修士論文

GSO,BGOを用いた小型の位置検出型宇宙γ 線用シンチレーション検出器の開発

川本和弘
広島大学 高エネルギー宇宙・素粒子実験研究室
kawamoto@hirax6.hepl.hiroshima-u.ac.jp
2003 年 2 月 10 日

概要

近年、位置検出型 Photomultiplier(PMT) は従来のものと比べ随時小型化がなされ、位置決定精度も向上しており、そのコンパクト性が検出器を組み立てる際に有効となる。また一方でシンチレーターにおいて最近注目されている GSO、BGO は、高エネルギーの光子に対して高い阻止能を持ち、NaI、CsI のような潮解性や有害性を示さず、比較的扱い易いという利点を有している。このため GSO、BGO は検出器の小型化に適したシンチレーターであり、小型位置検出型 PMT と組み合わせることで、小型で軽量の宇宙γ 線用位置検出型検出器になりうる。

今回、小型の位置検出型と GSO、BGO を組み合わせることで, かなり小型の位置検出型シンチレーション検出器を構成した。このような検出器は、宇宙γ 線観測に対して以下のことが期待される。まず、コンパクトであるので Anti シールドで囲み易く低バックグラウンド化しやすい。またフォスイッチをする必要がないので、シンチレータの光を効率良く集められ、さらに入射位置ごとのゲインの違いも補正できるので、エネルギー分解能の向上が期待される。一方，そのコンパクトさのため，次世代γ 線撮像検出器の一部にも応用できる可能性を秘めている。

今回我々は浜松ホトニクス社製の小型位置検出型 PMT (4+4ch, 28x28x20mm^3) と一つの GSO を用いて、8ch 読みだしの位置検出型シンチレーション検出器を構成して特性を調べた。この装置は多数の小結晶を並べて数百 ch 読みだしするような他の撮像検出器に比べて非常にシンプルであり，実用可能性が高い。実験の結果、この単純なシステムにも拘らず 図のような像が得られ、662keV のγ 線に対して 約 2mm の位置分解能を有することを確認した。その他、場所ごとのゲインのばらつきの補正によるエネルギー分解能の向上。バックグラウンド除去，GSO の代わりに BGO を用いた場合の位置及びエネルギー分解能などについても研究を行なった 。

目 次

第 1 章 INTRODUCTION **5**
1.1 X-ray 天文学 5
1.2 X-ray 天文学で必要とされる検出器の能力 5
1.3 衛星搭載用検出器に求められる能力 6
1.4 本研究の目的 7

第 2 章 位置検出型γ 線用シンチレーション検出器 **9**
2.1 シンチレーション検出器 9
2.1.1 シンチレーター 9
2.1.2 光電子増倍管 11
2.1.3 測定における統計誤差 12
2.2 位置検出型シンチレーション検出器 13
2.2.1 位置検出能力 (位置分解能) 14
2.2.2 位置検出型シンチレーション検出器の応用 15

第 3 章 検出器、実験システム **17**
3.1 測定システム 17
3.1.1 検出部 (位置検出型シンチレーション検出器) 17
3.1.2 信号処理部 19
3.1.3 Data 取得部 22
3.2 PMT calibration 23
3.2.1 Set up 23
3.2.2 各 Anode の Gain と相対位置の測定 24

第 4 章 測定 **29**
4.1 位置分解能の測定 29
4.1.1 α 線を用いた入射位置と検出位置の間の linearity の測定 . . 29
4.1.2 γ 線に対する位置分解能のエネルギー依存 32
4.1.3 小型 GSO($5x5x5mm^3$) を用いた場合の位置検出 37

4.2 エネルギー分解能の測定 38
4.2.1 γ 線に対する Linearity と エネルギー分解能の測定 38
4.2.2 位置検出能力を用いたエネルギースペクトルの補正 40
4.3 BGO 結晶 (24x24x10mm^3) を用いた測定 46
4.3.1 測定結果 46

第 5 章 まとめと課題 **49**

第1章　INTRODUCTION

1.1　X-ray 天文学

1912 年、V.H.Hess は気球を使った実験で宇宙より到来する宇宙線を発見した。以来、様々な方法により宇宙線の研究が進められており、高エネルギー物理学の発展に多大なる恩恵をもたらした。現在、高エネルギー物理学の分野においては高いエネルギーを持った粒子線を任意の時間に発生することのできる地上大型加速器の発達によりその利用頻度は減少したものの、最高で $10^{20}eV$ にも達する現存するどの粒子加速器よりも高いエネルギーの粒子を供給することができる ”粒子加速器”としての役割を担っている。これら高エネルギー粒子の加速機構を探る上で、可視光や赤外線に比べて高エネルギー粒子からの放射が目立つ X 線やγ 線を調べることが有効な手段となる。

この X 線を対象とする X-ray 天文学の近年における目覚しい発展は、地上大型加速器で開発、利用されてきた検出器の技術の宇宙観測への応用がその一因を担っている。地上加速器用検出器の応用の他、半導体技術の進歩、衛星打ち上げ能力の向上などにより、従来にない優れた検出器を搭載した人工衛星を打ち上げることができるようになった。それらは地上においては大気に遮られて直接観測をすることができなかった波長領域での長期的観測を可能とした。また検出器の角度分解能の向上により X 線の到来方向を決定することで、対象天体からの X 線のみを選別して観測することができるようになり、現在では天体を起源とする X 線を利用して、その天体で起きている物理現象を調査することが可能となってきている。

今日までに、各国より様々な X-ray 天文衛星が打ち上げられており、現在稼働しているものでは Chandra 衛星や Newton 衛星などがある。また日本においては Astoro E-2 衛星の打ち上げが 2005 年に予定されている。

1.2　X-ray 天文学で必要とされる検出器の能力

X-ray 天文学で用いる検出器は、先に触れた (1) 角度分解能の他にも (2) エネルギー分解能 (3) 時間分解能 (4) 視野が広いことなどが、対象となる観測波長領域において優れていることを要求される。

1. 角度分解能
   X 線やγ 線の到来方向を決定する能力の事で、これが良いと天体の位置を特定し、その天体を起源とする事象のみの選別等が可能になる。角度分解能は主として望遠鏡あるいはコリメーターの能力、主検出部の位置分解能、衛星の姿勢制御能力等に依存する。

2. エネルギー分解能
   検出した X 線およびγ 線の持つエネルギーを決定する能力。入射γ 線の正確なエネルギースペクトルを取得することで、対象天体、およびそこで発生した物理過程の情報 (天体までの距離、天体の温度、密度、組成等) を知ることができる。エネルギー分解能は、主検出部の能力や、信号処理時のノイズに依存する。

3. 時間分解能
   時間的に近接して起こる二つの事象を区別して data 取得できる最小の時間間隔を表す。これが良いと、天体における放射の時間変動などをきめ細かく観測することができ、そこで起こっている物理過程に対する情報を得ることができる。主としてアクティブ信号処理や CPU 処理にかかる時間などが、検出器全体としての時間分解能を決定することになる。

4. 広角の視野
   X-ray burster や Gamma-ray burst 、超新星爆発といった、突然それまでの振舞から変化する天体や宇宙のどこで起こるのかあらかじめ予測できない現象を、その変化が現れる当初から観測するためには広い視野が必要である。視野の広さは検出器の構造およびバックグラウンド事象の除去能力に依存する。

実際の検出器においては、これらの全てを満たす検出器はなく、目的に応じて様々な検出器を組み合わせたり、同一天体を他種の検出器と同時に観測したりすることでそれぞれの短所を補完している。

