)	77
5.17	DAC 値と供給 HV(改善後) (青とマゼンタはそれぞれ ADC 基板を挿していない場合と ADC 基板を挿した場合)	77
5.18	新規開発した Head Amp、2 つの MPPC シンチレーションカメラを接続している	78
5.19	新規開発した Head Amp の概念図	78
5.20	FPGA 基板から AD 変換用出力信号 (水色: sck、マゼンタ: conv)	78

5.21	FPGA 内でのデータの受け渡し	79
5.22	Head Amp 動作のタイミング図	79
5.23	Head Amp の DAQ	80
5.24	ADC の線形性	80
5.25	2000 mV の DC 電圧を入力した際のヒストグラム	81
5.26	パルスジェネレータによる信号の読み出し (上 : ADC 基板に入力した信号、下 : 上の信号を 4 端入力して得られた波形 (横軸は 1 目盛で 400 ns))	82
5.27	Head Amp セットアップ	83
5.28	MPPC の信号を FPGA で読み出した結果 上 : high gain、下 : low gain、黄、青、マゼンタ、緑の 4 色は MPPC 基板の 4 端の読み出しに対応する。横軸は 1 目盛で 400 ns	84
5.29	線源を用いない場合、MPPC の信号を FPGA で読み出した結果 low gain、黄、青、マゼンタ、緑の 4 色は MPPC 基板の 4 端の読み出しに対応する。横軸は 1 目盛で 400 ns	85
5.30	線源を用いない場合、MPPC の信号を FPGA で読み出した ADC 値のヒストグラム 黄、青、マゼンタ、緑の 4 色は MPPC 基板の 4 端の読み出しに対応する。	85
5.31	取得した電荷重心マップ (赤の点線は図 5.32 の pixel に対応する)	86
5.32	64pixel の pixel 毎の ^{137}Cs エネルギースペクトル	87
5.33	図 5.27 の試験で得た ^{137}Cs エネルギースペクトル	87

表目次

1.1	ガンマ線を放射する放射性同位体 [1][3]	2
2.1	SPI の性能 [3]	12
2.2	COMPTEL の性能 [3]	14
2.3	SMILE-II TPC の性能	20
2.4	SMILE-II Head Amp の性能	20
2.5	SMILE-II ETCC の性能	20
2.6	ETCC の要請	21
3.1	オキサイド GSO の評価結果	35
3.2	シンチレータ仕様比較 [27]	36
3.3	シンチレータ比較結果	37
4.1	MPPC(S12572-015C) の仕様	46
4.2	フィッティングパラメータ (温度固定)	48
4.3	フィッティングパラメータ (印加電圧固定)	49
4.4	MPPC アレイ (S13361-3050NE-08) の仕様	52
4.5	MPPC アレイ (S12642-0808PB-50) の仕様	58
4.6	GSO シンチレータアレイの仕様	61
5.1	DC/HV の仕様 [28]	76

第 1 章

MeV ガンマ線天文学

MeV ガンマ線領域での観測が進めば、超新星残骸からの核ガンマ線や、ブラックホール・中性子星の降着円盤などでの高エネルギー現象を見ることができると期待される。さらに宇宙最大のエネルギー現象であるガンマ線バーストも MeV ガンマ線領域での放射がある。この章では、特に重要な核ガンマ線について述べる。

1.1 超新星爆発と核分光

励起された原子核が基底状態に戻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 年以上といった非常に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は元素の生成場所を直接観測することができる。さらにガンマ線輝線強度の観測から元素の生成比を求めることができ、理論モデルから予想される生成量と比較することで元素生成の物理機構を解明する直接の手がかりとなる。さらに、輝線スペクトルの広がりからは、元素の速度分布の情報が得られ、噴出物や天体周辺の星間空間の状態がわかる [1]。一方で、 ^{26}Al や ^{60}Fe のように寿命が 10^6 年と非常に長い元素からは、銀河面に広がる拡散ガンマ線を観測できると期待される。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が銀河内にどのように広がっていき、どのように新しい星の生成につながっていくかを知ることができると期待される [1]。放射性同位元素は原子核同士の熱核融合や爆発的な過程によって生成される。核融合反応は高温高密度な星の中で起こるが、星の大気はガンマ線にとって光学的に厚い。ガンマ線が星の外部へ抜け出し、地球で観測されるためには、生成された原子核が星の表面または星間空間に放出される必要がある。したがって候補天体としては、爆発を伴う超新星や新星、恒星風のような質量放出を伴う巨星などが挙げられる [2]。

1.2 大質量星で生成される ^{26}Al と ^{60}Fe

両者はともに大質量星の中で熱核融合または爆発時に生成される。 ^{26}Al は ^{25}Mg の陽子捕獲反応によってのみ生成される。そのため、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 [2]。生成された ^{26}Al は、超新星爆発によって星間空間に放出される。もしくは、ウォルフ・ライエ星のような $30M_{\odot}$ 以上の星であれば、H 層で生成された ^{26}Al は恒星風により星間空間

表 1.1 ガンマ線を放射する放射性同位体 [1][3]

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

に放出される。一方 ${}^{60}\text{Fe}$ は、 ${}^{26}\text{Al}$ と同じ Ne-O 層で、熱核融合や爆発を通じ、 ${}^{58}\text{Fe}$ と ${}^{59}\text{Fe}$ が中性子を捕獲することにより生成される。超新星爆発の際には、高速な中性子捕獲過程である r 過程により He 層でも生成される。どちらの生成過程であっても、 ${}^{60}\text{Fe}$ は ${}^{26}\text{Al}$ より深い層で生成されるので、星間空間に供給される過程は超新星爆発のみであると考えられている [2]。COMPTEL/CGRO は ${}^{26}\text{Al}$ から放射される 1.809 MeV ガンマ線を全天観測し図 1.1 を得た [4]。銀河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。COMPTEL によって ${}^{26}\text{Al}$ の分布が得られたため、SPI/INTEGRAL は ${}^{26}\text{Al}$ の銀河系内の ${}^{26}\text{Al}$ からのガンマ線を追観測した [5]。図 1.2 は SPI の観測によって得られたスペクトルである。銀河面の内側の領域 (銀径 -30° から 30°) からの ${}^{26}\text{Al}$ の輝線は、それより外側の輝線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 [5]。さらに 2015 年に SPI は ${}^{26}\text{Al}$ の全天マップを公開し (図 1.3)、銀河面からの強度は $3.3 \times 10^{-4} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ rad}^{-1}$ と報告した [6]。COMPTEL により観測された ${}^{26}\text{Al}$ からのフラックスから、銀河系内に存在する ${}^{26}\text{Al}$ の質量は $2\text{-}3 M_\odot$ と見積もられた [7]。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 ${}^{26}\text{Al}$ 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、このような全ての不定性を考慮して、銀河系内に存在する ${}^{26}\text{Al}$ の質量を $1.5\text{-}3.6 M_\odot$ と修正した [3]。 ${}^{26}\text{Al}$ と ${}^{60}\text{Fe}$ の強度比を観測によって求めることで、それぞれの元素の生成比を知ることができる。 ${}^{60}\text{Fe}$ は半減期 2.0×10^6 年で ${}^{60}\text{Co}$ に崩壊し、1.173 MeV と 1.332 MeV のガンマ線を放出する。SPI の観測では、 ${}^{60}\text{Fe}$ からの核ガンマ線、1.173 MeV、1.332 MeV のスペクトルを足し合わせて 4.9σ の統計的有意度で検出し (図 1.4)、 ${}^{60}\text{Fe}/{}^{26}\text{Al}$ は $14.8 \pm 6.0 \%$ と報告されている [8]。強度比 ${}^{60}\text{Fe}/{}^{26}\text{Al}$ は他にも数々の検出器で測定されている (図 1.5) [8]。従来の大質量の進化モデルでは、 ${}^{60}\text{Fe}$ は大量に生成されると予想されており、 ${}^{26}\text{Al}$ と ${}^{60}\text{Fe}$ のガンマ線の強度比 ${}^{60}\text{Fe}/{}^{26}\text{Al}$ は 40 % から 120 % 程度であると予想されていた [2]。しかし、観測では理論モデルよりも低い強度比が報告されていることを受けて、理論モデルが見直され、強度比 $18.5 \pm 6.25 \%$ と、より観測と一致するモデルが提唱されているが [8]、理論的な不定性と観測的な不定性が大きく、より高感度なガンマ線検出器による観測が待たれている。

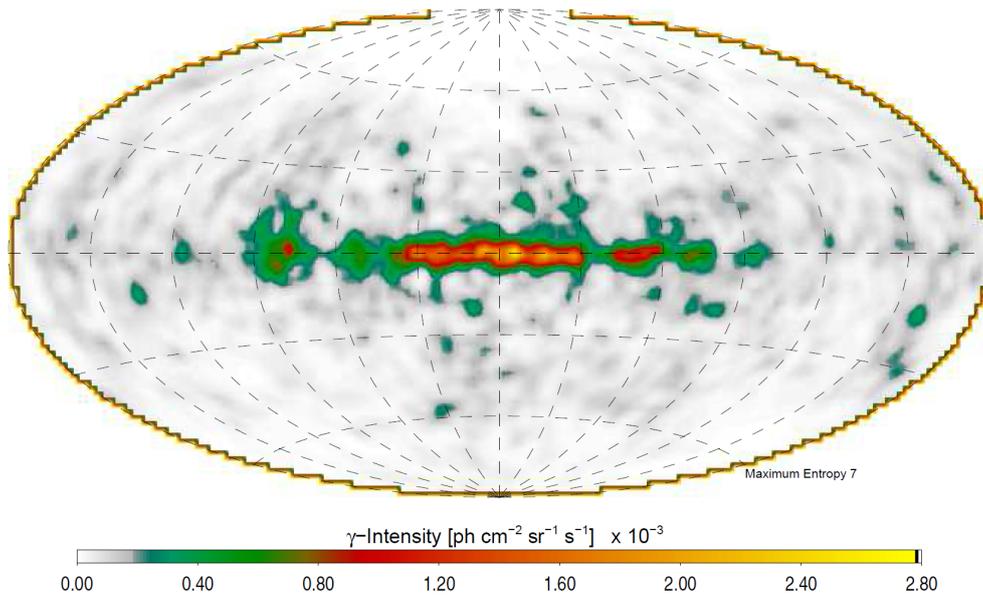


図 1.1 COMPTEL による ^{26}Al からのガンマ線のマップ [4]

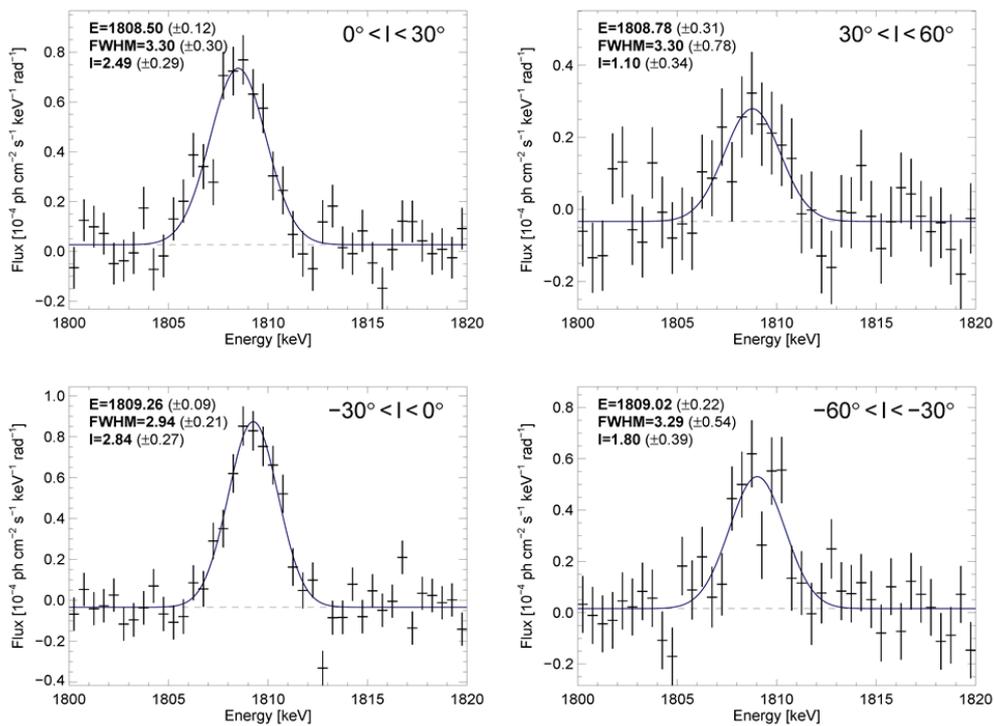


図 1.2 SPI による ^{26}Al のスペクトル [5]

1.3 電子・陽電子対消滅ガンマ線

^{26}Al や ^{44}Ti や ^{56}Ni などは β^+ 崩壊により数 MeV 程度の運動エネルギーを持った陽電子を放出する。陽電子は、星間空間で電子との衝突により対消滅し、その質量に対応したエネルギーの光子を放出する。電子と陽電子が消滅する際にそれぞれのスピン角運動量の向きによって 2 種類の崩壊の仕方を示し、それに伴いスペクトルは 511 keV のピークと、511 keV が最大値になるような連続成分の足し合わせとな

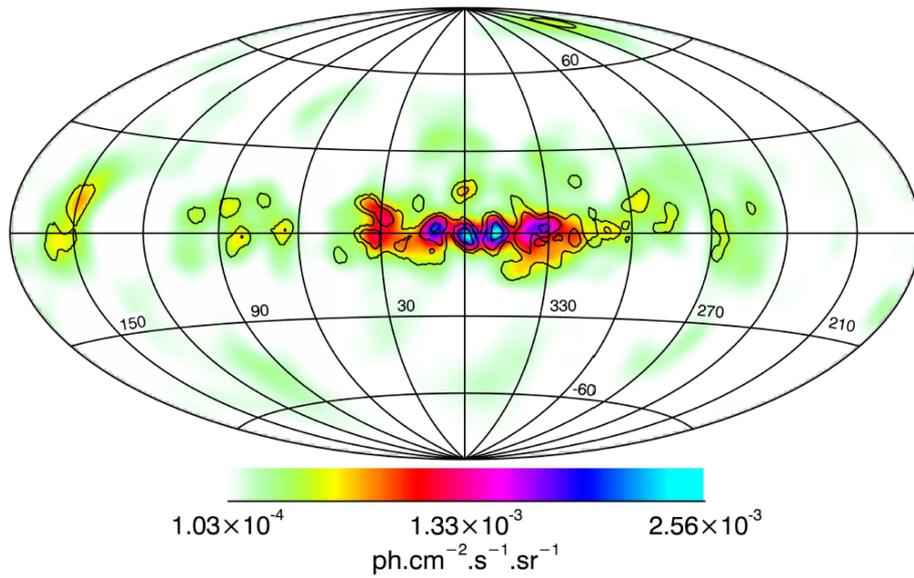


図 1.3 SPI による ^{26}Al のマップ [6]
 (銀経: $-60^\circ \sim 60^\circ$ まで 30° 毎に分割、銀緯: $-10^\circ \sim 10^\circ$)

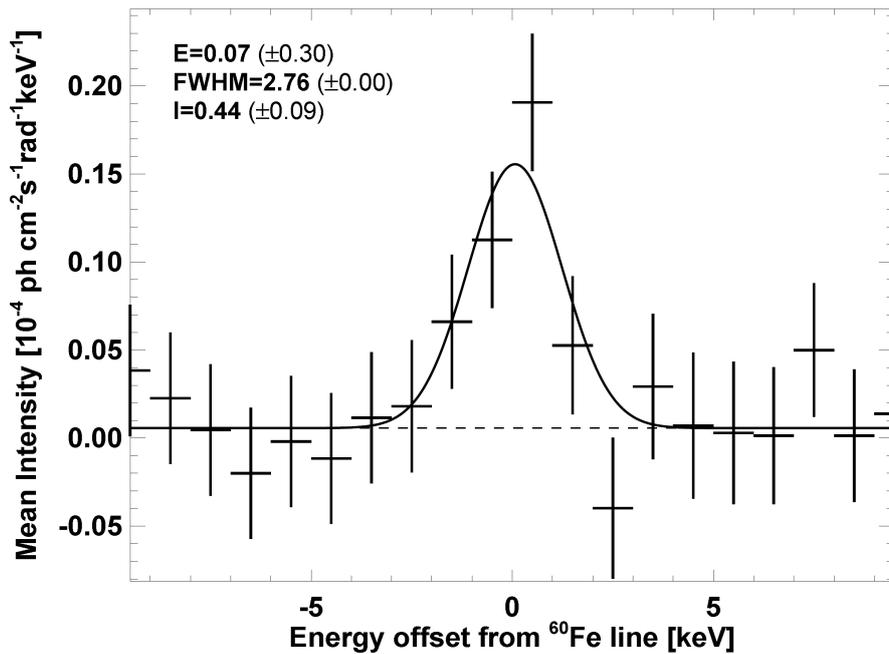
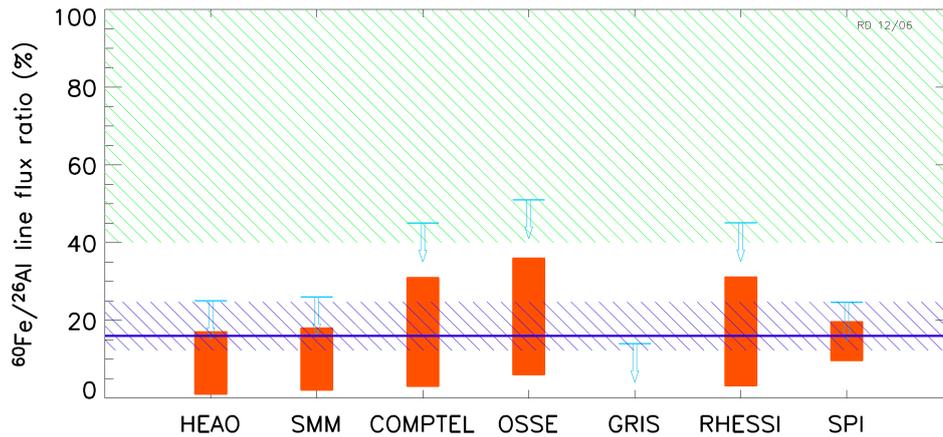


図 1.4 SPI による ^{60}Fe からのガンマ線のスペクトル [8]

る。陽電子の発生源としては β^+ 崩壊の他に、中性子星を主星を持つ連星系から放出される電子・陽電子のジェットや、暗黒物質の相互作用により生まれる陽電子などが発生源になると考えられている [9]。陽電子の消滅による 511 keV ガンマ線の観測的証拠は、1970 年に行われた気球実験により初めて報告された [10]。しかし、この気球実験は比較的エネルギー分解能の悪い NaI (Tl) シンチレーション検出器での測定だったため、観測されたピークは 473 ± 30 keV であり、陽電子の消滅によるガンマ線か、 ^7Li による励起ガンマ線かのどちらかであるとの示唆にとどまった [10]。その後、1977 年に Ge 半導体検出器による気球観測で、銀河中心から陽電子の消滅による 511 keV を検出した [11]。1980 年代には一時期、

図 1.5 ^{60}Fe と ^{26}Al のフラックス比 [8]

陽電子の消滅によるガンマ線のフラックスに時間変動の可能性が示唆された [2]。HEAO-3 による観測でも、1979 年秋から 1980 年春の観測で 511 keV フラックスの時間変動が報告された [12]。しかし、その後 1990 年代に入って、SMM の観測でも HEAO-3 の再観測でもフラックスの変動は見られず [13]、OSSE/CGRO による観測では銀河のバルジ部分と銀河面からの定常的な 511 keV フラックスが観測された [14]。511 keV フラックスが時間変動しているように見えたのは、銀河系内からの拡散された対消滅ガンマ線の一部を、それぞれの検出器ごとに異なる視野で観測したことが原因であるとの結論に至った [3]。SPI/INTEGRAL は陽電子の崩壊によるガンマ線輝線を観測し、銀河系内に広がった対消滅線の分布を求めた [15]。図 1.6 は SPI によって描かれた銀河中心領域の対消滅によるガンマ線輝線の検出有意度を表す図である。このガンマ線輝線は銀河中心のバルジ領域が優勢で、銀河面からの放射は非常に弱く、バルジ領域と銀河面の強度比は 1.4 程度と見積もられた [15]。SPI による銀河系内から来る陽電子の崩壊ガンマ線のスペクトルが図 1.7 である。511 keV のピークの幅は 2.35 ± 0.25 keV (FWHM) と比較的細い。このスペクトルから陽電子の消滅が起こった星間空間の物理的状態が推測できる。温度が 8000 K で電離度が約 10 % の比較的中性なガスを仮定すると観測とよく一致するスペクトルが得られる [16]。つまり、陽電子の消滅は、陽電子の生成源とされる天体の周辺の高温度ガス中では起こっておらず、それよりも外側の部分的に電離したガス中で起こっていることが推測されている。銀河系内からの陽電子の対消滅線は、最も強い放射であり、最初にガンマ線領域で観測されたガンマ線輝線である。理論においても、陽電子を放出する候補天体や、星間ガスや銀河の磁場構造などに多くの不定性があり、その起源はあまりわかっていない。今までガンマ線検出器により数々の観測が行われてきたが、角度分解能が悪いため点源に分解できないことや感度の良い観測ができていないことから、陽電子の起源の解明には至っていない。PSF にして 1 度の高角度分解能なガンマ線検出器による観測が必要である。

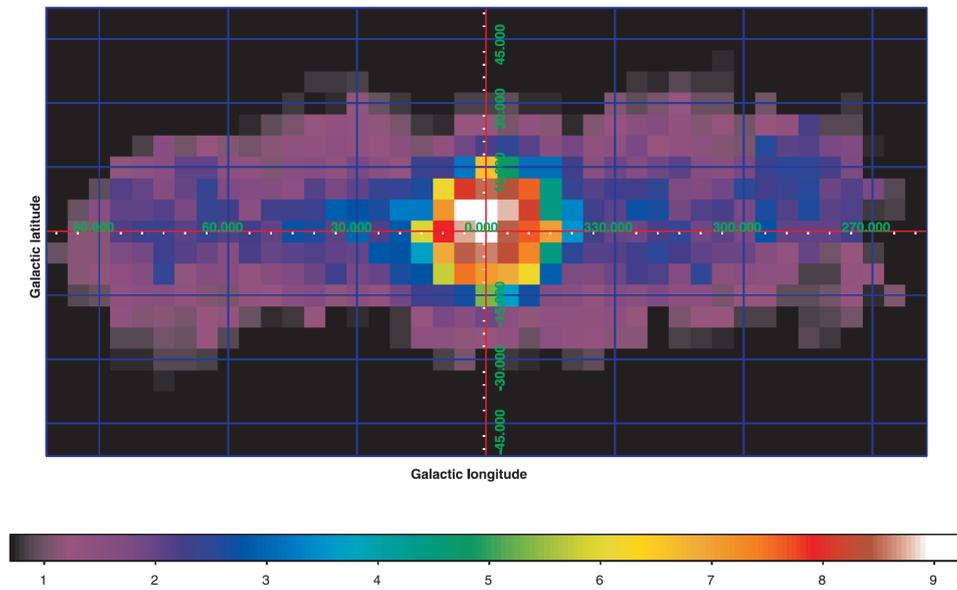


図 1.6 SPI/INTEGRAL による電子・陽電子対消滅線の有意度マップ [17]

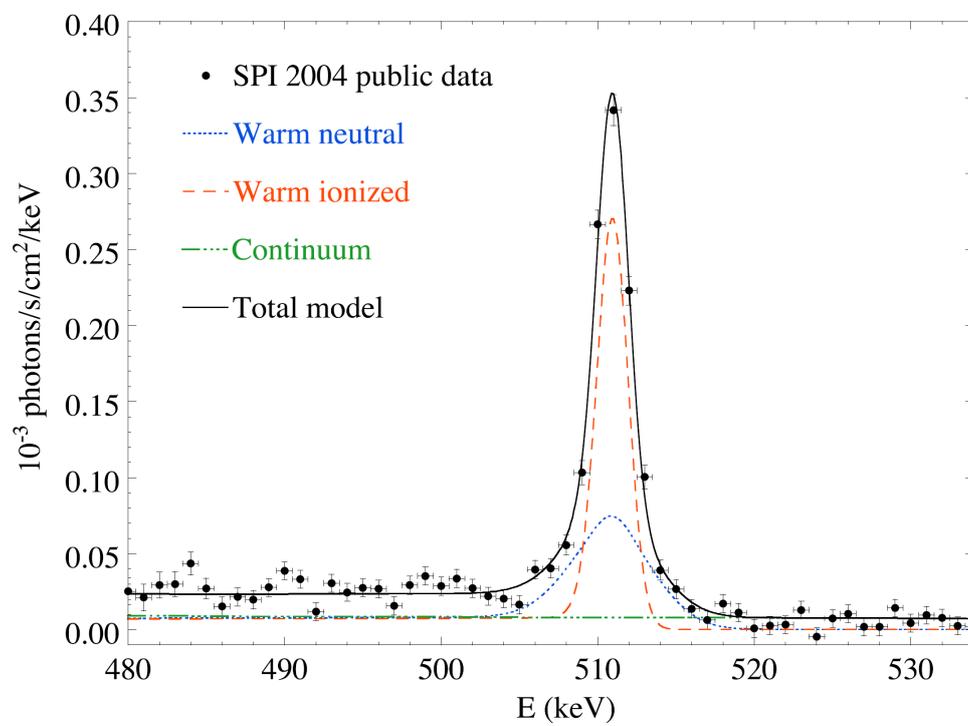


図 1.7 SPI/INTEGRAL による電子・陽電子対消滅線のスペクトル [3]

第 2 章

MeV ガンマ線の検出

前章では、MeV ガンマ線領域での天体現象について述べた。この章では高エネルギー光子と物質との相互作用と、その相互作用を利用した検出方法について述べる。

2.1 高エネルギー光子と物質の相互作用

X 線やガンマ線は電荷を持たず、直接検出することは難しい。しかし、X 線やガンマ線は、物質と相互作用を起こし、電子や陽電子を放出する。これらが周囲の物質を電離することを利用し、間接的に X 線やガンマ線を検出することができる。X 線・ガンマ線と物質との相互作用には光電効果・コンプトン散乱・電子陽電子対生成の 3 つがある。図 2.1 は反応物質に GSO (Gd_2SiO_5) シンチレータを仮定したときの、反応断面積のエネルギー依存性である。光子のエネルギーが低いときは、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、～10 MeV で優勢となる。

2.1.1 光電効果

X 線・ガンマ線が原子内の電子にすべてのエネルギーを与えてはじき出す。この時、電子は光子のエネルギーから仕事関数を引いたエネルギーで飛び出す。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も大きいとき、K 殻電子に対する反応断面積が最も大きい。K 殻電子に対する反応断面積 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、

$$\alpha = \frac{e^2}{2\epsilon_0 hc} \text{ (微細構造定数)} \quad (2.2)$$

$$\sigma_T = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0^2 m_e^2 c^4} \text{ (トムソン散乱断面積)} \quad (2.3)$$

Z : 原子番号

m_e : 電子静止質量

c : 光速

e : 電気素量

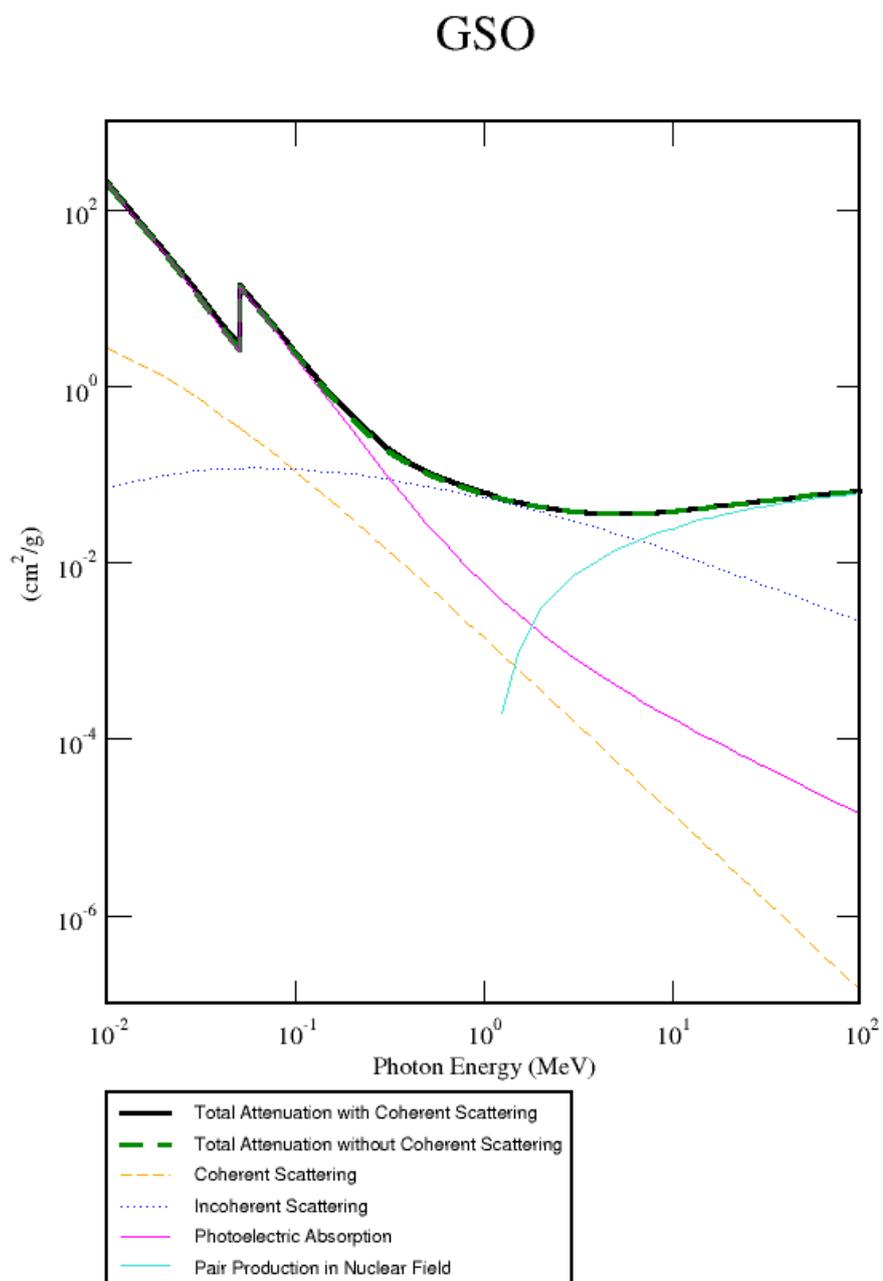


図 2.1 GSO における光子の反応断面積 [18]

μ_0 : 真空の誘電率

h : プランク定数

である。図 2.1 の曲線の不連続箇所は K 殻の束縛エネルギー付近であり、L 殻から K 殻への変化を表している。

2.1.2 コンプトン散乱

数百 keV から数十 MeV においては、入射光子が物質中の電子と弾性散乱を起こし、電子を弾き飛ばすコンプトン散乱が優勢となる。このとき、入射光子は進行方向が ϕ だけ曲げられる。散乱された光子のエネルギー E'_γ と入射光子のエネルギー E_γ との関係は

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

と書ける。また、その微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は Klein-Nishina の公式より、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + K(1 - \cos \phi)} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2 \phi}{2} \right) \left(1 + \frac{K^2(1 - \cos \phi)^2}{(1 + \cos^2 \phi)(1 + K(1 - \cos \phi))} \right) \quad (2.5)$$

となる。ただし、

$$K = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad (2.6)$$

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。これらの式は静止した電子と衝突することを仮定したものであり、現実には原子核に束縛された電子との相互作用となるため、衝突前の電子のエネルギーは 0 ではなく、角度分布は変わる。この効果を Doppler broadening という。

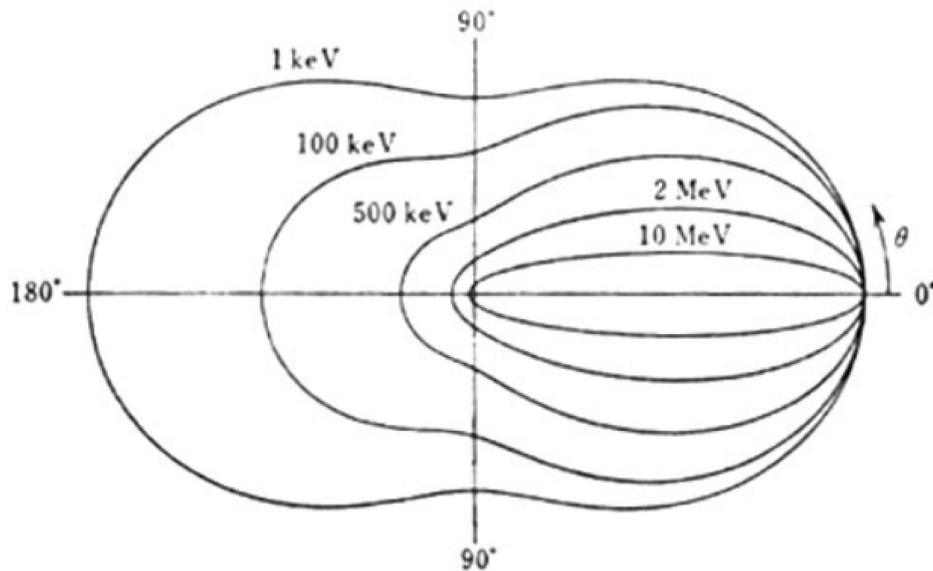


図 2.2 コンプトン散乱角度分布 [19]

2.1.3 電子陽電子対生成

電子の静止質量の 2 倍の 1.02 MeV 以上のエネルギーを持つ入射光子が主に原子核のクーロン場と相互作用を起こすことで、電子陽電子対を生成する過程である。電子陽電子対生成は入射光子のエネルギー

が 10 MeV 以上で優位となる。その反応断面積は

$E_\gamma \ll 1/\alpha Z^{1/3}$ のとき

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 (\ln E_\gamma - const.) \quad (2.7)$$

$E_\gamma \gg 1/\alpha Z^{1/3}$ のとき

$$\sigma_{pair} \propto Z^2 \left(\ln \frac{1}{Z^{1/3}} - const. \right) \quad (2.8)$$

と表される。

2.2 MeV ガンマ線のイメージング法

天文学において、どの天体からの放射かを特定するために、望遠鏡にとってイメージング能力は最重要である。さらに、MeV ガンマ線領域では、宇宙線と衛星筐体との相互作用によって、大量のバックグラウンドを生成してしまい、このバックグラウンドをいかに抑えるかが重要になる。このため、鋭い Point Spread Function (PSF) を持つ望遠鏡によるイメージングで、到来方向を天空のみに制限し、視野外から到来するバックグラウンドの影響を減らす必要がある。X 線や可視光は鏡を用いて全反射により集光でき、点源を 1 対 1 に対応した位置情報を得るため、鋭い PSF となる。しかし、ガンマ線は透過率が高く、X 線や可視光のような全反射を用いた集光ができない。そこで、鏡を利用しないイメージング法として、コーデッドマスク法とコンプトン法について述べる。

2.2.1 コーデッドマスク法

コーデッドマスク法は、あるパターンを持つマスクによりできる光の影を検出器によってとらえ、ガンマ線の到来方向を再構成する (図 2.3)。マスクのパターンと検出部までの距離で決まる変換行列を用いることで、高い角度分解能を得ることができる。数百 keV 程度までのガンマ線に対しては最高の角度分解能をもつ方法であり、コーデッドマスク法は *INTEGRAL* 衛星や *Swift* 衛星で採用された。しかし、コーデッドマスク法は到来方向の決定に、多数のイベントをためる必要がある。ガンマ線のエネルギーが数百 keV より高い場合、遮蔽が難しく、宇宙線がガンマ線源を生成するため、視野外からも雑音が入る。さらに、注目領域からのガンマ線なのか、視野内の他領域からの雑音なのか明確に区別ができない。そのため、雑音が多くなり、雑音の適切な評価が重要となる。また、数百 keV 以上のガンマ線では、マスクによるコンプトン散乱の影響が雑音となり、感度を下げてしまう。これより、定常天体を観測することは難しく、ガンマ線バーストのような突発天体の観測に用いられる。

コーデッドマスクを用いた望遠鏡の一例として *INTEGRAL* 衛星の SPI がある。SPI は 3 cm 厚のタングステンマスク (図 2.4) と 19 個の Ge 半導体検出器 (図 2.5) によって構成されている (図 2.6)[3]。高エネルギー宇宙線と検出器および衛星を構成する物質との相互作用により発生する雑音を減らすために、BGO 結晶を用いた反同時計数法によるシールドを SPI の軸にそって円筒状に配置している。性能を表 2.1 に示す。エネルギーレンジは 15 keV - 8 MeV、角度分解能は 2 度、視野は 16 度であり、エネルギー分解能は 1300 - 1800 keV に対して 3 keV となっている [3]。

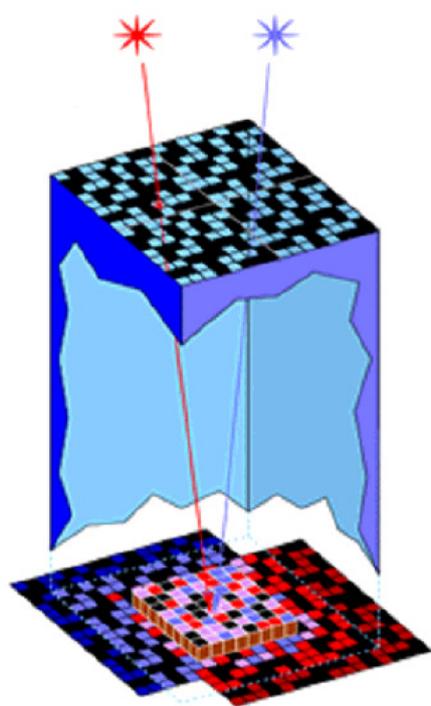


図 2.3 コーデッドマスク法 [20]