1.3 衛星搭載用検出器に求められる能力

衛星搭載用検出器には地上大型加速器で用いられる検出器に求められる様な能力とは異り、以下の事が要求される。

1. 小型化
   衛星を打ち上げる際、そのロケットの能力からの要請により、衛星の大きさ

が制限される。検出器は大きい方が様々な機能を付加できるのだが、限られた衛星用スペースの中に収納するため、できる限り小型化する必要がある。また小型化することによって他の機器を載せることもできるようになり、空間の有効利用をすることで観測衛星としての性能の向上につながる。

2. 低重量化
小型化と同様に衛星打ち上げの際のロケットの能力から要請される。また、衛星の総重量を軽くすることは、打ち上げにかかるコストの削減にもつながる。

3. 省電力化
衛星軌道上の人工衛星に搭載されている電子機器に電力を供給するものは太陽電池パネルのみである。太陽電池の出力はその面積に依存するため、大きな出力を供給するためには、打ち上げ時の容積と重量に負荷を与えることになる。よって太陽電池パネルの大きさが制限される。この限られた電力を有効に利用するために、衛星に使用される電子機器は一様に省電力化が求められる。

4. 耐久性
衛星搭載用検出器は地上の検出器と違い、故障箇所の修理や部品交換といった作業は行うことができない。そのため、打ち上げ時の加速および振動による慣性力に対しての耐久性と、高エネルギーの宇宙線に絶えずさらされ続け、かつ真空中において温度が 30 度 から -20 度 まで変化するという苛酷な宇宙空間の環境に対しての耐久性を持つことが重要である。

衛星に搭載する検出器は、これらの要求をバランス良く満たすよう構成しなければならない。

1.4 本研究の目的

GSO($Gd_2Si_2O_5(Ce)$) は最近注目を集めている無機結晶シンチレーターである。GSO は、従来用いられてきた NaI(Tl) や CsI(Tl) に比べてエネルギーに対する光量の線形性が良いこと、NaI(Tl) の約 40% 程度の比較的大きな光量を発生すること、組成に重元素を含むことからγ 線阻止能に優れ、小型のものでも十分な阻止能を得ることができるので検出器を小型化できること、潮解性がなく安定なため扱いやすいこと、といったγ 線検出に有利な特徴を持っている。

一方で、位置検出型光電子増倍管は近年の製作技術の進歩により随時小型化がなされており、その位置決定精度も向上している。

本論文においては、一塊の GSO と小型位置検出型光電子増倍管を組み合わせることで、もっとも単純な構造をもつ位置検出型シンチレーション検出器を構成し、その性能について調べること、また anode 出力を用いた data の選別の可能性について研究する。

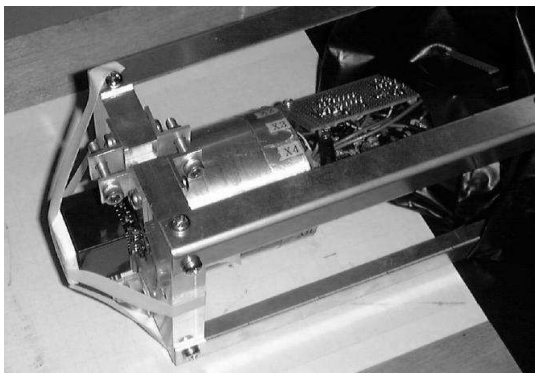


図 1.1: 構成した位置検出型シンチレーション検出器の外観

第2章　位置検出型γ 線用シンチレーション検出器

2.1　シンチレーション検出器

γ 線検出器はγ 線と物質の間での相互作用によって生じた二次電子を利用することで、γ 線を検出する。放射線検出器であれば原理的にはγ 線の検出は可能ではある。しかし、γ 線に対して検出器の示すエネルギー分解能や、またγ 線の強い透過性の為に検出器のγ 線に対する検出効率が問題となる。ここでは、地上での粒子加速器実験などで実際に用いられており、かつ軟γ 線領域 ($10\mathrm{keV} \sim$ 数 MeV) の光子に対して比較的高い検出効率を持つシンチレーション検出器について述べる。

シンチレーション検出器は、γ 線と相互作用を担うシンチレーターと、その相互作用を検出する検出部とに大別される。シンチレーターは、その内部に入射したγ 線と相互作用をして、γ 線が落したエネルギーに比例した光量の特定波長の光子を放射する。検出部はシンチレーターから放射された光 (シンチレーション光) を検出し、その光量に比例した電気的信号を出力する。この二つを組み合わせることにより、γ 線がその全てのエネルギーをシンチレーターに落したときに、入射γ 線のエネルギーに比例した電気的信号を得ることが可能になる。

2.1.1　シンチレーター

シンチレーターはγ 線と相互作用をすることでγ 線の落したエネルギーに比例した光量の光子を放射する。これは以下に記述した相互作用によって生じた高速電子が、そのエネルギーが尽きるまでシンチレーター内のその他の軌道電子を励起し、励起された電子は基底状態に戻るときに一定波長の光子を放射する事により起こる。

γ 線と物質の間の相互作用

γ 線と物質の間の相互作用のなかで、放射線測定について言えば光電吸収、コンプトン散乱、電子対生成の三つの事象が重要な役割を果たす。3 つの事象のうち、どれが主とした相互作用になるかはγ 線の持つエネルギーと相互作用する物質の原子番号 Z に依存して変化する。

1. 光電吸収
   低エネルギーのγ 線 ($\sim$500keV) において支配的な相互作用。光電吸収の反応段面積は $\sigma([10^{-24}\mathrm{cm}^2/\mathrm{atom}])$ は数 MeV 以下のエネルギーを持つγ 線に対して以下のように粗く近似することができる。

$$\sigma = const. * Z^4(h\nu)^{-3} \tag{2.1}$$

   ここで Z は相互作用する物質の原子番号、$h\nu$ は入射γ 線のエネルギーを表す。 光電吸収は物質中の軌道電子との相互作用であり、γ 線のエネルギーが K 軌道電子の結合エネルギーより十分大きなときは、主に K 軌道電子と相互作用をする。この相互作用によって生ずる光電子は次のようなエネルギーを持つ。

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \tag{2.2}$$

   ここで E_b は光電子が最初に存在した軌道の結合エネルギーである。軌道上にできた空孔には、自由電子の捕獲や原子内の電子の再配列により直ちに電子が満たされる。そのため 1 個以上の特性 X 線光子も生成される。この特性 X 線は最初に発生した場所のすぐ近くで光電吸収される場合 (全エネルギー吸収) がほとんどであるが、低エネルギーのγ 線では最初に光電吸収をする場所が物質表面に近いため、特性 X 線が物質に吸収されずに外部に逃げてしまうことがある (エスケープ)。
   光電吸収による全エネルギー吸収事象はγ 線エネルギーの正確な情報を持つ線スペクトルを形成するため、最も重要な相互作用である。

2. コンプトン散乱
   エネルギーが 100keV から 数 MeV のγ 線において支配的な相互作用で、自由電子 (このエネルギー領域になると物質中の電子の束縛エネルギーよりも、γ 線が電子に与えるエネルギーの方が十分に大きいため、電子を自由電子としてみなすことができる) によるγ 線光子の散乱事象を指す。入射γ 線と散乱γ 線のエネルギーの関係式は以下のようにγ 線の散乱角 θ によって与えられ、その変化分が物質中の散乱後の自由電子の持つ運動エネルギーと等しい。

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - cos\theta)} \tag{2.3}$$

ここで $h\nu$、$h\nu'$ はそれぞれ散乱の前後におけるγ 線のエネルギーを、$\alpha \equiv (h\nu)/m_0c^2$、$m_0$ は電子の静止質量を表す。

コンプトン散乱の散乱断面積 σ は、吸収物質中の原子当たりの電子の数に依存するので、Z とともに直線的に増加する。また散乱断面積のエネルギー依存性は、コンプトン散乱の散乱微分断面積を表すクライン・仁科の式を積分することで求められる。

$$\sigma = 2\pi r_0 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2}[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{2\alpha}ln(1+2\alpha)] + \frac{1}{2\alpha}ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right\} \tag{2.4}$$

これよりコンプトン散乱の散乱断面積はエネルギーの増加とともに徐々に減少することが解る。

3. 電子対生成
入射γ 線が原子核のクーロン場との相互作用で電子陽電子対を生成し、γ 線は消失する。γ 線のエネルギーが 数 MeV 以上の領域において支配的で、その反応断面積はγ 線のエネルギーについて、$2m_0c^2$ に閾値を持つ $ln(h\nu)$ の増加関数であり、吸収物質の Z の自乗に比例して増加する関数となる。

今まで述べて来たようにγ 線とその吸収物質の相互作用は、物質を構成する原子の電子ないしクーロン場によって生じる。このため、同じ組成の物質であっても、その質量密度について高いものの方が相互作用の反応断面積も大きくなることになる。

一般的なシンチレーター

放射線測定に用いるシンチレーターには、γ 線に対しての阻止能 (反応確率) が高いこと、シンチレーションの光量が大きいこと、γ 線の落したエネルギーとシンチレーションの光量が比例していること、シンチレーション光に対しての透過性が高いこと、シンチレーションの減衰時間が短いことなどが求められる。また衛星搭載用検出器に求められるコンパクト性から、軟γ 線領域の測定には無機シンチレーターが広く用いられている。Table.2.1 に代表的な無機シンチレーターの特性を示す。

2.1.2 光電子増倍管

光電子増倍管 (Photomultiplier: PMT) は、微弱な光を検出及び増幅して電気信号として出力する光検出器である。その内部構造は Fig.2.1 に示すものが基本と

表 2.1: 代表的な無機シンチレーターの特性

	NaI	CsI	BGO	GSO	YAP
蛍光時間 (ns)	230	1000	300	60	30
質量密度 (g^*cm^{-3})	3.67	4.51	7.13	6.71	5.52
蛍光出力 (NaI を 100 とする)	100	47	12	20	40
発光ピーク波長 (nm)	410	565	430	480	347
組成式	NaI	CsI	$Bi_4Ge_3O_{12}$	Gd_2SiO_4	$YAlO_3$
γ 線 (100keV) が光電吸収されるまでの平均自由行程 (cm)	0.226	0.147	0.045	0.084	0.687

なる。検出面の内側にはアルカリ金属が蒸着してあり、ここに光子が入射すると、ある確率 (量子効率) で光電効果が発生し光電子が飛び出す。この電子を集束電極によって加速しながら輸送収集され、Dynode をたたく。このとき Dynode より多数の電子が放出され、次の Dynode との間にかけられた電場により、放出された電子が再度の加速衝突を繰り返す。このようにして増幅された電子を Anode に集め、電気的パルス信号として出力する。そのため、出力信号は検出面に入射した光の量に比例した電荷量の電流を供給する。典型的な光電子増倍管では、量子効率 20 から 25 % 程度で、入力に対する信号増幅率は 10^6 から 10^8 にもなる。

光電子増倍管の持つ利点は、入射光量に対する出力信号の比例性が良い事、内部利得が大きいため微弱な信号がノイズに埋もれることなく検出できる事、時間分解能が良いことから入射した光パルスについての情報の多くを出力に伝えることができる事などが挙げられる。

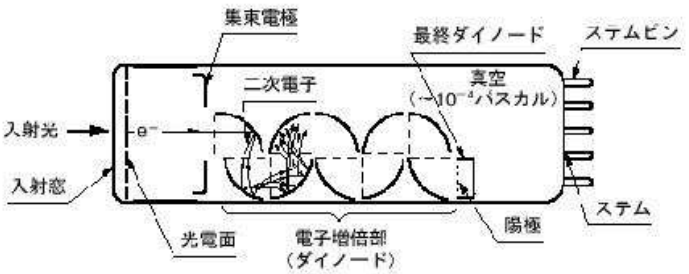


図 2.1: 典型的な PMT の構造

2.1.3　測定における統計誤差

実際の測定では、全く同一の事象を測定した場合においてもその検出結果は有限の範囲で揺らぎをもって出力される。これはγ 線のエネルギースペクトルを測定したときも同様で、光電吸収のようにγ 線エネルギーの全てを検出器に落す事象においてもそのピークは有限の幅を持って測定される。このピークの広がりを

示すのがエネルギー分解能であり、検出器の性能を表す指標のうちの一つである。エネルギー分解能 R は以下の式によって定義される。

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \tag{2.5}$$

ここで $FWHM$ は全エネルギーピークの半値幅、H_0 はそのピークに対する平均のパルスハイトを示す。

シンチレーション検出器を用いた測定では、シンチレーション光の発光量、PMT 検出面における光電吸収時の光電子数、PMT 内部での信号増幅時の Dynode より放出はされる電子数の変動により、その出力信号は統計的な広がりを持って出力される。統計的な変動は信号装置野中で情報キャリアが最も少ないところで重要になることから、シンチレーション検出器では PMT の検出面でシンチレーション光が光電子に変換された後のキャリアのゆらぎがエネルギー分解能の重要な要因となる。ここでシンチレーターに正確に等しいエネルギー E を落す事象が繰り返されたとすると、各事象毎に集められた光電子の数は統計的に変動し、そのピークはガウス分布を形成する。ガウス分布では、その標準偏差は光電子の数の平方根となる。光電子数の平均はγ 線のエネルギーに比例することを考えると、シンチレーション検出器のエネルギー分解能 R は

$$R \propto E^{-\frac{1}{2}} \tag{2.6}$$

に従うことが解る。

2.2 位置検出型シンチレーション検出器

大きめのシンチレーターに複数の光電子増倍管を設置することで、位置検出型シンチレーション検出器を構成することができる (Fig.2.2)。このような検出器をγ 線カメラと呼び、核医学等の分野ではすでに開発実用化がなされている。この検出器には、シンチレーター表面を覆うように行列上に光電子増倍管が配置してあり、γ 線入射位置は各光電子増倍管の出力を使って各軸毎にシンチレーション光分布の重心を求めることで検出される。

$$X = \frac{\sum_i x_i * g_i}{\sum_i g_i} \tag{2.7}$$

ここで、x_i は各光電子増倍管の相対位置、g_i はその出力波形のパルスハイト、X は検出位置を表す。

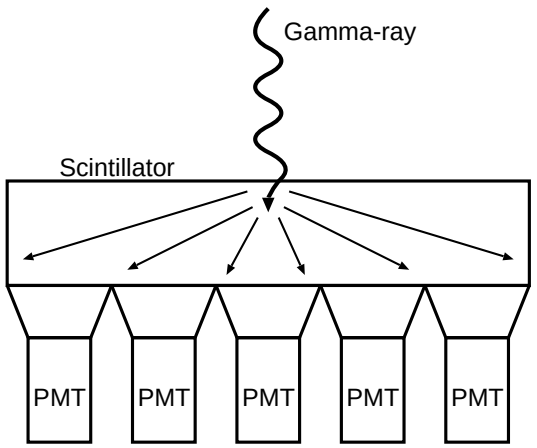


図 2.2: γ 線カメラの概略図

本研究において構成した位置検出型シンチレーション検出器には、Fig.2.2 の行列上に配置した光電子増倍管の代わりに、小型の位置検出型光電子増倍管を用いた。しかし、位置検出の手法は式 (2.7) を基本にしている。使用した位置検出型光電子増倍管の詳細は § 3.1.1 で述べる。

2.2.1　位置検出能力 (位置分解能)