図 2.4 SPI のマスク [3]

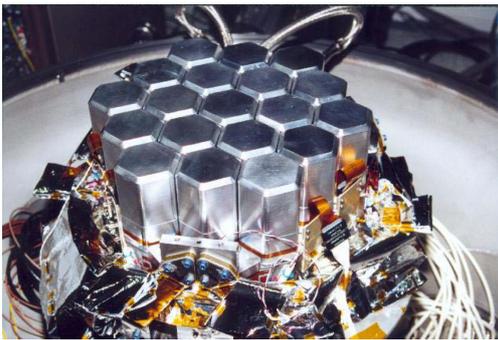


図 2.5 Ge 検出器 [3]

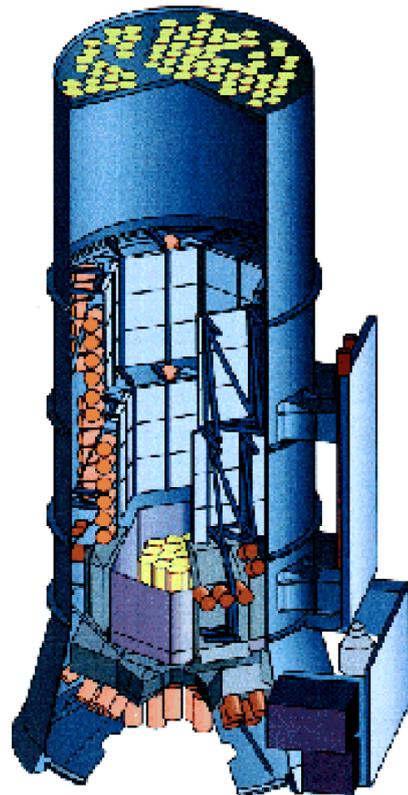


図 2.6 SPI/INTEGRAL[3]

表 2.1 SPI の性能 [3]

エネルギーレンジ	15 keV - 8 MeV
角度分解能	2 度
視野	16 度
エネルギー分解能	3 keV (1300 - 1800 keV)

2.2.2 コンプトン法

MeV ガンマ線領域ではコンプトン散乱が優勢となるため、コンプトン散乱を利用し、ガンマ線の到来方向のうち一角のみ決定する方法としてコンプトン法がある。コンプトン法を利用した望遠鏡は2段の検出器で構成される。1段目には光電吸収に比べて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設置し、反跳電子の吸収体として使用する。そして、2段目に光電吸収の確率を高くするため、原子番号の大きい物質を設置し、散乱ガンマ線の吸収体として使用される(図2.7)。1段目の検出器で、反跳電子のエネルギー E_e と散乱点の情報を得る。2段目の検出器で、散乱ガンマ線のエネルギー E_γ と吸収点の情報を得る。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

$$E_0 = E_e + E_\gamma \quad (2.9)$$

$$\cos \phi = 1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{E_e + E_\gamma} \right) \quad (2.10)$$

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、電子の反跳方向を求めることができないため、1光子毎に到来方向を決定することができない。そのため、図2.8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。ただし、2つの円環に対して、一般に交点は2つできてしまうため、図2.8のように、真の信号以外に偽の信号 (ghost) が現れ、雑音の原因となる。

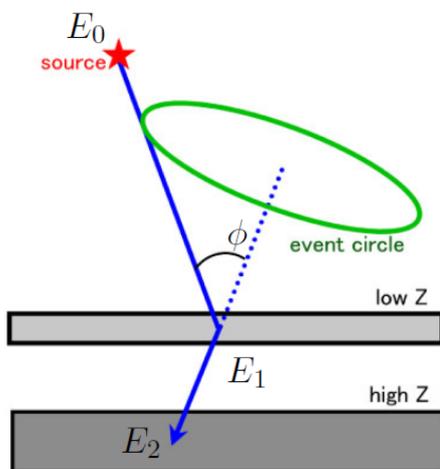


図2.7 コンプトン法

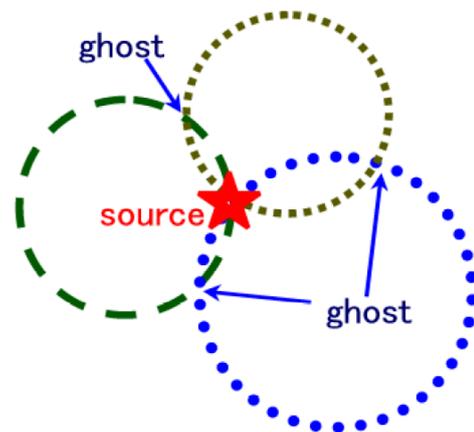


図2.8 コンプトン法によるガンマ線到来方向の決定方法

COMPTEL は CGRO 衛星 (1991 年に打ち上げ) に搭載された、コンプトン法を用いた望遠鏡である(図2.9)。性能を表2.2に示す。上段の散乱体に液体シンチレータを用いて、下段の吸収体に NaI シンチレータを用いている [22]。散乱体と吸収体を 1.58 m だけ開けて設置している。これは、上段と下段の検出器から信号の発せられるタイミングの差 (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。さらに上段の液体シンチレータは、ガンマ線と宇宙線粒子によって異なる蛍光減衰時間を持つため、宇宙線バックグラウンドを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上段と下段の検出器をそれぞれ覆い、荷電粒子による雑音を減らしている [21]。COMPTEL は MeV ガンマ線領域の観測を行った衛星搭載の望遠鏡として、最も感度の良

い観測を行った望遠鏡である。しかし、X線や GeV ガンマ線領域の望遠鏡と比べると、数桁悪い感度となってしまう。これは、MeV ガンマ線領域特有のバックグラウンドの多さによる。COMPTELの感度は地上実験による結果より一桁も悪い感度となり、定常天体の検出は30天体ほどにとどまった[23]。

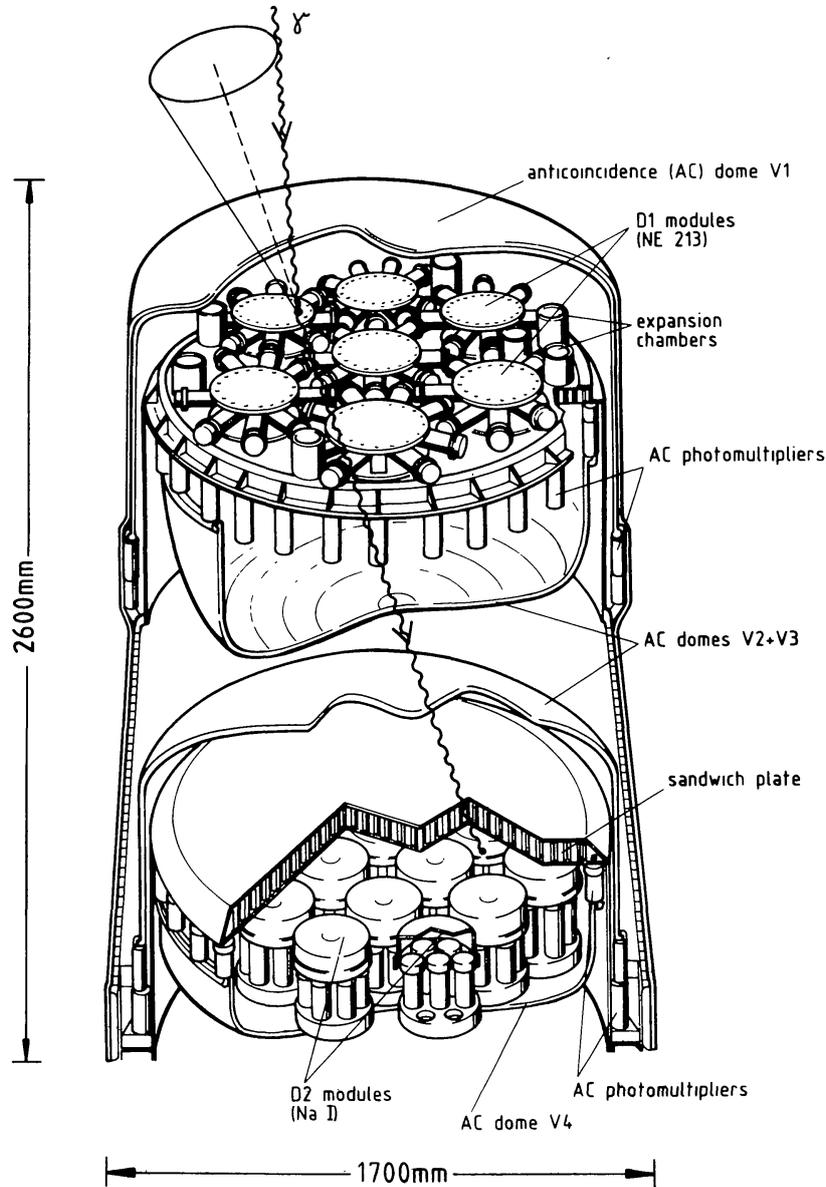


図 2.9 COMPTEL[21]

表 2.2 COMPTEL の性能 [3]

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

感度の悪くなってしまった原因としては、バックグラウンド除去をシールドと TOF で行ったが、以下

のようなバックグラウンドが存在したためである (図 2.10, 図 2.11)。

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: 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。

その他: 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。

上方から飛来したガンマ線は図 2.11 の分布のうち 5 ns のあたりにピークを作るが、図 2.11 では下方から来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。

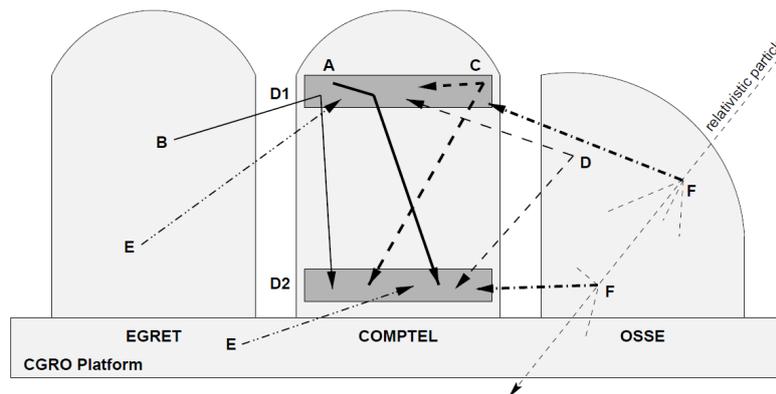


図 2.10 COMPTEL のバックグラウンド [22]

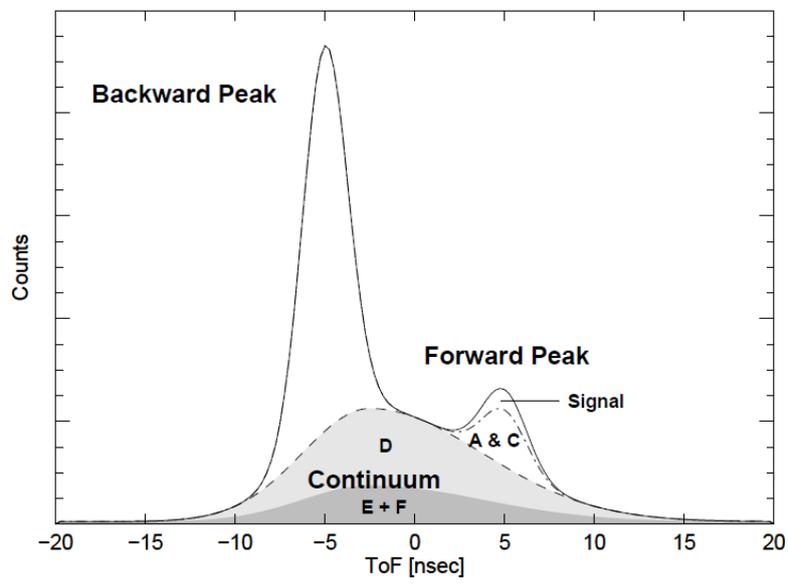


図 2.11 シミュレーションによる TOF 分布 [22]

2.3 電子飛跡検出型コンプトンカメラ

従来のコンプトンカメラは反跳電子の方向を測定していないため、ガンマ線の到来方向を導出する自由度がひとつならず円環上のみでの制限となっていた。そこで我々は、散乱体において反跳電子の飛跡を測定することで、ガンマ線の到来方向を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 2.12)。ここでは ETCC の検出原理と、ETCC を用いた気球実験プロジェクト SMILE (Sub-MeV / MeV gamma-ray Imaging Loaded-on-balloon Experiment) について述べる。

2.3.1 検出原理

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 2.13)。このとき、入射ガンマ線のエネルギー E_0 、再構成による到来方向 \vec{g}_{rcs} 、はそれぞれ

$$E_0 = E_\gamma + E_e \quad (2.11)$$

$$\vec{g}_{rcs} = \left(\cos \phi - \frac{\sin \phi}{\tan \phi} \right) \vec{g}' + \frac{\sin \phi}{\sin \alpha} \vec{e} \quad (2.12)$$

$$= \frac{E_\gamma}{E_\gamma + E_e} \vec{g}' + \frac{\sqrt{E_e(E_e + 2m_e c^2)}}{E_\gamma + E_e} \vec{e} \quad (2.13)$$

と表すことができる。また散乱角 ϕ と反跳角 ψ は

$$\cos \phi = 1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + E_e} \frac{E_e}{E_\gamma} \quad (2.14)$$

$$\cos \psi = \left(1 + \frac{m_e c^2}{E_\gamma + E_e} \right) \sqrt{\frac{E_e}{E_e + 2m_e c^2}} \quad (2.15)$$

と表せる。

ETCC では、光子毎の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。ガンマ線の到来方向の誤差範囲はこの ARM と SPD の2つのパラメータで決まる円弧に制限される (図 2.13)。ARM と SPD の定義はそれぞれ

$$\Delta \phi_{ARM} = \arccos(\vec{g} \cdot \vec{g}') - \arccos \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma + E_e} \frac{E_e}{E_\gamma} \right) \quad (2.16)$$

$$\Delta \nu_{SPD} = \text{sign} \left(\vec{g}' \cdot \left(\frac{\vec{g} \times \vec{g}'}{|\vec{g} \times \vec{g}'|} \cdot \frac{\vec{g}_{rcs} \times \vec{g}'}{|\vec{g}_{rcs} \times \vec{g}'|} \right) \right) \arccos \left(\frac{\vec{g} \times \vec{g}'}{|\vec{g} \times \vec{g}'|} \cdot \frac{\vec{g}_{rcs} \times \vec{g}'}{|\vec{g}_{rcs} \times \vec{g}'|} \right) \quad (2.17)$$

である。ただし、 \vec{g} はガンマ線の真の到来方向である。

散乱ガンマ線と反跳電子のなす角 α は幾何学的方法と運動学的方法の2種類の方法で定義することができる。幾何学的方法には

$$\cos \alpha_{geo} = \vec{g}' \cdot \vec{e} \quad (2.18)$$

と定義され、運動学的には

$$\cos \alpha_{kin} = \left(1 - \frac{m_e c^2}{E_\gamma}\right) \sqrt{\frac{E_e}{E_e + 2m_e c^2}} \quad (2.19)$$

と定義される。 α_{geo} と α_{kin} は、1 事象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、コンプトン散乱による事象かそうでないかを分けることが可能である。

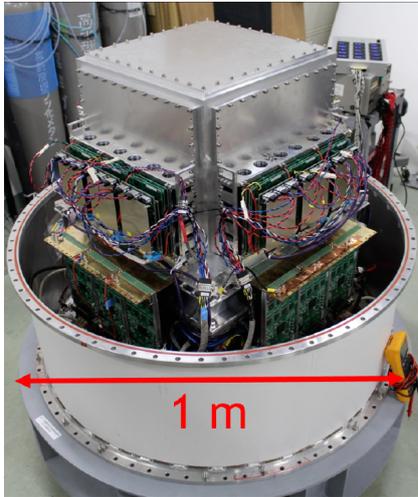


図 2.12 ETCC の実際の写真

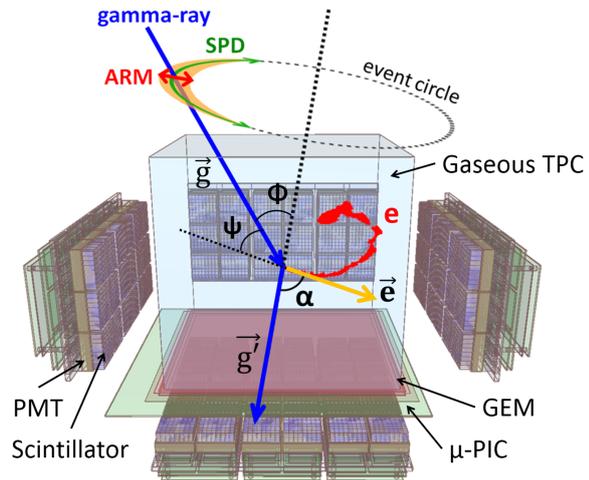


図 2.13 ETCC の概念図

一般の望遠鏡の角度分解能は PSF で評価する。従来のコンプトン望遠鏡で用いられてきた ARM および SPD は PSF を表しておらず、角度分解能の評価は正しく行えない。ETCC では ARM と SPD から PSF を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取ったものが図 2.14 である。累積比率が 50 % となる角度を PSF と定義すると、現行の ETCC の性能として、ARM が 5 度、SPD が 100 度で PSF は約 15 度となる。1 度の PSF を実現させるためには、ARM が 2 度、SPD が 10 度という精度が要求される。

2.3.2 SMILE

1 度程度の PSF を実現させるために、我々はガス飛跡検出器を散乱体とした用いた ETCC の開発を進めている。ガス飛跡検出器は $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$ の Time Projection Chamber (TPC) である。SMILE-II の TPC の性能は表 2.3 の通りである。吸収体には散乱ガンマ線に対する阻止能と吸収点に対する位置情報の取得が要求されるため、Pixel Scintillator Array (PSA) とマルチアノード PMT(浜松ホトニクス H8500) を組み合わせたシンチレーションカメラを用いている (図 2.15)。これら 6 つを 1 組として、Head Amp と呼んでいる (図 2.16)。SMILE-II の Head Amp の性能は表 2.4 の通りである。PSA を TPC の周り五面を取り囲むように配置して、ETCC を構成している。現在の ETCC の性能は表 2.5 の通りである。

- 次期 SMILE 計画での要求

電子陽電子対消滅の 511keV ガンマ線や ^{26}Al を観測するために PSF を現行の 15 度から将来的には 1 度まで鋭くする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 は 2 度程度まで抑えねばならず、そのためには、式 2.16 からわかるように、より良いエネルギー分解能をもつ

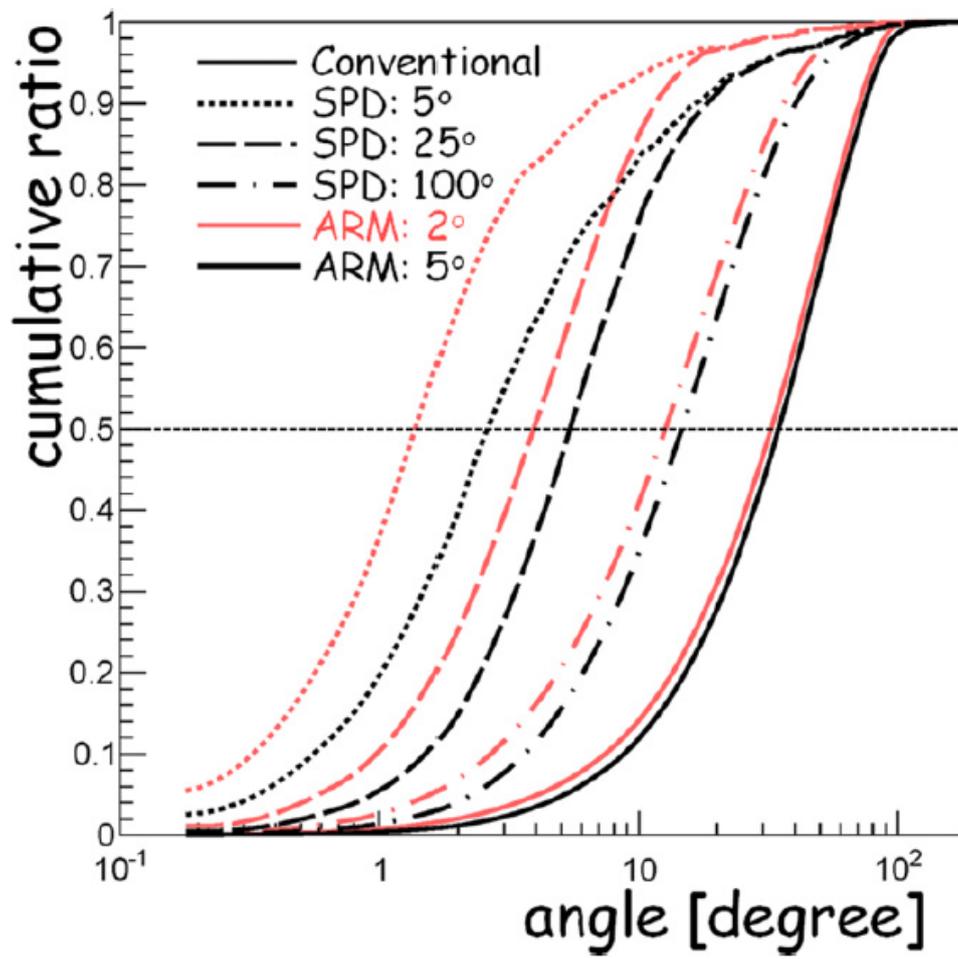


図 2.14 様々な ARM, SPD に対する PSF[24]

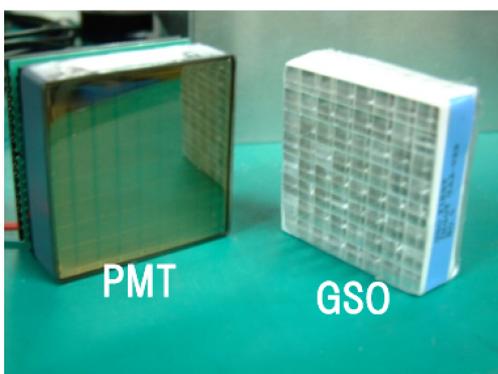


図 2.15 PSA

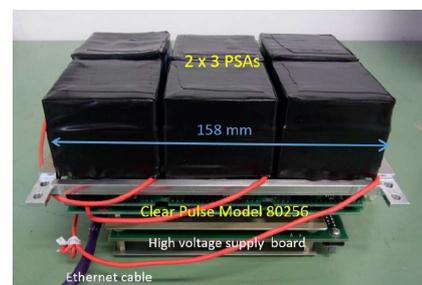


図 2.16 Head Amp

表 2.3 SMILE-II TPC の性能

サイズ	30 × 30 × 30 cm
ピッチ幅	800 μm
ガス種	Ar: CF ₄ : iso-C ₄ H ₁₀ = 95: 3: 2 (1 気圧)
エネルギー分解能	25 % (31keV, FWHM)
消費電力	～ W
ドリフト速度	～ 5 cm / μs
読み出し速度	100 MHz

表 2.4 SMILE-II Head Amp の性能

pixel 数	6912 pixel (底面: 2304 pixel、側面: 1152 pixel / 面)
シンチレータ種	GSO(Ce)
シンチレータサイズ	6 × 6 × 13 mm
エネルギー分解能	11 % (662 keV, FWHM)
消費電力	～ 60 W (0.6 W / PMT)

表 2.5 SMILE-II ETCC の性能

PSF	～ 15 度
ARM	～ 5 度
SPD	～ 100 度
有効面積	～ 1 cm ² (<300 keV)
エネルギー分解能	11 % (662 keV, FWHM)
ダイナミックレンジ	100 keV ～ 1 MeV
視野	～ 4 str

シンチレーションカメラが必要である。また、入射ガンマ線のエネルギーは電子飛跡のエネルギーと散乱ガンマ線の和であり(式 2.12)、PSA で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。ETCC に用いている現行のシンチレーションカメラは合計で 60 W ほど電力を消費している。将来計画として、衛星で測定する際には少なくとも現在の 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、現行のままであると消費電力が約 1 kW にもなってしまう。このため、現行の 1/10 程度の消費電力の小さなシンチレーションカメラが必要になる。有効面積としては 300 keV 未満で～1 cm² であるが、これを 10 cm² 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。sub-MeV から ²⁶Al の 1.8 MeV までの波長域で測定することを考えると現在よりも広いダイナミックレンジが必要となる。このためにもシンチレータの厚みを厚くする必要がある。現在の GSO の厚みは 13 mm (1 放射長) であり、これでは、511 keV のガンマ線が 30 % ほどシンチレータに吸収されずに通過してしまう。厚みを 26 mm とすると、通過するガンマ線は 10%、39 mm とすると 3 % まで減らすことができる。以上の要請をまとめると表 2.6 の通りである。今回、この要請を満たすべく、シンチレーションカメラに注目し、開発した。

表 2.6 ETCC の要請

PSF	～ 1 度
ARM	～ 2 度
SPD	～ 10 度
シンチレータ厚み	> 2 放射長
有効面積	～ 10 cm ² (<300 keV)
消費電力	< 10 W (< 0.1 W / PSA)
ダイナミックレンジ	100 keV ～ 5 MeV
視野	～ 4 str

第 3 章

シンチレーションカメラ

本論文で ETCC のシンチレーションカメラの開発について述べる前に、シンチレーションカメラ一般について述べる。また、GSO と GAGG の検討、評価を行った。この評価結果について述べる。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部としてシンチレータがしばしば使われてきた。近年では硬 X 線領域では *INTEGRAL* 衛星に搭載された Ge や 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では、大型化が容易な無機シンチレーション検出器は依然重要な地位を占めている。

シンチレータ検出器における検出原理は図 3.1 に示すように

1. 放射線がシンチレータ物質に入射。一次電子生成。電子・イオン対生成 (エネルギー損失)
2. シンチレーション光発生。(発光)
3. 光デバイスに向け集光。(集光)
4. 光デバイスで光電子発生。(信号化)

というプロセスで行われる。この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・光デバイス・光伝達に関する各要素およびシンチレーション検出器一般の性質について述べる。さらにコンプトンカメラの吸収体が必要とする大面積かつ高エネルギー分解能であるシンチレーション検出器の実現に対して必要な一般的事項について述べる。

3.1 シンチレーションの原理

放射線の入射に対して物質中で起こる 100 μ s 以下の発光現象を一般的にシンチレーションという。多くの物質でシンチレーション現象が起きているが、なかでも、発光量が多く、光伝達性が良い物質が一般的にシンチレータと呼ばれる。

原子もしくは分子中に入射した放射線は原子中の束縛電子を励起状態に引き上げる。図 3.2 のように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励起状態の最下面に達した後、基底状態に戻る。この励起状態から基底状態に遷移するとき、状態間のエネルギー差に等しいエネルギーの光子を放出する。このときの光子エネルギーが紫外領域から可視光領域である場合、光デバイスによる観測が可能となる。

この過程におけるシンチレーション光の発光効率 η はシンチレーション効率として、

$$\eta = \frac{\text{energy of scintillation light}}{\text{energy deposit}} = \frac{h\nu_e}{W_{e-h}} Tq_A \quad (3.1)$$

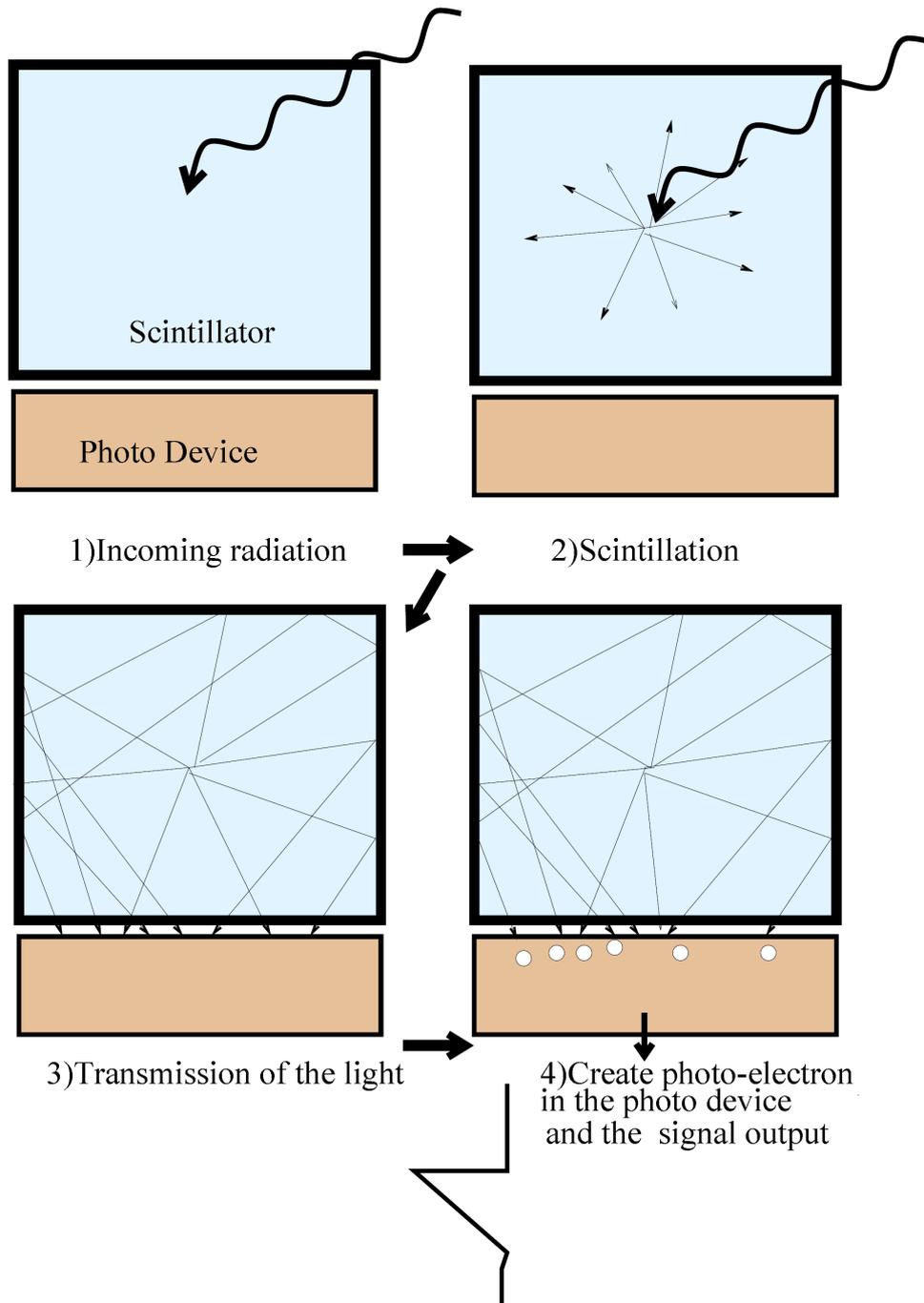


図 3.1 シンチレーションカメラの検出原理

$h\nu_e$: シンチレーション光子の平均エネルギー

W_{e-h} : 電子を励起するために必要なエネルギー

T : 励起電子が発光点にエネルギーを輸送する効率

q_A : 発光点において発光する確率

で与えられる。 $T = 1, q_A = 1$ という理想的なシンチレーション過程を想定し、 $\beta = W_{e-h}/E_g$ (E_g はバンドギャップエネルギー) を用いると

$$\eta = \frac{h\nu_e}{W_{e-h}} = \frac{h\nu_e}{\beta E_g} \tag{3.2}$$

と書ける。通常物質は β は 3~7 の値をとり、NaI、CsI、ZnS、GaP などでは 3 程度である。NaI(Tl) シンチレータの場合 $h\nu_e = 3.02 \text{ eV}$ 、 $E_g = 5.9 \text{ keV}$ であるので、 $\eta_{max} = 17\%$ となる。しかし、多くの実験においては $\eta_{exp} = 8 \sim 13\%$ という報告がなされている。これは T や q が 1 でなく途中でエネルギーを熱エネルギーとして損失していくためである。

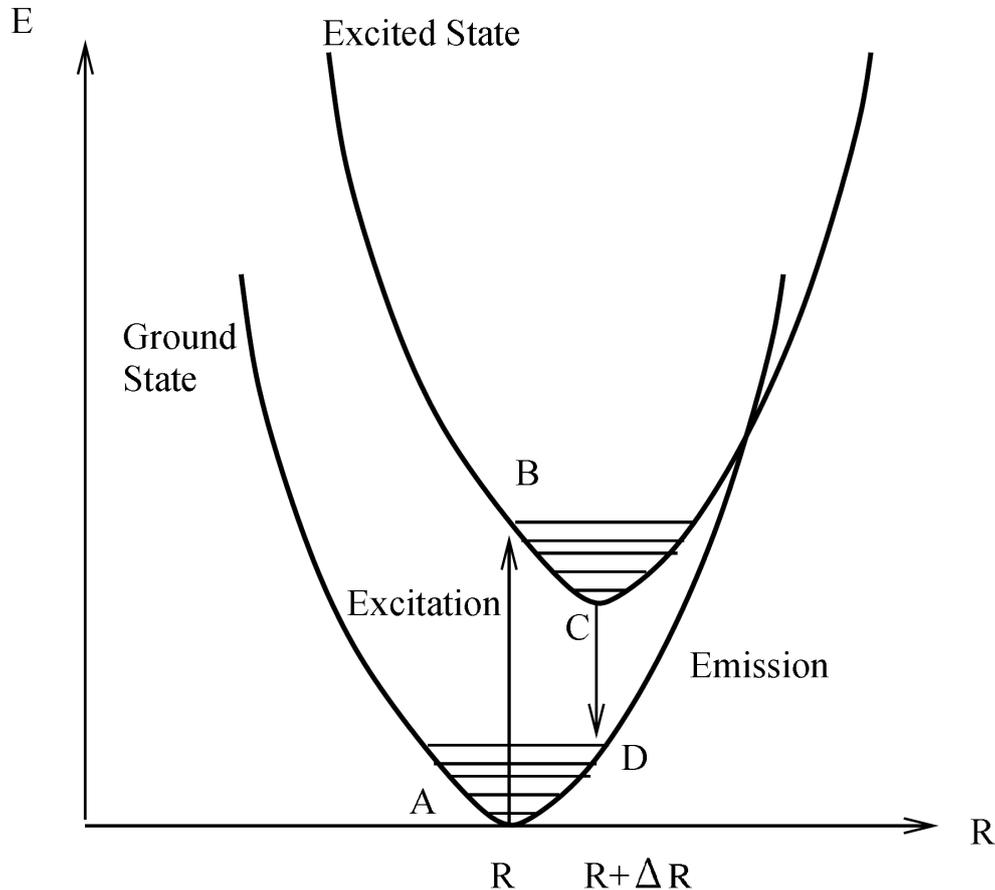


図 3.2 発光プロセスの概念図 [25]

3.2 各種シンチレータ

シンチレータ物質は固体、液体、気体までさまざまな状態で、さまざまな物質で見つっている。これらは大きく有機シンチレータと無機シンチレータに分類される。

3.2.1 有機シンチレータ

アントラセン・スチルベンゼンなど。シンチレーション光の減衰定数は 10 ns 以内で非常に早い。発光効率は 0.02~0.03 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持ち波長変換器 (Wave Length Shifter, WLS) や波長変換ファイバーによる読み出しが多く使われている。そして、その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る。発光過程にはシンチレーション発光過程にはシンチレーション発光の他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もろいが、発光機構が分子構造によ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

に溶かしこむことで液状化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、大型のものも非常に安価に製作可能であるため、荷電粒子検出器として非常によく使われている。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を分けることができる。

3.2.2 無機シンチレータ

BaF₂、NaI(Tl)、CsI(Tl)などに代表される無機結晶のシンチレータである。大きな原子番号であるため、光電吸収面積が大きくまた発光効率も0.1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。無機シンチレータの発光機構はいくつかに分けられる。BGOは図3.2で説明されるような過程で発光する。またGSO(Ce)、NaI(Tl)などはCeやTlといったシンチレーション不純物を作る準位を通して励起電子が基底状態に戻され、このシンチレーション不純物における遷移が発光となって見える(図3.3)。これをexciton luminescenceと呼ぶ。またexciton luminescenceの一種であるが、YAG(Yb)などは通常はYbはYb³⁺の形で存在するが、Yb²⁺が生じていると、準位(4f¹³)からYb³⁺の4f¹⁴への遷移がおきようになり、発光が起きている。これをcharge-transfer luminescenceという。また、BaF₂などは励起によって生じた価電子帯のホールがF⁻(2p)中の電子と素早く結合することで、速い応答時間となる紫外域のシンチレーション光を発する。このように、無機シンチレータは結晶構造中のエネルギー構造が、シンチレーション過程に深く関わっているため、不純物濃度や温度などさまざまな影響により、その性質が変化する。

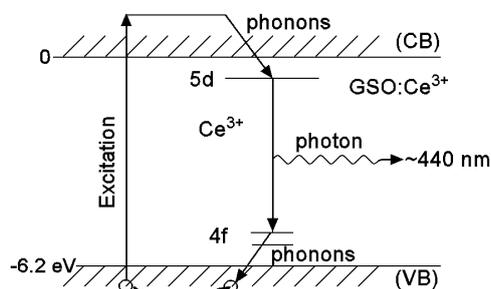


図 3.3 GSO の発光機構 [25]