Fig.2.2 と式 (2.7) に示されるように、位置検出型シンチレーション検出器では、複数の光電子増倍管を用いてγ 線の入射位置を検出する。よってシンチレーターの全く同じ場所でシンチレーションが繰り返し起こったとしても、個々の光電子増倍管の出力は § 2.1.3 で述べたように、PMT 検出面での光電効果によって生ずる光電子の数の平方根に比例して揺らいでいる。そのために、各光電子増倍管の出力パルスハイトを用いて複数の事象について算出した検出位置は完全なピークにはならず、有限の幅を持って出力され、その形はガウス分布型になる。このピークの FWHM を位置分解能とすると、式 (2.7) より、以下のように表される。

$$\left(\frac{\sigma}{X}\right)^2 = \left(\frac{\sqrt{\sum_i x_i^2 N_i}}{\sum_i x_i N_i}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N}}{\sum_i N_i}\right)^2 \tag{2.8}$$

$$= \frac{1}{N}\left(1 + \frac{\sum_i x_i^2 N_i/N}{\left(\sum_i x_i N_i/N\right)^2}\right) \tag{2.9}$$

$$= \frac{1}{N}\left(1+\frac{\sigma^2}{X^2}\right) \tag{2.10}$$

$$\sigma^2 = \frac{X^2}{N-1} \tag{2.11}$$

ここで σ は検出位置のピークにおける標準偏差、N_i は各光電子増倍管で光電吸収によって生じた光電子の数、N はその合計を表す。$N \gg 1$ かつ N は入射γ 線のエネルギー E に比例することから、位置分解能は

$$FWHM = 2.35 * \sigma \propto E^{-\frac{1}{2}} \tag{2.12}$$

となることがわかる。位置分解能はこの統計的な広がりの他にも、シンチレーター内でのシンチレーション光の反射の影響などによって悪くなることが予想される。

2.2.2 位置検出型シンチレーション検出器の応用

今回構成したような、GSO や BGO を用いた小型の位置検出型シンチレーション検出器は、天体観測のγ 線検出器の分野では実用化がなされていない。この検出器は、それ単体としての使用だけでなく、その高い阻止能とコンパクト性を生かして様々な検出器への補助的な使用も可能である。例えば、Coded-Mask の下に置く検出部として使用することが考えられる。また、現在開発中のγ 線コンプトンカメラの散乱体で散乱されたγ 線を測定するための吸収体として、散乱体を囲むように配置することなどが考えられる。

これらの応用等について有効な検出器とするためにも、典型的な PMT が GSO との組合せで実現している 662keV γ 線に対しての 7% のエネルギー分解能と、1mm の位置分解能を目標として位置検出型シンチレーション検出器の開発を行った。

第3章　検出器、実験システム

3.1　測定システム

今回構成したシステムは、γ 線検出部、信号処理部、Data 取得部の 3 つに大別される。γ 線検出には位置検出型シンチレーション検出器を、データ取得には Camac を用いており、PC には Threshold event 毎に PMT の Dynode 出力 と 全ての Anode 出力の値が保存される。

3.1.1　検出部 (位置検出型シンチレーション検出器)

γ 線検出部はシンチレーターとして Gd_2SiO_4(GSO)、光電子増倍管 (PMT) には浜松ホトニクス社製の位置検出型 PMT(R5900-00-C8) を組み合わせることで構成した。

GSO は Gd の大きな原子番号 (64) と $6.7g/cm^3$ という大きな比重のため 硬 X 線、軟γ 線領域の光子に対する阻止能が高く、シンチレーション効率も NaI の約 40%と優れている。減衰時間についても約 80ns と NaI の 230ns と比べてもかなり短い。また潮解性、有毒性がないため扱いやすいといった利点も有している。今回 $24.0x24.0x5.0mm^3$ の GSO 結晶シンチレーターを使用した。この GSO を PMT

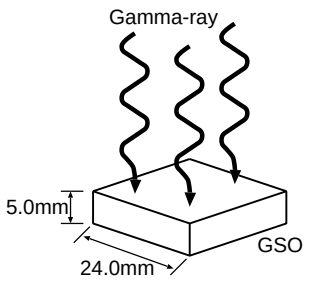


図 3.1: シミュレーションの様子

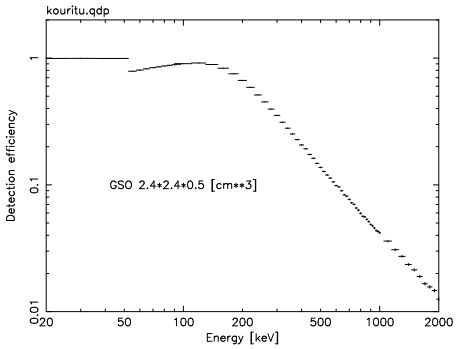
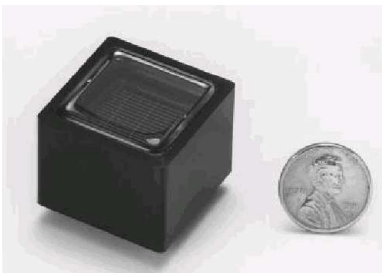


図 3.2: 使用 GSO の持つ 検出効率 の Energy 依存

(1874-07, JJ7801) と組み合わせることで 7% (at 662keV) のエネルギー分解能を実現できることが確認できている。この GSO の 24.0x24.0mm^2 面に垂直に入射する光子に対して、検出効率 (光電吸収確率) を見積もったシミュレーションの結果を Fig.3.2 に示す。シミュレーションには Geant-4 シミュレーターを用いた。Fig. 3.2 において 40keV 付近にくぼみが見られるのは、GSO の表層で相互作用を起こした事象において、Gd の K α に起因する特性 X 線 (約 40keV) が光電吸収によって得られるエネルギーを使って発生し、再び GSO に捕えられる事なく外部に逃げて行く事象が増える事による。

PMT には浜松ホトニクス社製の位置検出型 PMT 5900-00-C8(以下 8chPMT) を用いた。近年 PMT はその作成技術の向上により小型化がなされており、今回用いた 8chPMT も 28mm x 28mm x 20mm、約 26g と小型軽量化が実現されている



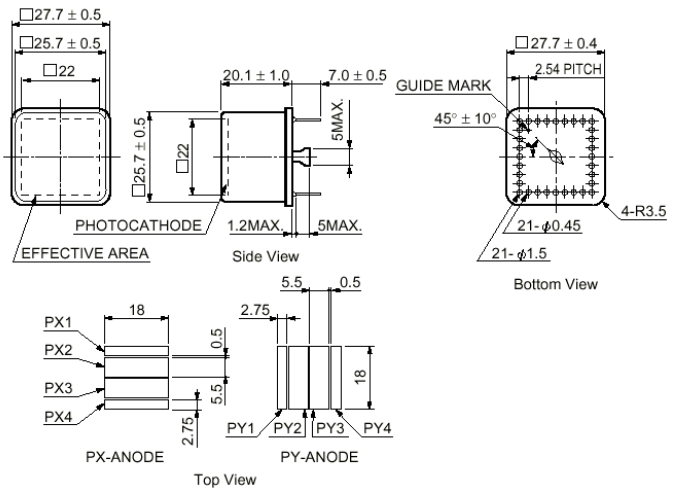


図 3.3: PMT 5900-00-C8 の外観と Cross prate anode unit:mm

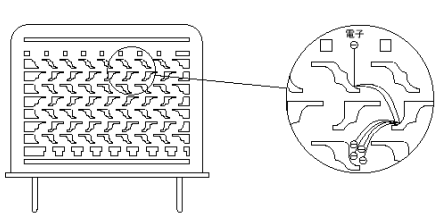


図 3.4: Metalchannel dynode

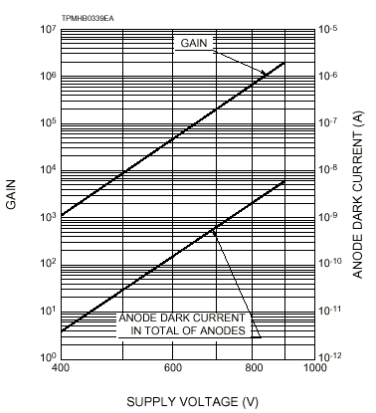


図 3.5: Gain and dark current

(Fig. 3.3)。この 8chPMT の特徴は、メタルチャンネルダイノード構造 (Fig. 3.4) を採用することで信号増幅の際に光電面の任意の領域に入射した光子数の情報を保持しつつ最下層にある読み出し用の Anode まで信号を伝えることができる点にある。また読み出し用の Anode は Cross Plate Anode 構造 (各軸 4ch の計 8ch (Fig.3.3)) をしていることから、光電面のある領域における入射光子数の情報を、それに比例する電荷量として読み出すことが可能である。この PMT に於いて得られる Gain と、Dark Current は Fig3.5 で示される。

各 Dynode にかかる電圧は Fig.3.6 の Bleeder 回路によって供給される。浜松ホトニクス社の製品に負電極性 Bleeder があるが、Anode 出力だけでなく dynode 出力も取得したいこと、衛星搭載を想定して正の高電圧で使用したいことから、Fig.3.6 に示される Bleeder 回路を試作した。この Bleeder では Anode 出力の他に、PMT に入射した全光量を測定するために Dynode の最終段より Dynode 出力を取得する。これは全 Anode 出力を足しあわせたものに対応しており、Anode 出力とは逆
極性の信号を出力する。また各出力信号はそれに含まれる直流電圧を落すためのデカップリングコンデンサーを通過して出力される。各出力信号は信号処理部へと引き渡される。

前述の GSO を 8chPMT の検出面を覆うように取り付けることで、位置検出型シンチレーション検出器を構成した。GSO には反射材としてゴアッテクッスを巻き付けることで PMT の検出面に効率良くシンチレーション光が入射できるようにした。 PMT との接面には屈折率がその双方に近く、GSO の出すシンチレーション光の波長領域で透明なシリコン樹脂 (KE-108) を用いて接着している。

3.1.2 信号処理部

検出部より出力される信号は Pre Amp で電荷電圧変換され、続けて Shaping Amp で整形された後に ADC に入力される。ADC に用いる Gate 信号を発生させるための Triger 信号を生成するために、Dynode の Pre Amp Out 信号は T 字型 NIM コネクターを用いて Shaping Amp に入力すると同時に Discriminator にも入力する。

8chPMT から出力される Anode Out 信号と Dynode Out 信号は Fig.3.7 に示されるように、まず Pre Amp に入力される。Anode Out 信号の入射する Pre Amp は Fig.3.8 の構成になっており、高周波に対しての特性の良い OP Amp(LF356A) を用いている。その応答関数はラプラス解析より以下のように示される。

$$V_{out}(t) = -\frac{1}{c_2}\int_0^t I_{in}(t')exp(\frac{t'-t}{c_2 r_2})dt' + V_{out}(0)exp(-\frac{t}{c_2 r_2}) \qquad (3.1)$$

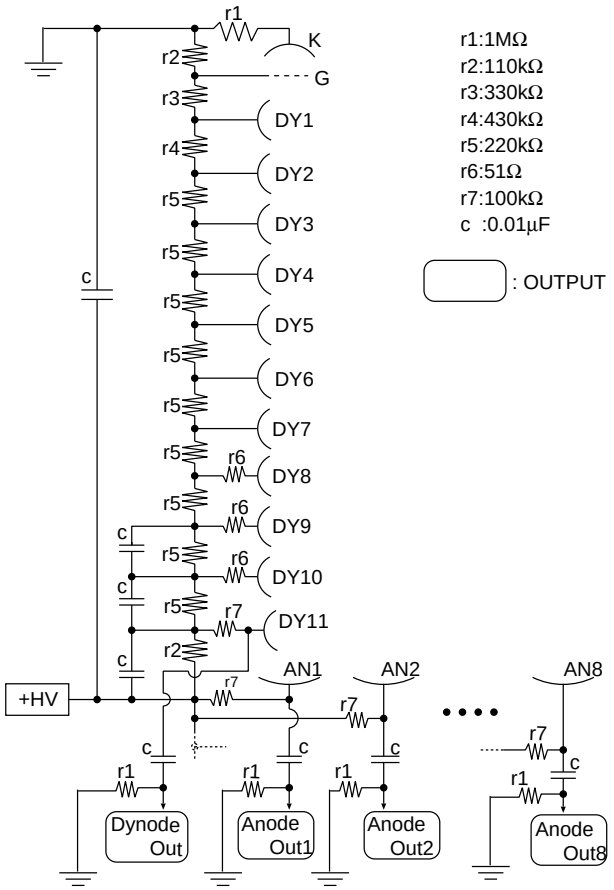


図 3.6: Bleeder 回路

ここでは V_{out}:出力電圧、I_{in}:Anode からの入力電流、t:時間、c_2、r_2:⟨ Fig.3.8 参照 ⟩ を表している。いま入射信号の時定数が $\tau \sim r_2c_2$ より十分小さく、$V_{out}(0) = 0$ のとき、式 (3.1) より

$$V_{out}(t) \sim -\frac{1}{c_2}\int_0^t I_{in}(t')dt' \tag{3.2}$$

となり、$V_{out}(t)$ は時刻 t までに入力された総電荷量に比例した値を出力する。また $I_{in}(t) = 0$ とし、$V_{out}(0) \neq 0$ すると、時刻 t=0 までに積分された値が時定数 c_2r_2 で減衰する事がわかる。いま GSO シンチレーションの減衰時間は約 80ns、$c_2r_2 = 45\mu s$ であることから、$t \ll c_2r_2$ を十分に満たす。Dynode 信号を処理する Pre Amp も同様の働きをする。

Pre Amp において電荷電圧変換された信号 (Fig.3.9) は Shaping Amp に入力され、Gauss 波形に整形される。Anode 信号には クリアパルス社製の多チャンネル Shaper(CP 4026) 、Dynode 信号には ORTEC 社製 Shaping Amp (ORTEC 571)

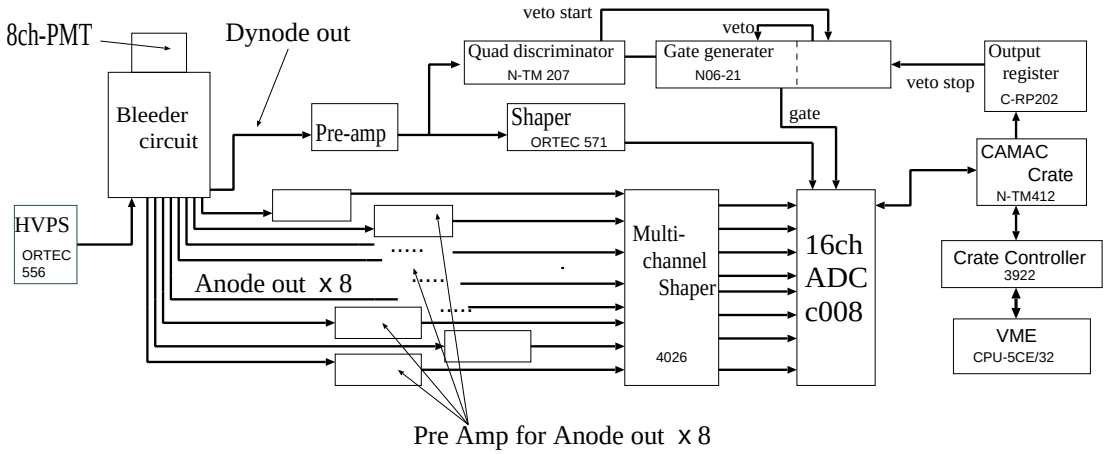


図 3.7: 信号処理部

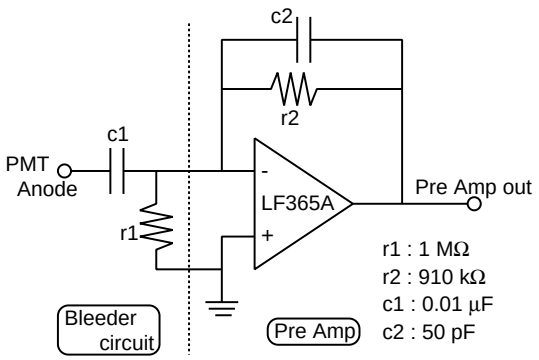


図 3.8: Pre Amp(anode)