3.3 光デバイス

シンチレータ物質より放出した光を効率よく電気信号に変換する光デバイスにはさまざまなものが存在する。ここではいくつか代表的なものを紹介する。

3.3.1 光電子増倍管

微弱な光を電気信号に変換するモジュールとして古くから使われているのが光電子増倍管である。光電子増倍管は入射光子を光電子に変換する光電陰極、光電子を増倍するダイノードからなる(図3.4)。入射光子を光電子に変換する確率(量子効率)は光電陰極物質の電子親和エネルギーや厚さ、構造により決まる。光電陰極で生成された光電子はダイノード間の高圧電場で加速され、次段のダイノードに衝突し5~10倍程度の数の光電子に変換される。これを数段繰り返すことで、10⁶-10⁸倍程度の増倍率を得る。こ

のためわずか数個の光子数であっても大きな電気信号として取り出すことができる。時間特性がダイノード構造により、数 ns～数十 ns 程度の遅延が起り、また光陰極の感度も波長によって物質ごとに大きく変わるため、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、光電子増倍管は強磁場環境に弱い。

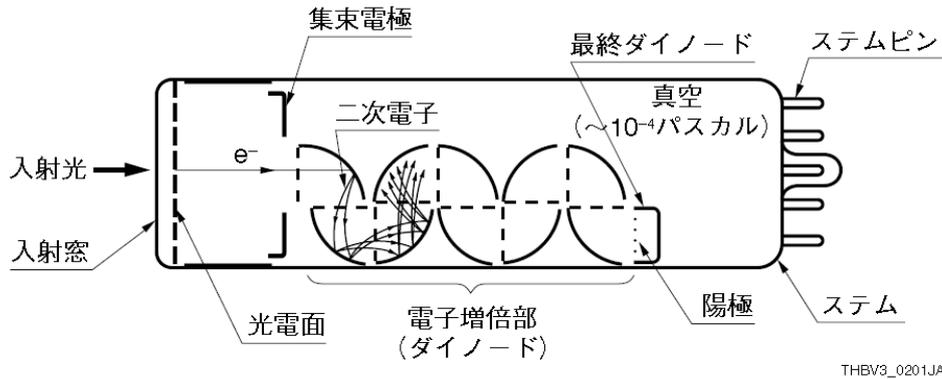


図 3.4 PMT の構造 [26]

3.3.2 半導体デバイス

半導体では価電子帯と伝導帯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帯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帯に移る。このとき伝導帯に自由電子が、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、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。

この伝導帯への電子励起は電子の熱運動によってもおこるため、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帯に電子が、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

$$n_p n_e = n^2 \quad (3.3)$$

n_p : 正孔密度

n_e : 電子密度

できまっており、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、逆バイアス電圧を印加することで電荷収集を可能にする。

- PIN フォトダイオード

シンチレータ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ブされた 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 構造と呼ぶ (図 3.5)。ただし、厚さの増加はリーク電流の増加にもつながり雑音源となるため光検出用の大面積フォトダイオードは通常この構造で、面積と厚さおよび使用する増幅整形回路に応じて設計される。

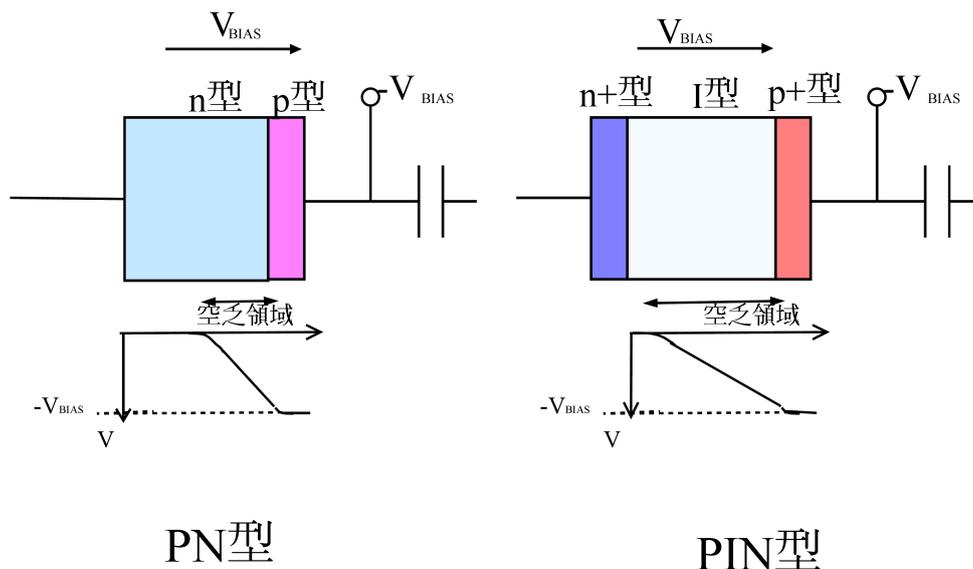


図 3.5 PN 型半導体と PIN 型半導体

- アバランシェフォトダイオード (APD)

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。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 ~ 300V の電圧を図 3.6 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、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。

- Multi-Pixel Photon Counter (MPPC)

APD の逆電圧を降伏電圧以上にして動作させることで、光量の大小に関係なく、入射によって素子固有の飽和出力が発生する (ガイガー放電)。この放電現象により、1 光子の入射に対しても大きな出力が発生する。MPPC はガイガーモード APD をマルチピクセル化した光子計測デバイスである。ある入射光子に続いて入射する光子を検出するには、ガイガー放電を止める必要があり、図 3.7 のようなクエンチング抵抗をガイガーモード APD に対して直列に接続する。このガイガーモード APD とクエンチング抵抗の組を 1 cell とする。この 1 cell に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。そのため、MPPC の 1 ch あたりには多数の cell (数百から数万 cell) 接続されている。半導体素

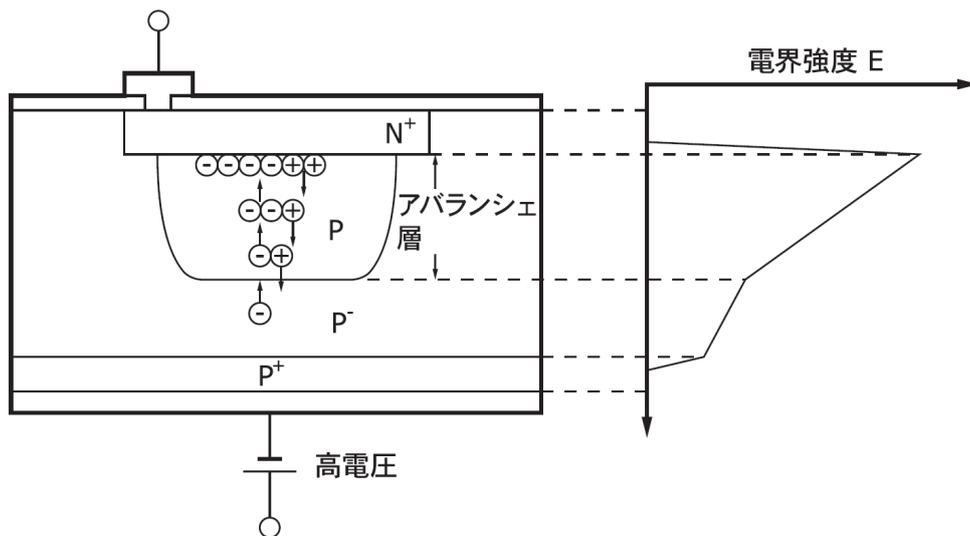


図 3.6 APD の概念図 [26]

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もつ。

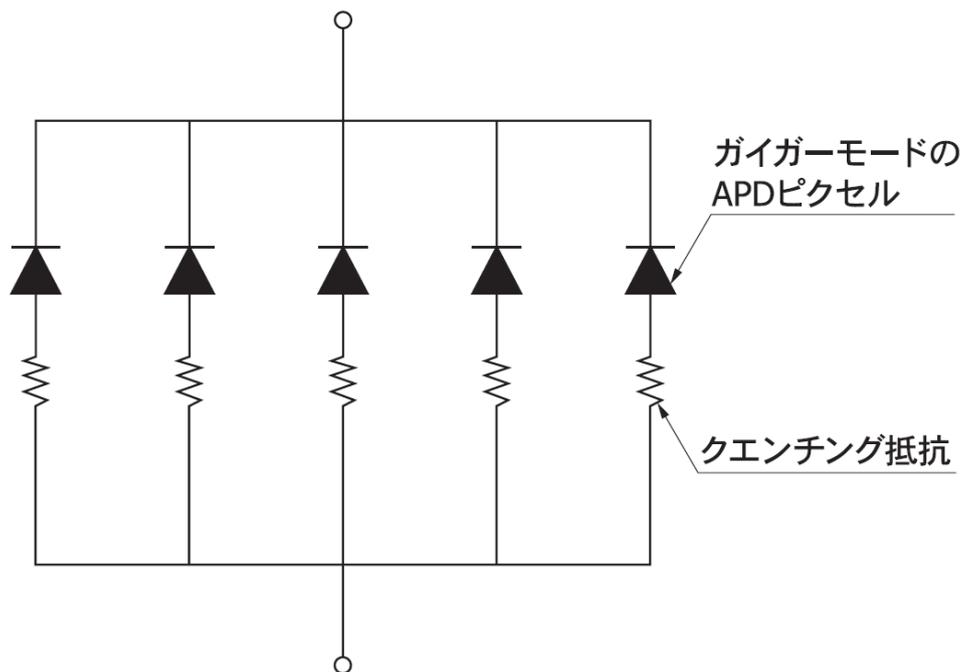


図 3.7 MPPC の概念図 [26]

3.4 シンチレータ検出器による放射線測定

3.4.1 シンチレータ検出器によるエネルギースペクトル

シンチレータ検出器で、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形の応答が得られる。

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場合、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のピーク (図 3.8(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 3.8(B)) から構成される。エスケープピークのエネルギーは、光電吸収ピークより特性 X 線のエネルギー分だけ低いところにある。

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深さによるため、薄い検出器や低エネルギーの X 線ほどあらわになってくる。また、低エネルギーでは、光デバイス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。

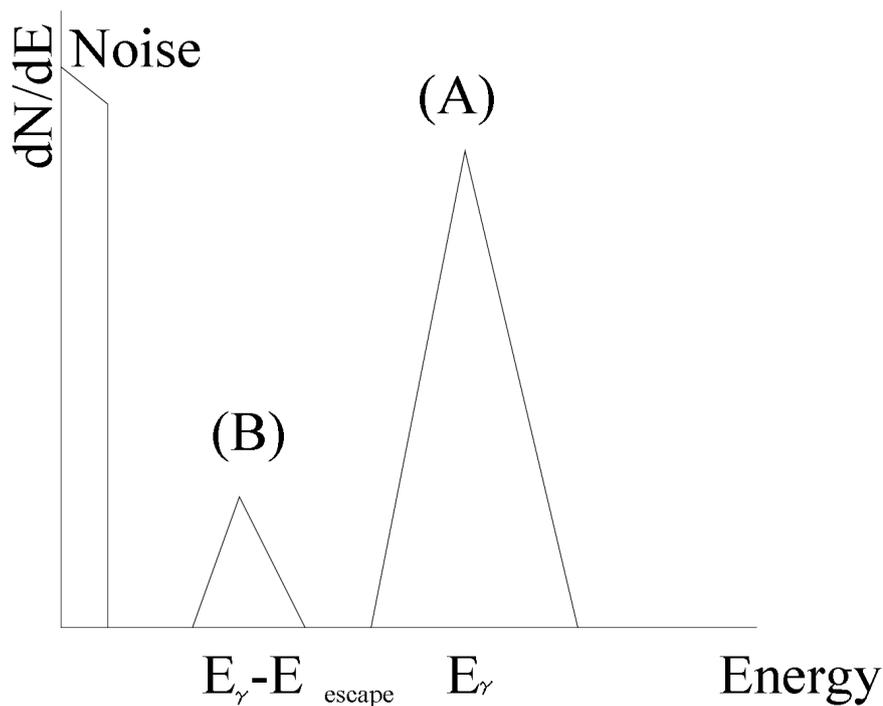


図 3.8 硬 X 線に対する応答

100 keV 以上、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る場合、入射光子の検出器内での反応は様々になる。例えば、コンプトン散乱ガンマ線や、対生成陽電子と物質内の電子による対消滅ガンマ線など、透過力の高い放射線が出るため、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がしてしまう場合、そのエネルギースペクトルは以

下の3成分からなる(図3.9)。

1. 光電吸収による成分 (C)
2. コンプトン散乱の反跳電子エネルギー (D)
3. 対生成後の対消滅ガンマ線によるエスケープピーク (E) (ただし、(入射光子のエネルギー) > 1.02 MeV の場合)

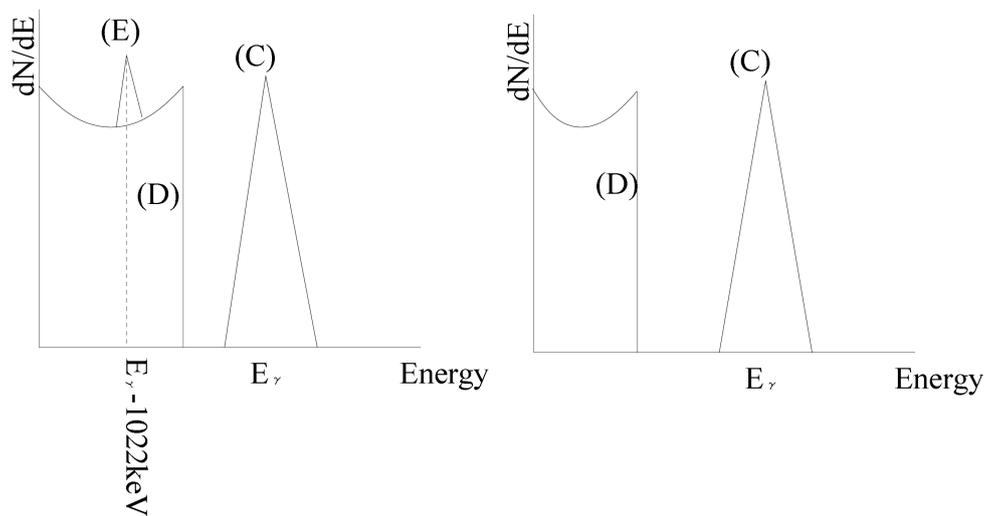


図3.9 ガンマ線に対する小型検出器応答

(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)

100 keV 以上、大型検出器の場合

検出器が二次的なガンマ線が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エネルギーを示す一つのピークとなる(3.10(F))。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上述のような場合の重ね合わせとなる(図3.11)。

- 全エネルギー吸収ピーク (G)
- コンプトン散乱の反跳電子エネルギー (H)
- 対生成後の対消滅ガンマ線によるエスケープピーク (2光子の場合)(I)
- 対生成後の対消滅ガンマ線によるエスケープピーク (1光子の場合)(J)
- 複数回のコンプトン散乱による反跳電子エネルギーの和 (K)

3.4.2 シンチレータ検出器におけるエネルギー分解能

シンチレータ検出器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および光電子ゆらぎ: σ_{pe}
- シンチレータ検出器内部の発光効率の位置およ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}

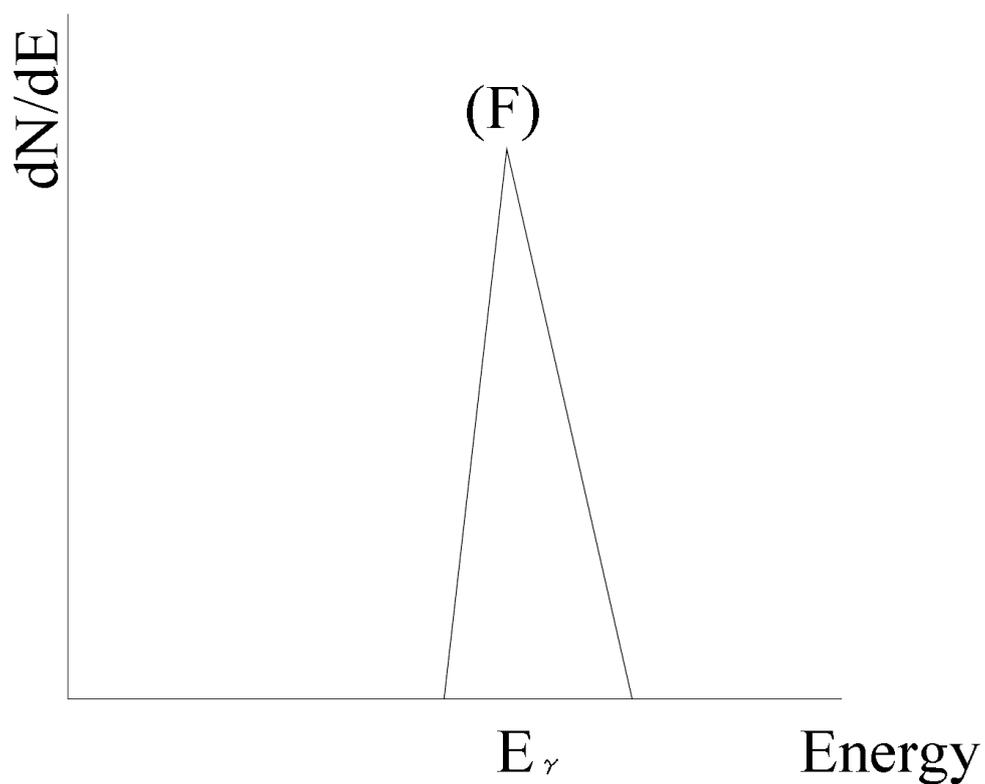


図 3.10 ガンマ線に対する大型検出器応答

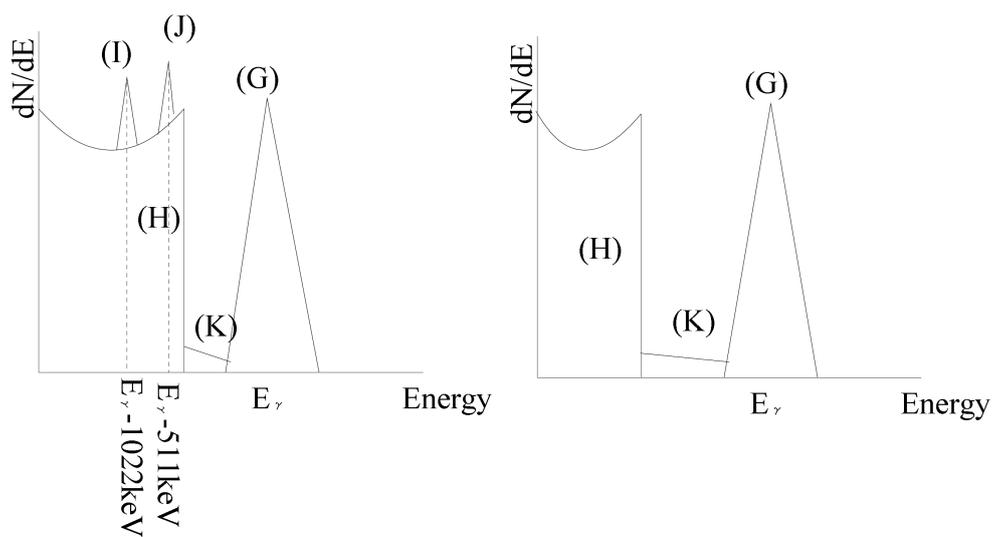


図 3.11 ガンマ線に対する実際の大型検出器応答

(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)

以上の成分を総合したものが、エネルギー分解能である。

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{pe}^2 + \sigma_{int}^2 + \sigma_{trans}^2 + \sigma_{noise}^2} \quad (3.4)$$

シンチレーション光子および光電子ゆらぎ： σ_{pe}

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。シンチレーション検出器の場合、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、シンチレータ検出器のエネルギー分解能 $\frac{\Delta E}{E}$ は

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (3.5)$$

と表される。

シンチレータ検出器内部の発光効率の位置および電子エネルギー依存性： σ_{int}

発光効率の位置依存性

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る発光量にゆらぎが出てしまう。

電子エネルギー依存性

ほとんどのシンチレータ物質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とめない、全エネルギーを検出器に与えたイベントと、光電吸収をお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の集光率依存性： σ_{trans}

シンチレーション光を光デバイス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デバイス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、および、光デバイス面の屈折率に影響を受ける。特に、シンチレータの体積に対して、光デバイスの受光面の大きさが小さいものほど影響を受けやすい。

読み出し回路ノイズ： σ_{noise}

電子回路上のノイズは信号の大きさによ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のように光デバイス内で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もたないような光デバイス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。

3.5 シンチレータ評価

現在の ETCC の散乱ガンマ線のカメラには、GSO(Ce) と光電子増倍管を組み合わせたシンチレーションカメラを用いている。角度分解能を良くするにはよりエネルギー分解能がよく、有効面積を大きくするには高阻止能である必要がある。これに見合うものとして、GSO と GAGG の 2 種類を検討した。また、GSO の製造元が変更となったため、以前のものととの比較も含めて評価し最適なものを検討した。

3.5.1 GSO 評価

高いエネルギーで有効面積を大きくするために散乱ガンマ線に対する阻止能を高くする必要がある。そこで、現在 1 放射長の GSO を 2 放射長の GSO に置き換えようとしている。現在 ETCC に用いている GSO は日立化成社によって製造されていたが、日立化成社は 2015 年にシンチレーター単結晶事業をオキサイド社に譲渡した。そのため、ETCC の性能に影響を与える変化が GSO に見られないのかを調査する必要がある。図 3.12 のように日立化成社とオキサイド社 (再エッチング前) とを比べると、透明度に差がある。オキサイド社にエッチング処理を再度してもらうことで透明度は回復した。これら日立化成社、オキサイド社 (再エッチング前、再エッチング後) の GSO について評価した。

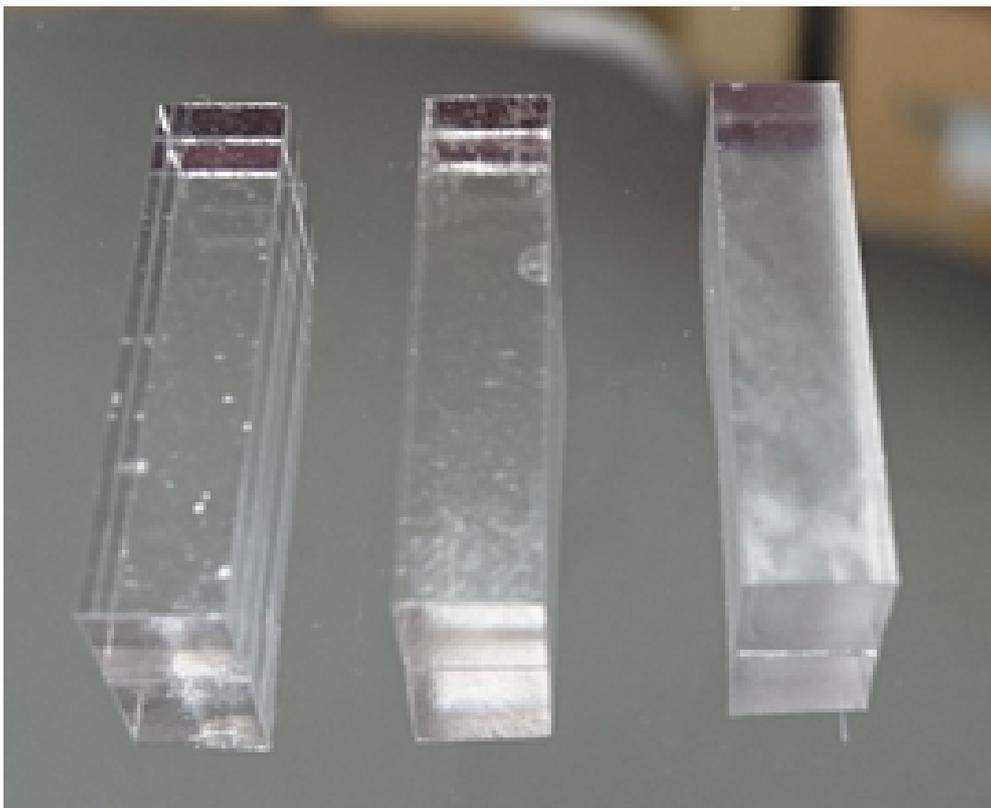


図 3.12 GSO : 左から日立化成社、オキサイド社 (再エッチング後)、オキサイド社 (再エッチング前)

セットアップ

GSO 評価のために、図 3.13 のようなセットアップで、 ^{137}Cs からのガンマ線 (662 keV) に対する光量とエネルギー分解能を測定した。反射材としてゴアテックスを GSO に巻き、テフロンにて固定した。

GSO 評価の光電子増倍管として R6231(浜松ホトニクス) を用いて、HV は 1000 V とした。この信号を preamp(時定数 $5.4 \mu\text{s}$) で増幅し、波形整形アンプ ($0.5 \mu\text{s}$) で整形したのち、ピークホールド ADC でデジタル変換した。日立化成社のシンチレータは、透明度の違いで良品を選定したものと、ランダムに取り出した無選定のものを評価に用いた。

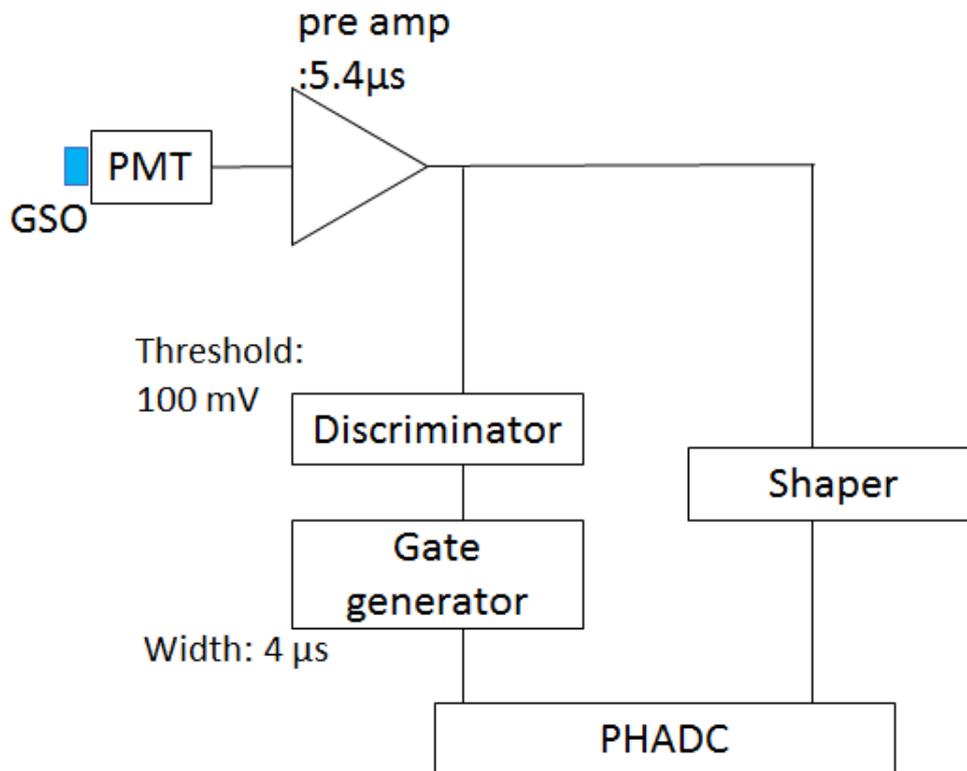


図 3.13 GSO 評価のセットアップ

評価結果

^{137}Cs からのガンマ線に対する光量とエネルギー分解能の測定結果は図 3.14、表 3.1 の通りである。日立化成社の無選定の GSO のエネルギー分解能は $8.8 \pm 0.3 \%$ 、光量は ADC 値で 2970 であった。それに比べて、オキサイド社の再エッチングをかける前の GSO のエネルギー分解能は $9.3 \pm 0.8 \%$ と悪く、ばらつきも大きかった。また、光量も ADC 値で 2640 であり少なかった。これらの GSO を比較すると、光量の比の逆数の平方根は $\sqrt{2970/2640} = 1.061$ 、エネルギー分解能の比は $9.3/8.8 = 1.1$ となった。そのため、光量の損失がエネルギー分解能の悪化をまねいているため、再エッチングを行った。再エッチングをすることにより、オキサイド社の GSO のエネルギー分解能は $8.9 \pm 0.2 \%$ 、光量は ADC 値で 2950 となった。これにより、日立化成社の無選定と同程度の性能にまで回復することが確認でき、日立化成社の GSO と同様に使用することが可能であると判明した。

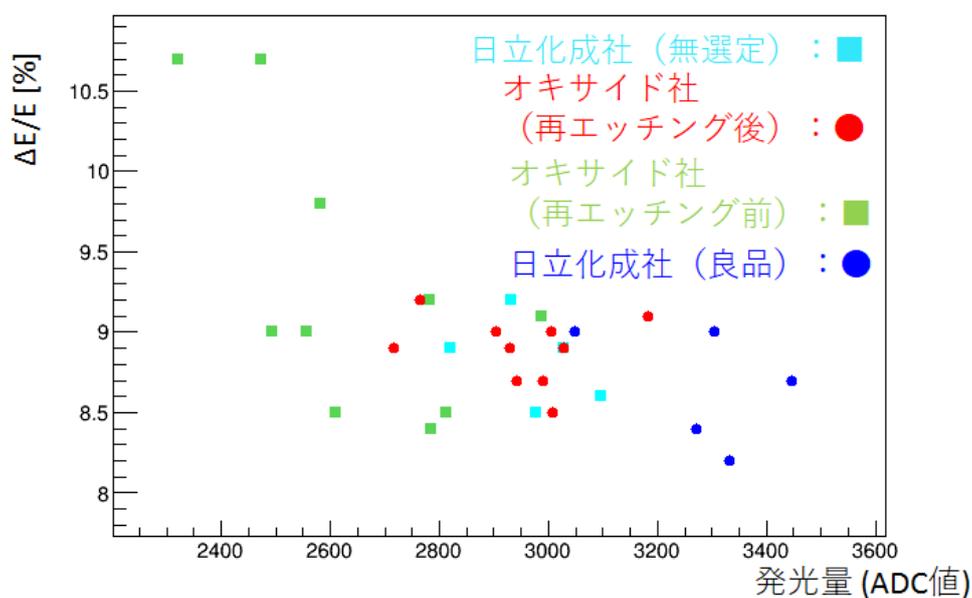


図 3.14 GSO 評価

表 3.1 オキサイド GSO の評価結果

	光量 [ADC 値]	エネルギー分解能 % (662keV)
日立化成社 (無選定)	2970 ± 90	8.8 ± 0.3
日立化成社 (良品)	3280 ± 130	8.7 ± 0.3
オキサイド社 (再エッチング前)	2640 ± 190	9.3 ± 0.8
オキサイド社 (再エッチング後)	2950 ± 130	8.9 ± 0.2

3.5.2 GAGG

GSO よりもエネルギー分解能のよいシンチレータとして GAGG (図 3.15) が新たに開発された [27]。GAGG の発光波長は 520 nm であり、光電子増倍管に比べて MPPC の有感波長に適しているため、新規に開発を進めている MPPC シンチレーションカメラ (後述：第 4 章) と組み合わせて評価した。同じ発光波長をもつ GFAG、HR-GAGG についても評価した。



図 3.15 GAGG

- シンチレータ比較

表 3.2 にあげるように GAGG には少しづつ特徴の異なるものが 3 種類ある。GFAG は、減衰時間が 40 - 50 ns であり、GAGG の 92 ns, 174 ns に比べて短い。HR-GAGG は、エネルギー分解能が 4 % ほどであり、GAGG の 6 % に比べて良い。これら 3 種類のシンチレータについて評価を行った。

表 3.2 シンチレータ仕様比較 [27]

	光量 photons/MeV	密度 [g/cm ³]	エネルギー分解能 % (662keV)	波長 [nm]	減衰時間
GAGG	~56,000	6.63	5-6	520	92 ns (86 %) 174 ns (14 %)
GFAG	40,000 - 50,000	6.7	~ 5	520	40 - 50 ns 138 ns (71%)
HR-GAGG	40,000 - 50,000	6.3	~ 4	520	649 ns (29%)

- 評価結果

前の節で述べた GAGG, GFAG, HR-GAGG についての評価を、今回製作した MPPC による読み出し回路 (後述：第 4 章) にて行った。6.3 mm 角のシンチレータに反射材として ESR を巻き、テフロンにて固定した。GAGG は 20 mm (1.3 放射長) と 35 mm (2.2 放射長)、GFAG と HR-GAGG は 35 mm (2.2 放射長) で評価した。その結果が図 3.16 と表 3.3 である。

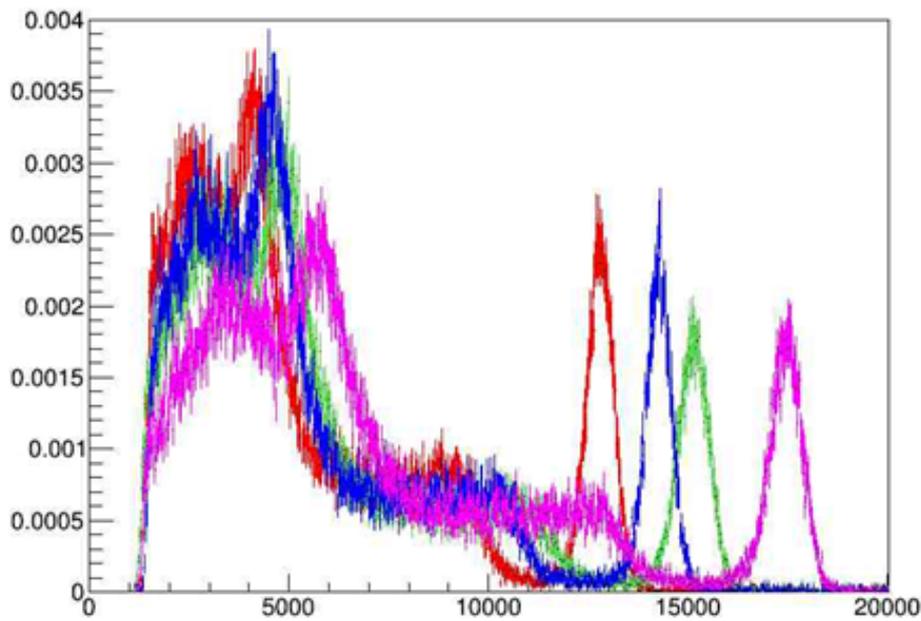


図 3.16 GAGG 各種のスペクトル (赤: GFAG、青: HR-GAGG、緑: GAGG(35 mm)、マゼンタ: GAGG(20 mm))

表 3.3 シンチレータ比較結果

	光量 [ADC 値]	エネルギー分解能 % (662keV)
GAGG(20 mm)	17470	5.1
GAGG(35 mm)	15150	5.9
GFAG	12920	6.1
HR-GAGG	14160	5.1

光量としては 20 mm の GAGG が最も多く、順に 35 mm の GAGG、HR-GAGG、GFAG となった。これはシンチレータが長くなると自己吸収が効くものと考えられる。35 mm の GAGG と 20 mm の GAGG を比較すると、光量の比の逆数の平方根は $\sqrt{17470/15150} = 1.074$ 、エネルギー分解能の比は $5.9/5.1 = 1.2$ となった。このため、光量がエネルギー分解能に影響し、GAGG が長い場合、光量が減り、エネルギー分解能が悪くなっている。35 mm の GAGG と GFAG では、それぞれ $\sqrt{15150/12920} = 1.083$ 、 $6.1/5.9 = 1.0$ 、35 mm の GAGG と HR-GAGG では、それぞれ $\sqrt{15150/14160} = 1.034$ 、 $5.1/5.9 = 0.86$ となり、GFAG は光量が減ったため、分解能が悪くなっている。HR-GAGG は光量が減るものの、エネルギー分解能が良くなることを確認した。阻止能を高くするためにも 2 放射長は必要であり、エネルギー分解能から考えると 30-35 mm の HR-GAGG を用いるのが最適と考えられる。

3.5.3 HR-GAGG アレイ

前節の結論より、 $6.3 \times 6.3 \times 35$ mm の HR-GAGG を用いて 4×4 ピクセルのアレイを製作した (図 3.17)。反射材に ESR を用いて、テフロンにて固定した。この HR-GAGG アレイと後述の MPPC シン

チレーションカメラ (図 4.24) を組み合わせて、 ^{137}Cs からのガンマ線を前面に照射して、各ピクセルごとに得たスペクトルを図 3.18 に、重ね合わせたスペクトルを図 3.19 に示す。図 3.18 の最も良いエネルギー分解能で 6.7 % である。重ね合わせたスペクトルのエネルギー分解能は 10.2 % となった。このエネルギー分解能は前節の単ピクセルの HR-GAGG のエネルギー分解能 5.1 % に比べて悪くなってしまった。HR-GAGG の光デバイスに接する面の透明度を高くし、同様の測定をして、各ピクセルごとに得たスペクトルを図 3.20 に、重ね合わせたスペクトルを図 3.21 に示す。図 3.20 の最も良いエネルギー分解能で 6.4 % である。重ね合わせたスペクトルのエネルギー分解能は 9.7 % となった。透明度を高くする前の 10.2 % に比べて改善しているが、単ピクセルの場合に比べて悪い結果のままであった。自作のアレイによる同様の測定も行っており、各ピクセルごとに得たスペクトルを図 3.22 に、重ね合わせたスペクトルを図 3.23 に示す。図 3.22 の最も良いエネルギー分解能で 6.6 % である。重ね合わせたスペクトルのエネルギー分解能は 8.6 % となった。ESR を反射材に用いた HR-GAGG アレイのうち、最も良いエネルギー分解能を持つ結果となった。ESR は全反射型の反射材であり、拡散型の反射材 MCPET を用いたアレイを自作し、同様の測定を行った。ただし、5 mm 角の HR-GAGG を用いて 5×5 ピクセルとした (図 3.24)。各ピクセルごとに得たスペクトルを図 3.25 に、重ね合わせたスペクトルを図 3.26 に示す。図 3.25 の最も良いエネルギー分解能で 5.6 % である。重ね合わせたスペクトルのエネルギー分解能は 7.6 % となった。ESR を用いたときに比べて、エネルギー分解能は良くなっているが、MCPET には裏と表があり、スペクトルが崩れるピクセルが確認された。全反射の反射材を用いて高い精度でアレイを製作した際、HR-GAGG のシンチレーション光は光デバイス面まで到達できず、エネルギー分解能を悪くしてしまう結果になると考えられる。このため、HR-GAGG に最適な反射材を検討する必要がある。