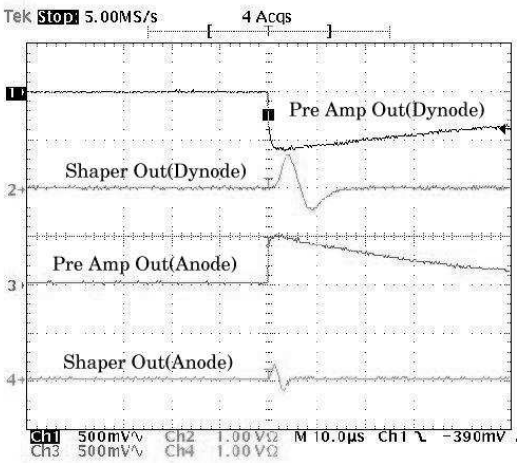


図 3.9: 実際の出力波形

を用いた。Shaping Time は $2\mu s$ とする。整形後の信号はそれぞれ ADC に入力される。

Shaping amp にて整形された信号は豊伸電子社製 16ch Peak Hold ADC(C008) に入力される。この ADC には Gate 信号入力が一つだけあり、Gate 信号が High の間に 1 チャンネルから 16 チャンネルまでの入力に入射した信号をピークホールドし、Gate 信号のたち下がりと共に その AD 変換を開始する。一度の AD 変換に要する時間は $100\mu s/16ch$ で、AD 変換されたデータは PC からの CAMAC function によって PC に読み出される。データを取得した後、CAMAC function により各チャンネルのピークホールドをリセットする。ADC のスペックは Fig.3.10 に示される。

ゲート入力	：NIMレベル　最少幅500ns
アナログ入力	：0～2.5V(または0～−2.5V)
	～100ns立上り　誤差3%以下
	～200ns立下り　〃
	～200ns立上り　誤差1%以下
	～300ns立下り　〃
入力インピーダンス	：50Ω変更可能
リセット入力	：NIMレベル　最少幅50ns
リセット時間	：800ns
残留ペデスタル	：標準50カウント
変換時間	：100μs以下
SUM出力	：16ch入力の加算出力
HOLD出力	：SUM出力のディスクリミネータ出力 (NIMレベル)
ADC	：逐次比較形12bit(1ch約5μs)
直線性	：1LSB以下
形　状	：CAMAC標準1幅モジュール
電　源	：+6V、+24V、−6V、−24V

図 3.10: ADC(C008) のスペック

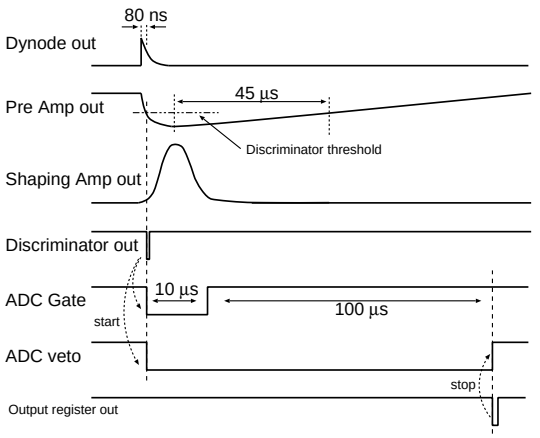


図 3.11: 信号処理系のタイミングチャート

ADC に用いる Gate 信号の生成は、Pre Amp を通した後の Dynode 信号を利用する。任意に閾値を設定する事ができる既成の Discriminator(N06-21) に信号を入射し、 その出力パルス (パルス幅 25 ns) を 2 つの Gate Generater (N-TM207) に入れる。Gate Generater のうち一方は ADC の為の Gate 信号を生成する。Gate 信号の出力幅は Shaping Amp による整形を受けた後の信号の peak が、ADC に完全に入射できるように $10\mu s$ とする。もう一方の Gate generater は、1 event 分の (AD 変換等の) 信号処理が終了しない間は Gate 信号を生成しないようにするため、前述の ADC Gate の為の Gate Generator のベト信号を生成する。このベト信号は PC 上での CAMAC function によって Output Register から出力されるパルス信号を入力することで解除される。Fig.3.11 にタイミングチャートをまとめている。

3.1.3　Data 取得部

取得を担う CAMAC System を用いて PC 上にデータを保存する。データ取得は Fig.3.12 に示される手順に於いて実行され、実行結果は Text File 形式で保存される。

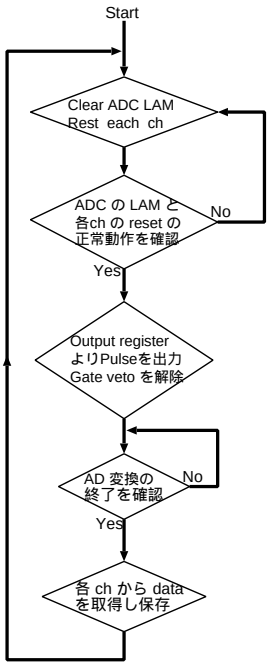


図 3.12: data 取得の流れ

3.2 PMT calibration

ここではコリメートした一定光量の LED 光を、パルス的に PMT の検出面の任意の場所へ入射させることで、PMT の各 anode の Gain 比を測定した。この結果を用いて各 Anode についての Gain 補正を行う。また入射位置を算出する際に使用する 各 anode の相対位置の測定を行った。

3.2.1 Set up

Pulse Generator、LED、グラスファイバー、精密ステージ、治具を用いて Fig.3.13、Fig.3.14 にある Calibration set up を構成した。精密ステージには神津精機社製 YM04-07 を用い、LED は PMT の検出面における量子効率のよい 430nm の波長で発光するスタンレー社製 EB5036X を使用した。LED から供給される光をグラスファイバーを用いて 1mm 径にコリメートし、かつ PMT の検出面まで伝送する。グラスファイバーの PMT 端は Fig.3.14 にあるように治具で支えられており、ステージを x 方向及び y 方向に移動させることにより、グラスファイバーを μ m 精度で動かすことができる。精密ステージの可動範囲が約 $\pm$ 3.5mm であるため、

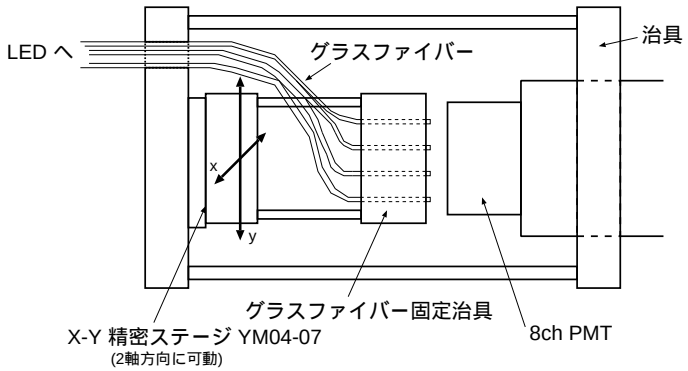


図 3.13: Calibration set up

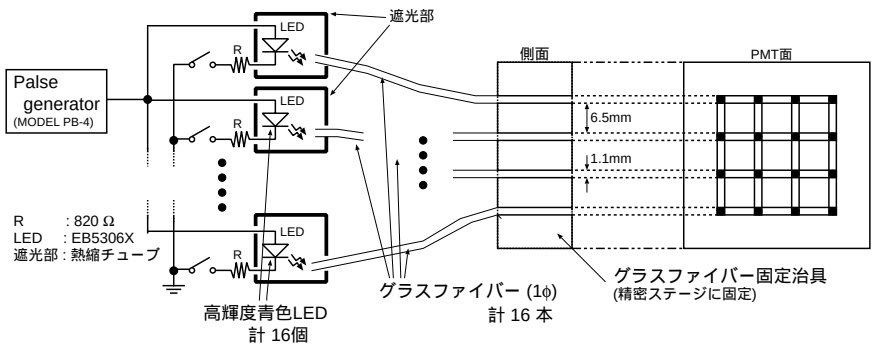


図 3.14: グラスファイバーを用いた LED 光のコリメートの様子

グラスファイバーを 4x4 の桝目上に配置し、PMT の検出面の任意の場所に LED 光を入射することができるようにした。各グラスファイバー毎に LED があり、スイッチによって発光するか否かを指定する。各 LED は熱縮チューブを用いて遮光しており、対応するグラスファイバー以外に光が入射しないようにしてある。

3.2.2　各 Anode の Gain と相対位置の測定

各 LED から出る光は、それぞれの LED や使用した抵抗、グラスファイバーの個性のために、その光量に違いが現れる。よって複数の LED を使用して Anode Gain を測定するためは、PMT に入射する時点での各々の LED 光量を補正してやらねばならない。

LED 光の補正は、まず LED の光量の相対強度を調べた。LED 光の補正はそれを用いてそれぞれの LED 光量を規格化することで行う。相対強度は 8ch PMT 検出面の同じ場所に各 LED からの光を入射させ、その dynode 出力のスペクトルに見られるピークチャンネルの大きさを比較することで算出した。便宜的に各 LED

に対し行列状に番号をふることにし、規格化の基準として LED_{23} を用いた。

$$K_{ij} = P_{ij}/P_{23} \tag{3.3}$$

ここで i は x 方向の行番号、j は y 方向の列番号、P_{ij} は LED_{ij} の Dynode 出力を、K_{ij} は LED_{ij} の光量相対強度を表す。Table.3.1 にその結果を示す。

表 3.1: Intensity Ratio of LED:K_{ij}

y\x	1	2	3	4
1	2.00	1.59	1.20	1.26
2	0.87	1.00	1.32	0.94
3	1.11	1.31	0.88	1.36
4	2.13	1.06	1.21	0.72

次に各 Anode の Gain 比を以下のようにして測定した。精密ステージを 1.0mm 間隔で動かし、PMT 検出面に対して 1.0mm 間隔の格子の交点に LED 光が入射するようにして (Fig.3.15)、一つずつ測定した。これらの行列状 (n 行 n 列) に取得したデータから各列 (アノードプレートに平行な方向)、各アノード毎に出力スペクトルにおけるピークチャンネルの値の算術平均を取る。

$$M^a_\phi = \frac{\sum_i^n A^a_{i\phi}/K_{bc}}{n} \tag{3.4}$$

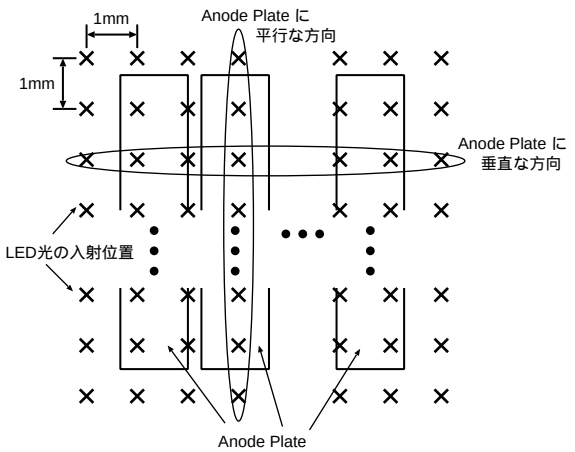


図 3.15: アノードプレートと LED 光入射位置

ここで M^a_ϕ はアノードチャンネル a の ϕ 列での出力の平均値を、$A^a_{\phi i}$ は i 行 ϕ 列に位置するデータにおけるアノードチャンネル a の出力スペクトルピークチャンネル値を、K_{bc} は測定に使用した LED_{bc} の光量比を示している。以下の Fig.3.16 と Fig.3.17 は ϕ が LED 光の入射位置に対応している事を使って、LED 光の入射位置に対しての M^a_ϕ をプロットしたものである。ただし、M^a_ϕ はもっとも強く出力したものを基準とした相対強度で表している。以下、各 Anode について最も強く入射している場所での相対強度をその Anode の Gain とする。結果を Table.3.2 に示す。

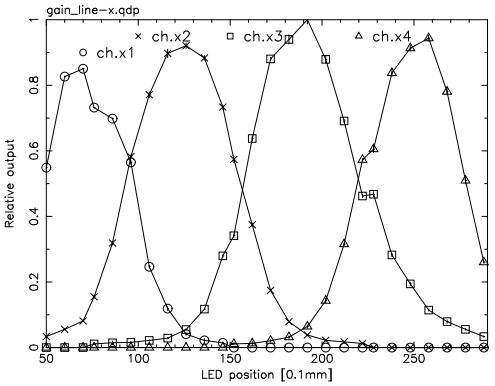


図 3.16: LED 光入射位置と平均強度 (anode-x)

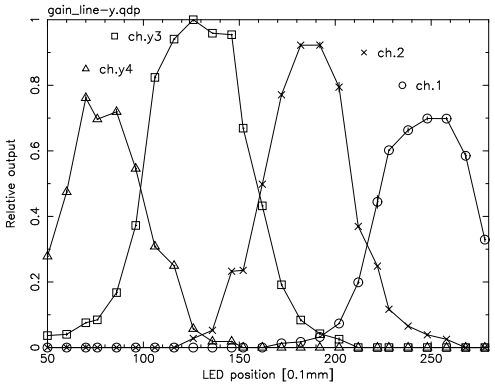


図 3.17: LED 光入射位置と平均強度 (anode-y)

各 Anode の相対位置は各列 (アノードプレートに対して垂直方向:Fig.3.15 参照)、各アノードチャンネル毎に LED 光入射位置を、その出力スペクトルのピークチャンネルで重み平均して求める。

$$X^a_\psi = \frac{\sum_i (P^a_{\psi i}/K_{bc}) * x_i}{\sum_i (P^a_{\psi i}/K_{bc})} \tag{3.5}$$

ここで、X^a_ψ は ψ 行におけるおける Anode a の位置、$P^a_{\psi i}$ は ψ 行 i 列に位置するデータの Anode a の出力スペクトルピークの値、x_i は i 列目に対応するアノードプレートに対して垂直方向の LED 光入射位置、K_{bc} は使用した LED の相対強度を表す。こうして得られた M^a_ψ を 各 Anode 毎に ψ が表す LED 光入射位置で Plot すると、Anode の配置方向に連なる点列ができる。これに 1 次関数での最小自乗法を用い、各 Anode 毎の値を比較することで相対位置を求めた。Table.3.2 にその結果を示す。Fig.3.3 に示される Anode 構造と比較しても、得られた相対位置は Anode 極板が存在する範囲内であることから、これらは妥当な結果であると考えられる。

ここで得られた 各 Anode の Gain と相対位置は、次章以降で行う、γ 線の入射位置の検出に利用する。

表 3.2: 各 anode の相対位置 [mm] (gain 比)

axis\anode ID	1	2	3	4
x	-8.39 (0.85)	-3.31 (0.92)	3.31 (1.00)	8.55 (0.94)
y	-8.06 (0.69)	-3.03 (0.92)	3.03 (1.00)	8.14 (0.76)