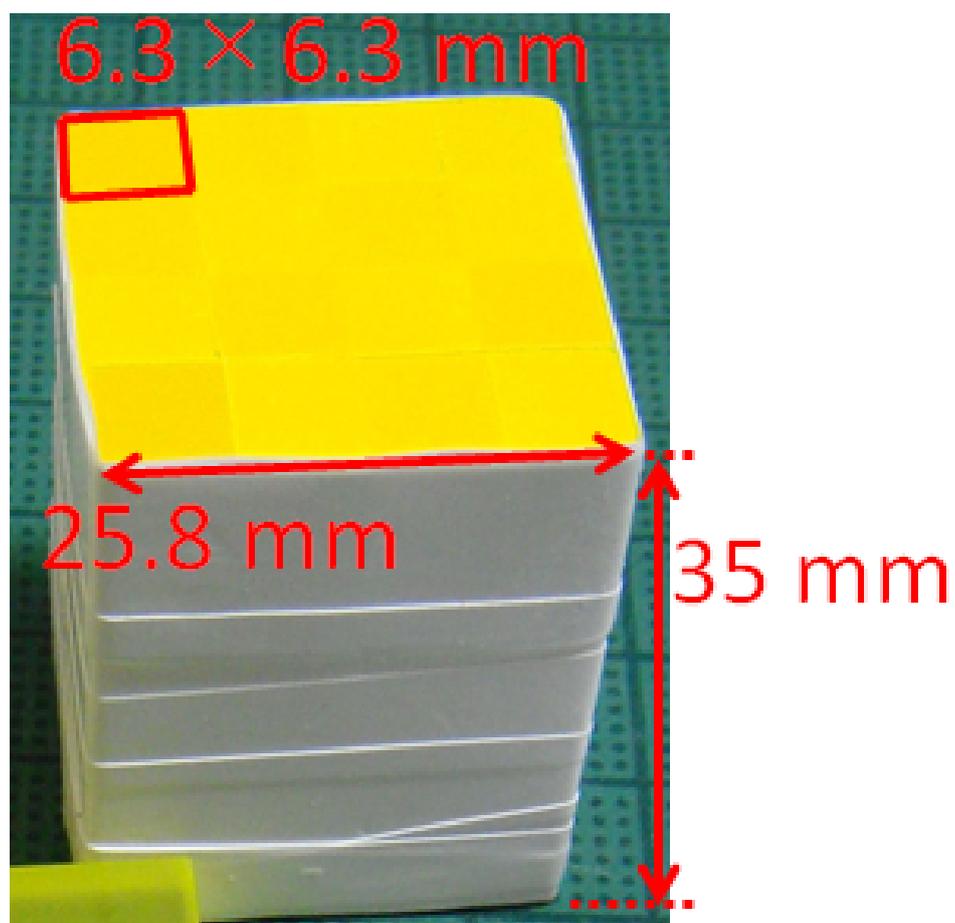


図 3.17 HR-GAGG アレイ (4 × 4 pixel)

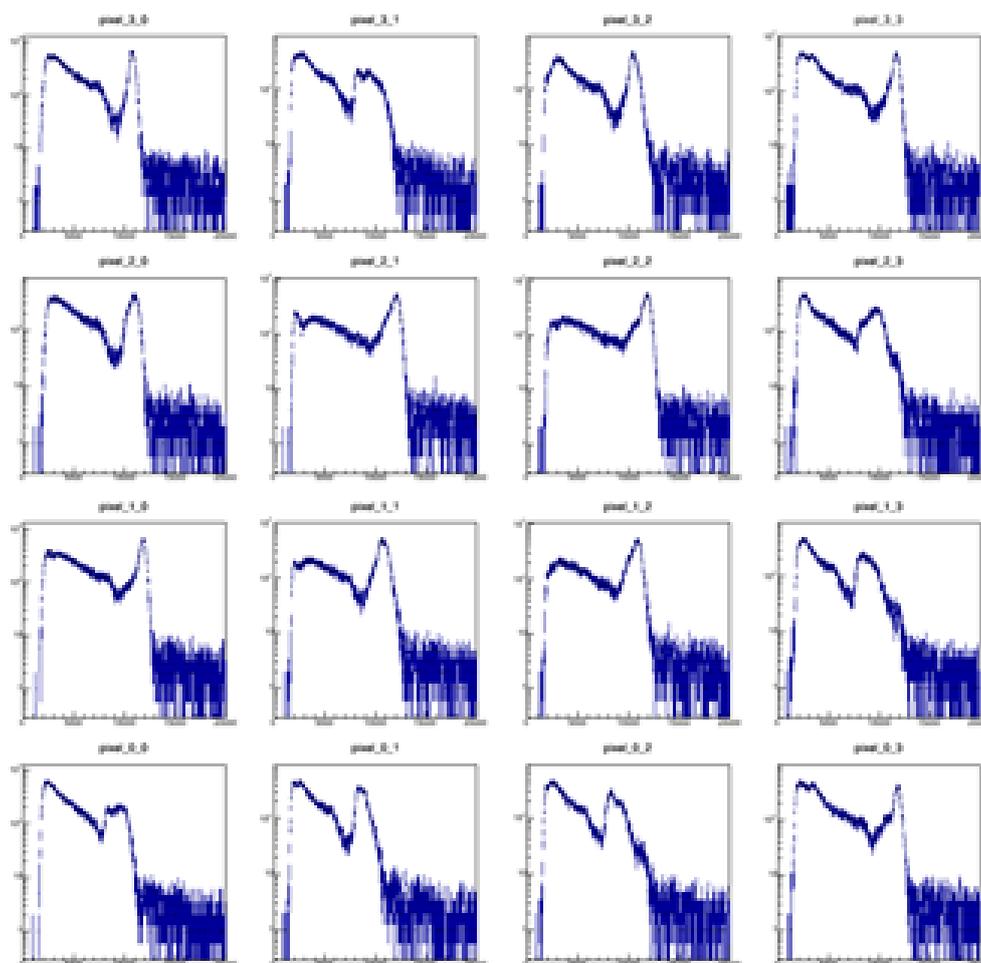


図 3.18 64pixel の pixel 毎の ¹³⁷Cs エネルギースペクトル

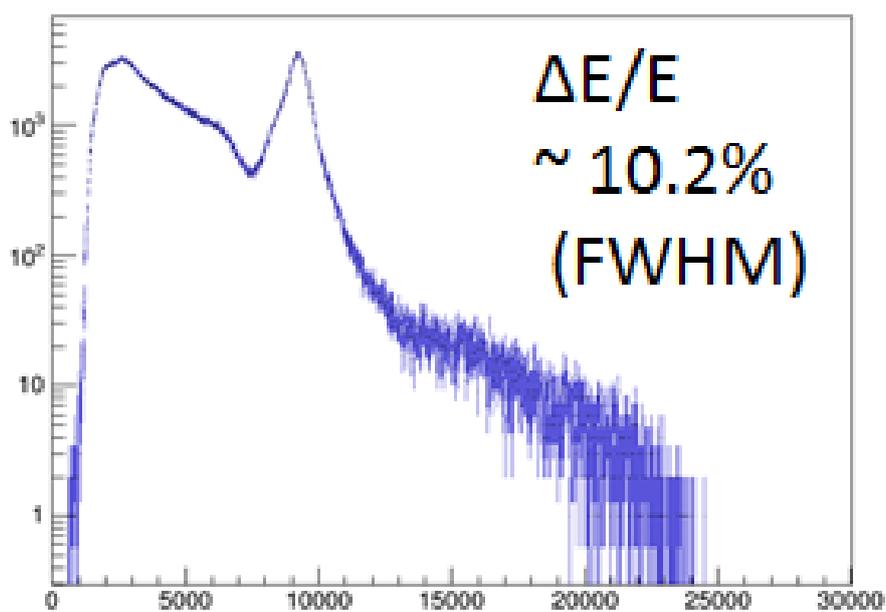


図 3.19 図 3.18 を重ね合わせた ¹³⁷Cs エネルギースペクトル

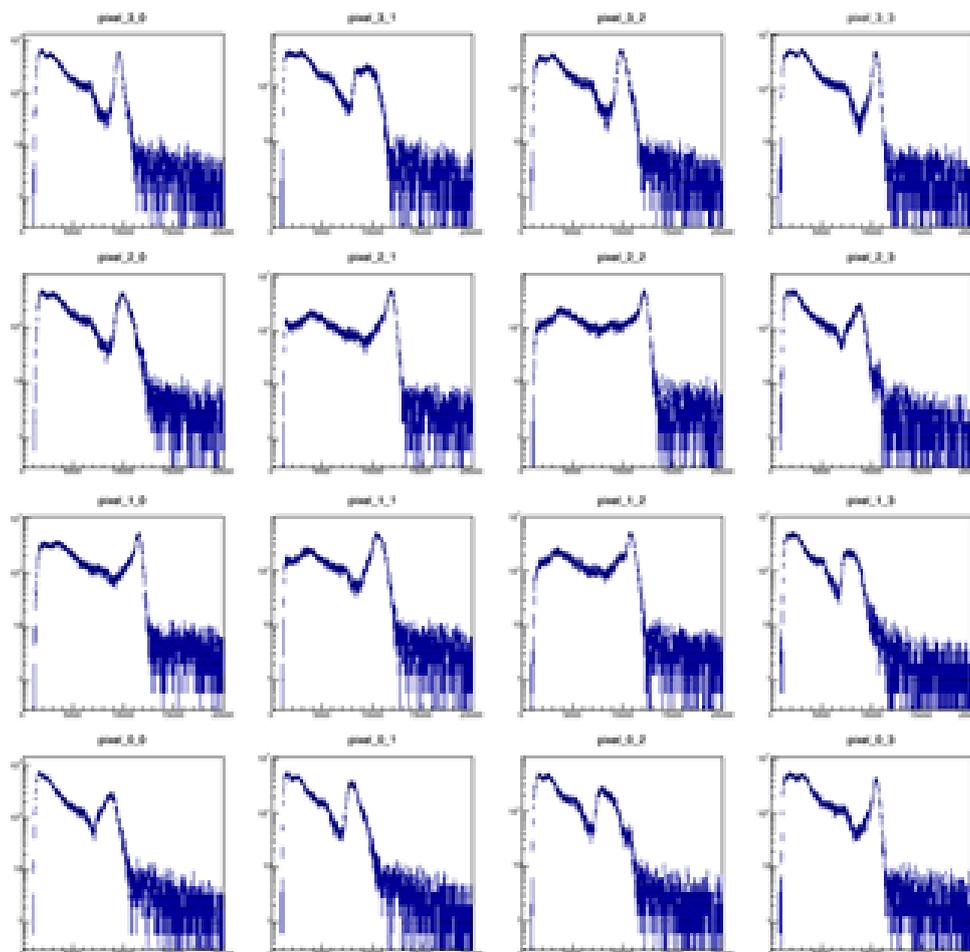


図 3.20 64pixel の pixel 毎の ^{137}Cs エネルギースペクトル

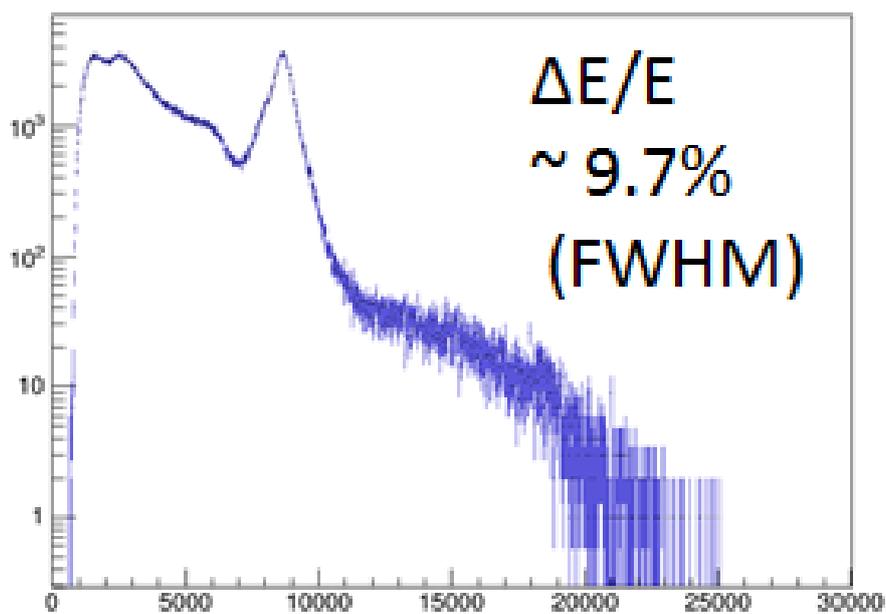


図 3.21 図 3.20 を重ね合わせた ^{137}Cs エネルギースペクトル

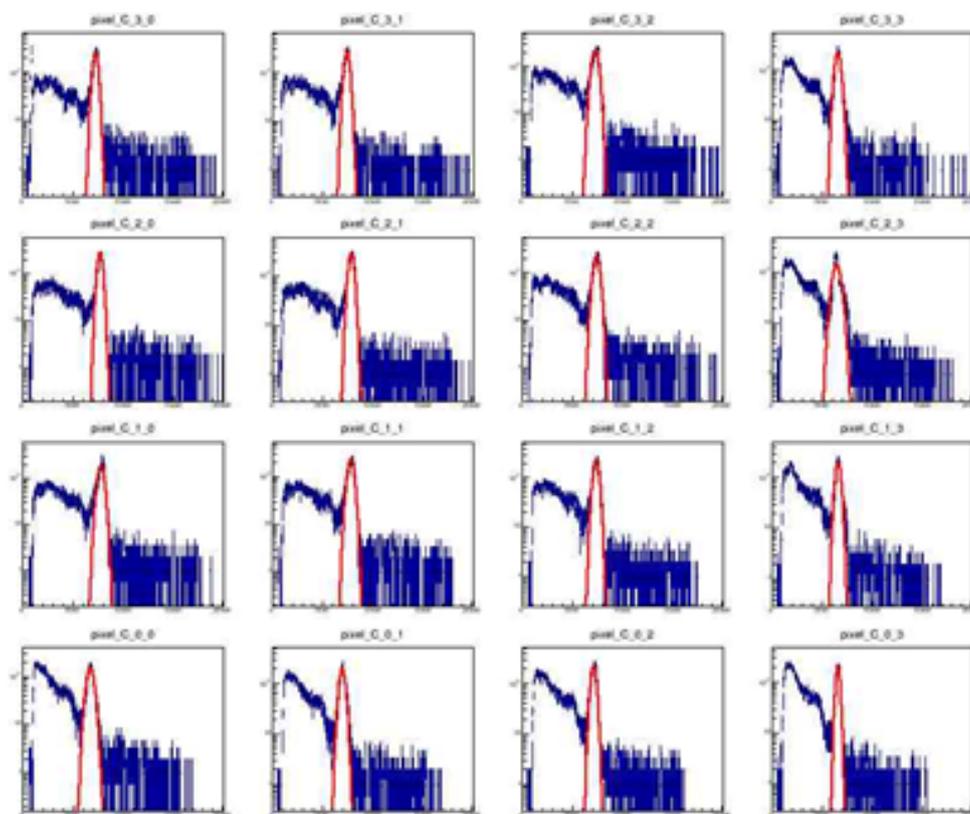


図 3.22 64pixel の pixel 毎の ^{137}Cs エネルギースペクトル

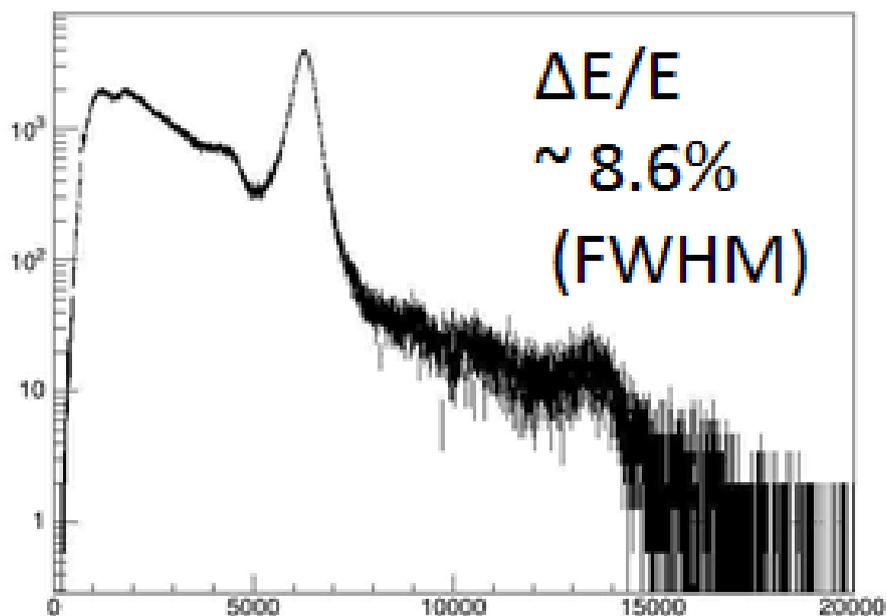


図 3.23 図 3.22 を重ね合わせた ^{137}Cs エネルギースペクトル

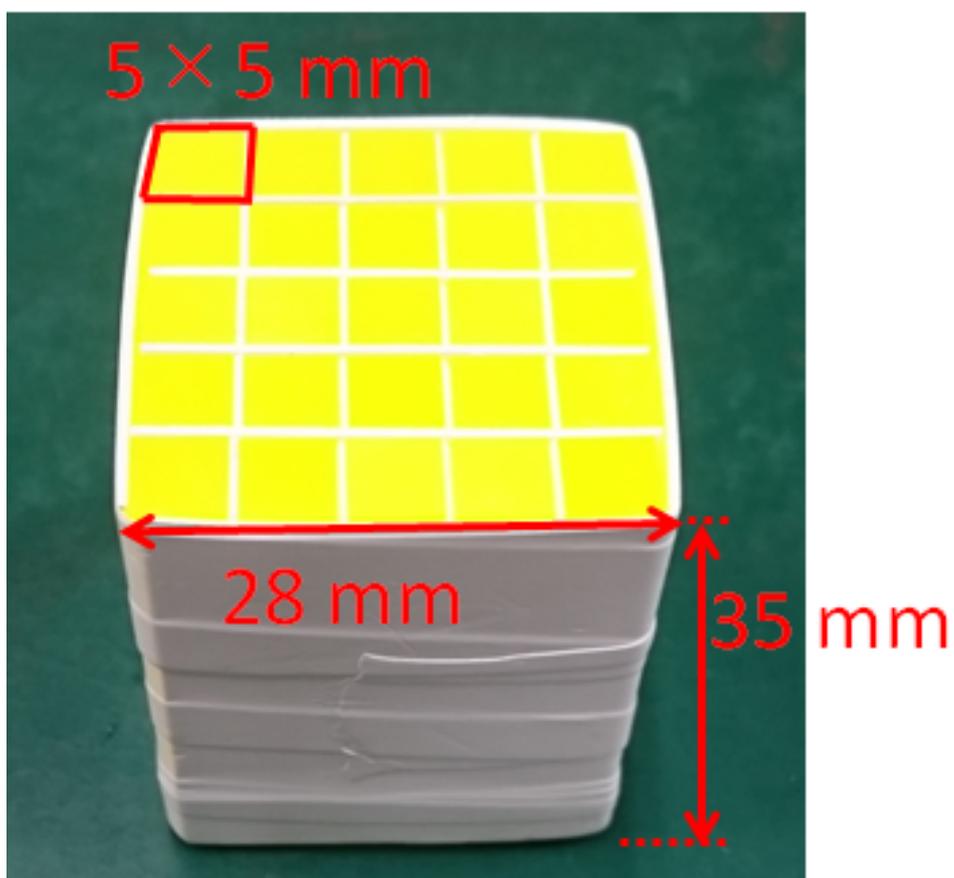


図 3.24 HR-GAGG アレイ (5 × 5 pixel、反射材 : MCPET)

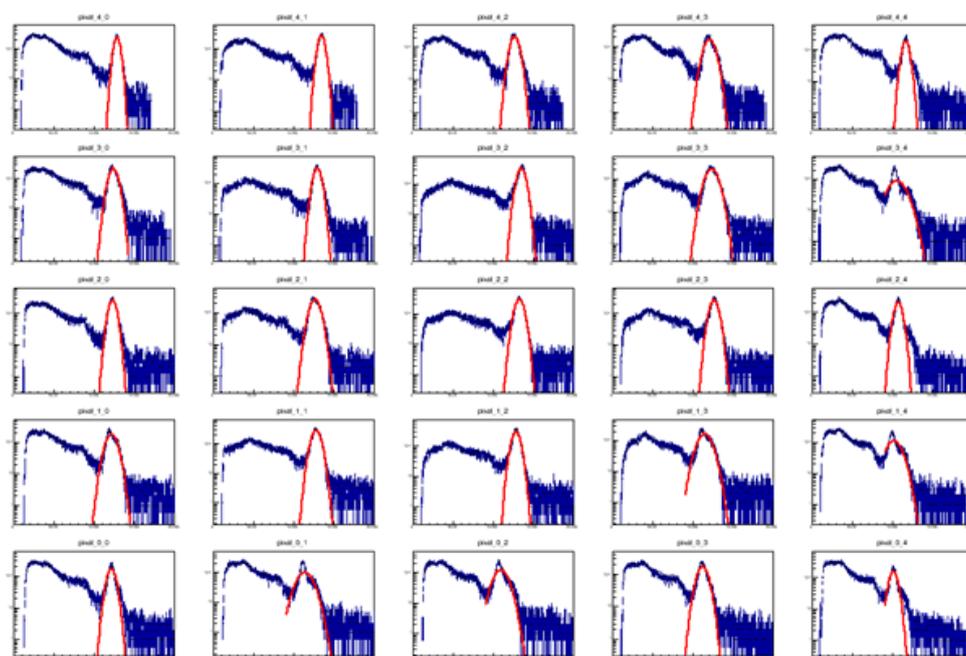
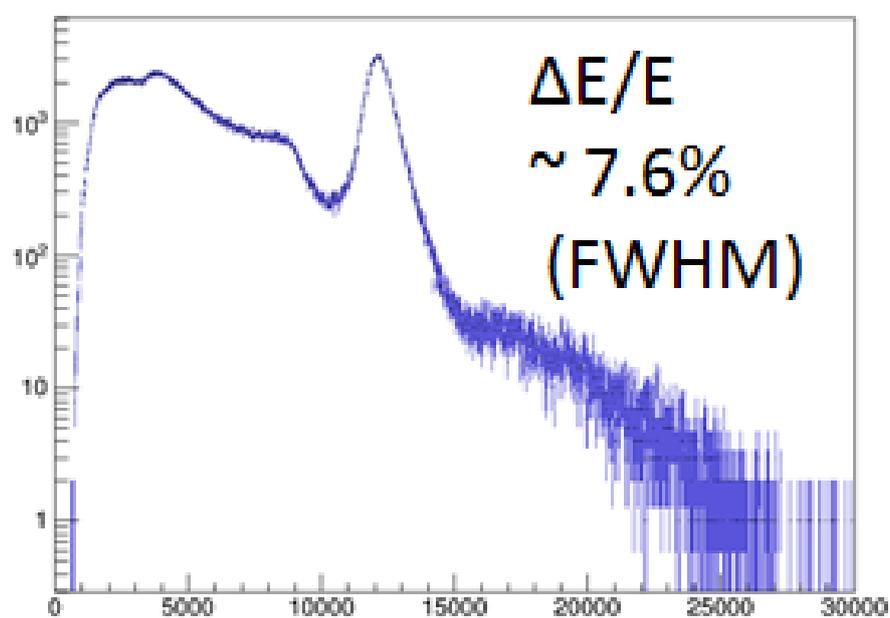


図 3.25 64pixel の pixel 毎の ^{137}Cs エネルギースペクトル

図 3.26 図 3.25 を重ね合わせた ^{137}Cs エネルギースペクトル

第4章

MPPC アレイによるシンチレーション光読み出し

将来の ETCC のシンチレーションカメラには、よりよいエネルギー分解能、小さな消費電力、広いダイナミックレンジが必要となる。MPPC は光電子増倍管に比べて、GSO の発光波長に対して 2 倍の感度を持ち (図 4.1)、消費電力も小さい。また、ピクセル間のゲインのばらつきも小さいため、ダイナミックレンジも広く取りやすい。このため、MPPC を用いたシンチレーションカメラの開発を行った。

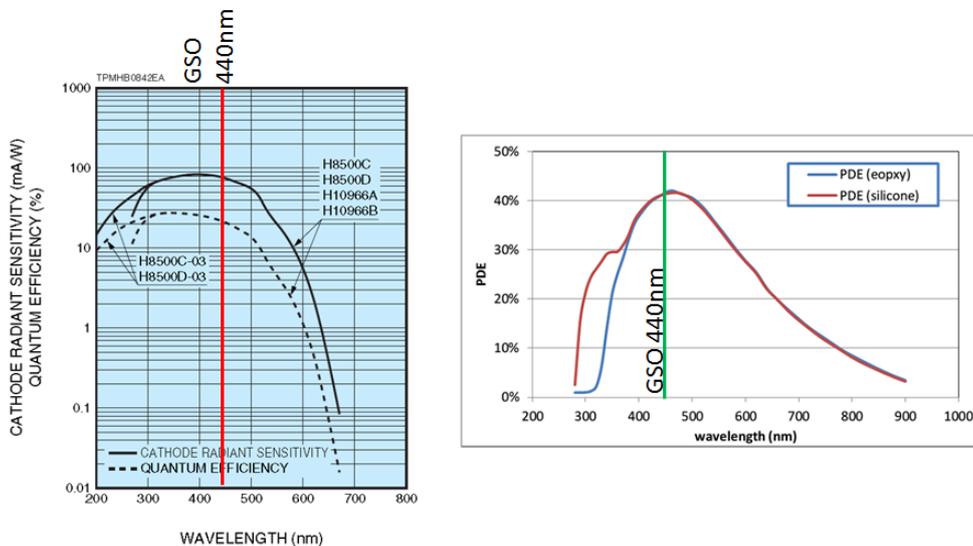


図 4.1 (左) 光電子増倍管 : H8500 と (右)MPPC : S13361-3050NE-08 の有感波長 [26]

4.1 MPPC 温度依存

MPPC の増倍率には温度依存があることが知られている。そのため、補正方法を考える必要がある。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大きくならないうちに結晶と衝突する可能性が高くなる。そのためイオン化が起こりにくくなってしまふ。イオン化を起こりやすくするためには電圧を上昇させる必要がある。増倍率を一定に保つには電圧を温度に合わせて補正

するか、あるいは温度を一定に保つ必要がある。この補正を行うため、MPPC の温度特性を調べた。

MPPC は S12572-015C(浜松ホトニクス、図 4.2、表 4.1) を用いた。線源として ^{22}Na (511 keV、1275 keV) を用いて、温度 T と印加電圧 V をそれぞれ変更した。温度は恒温槽を用いて変更した。温度を 0 °C に固定して電圧を 66.0 V から 68.0 V まで 0.5 V ずつ変更したときのスペクトルを図 4.3 に示す。印加電圧を 68V に固定して温度を 0 °C から 30 °C まで 10 °C ずつ変更したときのスペクトルを図 4.4 に示す。そのスペクトルのピーク中心をプロットしたのが図 4.5 と図 4.6 である。パラメータを $\alpha, \beta, \gamma, \zeta, \eta$ とするとピーク中心の ADC 値は、

$$ADC = \alpha e^{\beta V} + \gamma \quad (4.1)$$

$$ADC = \zeta e^{\eta T} \quad (4.2)$$

とフィッティングできる。フィッティングにより得られたパラメータを表 4.2、4.3 に示す。

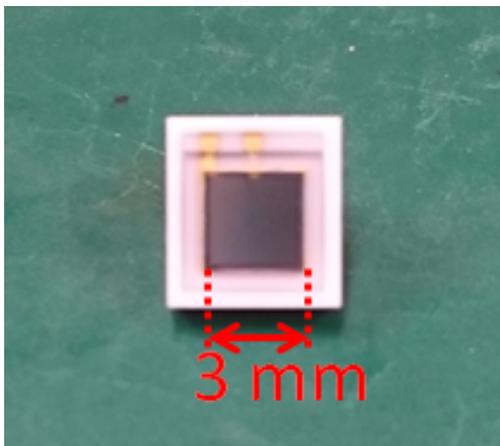


図 4.2 MPPC(S12572-015C、浜松ホトニクス)

表 4.1 MPPC(S12572-015C) の仕様

有効受光面積 / ch	3 × 3 mm
cell 数 / ch	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) + 4.0 V
端子間容量 / ch	320 pF
増倍率	2.3×10^5

温度を固定して 511 keV のピーク中心をフィッティングして得られるパラメータを $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ 、1275 keV のピーク中心をフィッティングして得られるパラメータを $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ とする。MPPC の動作原理から、印加電圧が降伏電圧 V_{BD} のとき、ゲインが 0 となり、511 keV も 1275 keV も同じ ADC 値を取ると考えられるので、

$$A_0 e^{B_0 V_{BD}} + C_0 = A_1 e^{B_1 V_{BD}} + C_1 \quad (4.3)$$

となる。式 4.3 を解くことで、降伏電圧を求めることができる。得られた降伏電圧を、温度毎にプロットしたのが、図 4.7 である。ほぼ直線上にのるため一次関数でフィッティングして、得られた温度に対する降伏電圧を印加電圧から差し引くと、図 4.8 のようになる。降伏電圧と温度の関係を用いると、温度依存の影響を打ち消すことが確認できた。この温度補正を用いてアクティブに印加電圧をコントロールすれば、温度環境に依存しない MPPC シンチレーションカメラとなる。

4.2 MPPC アレイ読み出しアナログ回路試験

シンチレーション光を MPPC で変換して得られる電気信号を位置情報を持たせて読み出し、増幅させる仕組みが必要となる。特に SMILE ETCC では消費電力削減のため、抵抗チェーンを用いた重心演算による位置検出を行っている。この節では、抵抗チェーンとその信号を増幅させるために設計したアンプ回路について述べる。

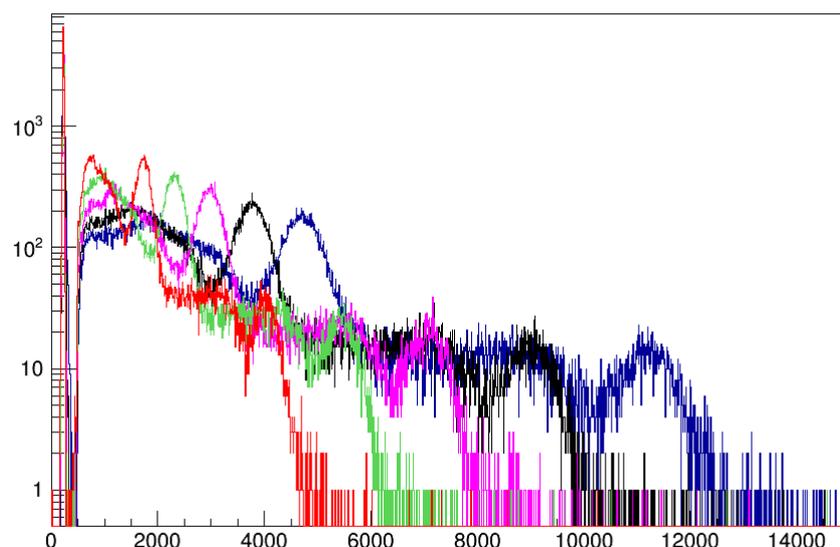


図 4.3 ^{22}Na のスペクトル (0 °C 固定、赤: 66.0 V、緑: 66.5 V、マゼンタ: 67.0 V、黒: 67.5 V、青: 68.0 V)

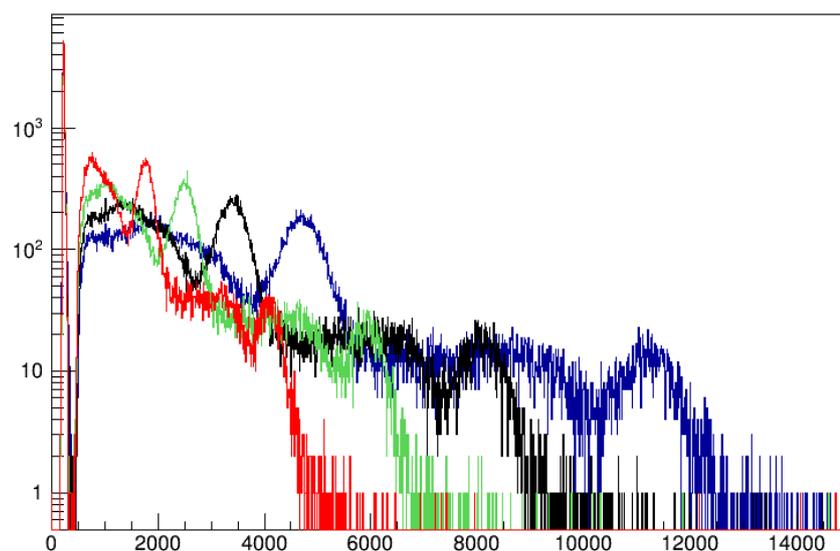


図 4.4 ^{22}Na のスペクトル (68.0 V 固定、赤: 0 °C、緑: 10 °C、黒: 20 °C、青: 30 °C)

4.2.1 抵抗チェーン部

ETCC を構成した製の回路数やシンチレーションカメラの面積カバー率を大きく変えないようにするため、光電子増倍管を用いた現行のシンチレーションカメラと同等のサイズの PSA をつくれるように、MPPC アレイ読み出し回路を設計する。このため、製作には MPPC (S13361-3050NE-08、浜松ホトニクス) を 4 枚用いて、MPPC 基板を製作した (図 4.9、4.10 左)。用いた MPPC の仕様としては表 4.4 の通りである。シンチレーション光を読み出すのに数千 cell では少なく、シンチレータ 1 本あたりの cell 数を多くするため、MPPC の 4 ch を接続して 1 ピクセルとしている。表 4.4 にある通り、今回用いた

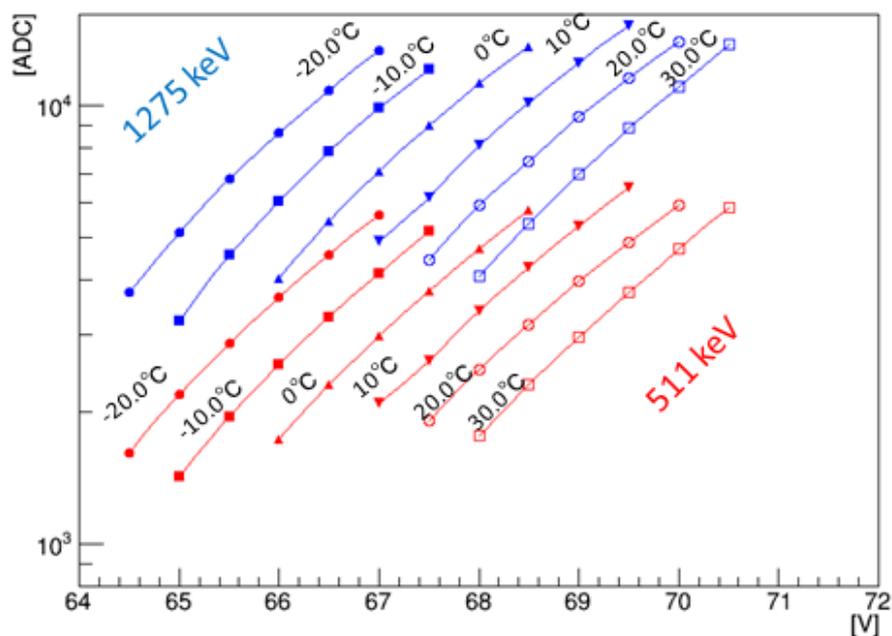


図 4.5 ADCpeak 値 vs 電圧値

表 4.2 フィッティングパラメータ (温度固定)

温度 [°C]	エネルギー [keV]	$\alpha (\times 10^{-6})$	β	γ
-20	511	0.917	0.340	-1408
	1275	3.19	0.334	-3658
-10	511	0.682	0.341	-1366
	1275	1.16	0.346	-3377
0	511	0.624	0.338	-1330
	1275	118	0.276	-5709
10	511	0.0277	0.378	-781
	1275	0.753	0.344	-2829
20	511	1.01	0.324	-1342
	1275	1.37	0.332	-3014
30	511	0.0292	0.371	-902
	1275	1.64	0.327	-3498

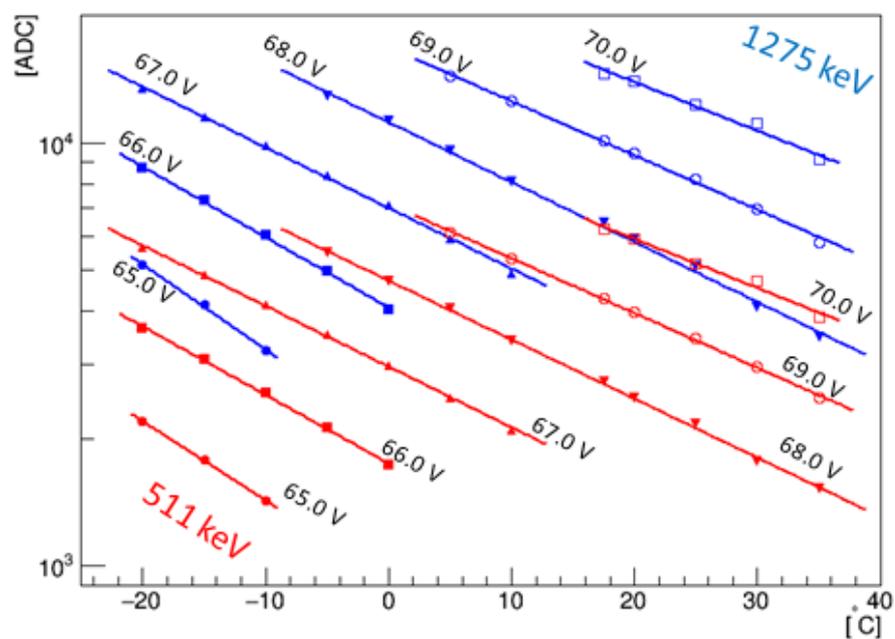


図 4.6 ADCpeak 値 vs 温度

表 4.3 フィッティングパラメータ (印加電圧固定)

印加電圧 [V]	エネルギー [keV]	ζ	$\eta (\times 10^{-2})$
65	511	925	-4.30
	1275	2039	-4.64
66	511	1755	-3.72
	1275	4064	-3.83
67	511	2951	-3.30
	1275	7044	-3.30
68	511	4722	-3.21
	1275	11158	-3.26
69	511	7187	-2.97
	1275	16815	-2.95
70	511	10097	-2.67
	1275	24343	-2.65

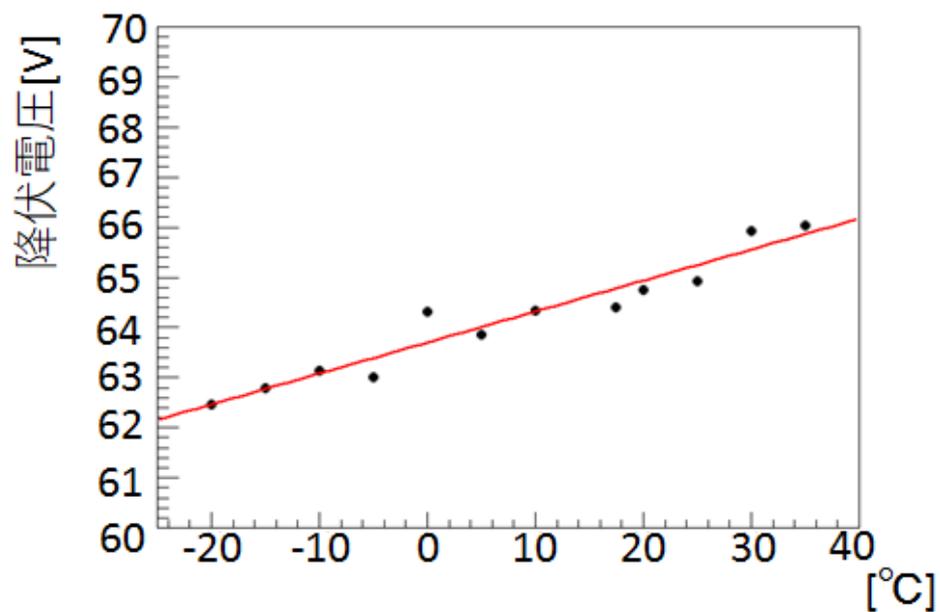


図 4.7 降伏電圧と温度

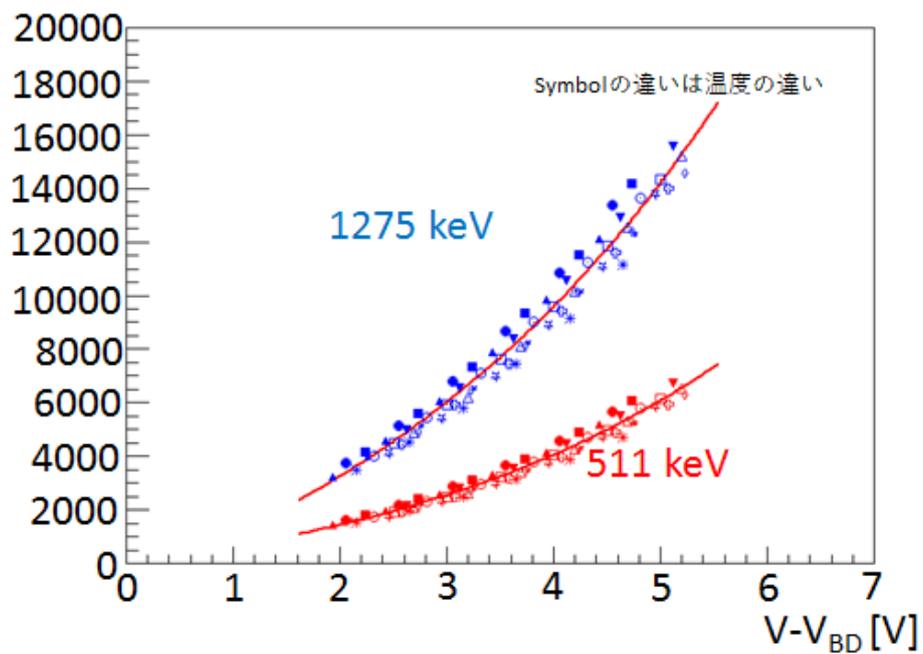


図 4.8 ADCpeak 値と over voltage

MPPC は 320 pF / ch の容量をもち、時定数に影響するため、直列に接続した。ピクセル毎の読み出しでは回路規模が大きくなってしまったため、現行のシンチレーションカメラには読み出し方式として 100 Ω の抵抗を用いた抵抗チェーンを採用している (図 4.10 右)。これにより読み出しの配線を劇的に減らすことができる。このため、今回新規に開発した MPPC シンチレーションカメラにも採用した。ピクセル位置の決定方法は以下の重心演算によって計算できる。

$$x = \frac{(Q_2 + Q_3) - (Q_1 + Q_4)}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4} \quad (4.4)$$

$$y = \frac{(Q_1 + Q_2) - (Q_3 + Q_4)}{Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4} \quad (4.5)$$

Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 : 図 4.11 の 1~4 の 4 端から読み出される電荷量

x, y : 重心位置座標

MPPC 基板の動作確認を行った。単ピクセルの GSO 結晶のシンチレーション光を図 4.11 のように MPPC アレイに設置し、オシロスコープで波形を確認した。このとき得られた 4 端の信号の読み出しは図 4.12 のように pixel から離れた信号の読み出し信号が大きくなまっていた。このような信号では後段のアンプ回路の時定数を大きくしなければならず、時間分解能および不感時間に影響してしまう。

回路シミュレータ (LTspice) を用いて抵抗チェーンの回路を描いた (図 4.13)。静電容量 320 pF の MPPC を 4 つ直列に接続して 1 ピクセルとしているため、回路上では 80 pF のキャパシタとした。左上のピクセルから信号を入力し、その対角線上から読み出した際の、抵抗値が 100 Ω と 10 Ω のそれぞれの場合で、出力信号を確認した (図 4.14)。これにより、MPPC の持つ静電容量と抵抗チェーンの 100 Ω 抵抗による時定数が非常に大きくなってしまっていたことを確認した。このため、抵抗チェーンの抵抗値を現行と同じ 100 Ω としていたが、10 Ω に変更して再度波形を確認したところ、波形は図 4.15 のようになり、大きなゆがみはなくなった。このため、抵抗チェーンには 10 Ω の抵抗を採用した。

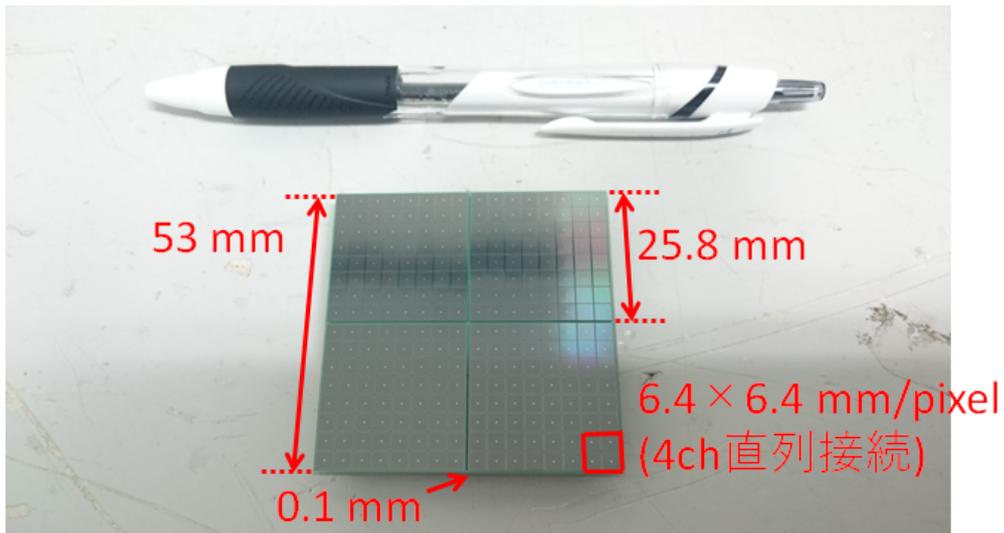


図 4.9 製作した MPPC 基板

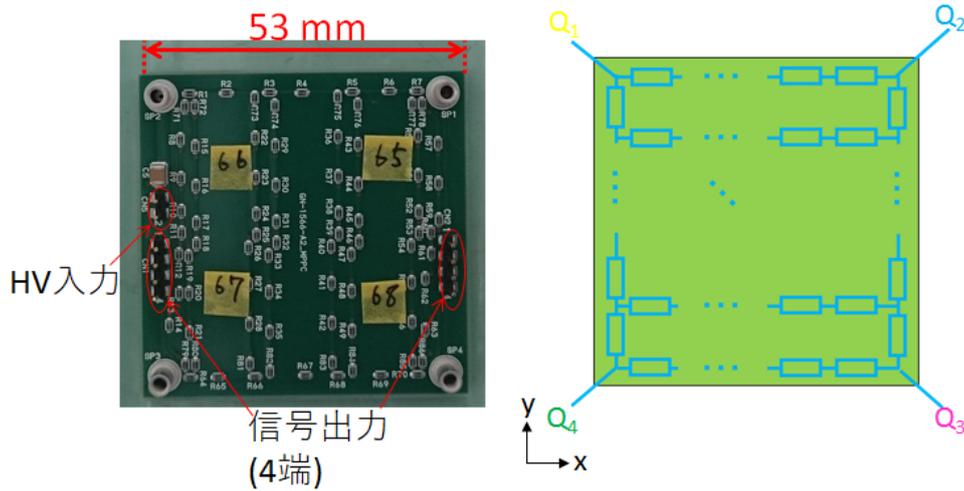


図 4.10 MPPC 基板裏側の抵抗チェーン (左:製作したもの、右:概念図)

表 4.4 MPPC アレイ (S13361-3050NE-08) の仕様

有効受光面積 / ch	3 × 3 mm
ch ピッチ	3.2 mm
cell 数 / ch	3584
cell サイズ	50 × 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) + 3.0 V
端子間容量 / ch	320 pF
増倍率	1.7 × 10 ⁶

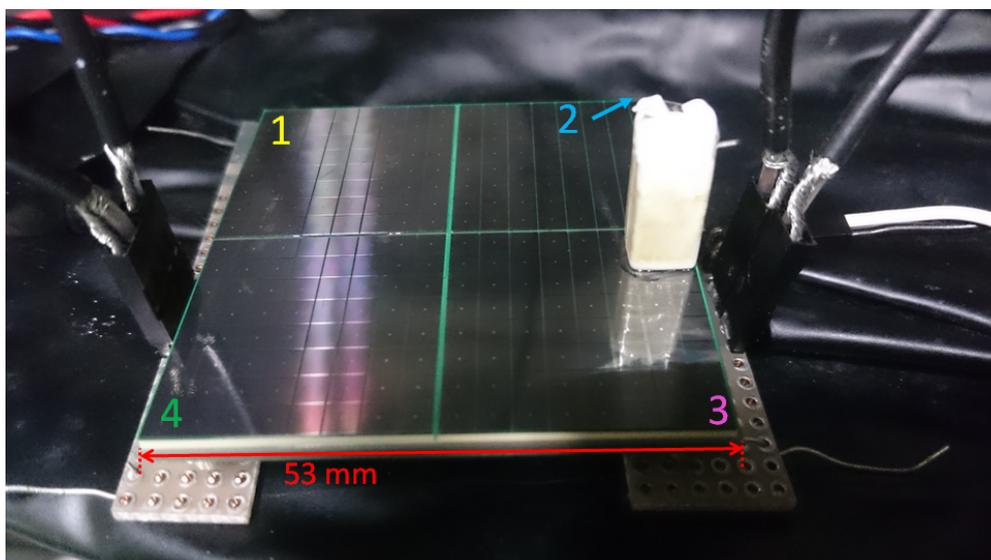


図 4.11 MPPC の信号を見るためのセットアップ (1~4 は読み出し箇所に対応する)

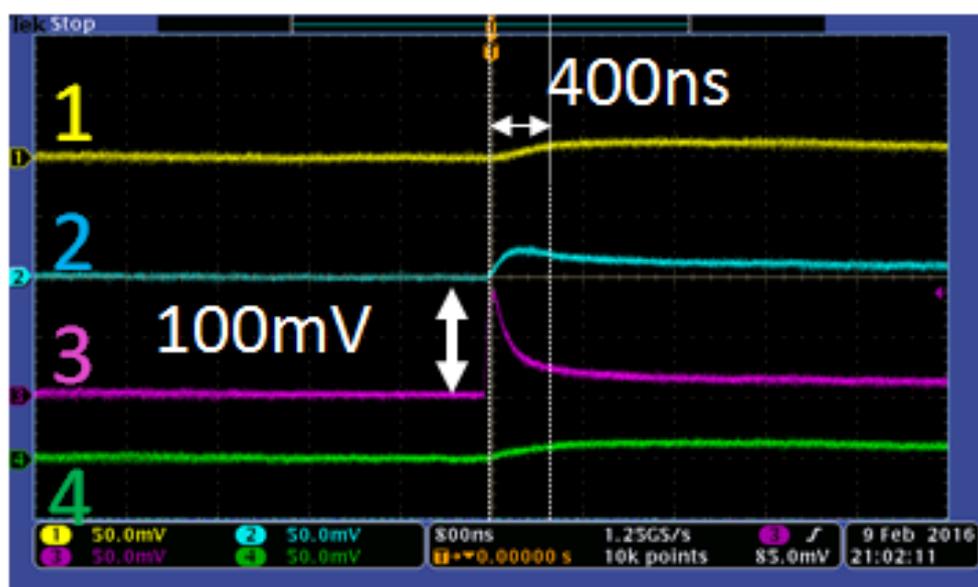


図 4.12 4 端の出力信号 (1~4 は図 4.11 の 4 端の数字と対応する)

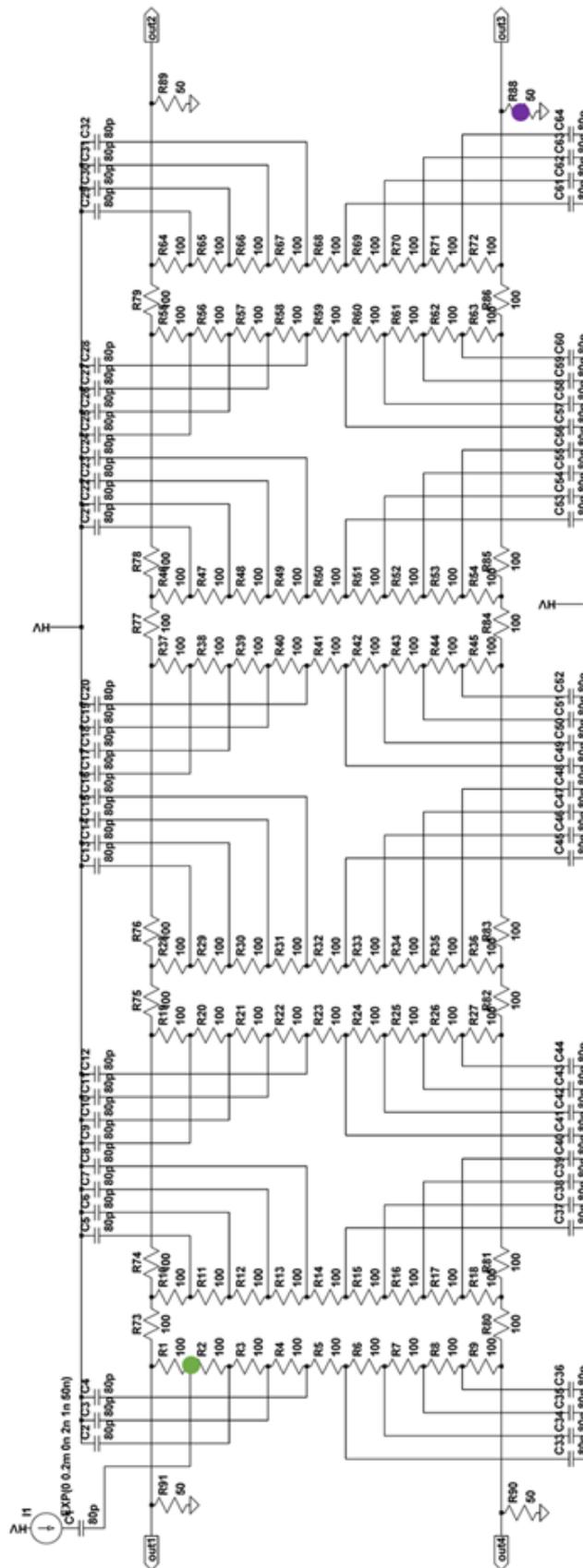


図 4.13 回路シミュレータで描いた抵抗チェーン
 (図の抵抗は 100 Ω。緑の位置に信号を入力し、紫の位置の信号を図 4.14 に示す)

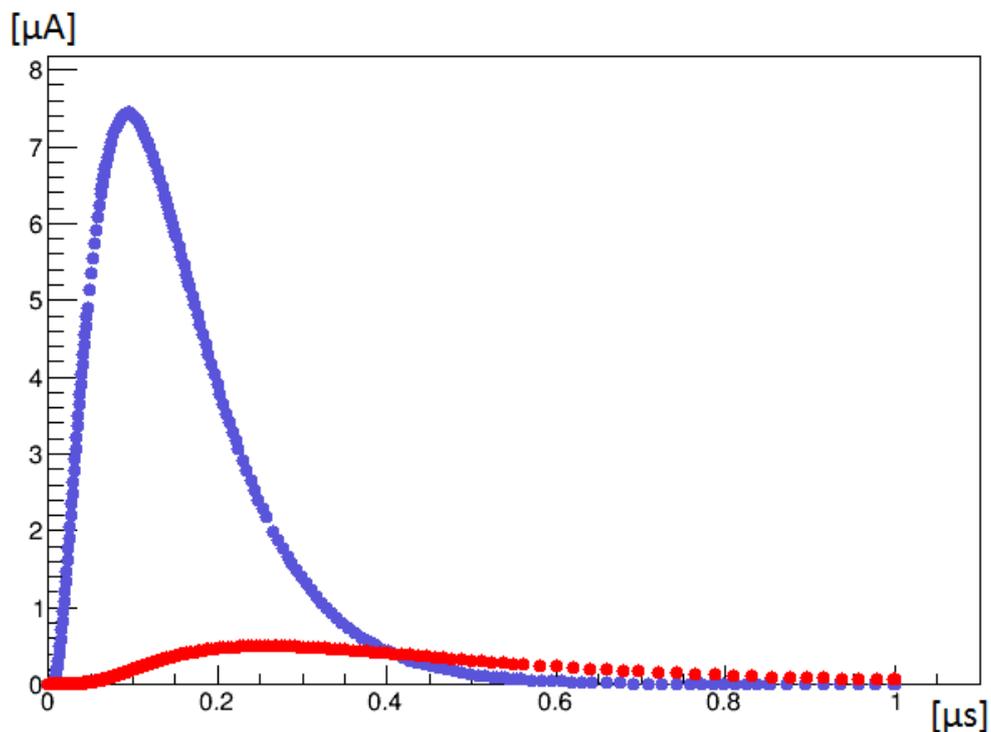


図 4.14 シミュレーションから得られた抵抗値による波形の違い (赤 : 100 Ω、青 : 10 Ω)

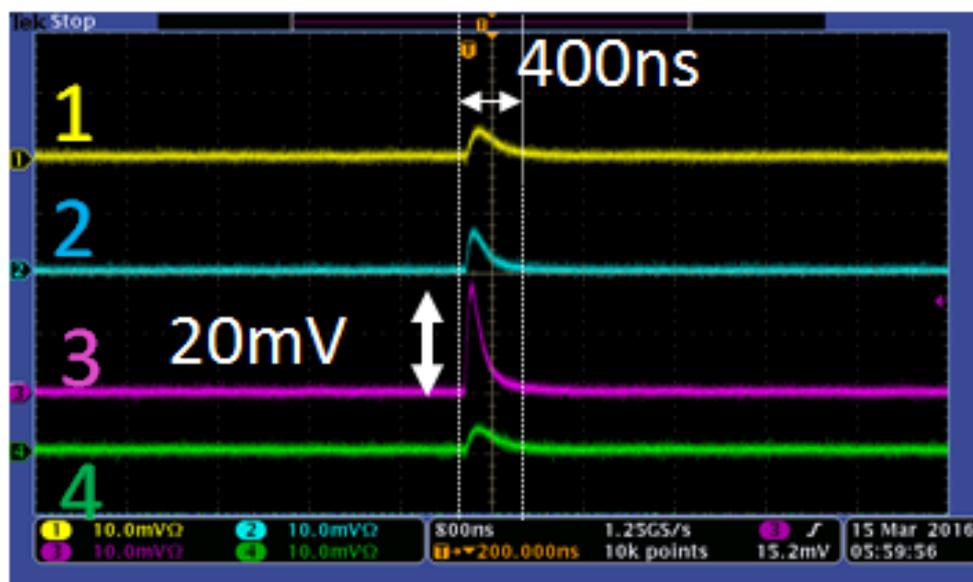


図 4.15 4 端の出力信号 (1~4 は図 4.11 の 4 端の数字と対応する)

4.2.2 アンプ回路

SMILE-II では 100 keV - 1 MeV であるダイナミックレンジを広げるために high gain で 100 keV - 1 MeV を、low gain で 1 MeV - 5MeV を読み出すことを目的に 2 系統で読み出すアンプ回路の設計した (図 4.16)。時定数が $6 \mu\text{s}$ の電荷増幅器と 1 段の積分回路、2 種類のゲインの増幅回路を実装した。アンダーシュートを抑えるためにポールゼロキャンセルを入れた。オペアンプには低消費電力のため、LTC6247 を用いた。LTC6247 にはオペアンプが 4 つ入った種類が存在し、図 4.16 のような 1 経路を、1 つの LTC6247 で実現できるが、クロストークの観点から、オペアンプが 2 つ入ったものを採用した。試作をして、S12642-0808PB-50 (図 4.17、表 4.5) を用いて、アンプ回路の動作試験を行った (図 4.18)。

読み出しの DAQ システムは図 4.19 の通りである。MPPC アレイから出力した信号を試作したアンプ回路にて整形増幅をして high gain で読み出し、ピークホールド ADC でデジタル変換を行った。前述の通り、MPPC には温度依存があるので、恒温槽内で 15°C に固定して測定した。線源に ^{137}Cs (662 keV) を用いて測定したスペクトルが図 4.20 である。エネルギー分解能は 11 % (FWHM) となり、現行の光電子増倍管を用いたシンチレーションカメラと同等の性能となることが確認できた。このため、回路素子の値を図 4.16 の値として採用した。

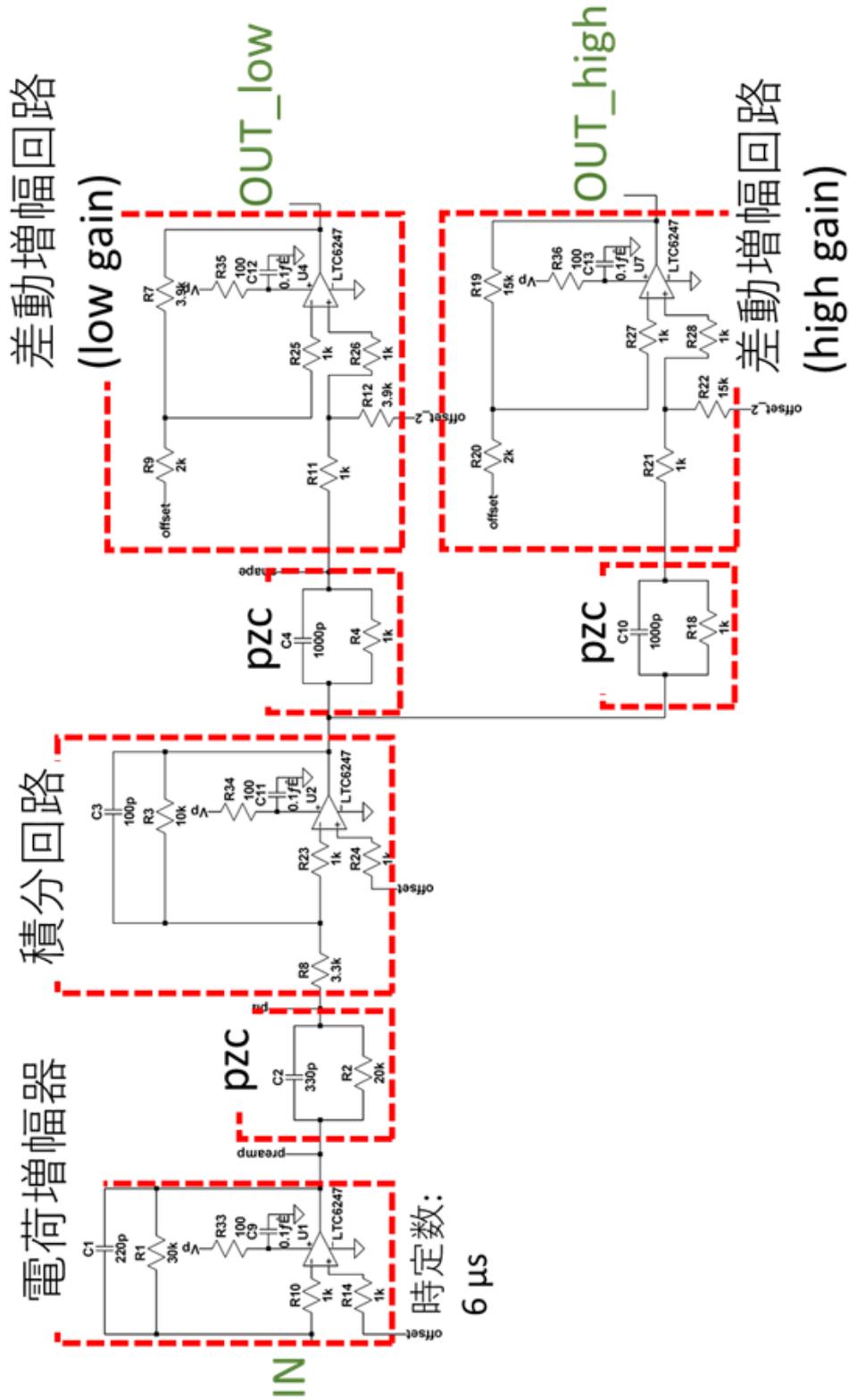


図 4.16 アンプ回路図

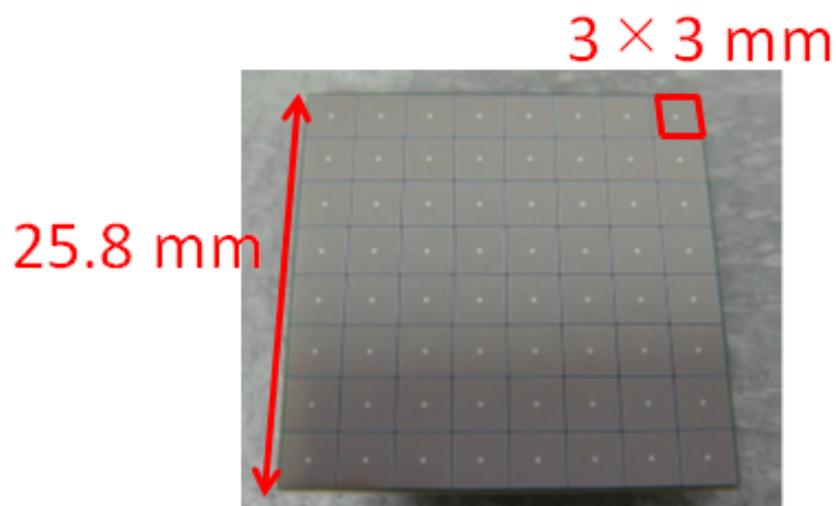


図 4.17 MPPC アレイ (S12642-0808PB-50、浜松ホトニクス)

表 4.5 MPPC アレイ (S12642-0808PB-50) の仕様

有効受光面積 / ch	3 × 3 mm
ch ピッチ	3.2 mm
cell 数 / ch	3464
cell サイズ	50 × 50 μm
感度波長範囲	320~900 nm
最大感度波長	450 nm
降伏電圧	65 ± 10 V
動作電圧	(降伏電圧) + 2.6 V
端子間容量 / ch	320 pF
増倍率	1.25 × 10 ⁶

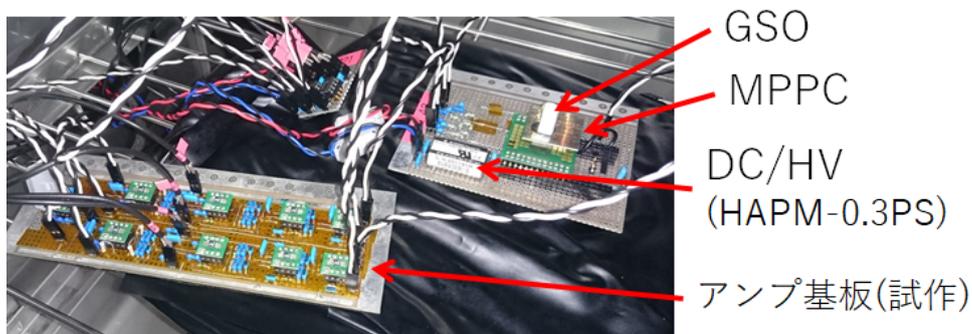


図 4.18 試作機の動作試験

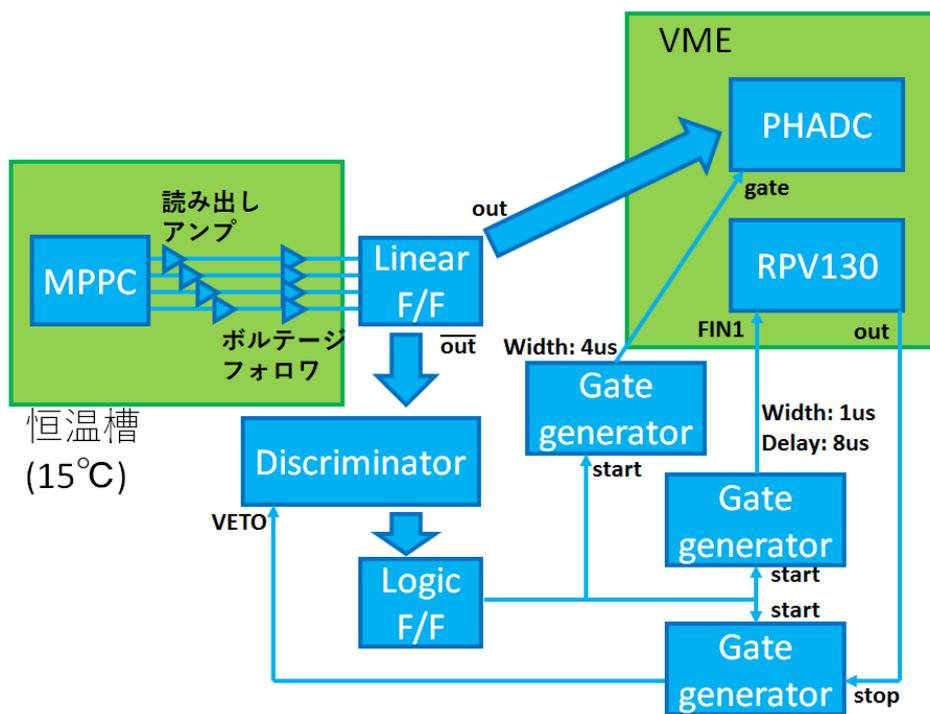


図 4.19 アンプ回路試験データ収集システム

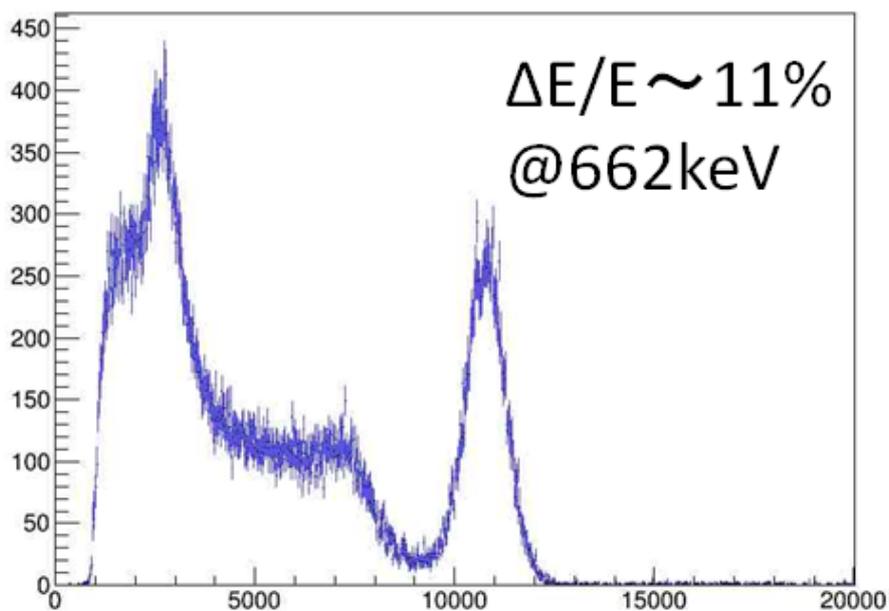


図 4.20 ¹³⁷Cs のスペクトル

4.3 MPPC シンチレーションカメラ

4.2.2 項の図 4.16 の設計で、表面実装部品を用いて製作を行ったプリント基板が図 4.21、4.22 である。MPPC アレイとアンプ回路の両方についてプリント基板を表面実装部品を用いて製作した。ここでは、この動作試験について述べる。シンチレータアレイには現在の ETCC で用いている GSO シンチレータアレイを用いた (図 4.23、表 4.6)。DAQ システムは 4.2.1 項の図 4.19 と同様に、図 4.24 のようにして測定した。MPPC への入力電圧は 215 V とした。

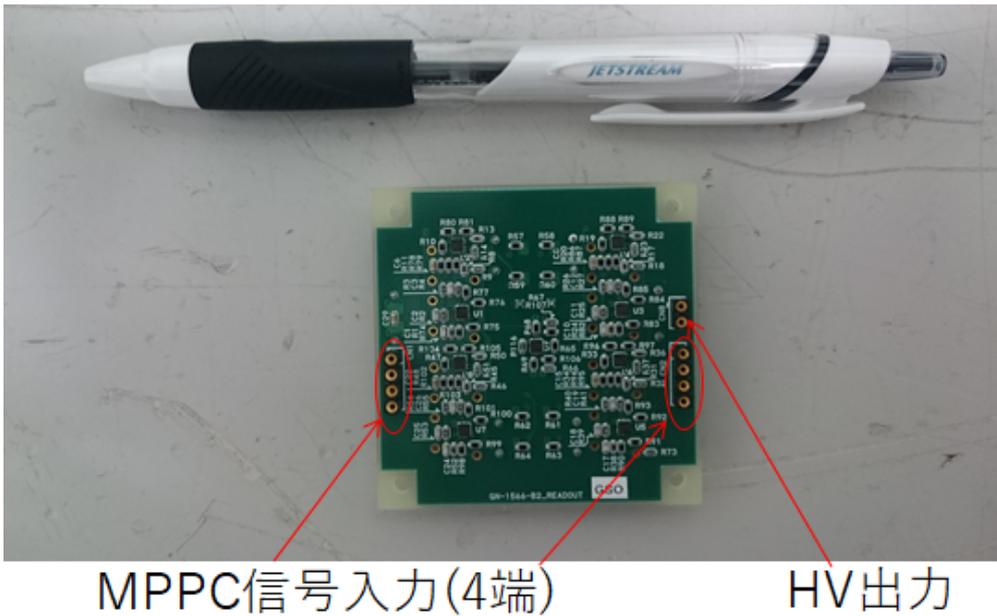


図 4.21 製作したアンプ基板 (入力側)

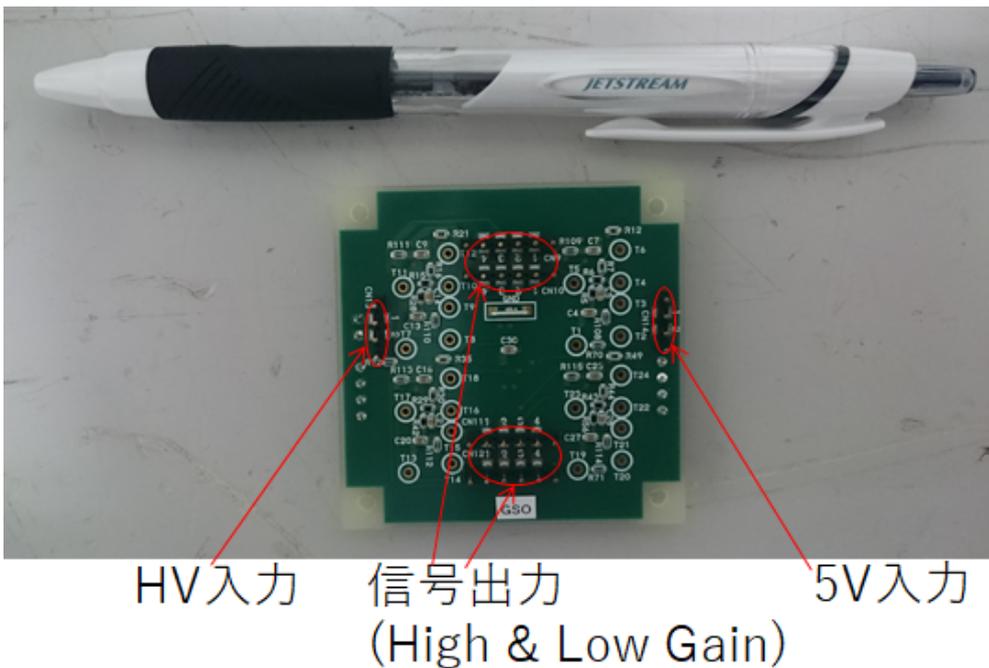


図 4.22 製作したアンプ基板 (出力側)

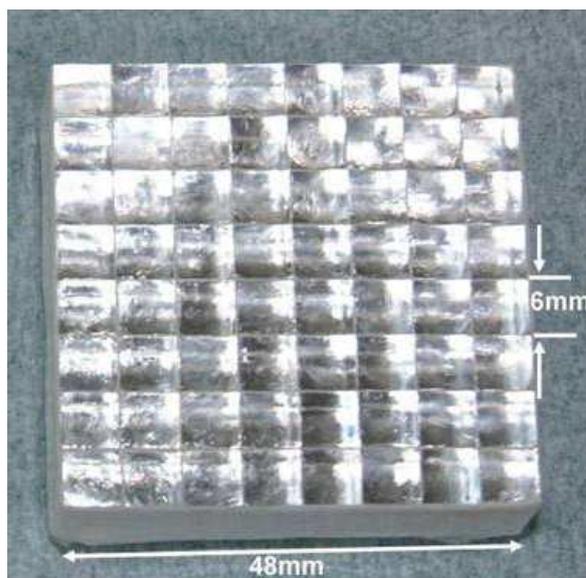


図 4.23 GSO シンチレータアレイ

表 4.6 GSO シンチレータアレイの仕様

外寸	49 × 49 × 3 mm
結晶数	8 × 8
結晶種	GSO (Ce)
添加物	0.5 mol% Ce
結晶サイズ	6 × 6 × 13 mm
反射材	ESR 65 μ m
アレイ組み立て	WES 社

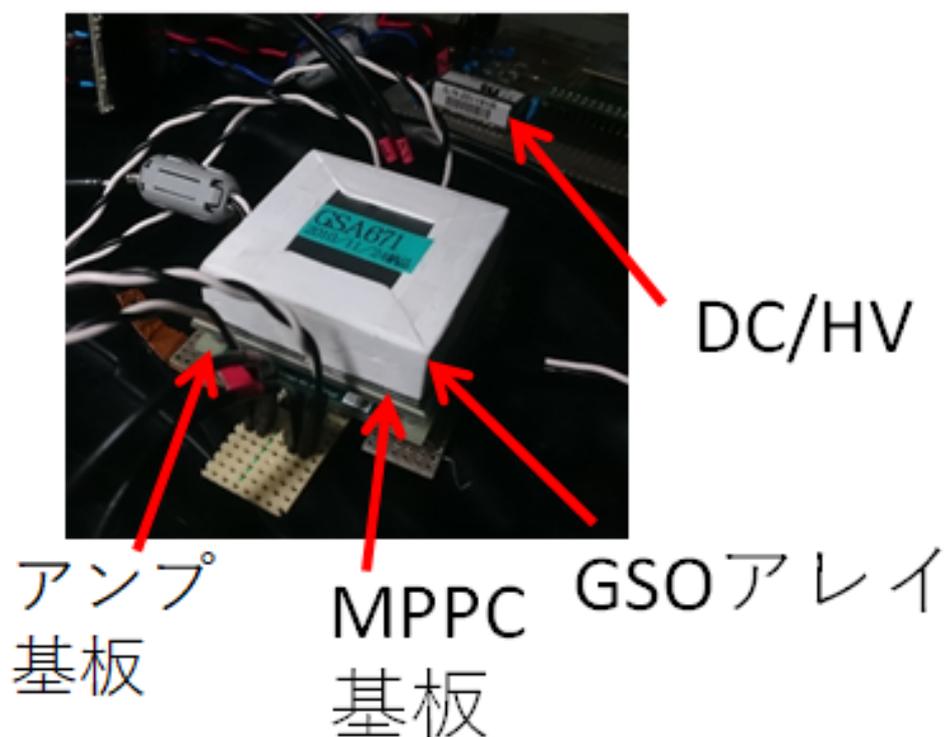


図 4.24 MPPC 基板とアンプ基板を用いたシンチレーションカメラ

4.3.1 性能評価

^{137}Cs からのガンマ線を GSO シンチレータアレイ前面に照射した際の電荷重心マップを図 4.25、図 4.26 に示す。2つの図の違いは前述の抵抗チェーンの抵抗値の違いで、図 4.25 は $100\ \Omega$ のとき、図 4.26 は $10\ \Omega$ のときのものである。図 4.26 は 64 ピクセルの分離が確認できる。

電荷重心マップを用いて各ピクセルごとに得たスペクトルを図 4.27 に、エネルギー較正を行い重ね合

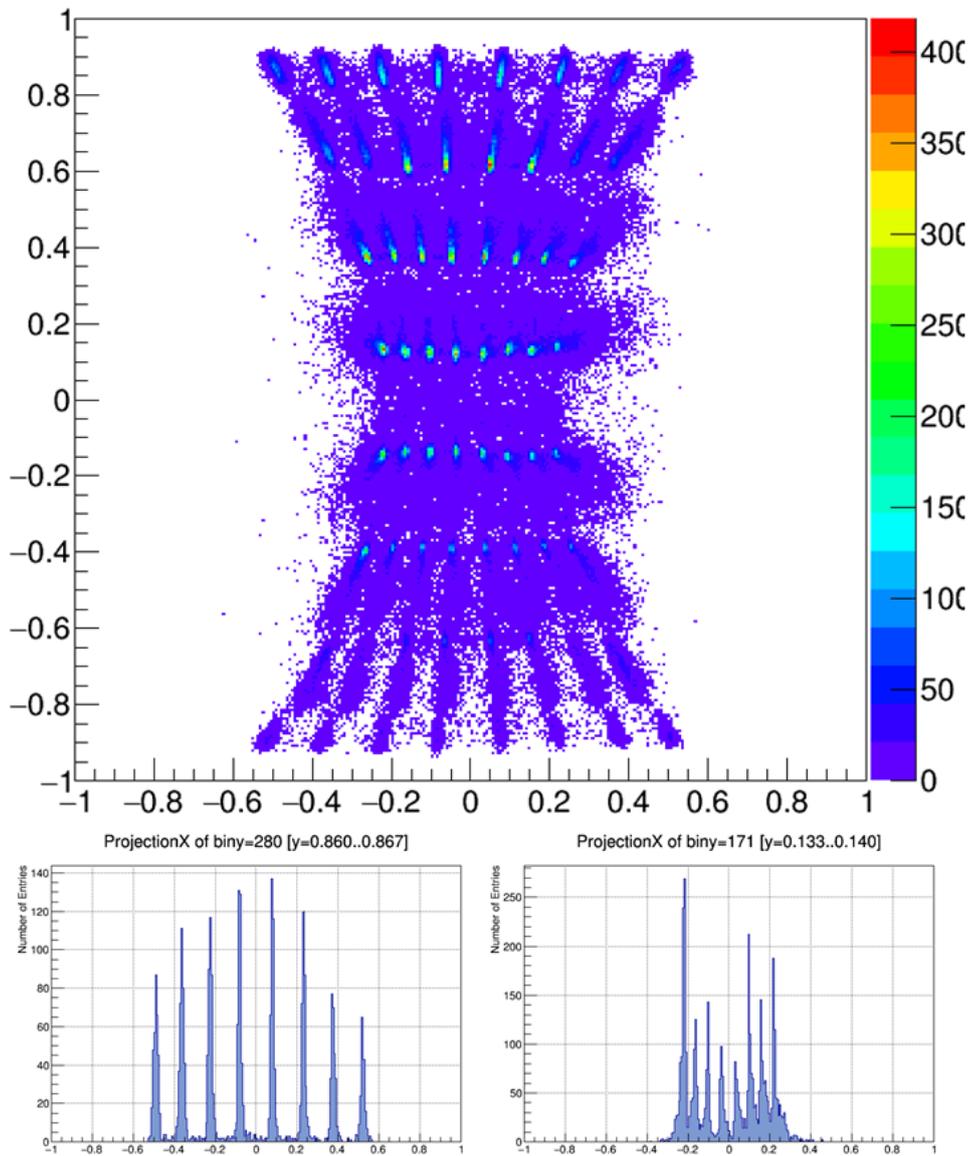


図 4.25 上：取得した電荷重心マップ (100 Ω の抵抗チェーン)、
 左下：上から 1 行目の X 軸射影、右下：上から 4 行目の X 軸射影

わせたスペクトルを図 4.28 に示す。エネルギー分解能は 8 % (662 keV) となり、現行の光電子増倍管を用いたときの 11 % (662 keV) から大きく改善した。MPPC は光電子増倍管に比べて、GSO の発光波長に対して 2 倍の感度を持つため、エネルギー分解能 $\propto 1/\sqrt{\text{光量}}$ より、エネルギー分解能が約 1.4 倍 (=11 % / 8 %) 改善されたと考えられる。 ^{22}Na 、 ^{60}Co 、 ^{152}Eu 、トリウムタングステン棒を用いて得たエネルギーの線形性を図 4.29 に、エネルギー分解能を図 4.30 に示す。これにより、実測で 100 keV - 2.6 MeV まで測定できることが確認できた。

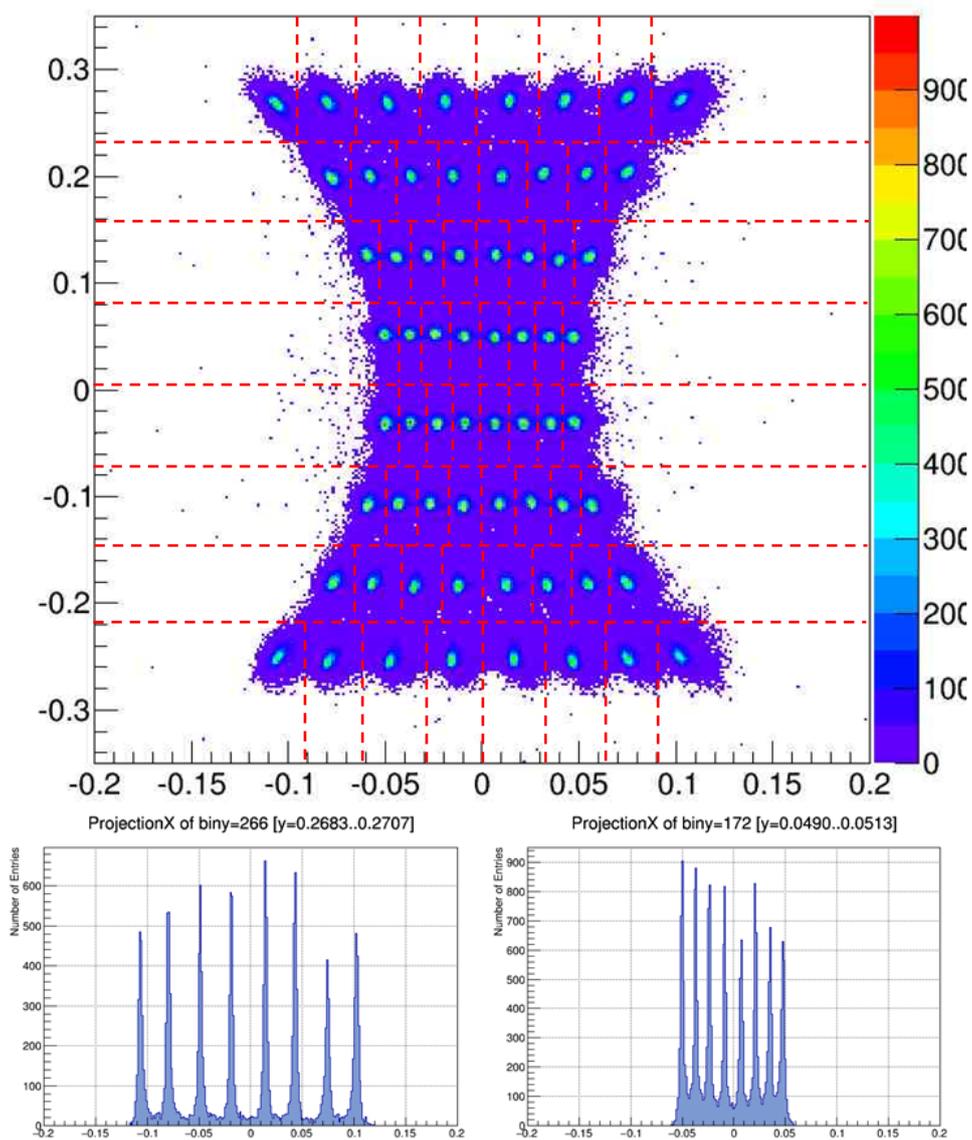


図 4.26 上：取得した電荷重心マップ (10 Ω の抵抗チェーン、赤の点線は図 4.27 の pixel に対応する)、
 左下：上から 1 行目の X 軸射影、右下：上から 4 行目の X 軸射影

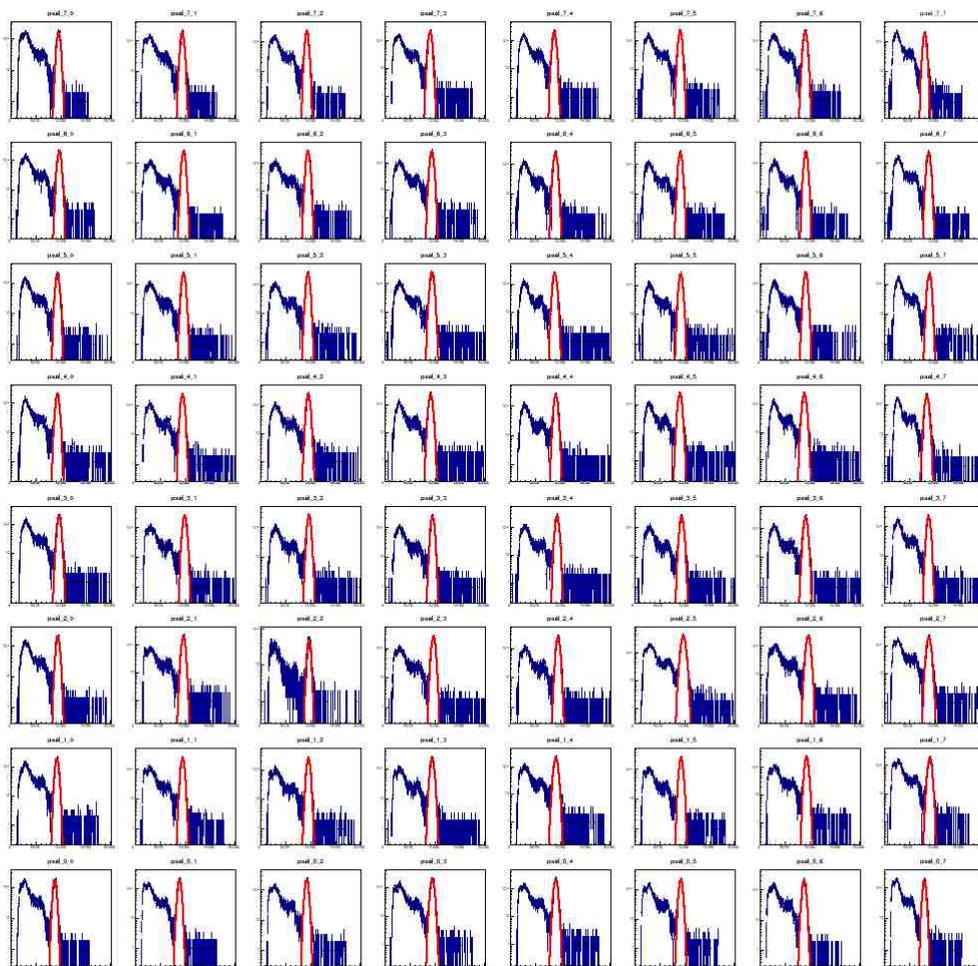


図 4.27 64pixel の pixel 毎の ^{137}Cs エネルギースペクトル

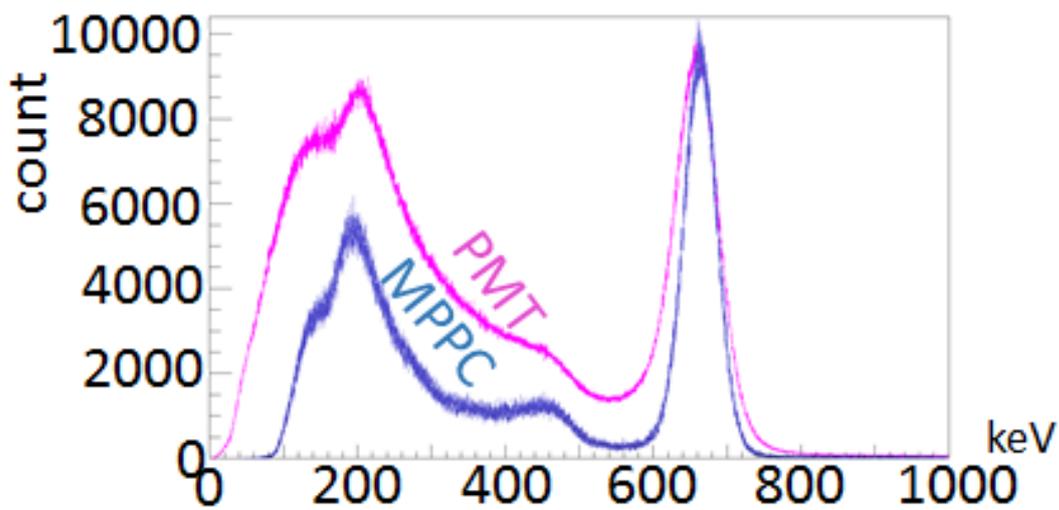


図 4.28 図 4.24 の試験で得た ^{137}Cs エネルギースペクトル (青) と
 現行の H8500 で得た ^{137}Cs エネルギースペクトル (マゼンタ) の比較

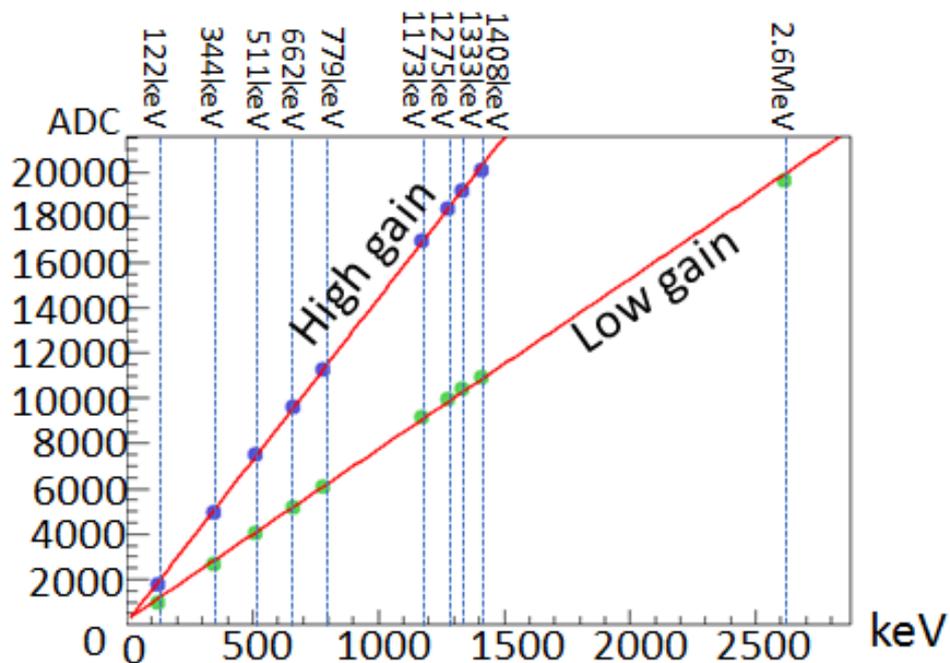


図 4.29 エネルギー線形性

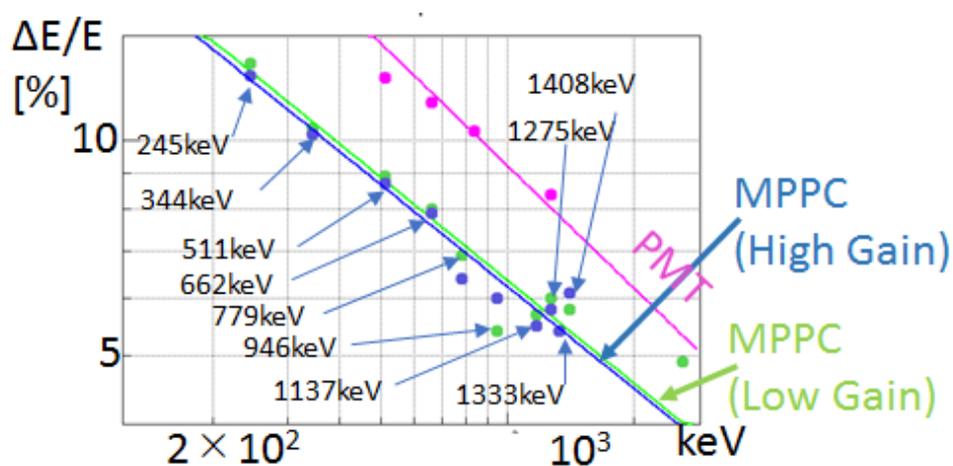


図 4.30 エネルギー分解能

第 5 章

新トリガー方式に向けた読み出しシステムの開発

現行の ETCC ではシンチレータの信号でトリガーをかけて TPC の信号を待ち、データを取得するコモンスター方式を採用していたが、デッドタイムを削減する目的で、TPC の信号でトリガーをかけて規定時間さかのぼりシンチレータの信号を取得するコモンスター方式を採用する。そこで、データ取得の方法を見直す必要がある。この章ではコモンスターに最適なデータ取得方式と MPPC から得られた信号のデジタル処理基板について述べる。

5.1 トリガー方式

これまでの SMILE ETCC の DAQ はシンチレータの信号をトリガーとしてデータの取得を開始するコモンスター方式でデータを取得していた (図 5.1)。一方で、データを取得し続けて、TPC の信号とシンチレータの信号の AND 信号をトリガーに、データ取得の停止とデータ保存を行うコモンスター方式もある (図 5.2)。現在の SMILE-II ETCC では、シンチレータは TPC に比べて 100 倍以上の計数率で信号を出しており、不感時間がシンチレータの計数率で決まっているため、この不感時間を減らすためにはトリガーの数を減らす必要がある。従って、TPC によるトリガー方式を用いてコモンスターで測定する方法を採用する。それに伴い、シンチレーションカメラのデータ取得方式を検討する必要がある。

5.2 データ取得方法の選択

ETCC のシンチレータのデータ取得としては、DAQ ストップトリガーからの時間とその波高値が取得できればよい。波高値のデータ取得として代表的なピークホールド、サンプルホールド、サンプリングの 3 種類の ADC について述べる。

- ピークホールド ADC

図 5.3 はピークホールド ADC の概念図である。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。波形の最大値のみ記録するので、データ量が少なくすむ。常に最大波高値を更新するように動作するため、出力側から読み出した電圧が最後に入った信号の波高値を示すとは限らない。そのため、コモンスター方式でデータを取得するのは難しい。また、コンデンサと抵抗の時定数を持って

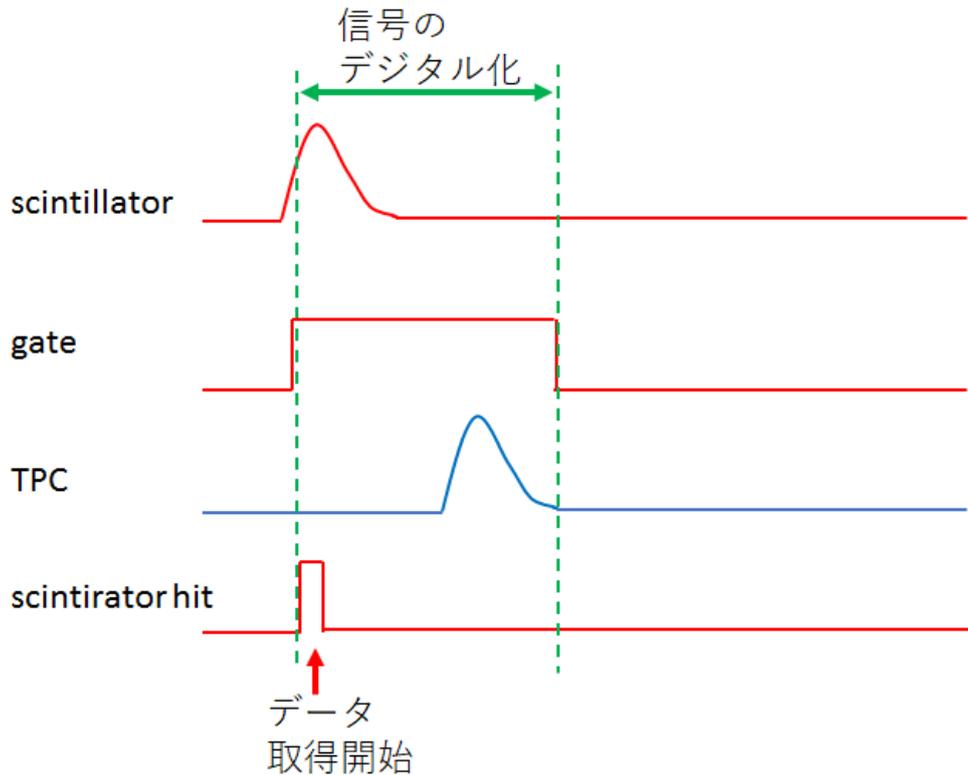


図 5.1 コモンスタート

生成されたトリガーでデータの取得を開始する方法。

ETCC ではシンチレータの hit 信号でデータ取得を開始し、シンチレータの gate 信号を出力して、その間のシンチレータの信号の最大値を取得するとともに、TPC の信号を待ち受ける。双方ともにデータがあったときのみ、データを保存する。

しまい、それが不感時間に影響する。

- サンプルホールド ADC

あるタイミングでの ADC 値を記録して、ピークの ADC 値を計算するという方式である。例えば、図 5.4 のように、スレッシュホールドをこえたときをトリガーとして、一定の時刻後の ADC を記録し波形を計算する。波形のある値のみ記録するので、データ量が少なくすむ。コモンストップ方式ではタイミングと波高値の 2 つを保存する必要がある。しかし、複数の信号が入った場合、信号を切り分けるのが難しい。

- サンプリング ADC

常に AD 変換をして記録し続け、トリガーストップの入力で停止し、さかのぼってデータを読み出す。そのため、データ量が多くなってしまいが、回路は簡単になる。また、複数の信号の入力に対しても切り分けることが可能である。今回はサンプリング ADC を採用した。

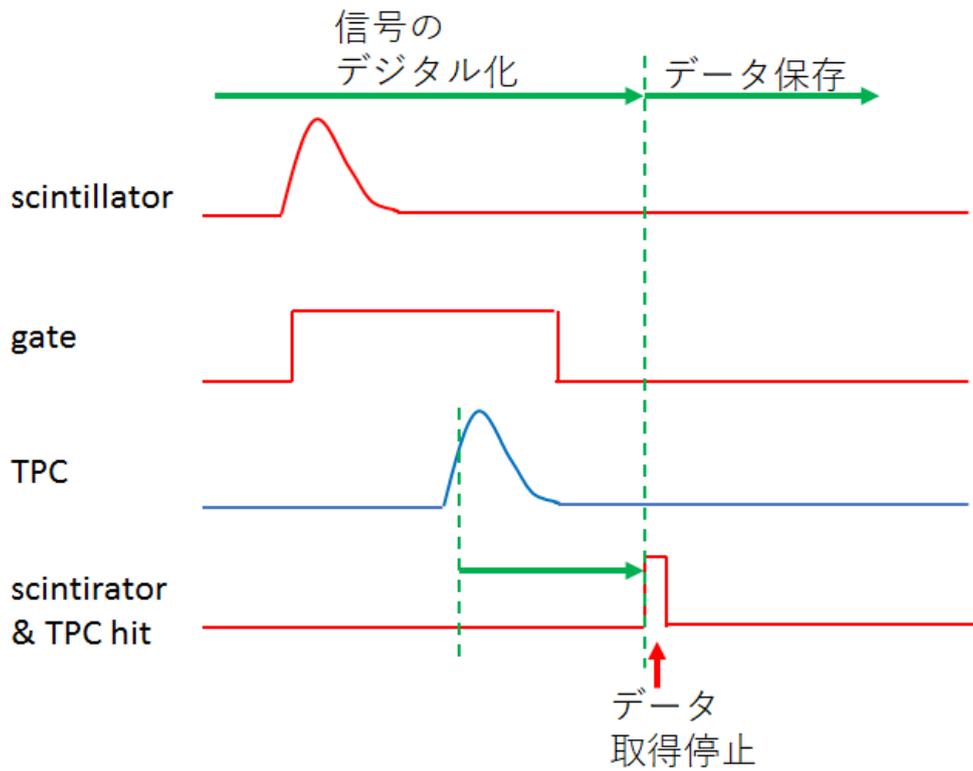


図 5.2 コモンストップ

生成されたトリガーでデータの取得を停止する方法。
 データを取得し続けて、TPC の信号とシンチレータの信号の AND 信号をトリガーに、データ取得の停止させる。停止させた時間から決まった時間前までのデータを保存する。

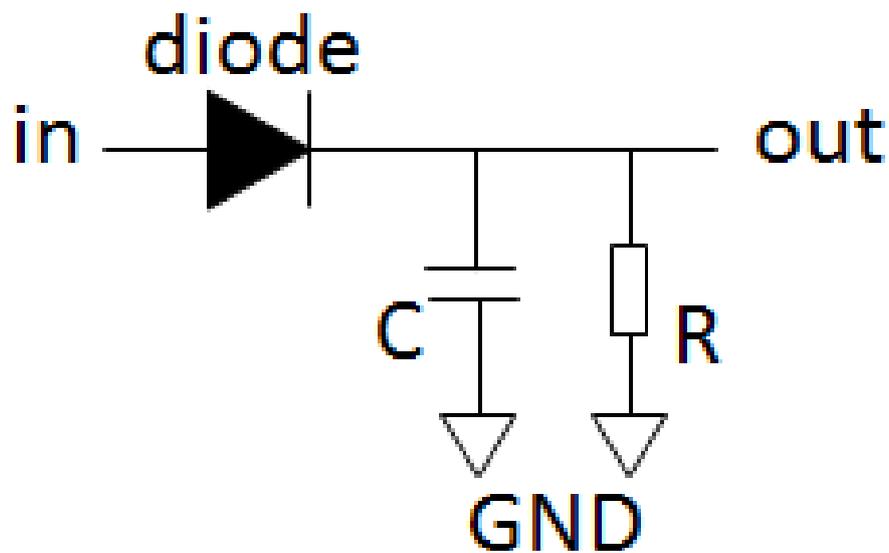


図 5.3 ピークホールド回路の概念図

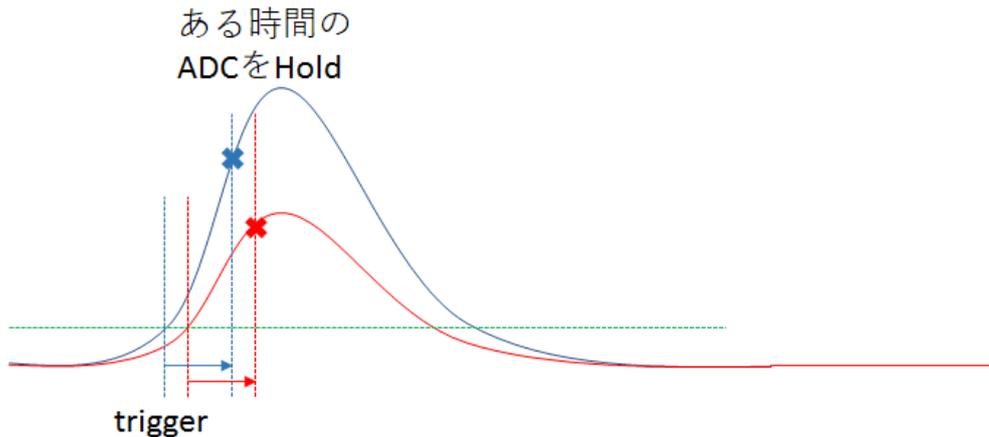


図 5.4 サンプルホールド ADC

5.3 ADC サンプルングレート評価

サンプルング ADC でデータ取得を行う際、サンプルングレートと bit 数には自由度がある。そのため、ADC のサンプルングレートと bit 数を評価する必要がある。サンプルングレートが低いと図 5.5 のように間違った波形を記録する可能性がある。一方、サンプルングレートが高いと消費電力も大きく、データ量も多くなってしまふ。そのため、シミュレーションによって、最適なサンプルングレートと bit 数について検討した。

5.3.1 シミュレーションによる検討

回路シミュレーション (LTspice) によって、4.2.2 項の図 4.16 の回路における読み出し波形を得る (図 5.6)。この波形から、サンプルングレートに合わせた時間幅で電圧値を抽出し、それに時間軸方向のずれ T_0 を $-5 \sim 5 \mu\text{s}$ の一様乱数を用いて考慮し、波高値も 4096 mV を 14 bit で取得するとして、 0.25 mV 毎にプロットした (図 5.7)。その波形をパラメータ A,B,C を用いて、

$$y = 0.5 + A\{B(t - C)\}^2 e^{-B(t-C)} \quad (5.1)$$

でフィッティングした (図 5.8)。ただし、 y は電圧値、 t は時間である。フィッティングにより得たパラメータ C は時間方向のずれ、パラメータ A を用いて、 $(y_f =) 4Ae^{-2}$ は波高値を表す。時間方向のフィッティングずれ $T_0 - C$ と、波高値のずれの割合 $(y_r - y_f)/y_f$ (y_r は本来の波高値) の分布について、サンプルングレートの依存性を調べた。

サンプルングレートが 10 Msps の時の、シミュレーションから得られたフィッティングの時間方向のずれと、波高値のずれをヒストグラムにしたものが、それぞれ図 5.9、5.10 である。 0.5 Msps , 1 Msps , 2.5 Msps , 5 Msps , 10 Msps のときのそれぞれの RMS をプロットしたものが図 5.11、5.12 である。 2.5 Msps 以上では変化が見られないことが確認できる。また、TPC でのクロックが 10 ns であるので、 10 ns を超えると散乱点の高さ方向に影響してしまう。そのため、 2.5 Msps のサンプルングレートの ADC を採用した。

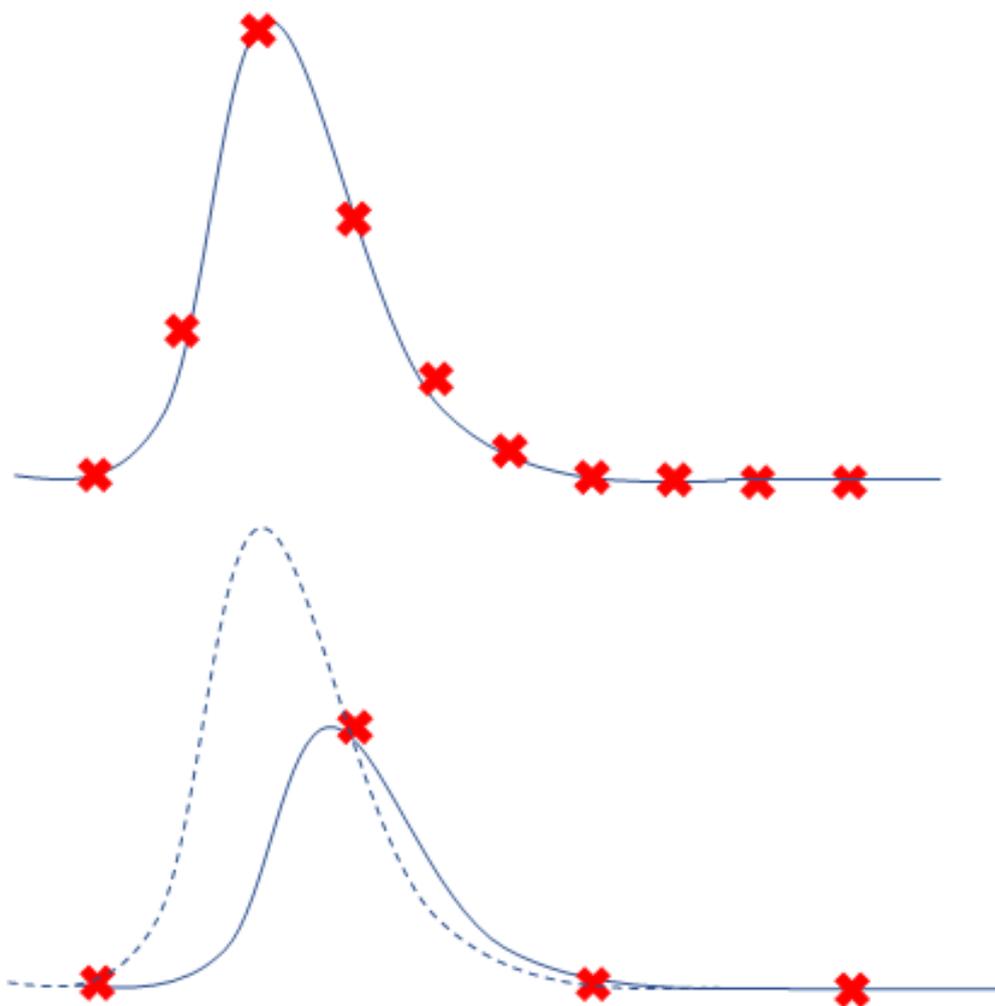


図 5.5 サンプルレートの違いによるフィッティングのずれの概念図

上：高サンプルレートの場合、波形を正確にフィッティングすることが可能である。

下：低サンプルレートの場合、点線が実際の波形であっても実線のように誤ったフィッティングがなされる可能性がある。

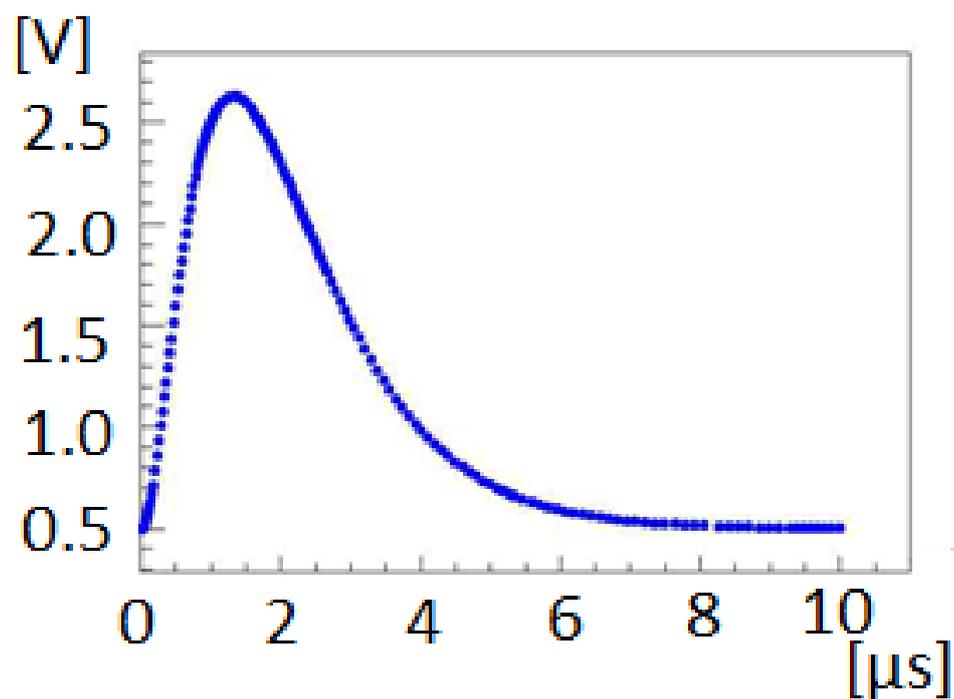


図 5.6 回路シミュレーションによる信号

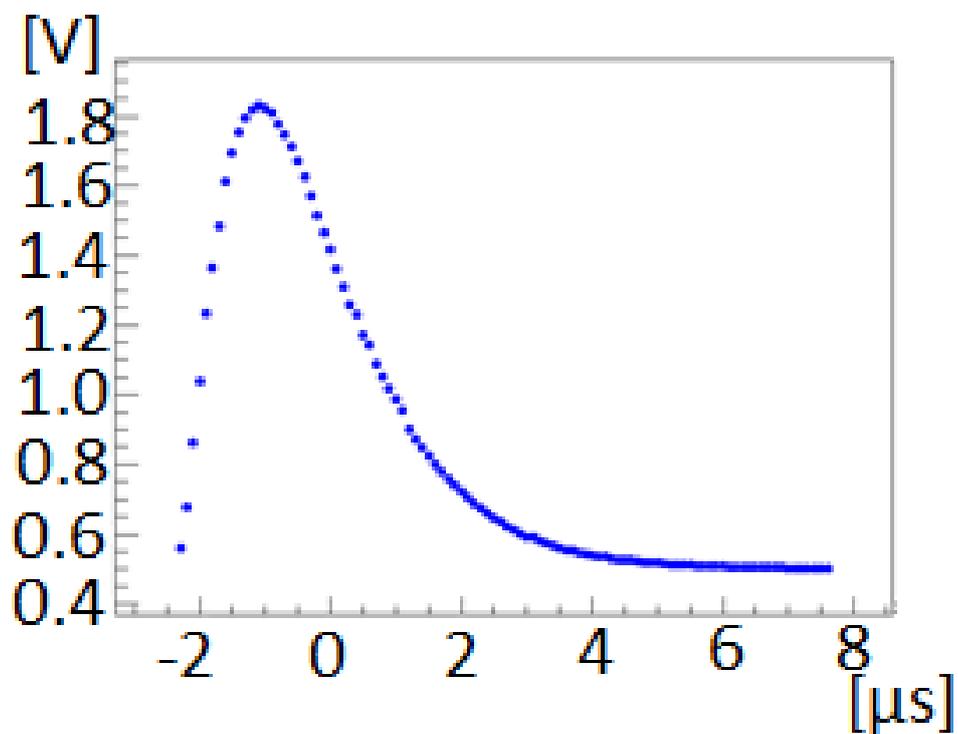


図 5.7 サンプリングレートに合わせたプロット

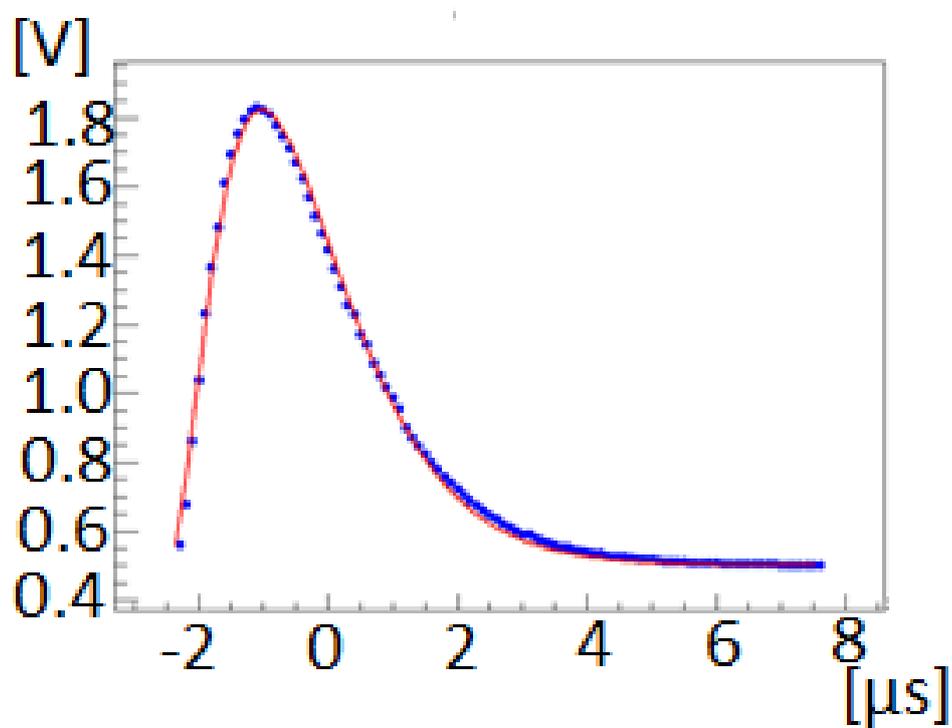


図 5.8 図 5.7 を式 5.1 でフィットした結果

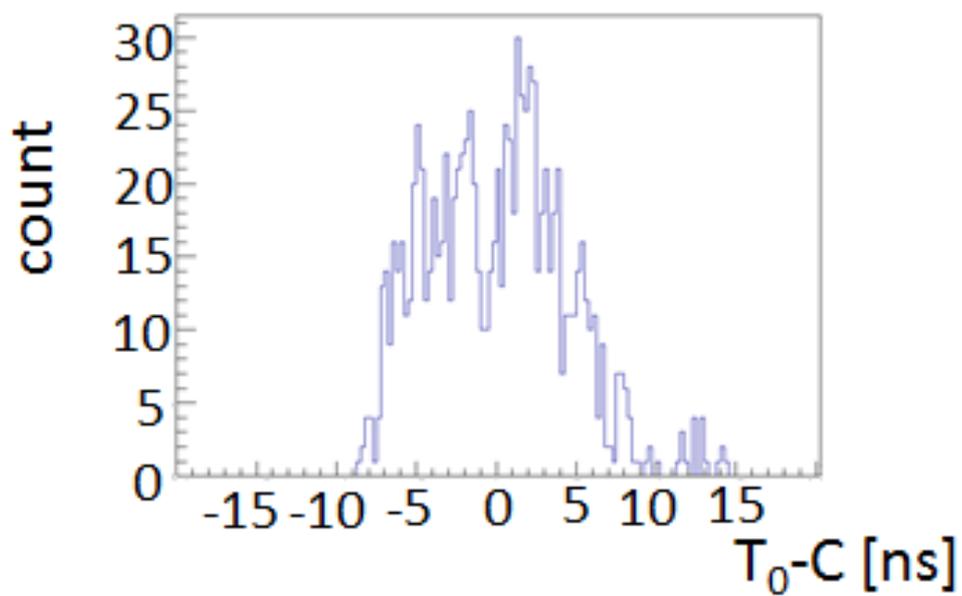


図 5.9 時間方向のずれ

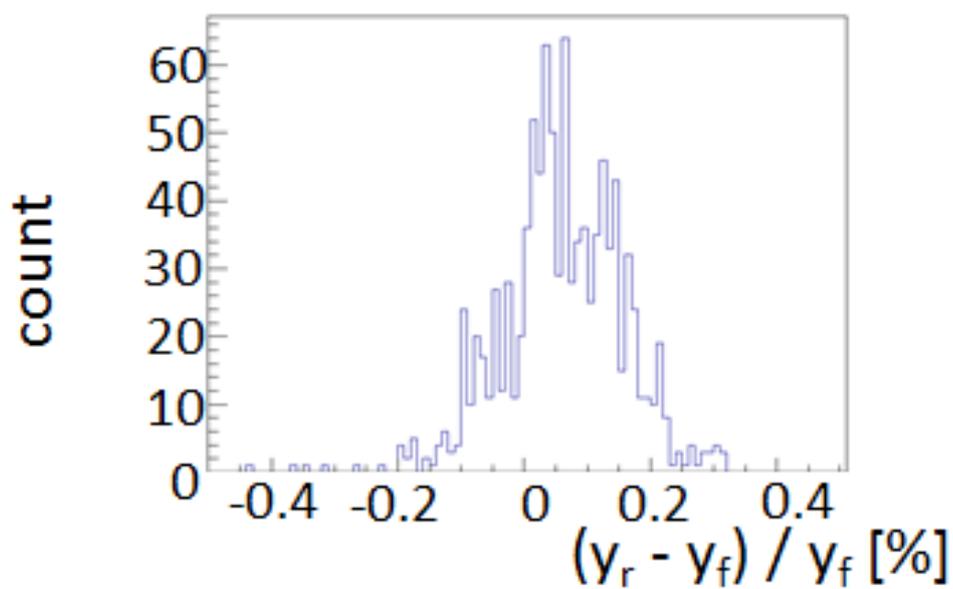


図 5.10 波高値のずれ

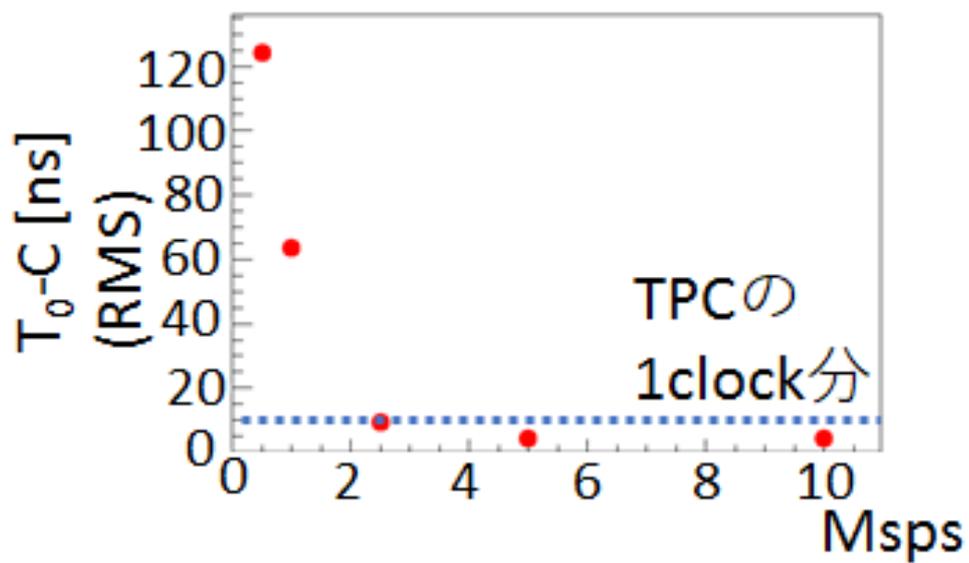


図 5.11 サンプルングレートと時間のずれ

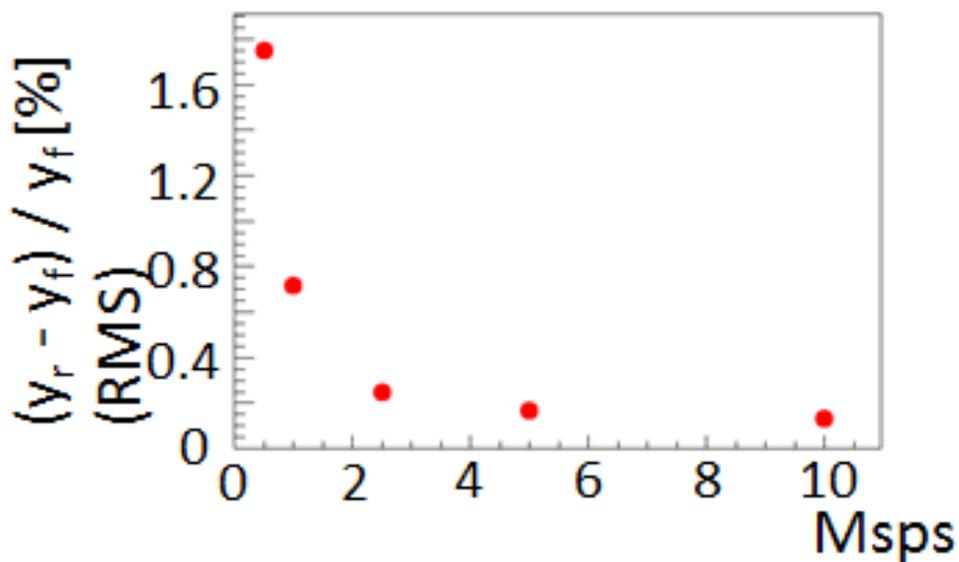


図 5.12 サンプルングレートと波高値のずれ

5.4 開発した回路基板による実測

- ADC 基板

前項で考察した 2.5 Msps、14bitADC である LTC2313 を採用し、ADC 基板を製作した (図 5.13)。8 つの LTC2313 を実装しており、MPPC の 4 端× 2 (high gain, low gain) の同時に AD 変換することが可能である。8 つの LTC2313 には共通の clock 信号を与えており、同期した動作を行うように設計した。

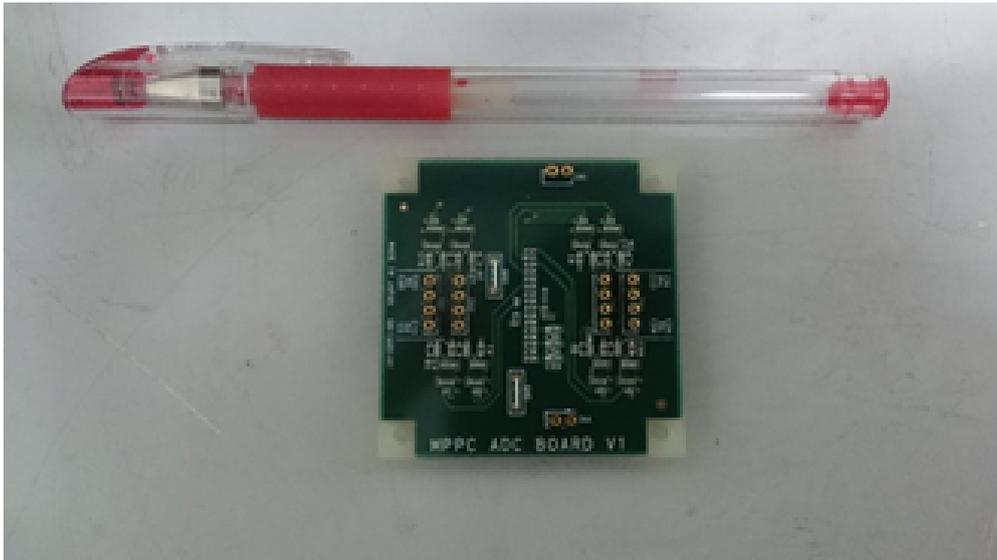


図 5.13 ADC 基板

- FPGA 基板

MPPC 印加電圧の制御、AD 変換、データ転送、アナログ・デジタル電源電圧の供給を行う FPGA 基板を製作した (図 5.14)。この節ではその特性について述べる。

5.4.1 HV 供給

MPPC への電圧は DC/HV (HAPM-0.3PS、松定プレジジョン) で入力している (図 5.15、表 5.1)。この 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る。温度を測定し、それに対応した HV を MPPC にかけることで一定のゲインに保つことが期待できる。このため、FPGA 基板上に温度計を実装し、この温度を反映しやすいよう DAC を FPGA で制御し DC/HV のリファレンス電圧をコントロールすることで、で HV を変えることができる。FPGA 基板、ADC 基板、アンプ基板、MPPC 基板と接続されているので、MPPC 基板 (図 4.9) に HV を与えるために、ADC 基板 (図 5.13) と、アンプ基板 (図 4.21、4.22) を経由する設計とした。DAC 値を変えたときの HV の値をプロットしたものが図 5.16 である。FPGA 基板に ADC 基板を挿した場合と挿さない場合とで特性が変わってしまい、MPPC に必要な HV (215 V) がかけられなくなっていた。これは HV-GND 間のコンデンサの電圧耐性の問題であることに気づき、取り除くことにより解決した (図 5.17)。この結果、HV は $\pm 0.6\%$ 以内の精度で供給できることが確認できる。図 5.17 の HV と DAC 値との傾きは 0.015 であり、図 4.7 の降伏電圧と温度との傾きは 0.062 である。4.1 節で温度依存を測定した S12572-015C に対して

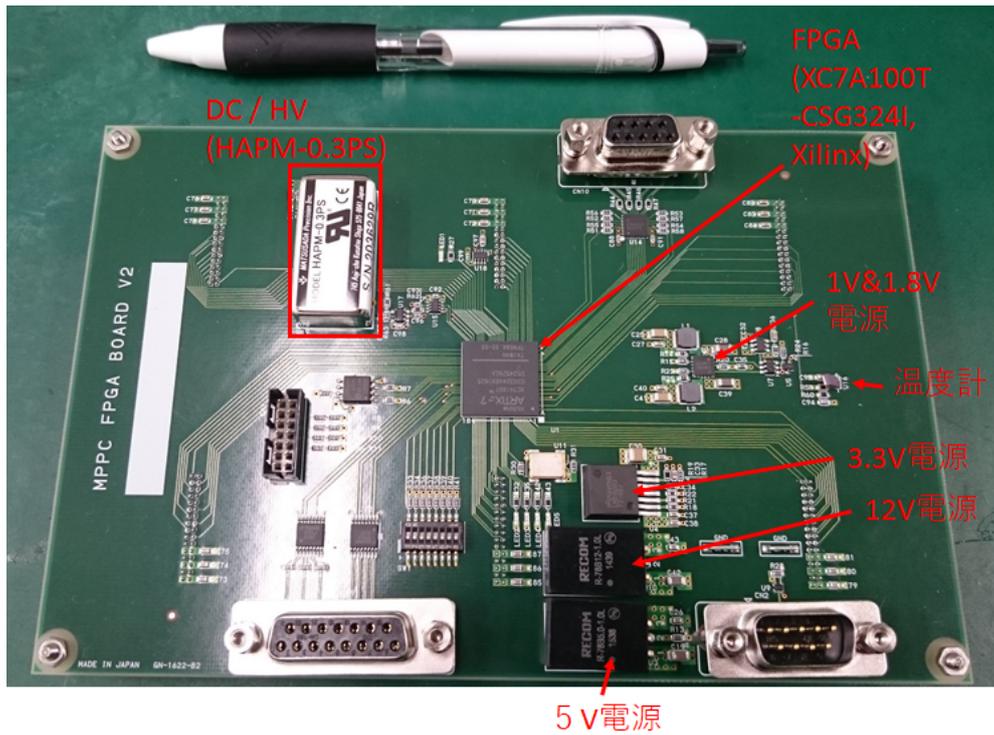


図 5.14 FPGA 基板



図 5.15 DC/HV(HAPM-0.3PS)

表 5.1 DC/HV の仕様 [28]

サイズ	30.2 × 15.2 × 8.5 mm
出力電圧	< 300 V
入力電圧	< 12 ± 1 V
温度係数	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

は $0.015/0.062 = 0.24$ °Cの温度ずれまで、DAC によるゲインのコントロールが可能であることが確認できた。

5.4.2 AD 変換

現行の光電子増倍管を用いたシンチレーションカメラは、6つの光電子増倍管を1組として、Head Ampと呼んでいる。現行のものと同様に、6つのMPPC基板を1組のHead Ampを構成するように設計した(図5.18、5.19)。AD変換に必要なピン数はADC基板1枚あたり10本必要なので6つのADC基板を制御するためには60本必要となる。2.5 MspsでAD変換するので、400 ns周期で信号を出力する必要がある。convがlowのときデータを出力し、sckは14 bit データを送るタイミングであるので14回highの信号を出力する必要がある。図5.20より、AD変換に必要な信号を出力することが確認できた。

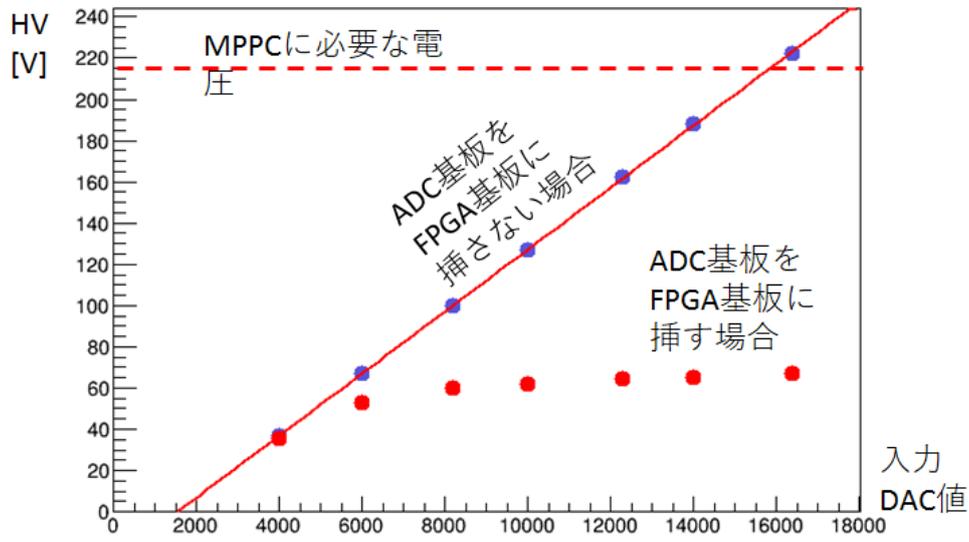


図 5.16 DAC 値と供給 HV(改善前)

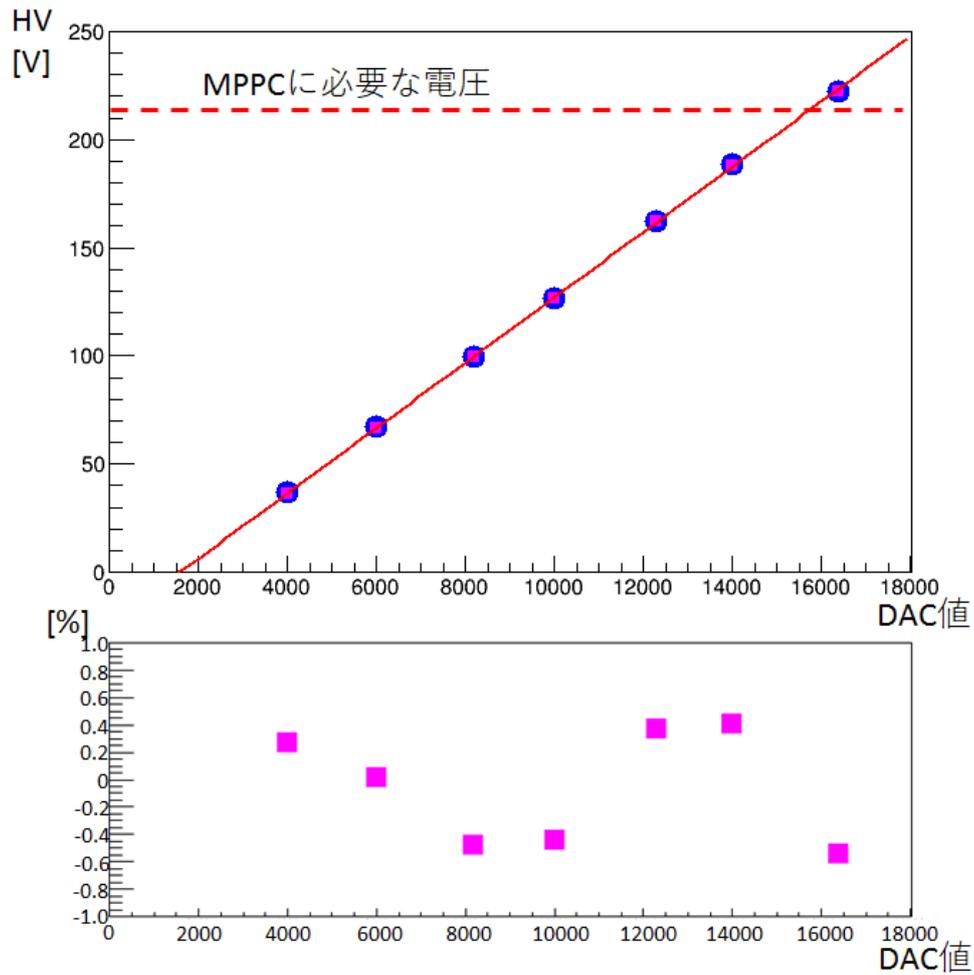


図 5.17 DAC 値と供給 HV(改善後)
(青とマゼンタはそれぞれ ADC 基板を挿していない場合と ADC 基板を挿した場合)

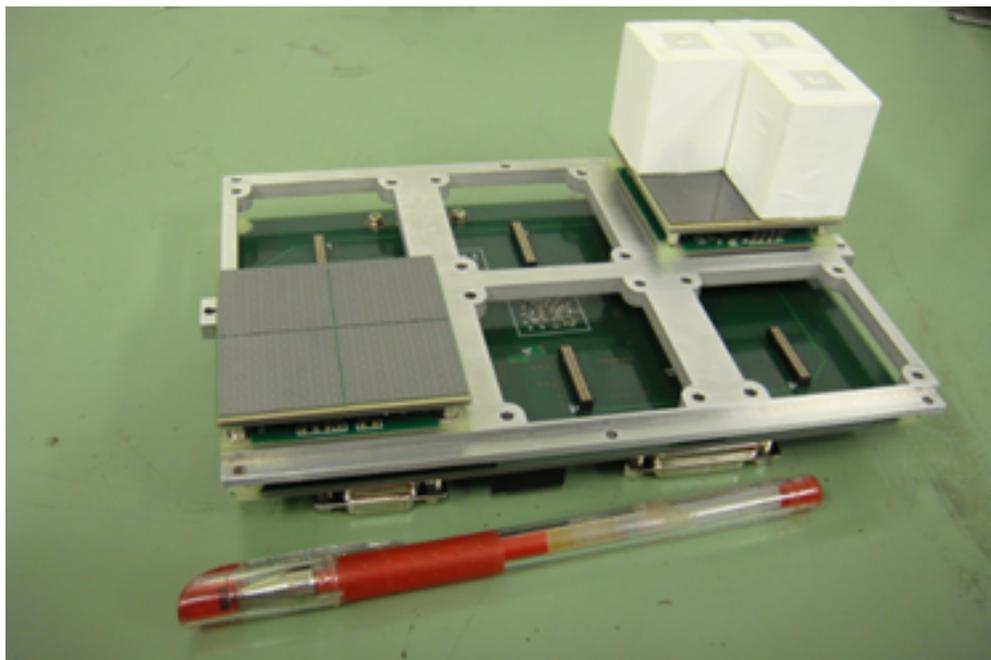


図 5.18 新規開発した Head Amp、2つの MPPC シンチレーションカメラを接続している

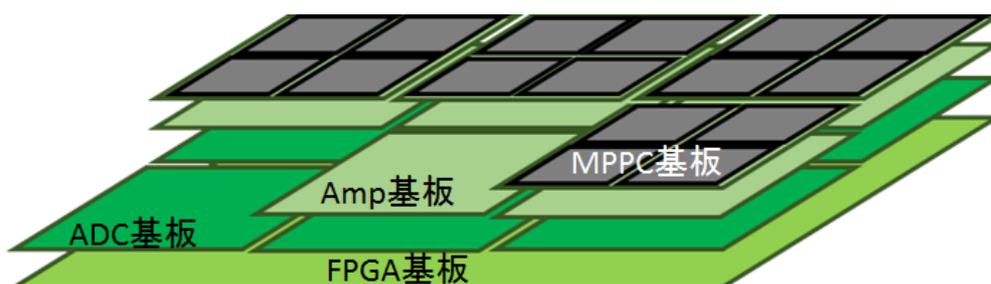


図 5.19 新規開発した Head Amp の概念図

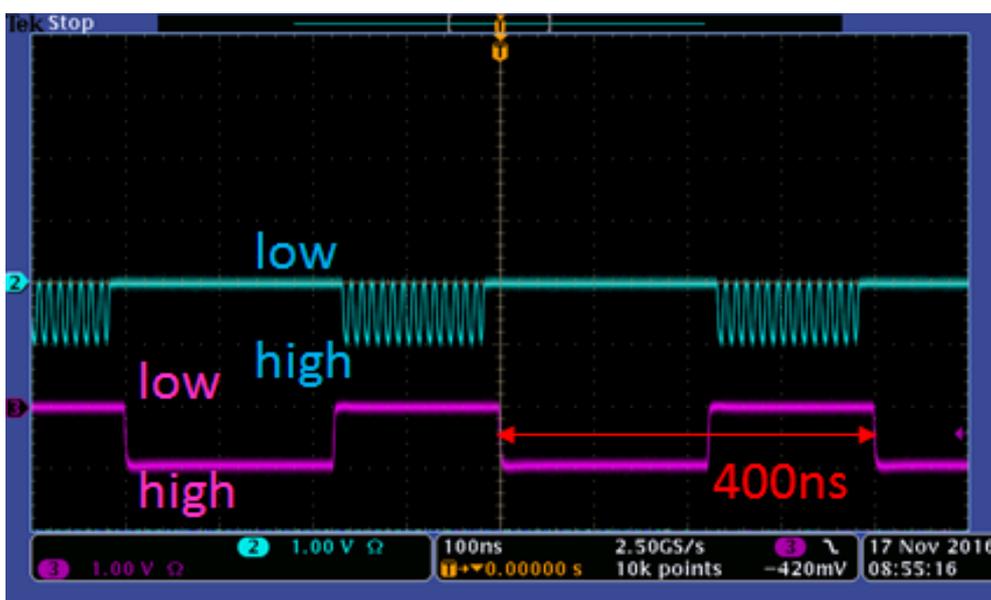


図 5.20 FPGA 基板から AD 変換用出力信号 (水色: sck、マゼンタ: conv)

5.4.3 転送方式

データ転送はもっとも簡単な RS232C で行った。図 5.21 のように 14 bit ADC の上位に 00 の 2 bit を加えて、115200 bps で 1 byte ずつ転送している。そのため、約 $200 \mu\text{s}/\text{ADC}$ で転送している。データの書き込みと転送のタイミングは図 5.22 の通りであり、DAQ は図 5.23 の通りである。MPPC 基板から得られる 4 端の信号をアンプ基板にて、整形増幅処理し、ADC 基板でデジタル化した信号の和が、あるスレッシュホールドを越えたときに Hit_start 信号を出し、それに Delay を $8 \mu\text{s}$ かけて外部トリガーとして、入力する。これを検知した際に run の信号を low にして、約 5 ms 後に high に戻す。run が high の間は buffer に書き込み続け、run が low の間は buffer から読み出す。run が high の間は buffer のアドレスを 400 ns ごとに変えて、low の間は $90.5 \mu\text{s}$ 毎にデータを転送して、 $191 \mu\text{s}$ 毎に buffer のアドレスを変えている。これにより $25\text{ADC}/\text{event}=10 \mu\text{s}/\text{event}$ の AD 変換を行っている。

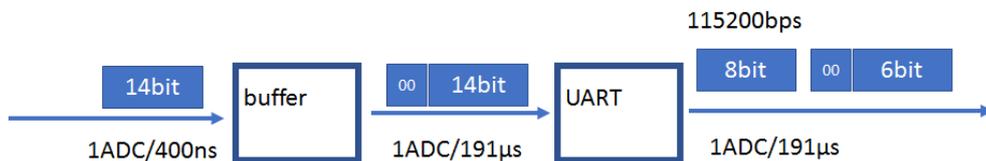


図 5.21 FPGA 内でのデータの受け渡し

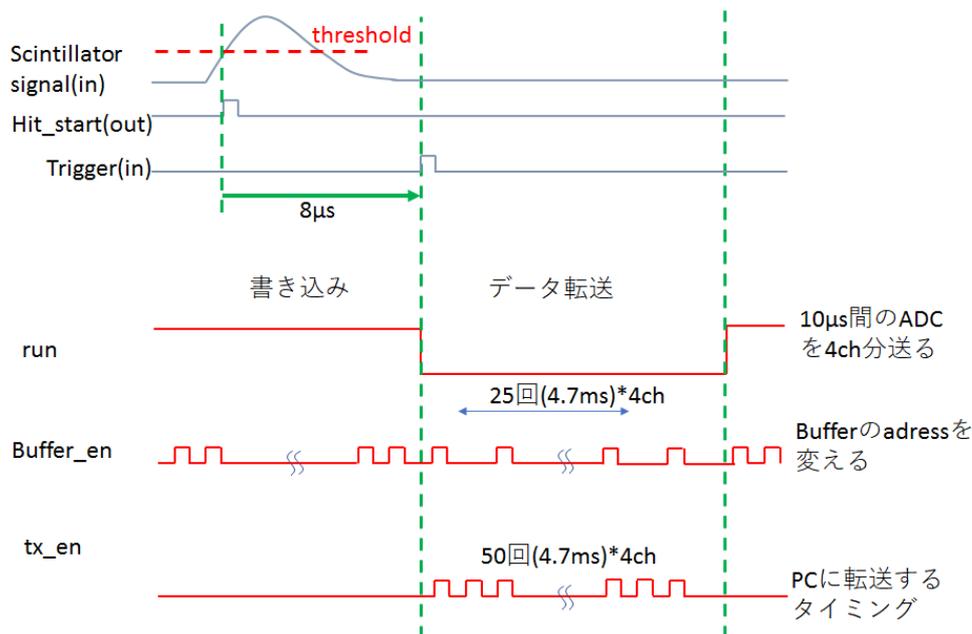


図 5.22 Head Amp 動作のタイミング図

パルスジェネレータで ADC 基板に DC 電圧を与え、AD 変換してパソコンに転送した。その結果、直線性を図 5.24 に、 2000 mV の DC 電圧を入力した際のヒストグラムを図 5.25 に示す。ADC の bit 数が 14 bit であるので、ADC 値で 16384 まで測定できることが確認できる。また、直線からのずれは、 $\pm 0.2 \%$ 以内である。 2000 mV の DC 電圧入力に対して、FWHM は $5.4 (=1.3 \text{ mV})$ である。図 5.26(上) のような、DC ではない信号も AD 変換できていることが確認できる (図 5.26(下))。

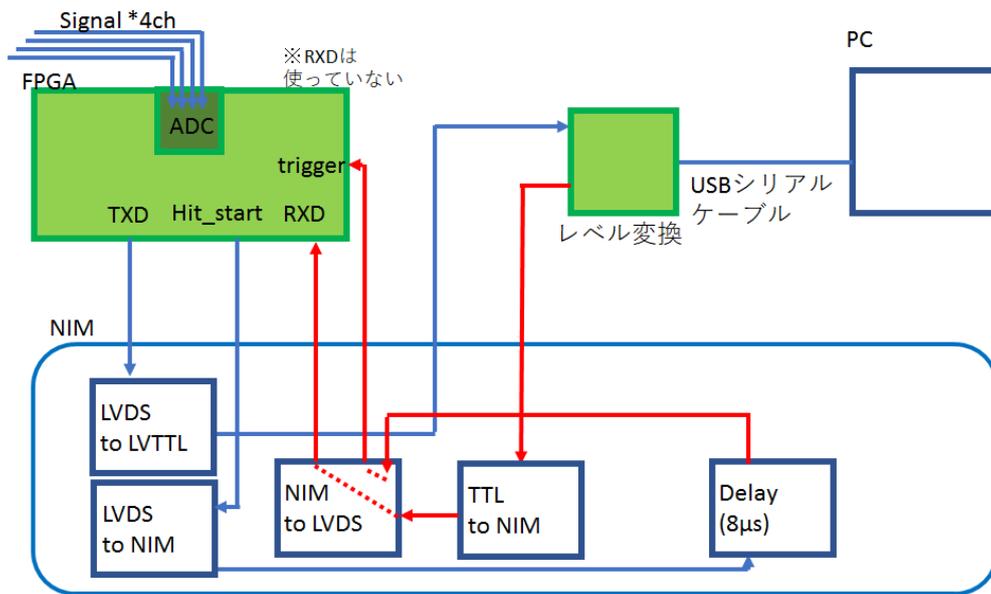


図 5.23 Head Amp の DAQ

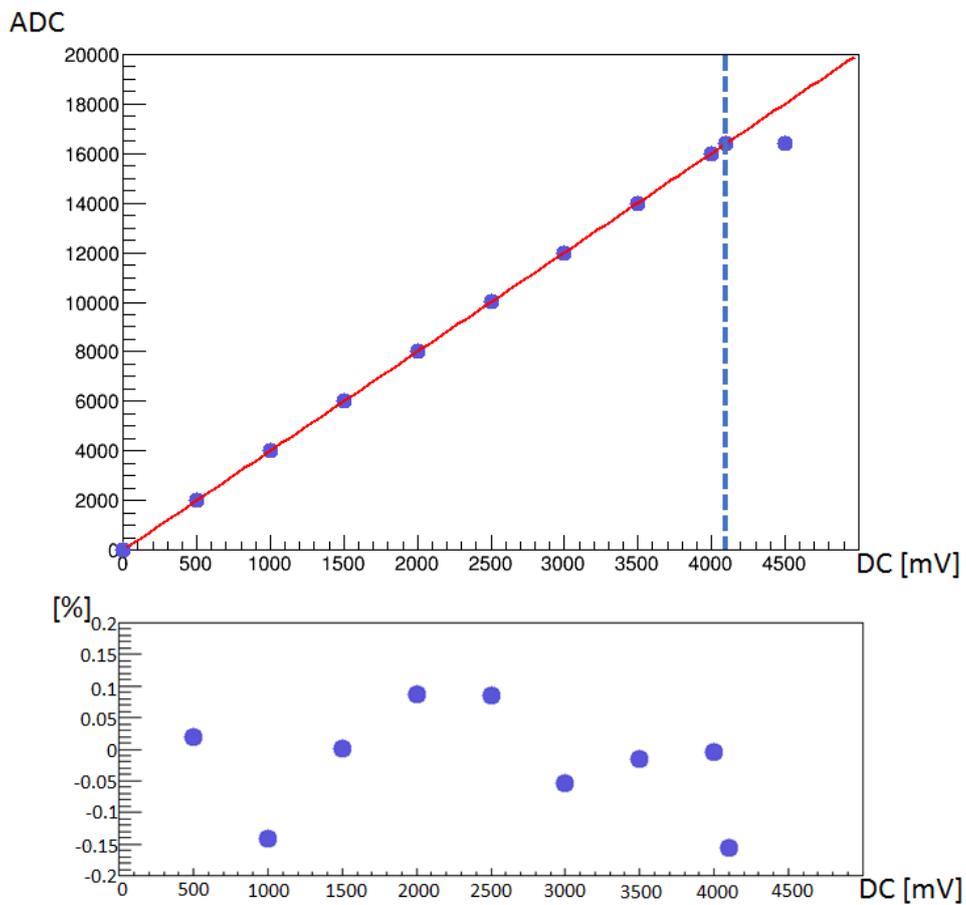


図 5.24 ADC の線形性

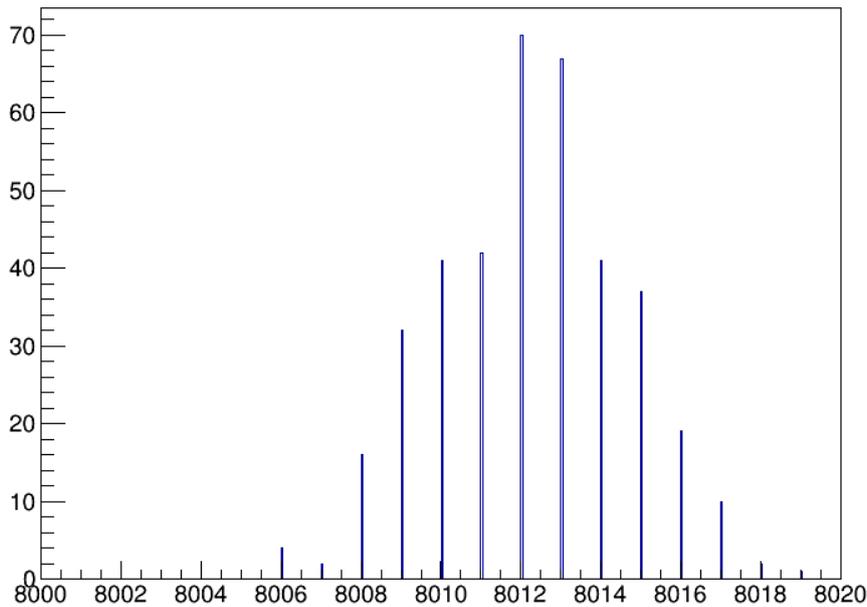


図 5.25 2000 mV の DC 電圧を入力した際のヒストグラム

5.5 新システムによる読み出し

4章で MPPC シンチレーションカメラを用いて、現行のシステムと同様のピークホールド ADC で動作の確認ができていた。本章では、ここまでで、サンプリング方式でのデジタル読み出しのシステムの開発について述べた。そこで、サンプリング ADC で MPPC のアナログ信号をデジタル変換し、読み出した結果を述べる。

5.5.1 セットアップ

FPGA 基板から HV 供給が供給できなかったため (HV 供給改善前、5.4.1 項)、図 5.27 のように MPPC 基板とアンプ基板、ADC 基板と FPGA 基板に分けて、測定した。HV を外部から 215 V 与えている。DAQ は 5.4.3 項の図 5.23 と同様である。恒温槽内で 15 °C に保ち、線源は ^{137}Cs を用いた。

5.5.2 評価結果

得られた波形データを図 5.28 に示す。high gain では ADC の読み出し限界の値で頭打ちになってしまっている。そのため、low gain を用いて測定した。また、線源を置かず外部から 100 kHz のトリガー信号を入れ、読み出したデータを図 5.29 に示す。この ADC 値のヒストグラムを図 5.30 に示す。このピーク中心をそれぞれのベースラインとする。図 5.28 の ADC 値の最大値とベースラインの差を用いて、4.2.1 項の式 4.5 による電荷重心マップを図 5.31 に示す。電荷重心マップを用いて各ピクセルごとに得たスペクトルを図 5.32 に示す。この 64 ピクセルのピーク中心をそろえて重ね合わせたスペクトルを図 5.33 に示す。エネルギー分解能は 14.4 % (FWHM) となった。本来は得られた波形をフィッティングす

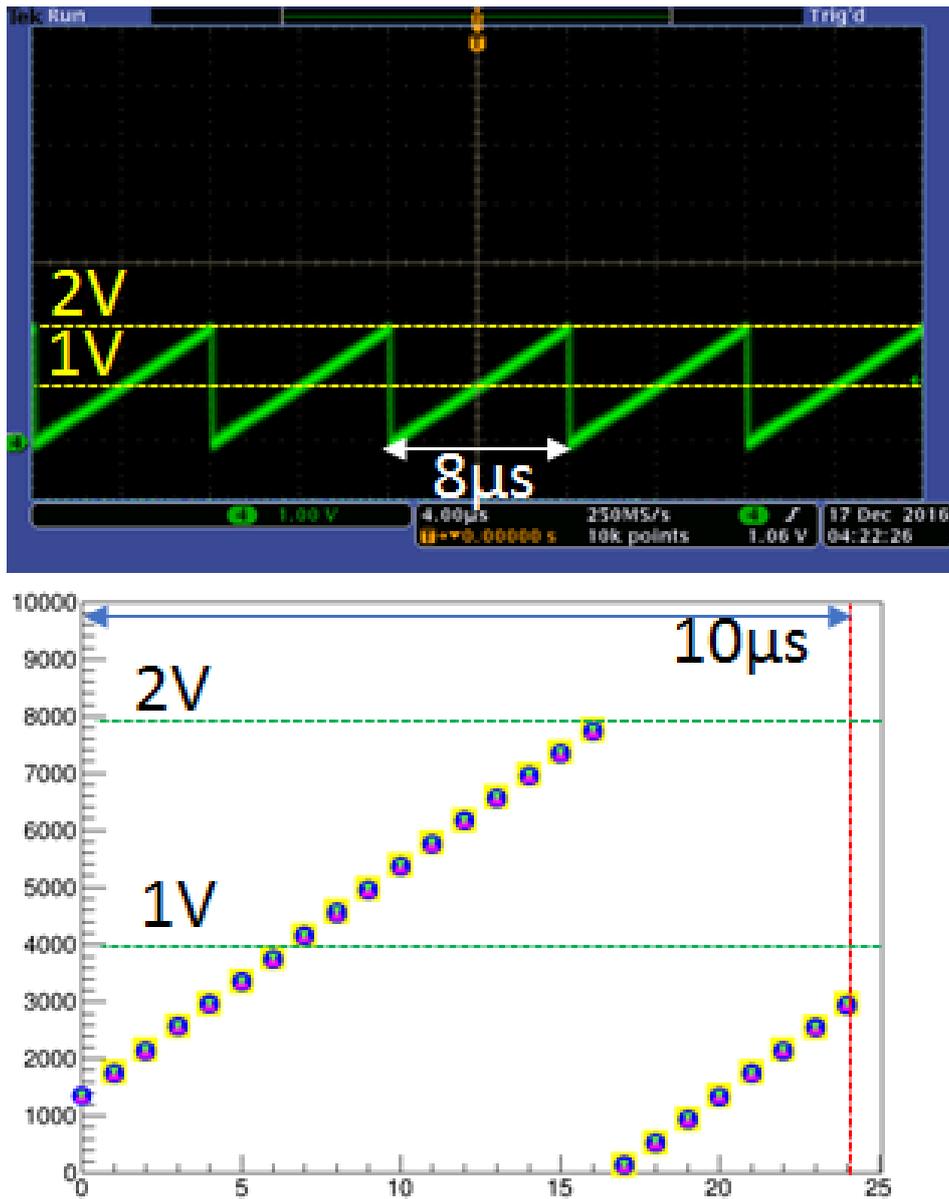


図 5.26 パルスジェネレータによる信号の読み出し
 (上: ADC 基板に入力した信号、下: 上の信号を 4 端入力して得られた波形 (横軸は 1 目盛で 400 ns))

ることで正確なピーク値を出さなければいけない。また、ベースラインも図 5.29 のようにゆらいでおり、正確な波高値を表せていない。図 5.30 の FWHM は黄が 92 (= 22 mV)、青が 91 (= 22 mV)、マゼンタが 88 (= 21 mV)、緑が 90 (= 22 mV) となった。今回はプロットの最大値を用いておりベースラインがゆらいでいるため、電荷重心マップもスペクトルも、ぼやけてしまっている。これらを解決することで、ピークホールド ADC によるデータ取得と同様のことができると期待できる。

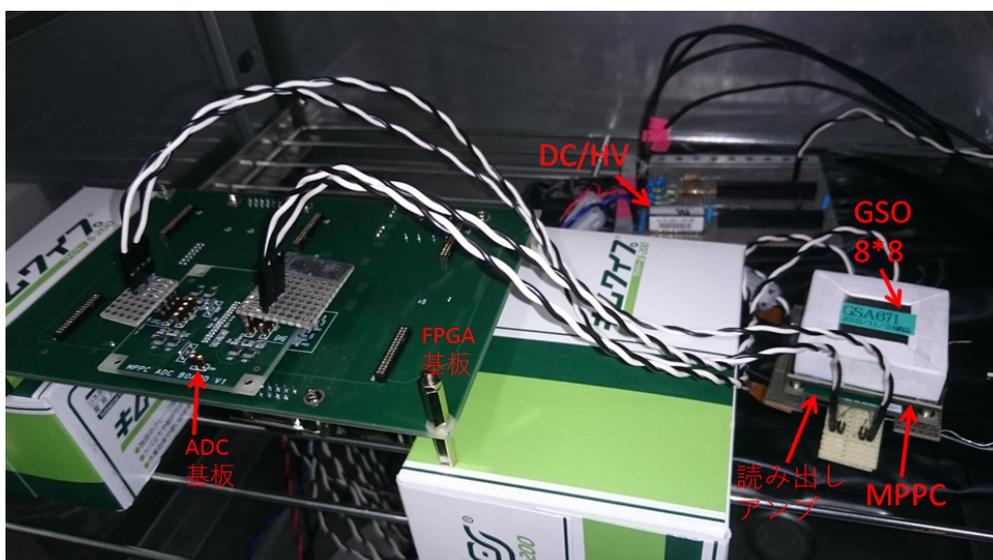


図 5.27 Head Amp セットアップ

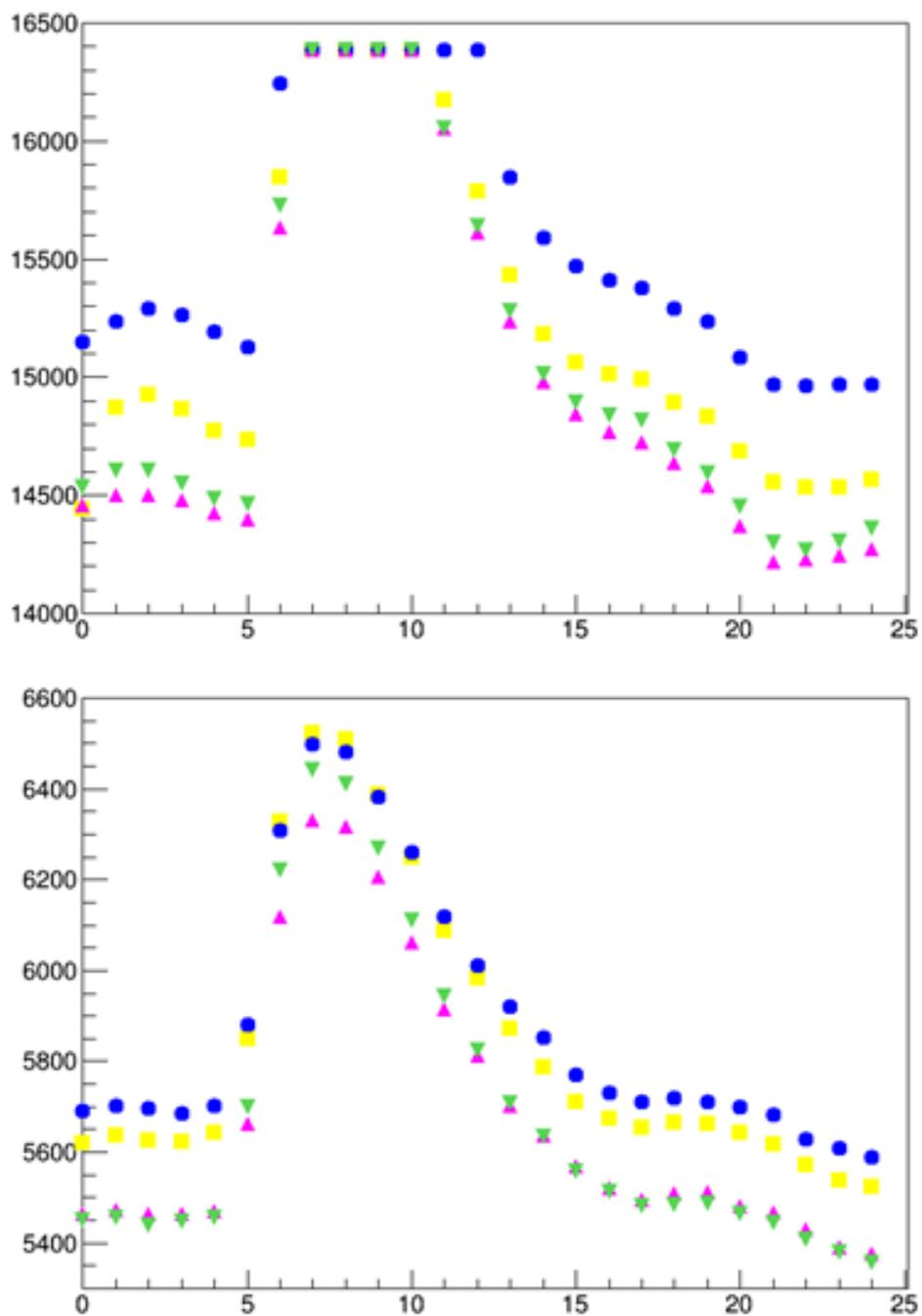


図 5.28 MPPC の信号を FPGA で読み出した結果

上 : high gain、下 : low gain、黄、青、マゼンタ、緑の 4 色は MPPC 基板の 4 端の読み出しに対応する。横軸は 1 目盛で 400 ns

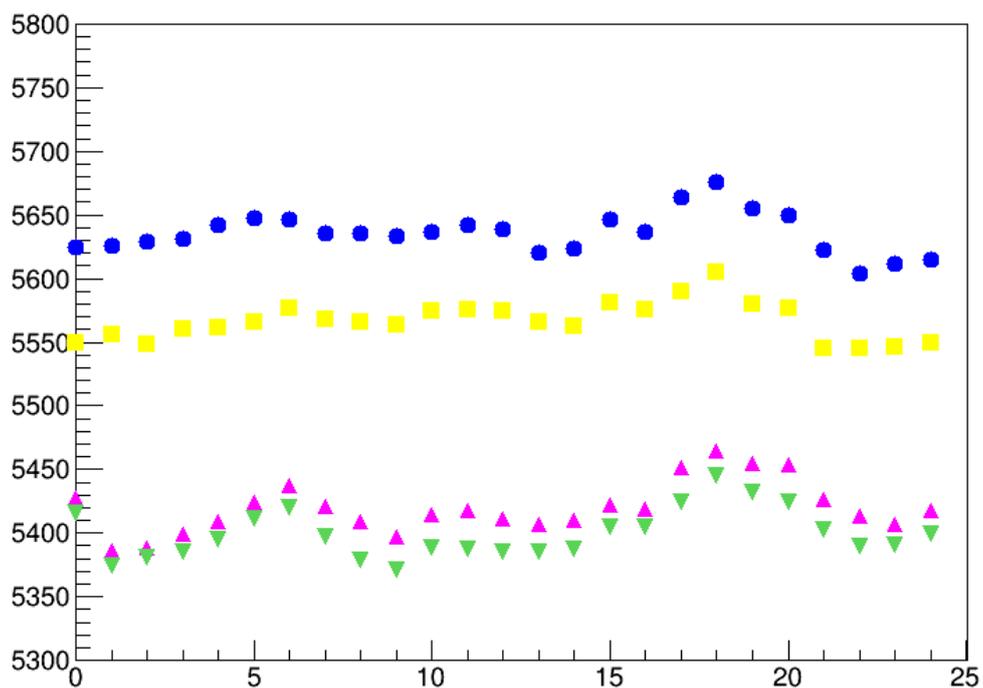


図 5.29 線源を用いない場合、MPPC の信号を FPGA で読み出した結果
 low gain、黄、青、マゼンタ、緑の 4 色は MPPC 基板の 4 端の読み出しに対応する。横軸は 1 目盛
 で 400 ns

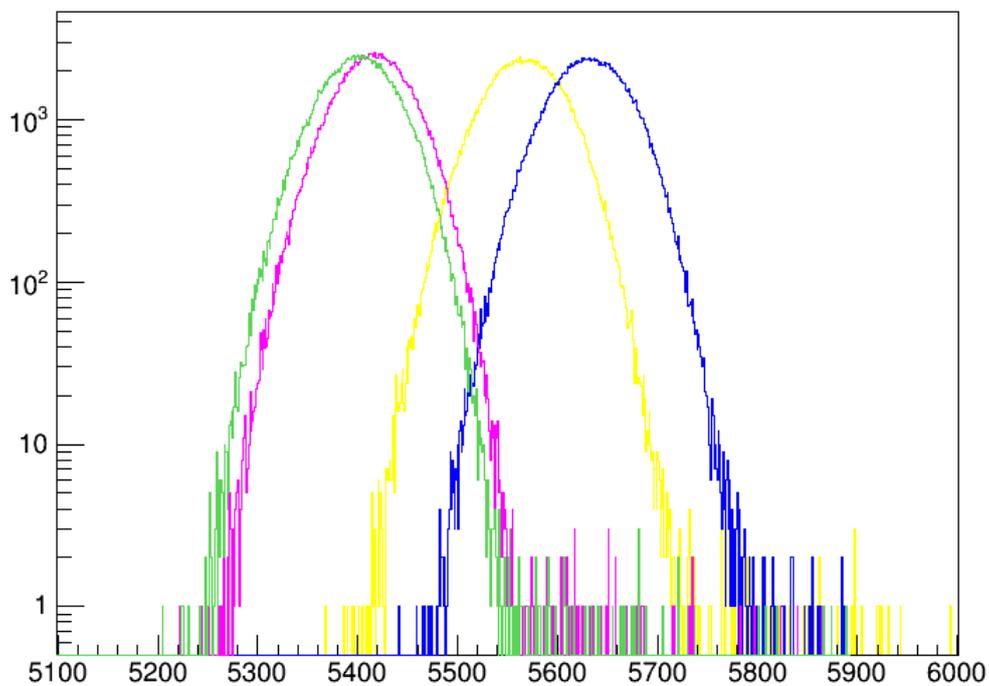


図 5.30 線源を用いない場合、MPPC の信号を FPGA で読み出した ADC 値のヒストグラム
 黄、青、マゼンタ、緑の 4 色は MPPC 基板の 4 端の読み出しに対応する。

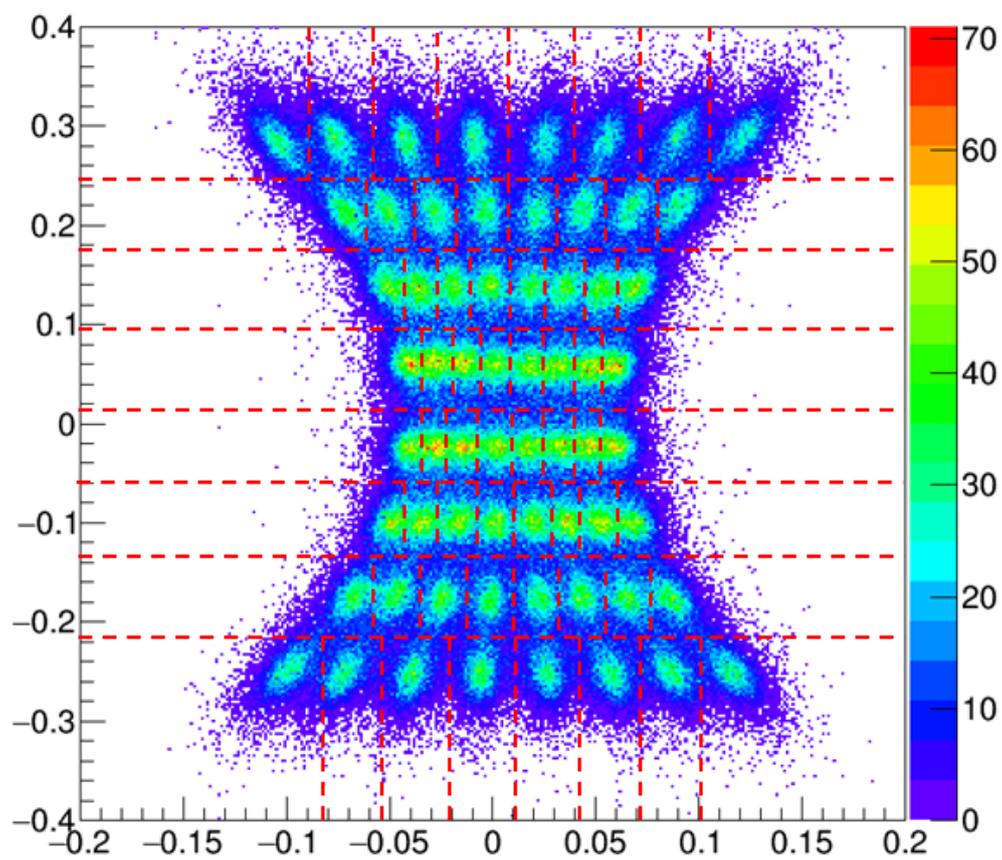


図 5.31 取得した電荷重心マップ (赤の点線は図 5.32 の pixel に対応する)

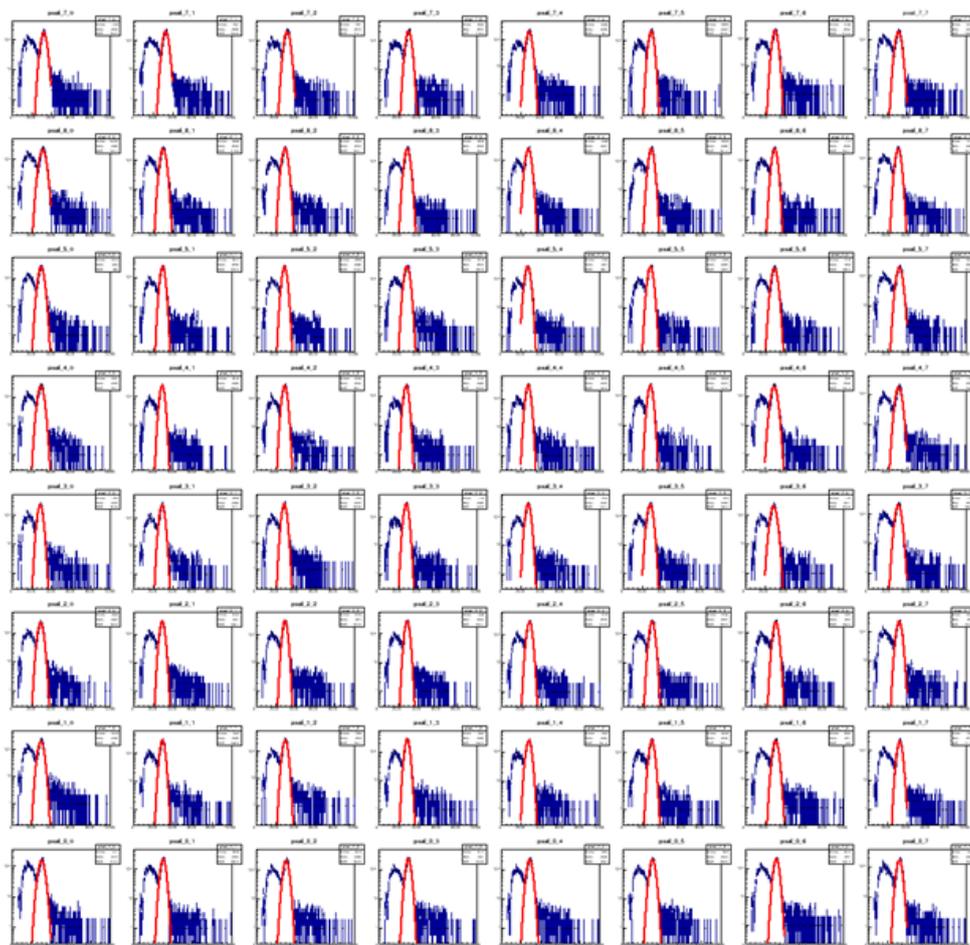


図 5.32 64pixel の pixel 毎の ^{137}Cs エネルギースペクトル

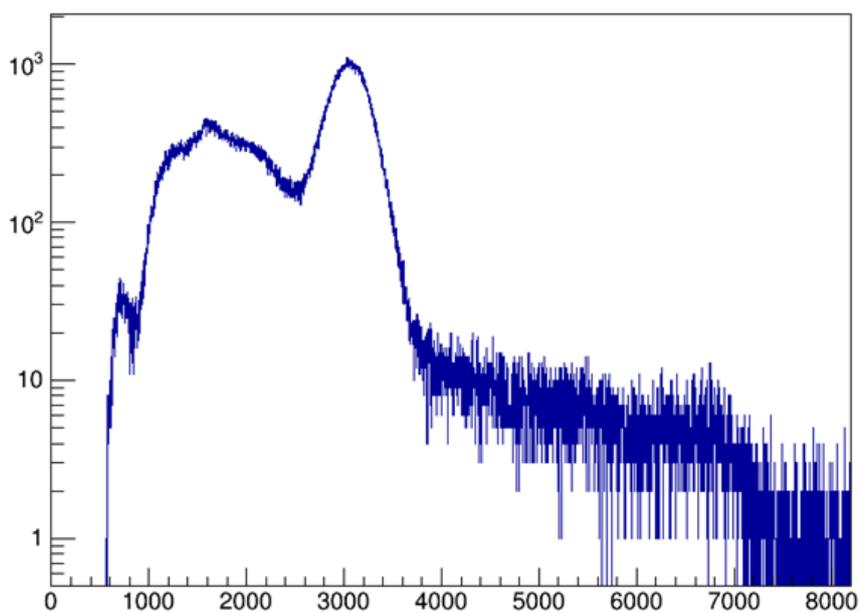


図 5.33 図 5.27 の試験で得た ^{137}Cs エネルギースペクトル

第 6 章

まとめと今後の改良

- MPPC シンチレーションカメラの実現

本論文においては、ETCC の散乱ガンマ線吸収体検出器としての MPPC シンチレーションカメラの開発を行った。将来的に、100 keV から数 MeV の散乱ガンマ線をより良いエネルギー分解能で、PSF ~ 1 度 (ARM ~ 2 度、SPD ~ 10 度) でとらえることが要求される。さらに、宇宙環境での動作のために、低電力のシンチレーションカメラが要求される。このような条件を満たすものとして、GSO の発光波長に対して、2 倍の感度を持ち、省電力である MPPC アレイ (6.4 mm ピッチ、8 × 8 ピクセル) によるシンチレーションカメラを製作した。これにより、662 keV のエネルギー分解能を、現行の光電子増倍管を用いたシンチレーションカメラの 11 % (FWHM) から 8 % (FWHM) まで改善した。現行の光電子増倍管を用いたシンチレーションカメラの 100 keV - 1 MeV であったダイナミックレンジを、新規開発したシンチレーションカメラにより実測では 100 keV - 2.6 MeV のダイナミックレンジで測定することが可能になった。また、HR-GAGG の単ピクセルを用いることにより、エネルギー分解能を 5.1 % (FWHM、662 keV) まで改善できる可能性を示した。MPPC のゲインには温度依存性があるが、印加電圧と温度を変更して測定することで、降伏電圧の温度依存性を求め、0.24 °C の温度変化までゲインを保つことのできる可能性を示した。さらに、サンプリング ADC を用いたコモンストップモードでデータを取得するシステムを製作した。現行のコモンスタートモードでデータを取得していたのと同様に、電荷重心マップと 8 × 8 ピクセルのスペクトルを測定することが可能である。また、GSO の製造元が変更変わったが、エッチングをして透明度を確保することで ETCC の性能に影響を与える変化はほとんどないことが示された。

- 今後の改善

5.5.2 項の図 5.28 の通り、波高値は ~ 1000 であるのに対し、図 5.29 のベースラインは ~ 100 の幅で変動してしまっている。これではエネルギー分解能を悪くしてしまう。そのため、変動を小さくする必要がある。図 5.27 のようにアンプ基板と ADC 基板をケーブルで配線して測定を行ったため、変動が生じたものと考えられる。このため、図 5.18 のように接続して測定を行うことで、ベースラインの変動を抑えることができる。図 5.28 の通り、high gain では ADC 値で最大 16384 に対し、約 15000 に達してしまっている。これではダイナミックレンジを狭くしてしまう。そのため、ベースラインを下げる必要がある。MPPC 基板とアンプ基板を DC カップリングで接続しており、AC カップリングで接続することでベースラインを下げることも期待される。通信方式としては、最も単純な RS232C を採用した。これはデータの通信速度が 115200 bps で 1 イベントあたり 5 ms 必要となってしまった。そのため、データ通信の速度を 100 Mbps 以上まで改善する必要がある。今回新規に製作した MPPC 基板

に対して、MPPC の温度依存を測定しなければならない。FPGA 基板には温度計を実装しているので、温度依存性を測定すれば、アクティブに印加電圧をコントロールすることが可能となり、温度環境に依存しない MPPC シンチレーションカメラとなる。HR-GAGG については単ピクセルでエネルギー分解能を改善できるので、これをアレイ化するために、反射材や表面状態を検討する必要がある。また、シンチレータの長さが長ければ、高エネルギーのガンマ線をとらえることが可能であるが、その分、長さ方向に不定性が現れてしまう。そのため、最適な長さの評価が必要となる。

謝辞

本論文の作成にあたり、谷森達京都大学教授に数々のご指導をいただき、大変感謝しております。高田淳史助教には回路のノウハウや研究の進め教えていただき、つまづいたときは助言をしていただきました。水村好貴さんはFPGAの使い方や教えていただき、普段からもいろいろな質問に答えてもらいました。水本哲矢さんは最初にETCCの使い方を教えていただき、回路についても参考にさせていただきました。園田真也さん、古村翔太郎さんには質問もさせていただき、お世話になりました。岸本哲朗さんにはETCCの組上げや使い方について教えていただきました。竹村泰斗さん、宮本奨平さんは一番年齢も近く、研究をする上で相談もしやすく頼りにさせていただきました。同期である吉川慶君は自分の研究に誇りを持っていて、お互いに議論をすることができ、励ましあって研究を進めることができました。谷口幹幸君、中村優太君はたくさんの知識を持っており、多くのことを教わりました。

最後になりますが、本研究室では多くのことを学び、大変有意義な2年間でした。お世話になった皆様に大変感謝いたします。

参考文献

- [1] V. Schönfelder. *The Universe in Gamma Rays*. Springer (2001).
- [2] R. Diehl, et al., *Nuclear Physics A*, 777, 70-97 (2006).
- [3] R. Diehl, *Astronomical Review*, 8, 4-52 (2013).
- [4] S. plüschke, et al., *In the 4th INTEGRAL Workshop* (2001).
- [5] W. Wang, et al., *A&A*, 496, 713-724 (2009).
- [6] L. Bouchet, et al., *ApJ*, 801, 2 (2015).
- [7] N. Pranzos and R. Diehl. *Physics Reports*, 267, 1-69 (1996).
- [8] W. Wang, et al., *A&A*, 469, 1005-1012 (2007).
- [9] N. Pranzos, et al., *Reiew of Modern Physics*, 83, 1001-1056 (2010).
- [10] W. N. Johnson, et al., *ApJ*, 172, L1-5 (1972).
- [11] M. Leventhal, et al., *ApJ*, 225 L11-14 (1978).
- [12] W. A. Mahoney, et al., *ApJS*, 92, 387 (1993).
- [13] G. H. Share, et al., *ApJ*, 358, L45-48 (1990).
- [14] W. R. Purcell, et al., *ApJ*, 491, 725-748 (1997).
- [15] J. Knödseder, et al., *A&A*, 441, 513-532 (2005).
- [16] E. Churazov, et al., *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, 411, 1727-1743 (2011).
- [17] L. Bouchet, et al., *ApJ*, 720, 1772-1780 (2010).
- [18] <http://physics.nist.gov>
- [19] G. F. Knoll, “*Radiation Detection and Measurement 4th edition*”, (2010).
- [20] <http://www.isdc.unige.ch>
- [21] V. Schönfelder, et al., *ApJS*, 86, 657-692 (1993).
- [22] G. Weidenspointner, et al., *A&A*, 368, 347-368 (2001).
- [23] V. Schönfelder, et al., *A&AS*, 143, 145-179 (2000).
- [24] T. Tanimori, et al., *ApJ*, 810, 28-39 (2015).
- [25] M. Kobayashi, “*Introduction to scintillators*” (2003).
- [26] <https://www.hamamatsu.com>
- [27] <http://www.c-and-a.jp>
- [28] <https://www.matsusada.co.jp>