第4章　測定

4.1　位置分解能の測定

ここでは構成したシンチレーション検出器の位置分解能を調べた。位置分解能の評価にはGeant4 シミュレーターによって得られたシミュレーション結果を利用する。またより効率良くシンチレーション光を集めるため、使用したシンチレーターは PMT と接する面以外を反射材で覆っている。

4.1.1　α 線を用いた入射位置と検出位置の間の linearity の測定

構成したシンチレーション検出器は、一定の閾値を越えた Event 毎に、各 Anode から出力される信号の大きさを使って位置検出を行う。それには式 (4.1) に示すように、 各 Anode の位置を各軸毎にそれぞれの出力の自乗を使って重み平均するという方法を用いた。

$$X = \frac{\sum_i (P_i/K_i)^2 * x_i}{\sum_i (P_i/K_i)^2} \tag{4.1}$$

ここでは X を検出位置、 P_i を各 Anode の出力値、K_i と x_i をそれぞれ Section 3.2 で得た各 Anode の Gain 比と相対位置を示している。

式 (4.1) の結果を実際の放射線の入射位置と比較すると、入射位置が検出器の検出部中心から離れるに従って、より中心側にずれて検出される事が解っている。

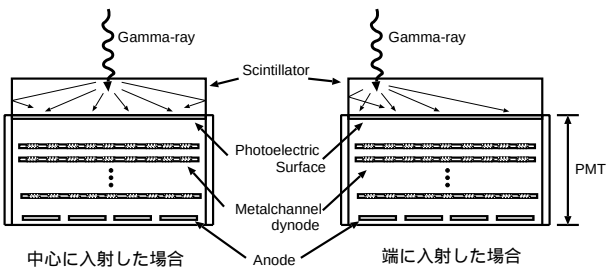


図 4.1: 入射位置とシンチレーション光の分布

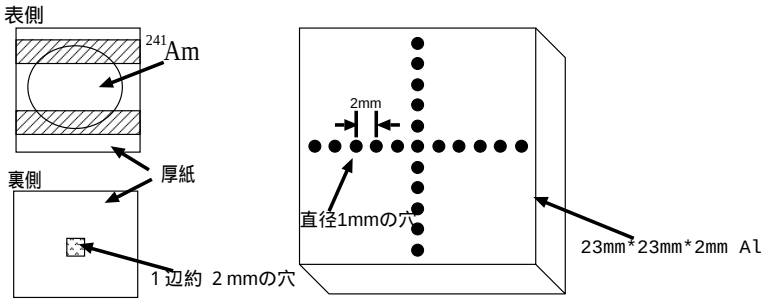


図 4.2: α 線の collimate

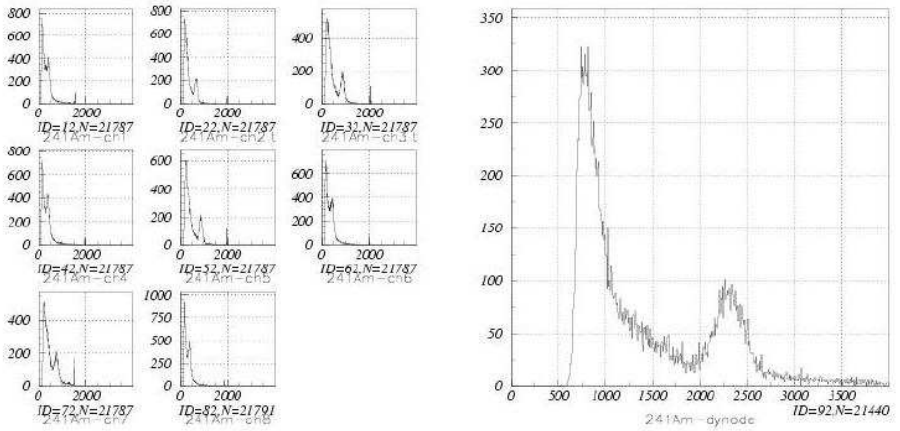


図 4.3: Anode Out 8ch (左) と Dynode Out (右) の出力スペクトル

その理由は Fig.4.1 に見られるように各軸毎に Anode Plate が 4 つしかなく、4π 方向に広がるシンチレーション光の検出する際に偏りを生じてしまうためである。そのため実際の入射位置と算出された検出位置の関係を調べることが必要である。式 (4.1) において Anode 出力そのものではなく、その自乗で算術平均しているのは、この中心への偏りの影響を少なくするためである。　測定には、コリメートしやすい α 線を用いた。線源は ^{241}Am を使用し、コリメートにはシンチレータの上面に Fig.4.2 にある α 線コリメーター (Al) を配置する。この片面に反射材のゴアテックスを巻き、PMT に固定して各穴一つずつに α 線を入射させた。測定から得られる Anode 出力 と Dynode 出力 のスペクトルの 1 例を Fig.4.3 に、Fig.4.4 と Fig.4.5 には中心の穴を基準に、一つおきに入射させたときの検出位置をプロットしてある。ここで Anode 出力を用いて検出した入射位置を Anode 空間、コリメーターの穴の間隔から解る実際に α 線を入射させた相対位置を実空間とすると、各軸方向について、入射位置 (実空間) と検出位置 (Anode 空間) の関係を知ることができる (Fig.4.6,Fig.4.7)。この結果をそれぞれ 5 次関数で Fitting した。その結果

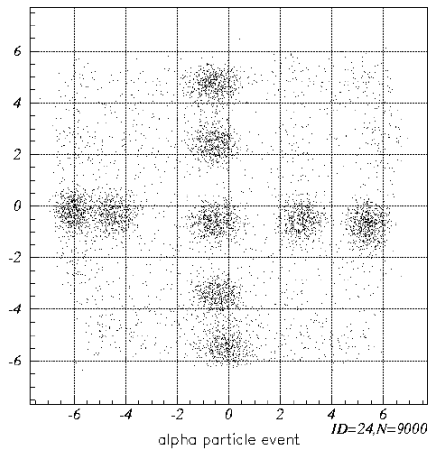


図 4.4: 検出位置 (Anode 空間)

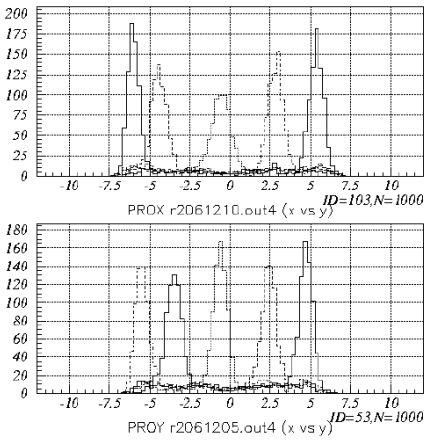


図 4.5: 検出位置 (Anode 空間)
上:x 方向　下:y 方向

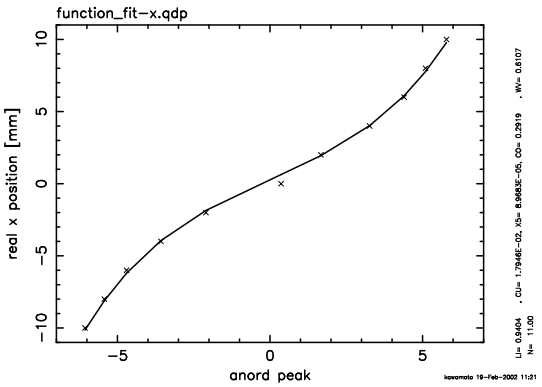


図 4.6: x 軸方向の入射位置と
検出位置の間の Linearity

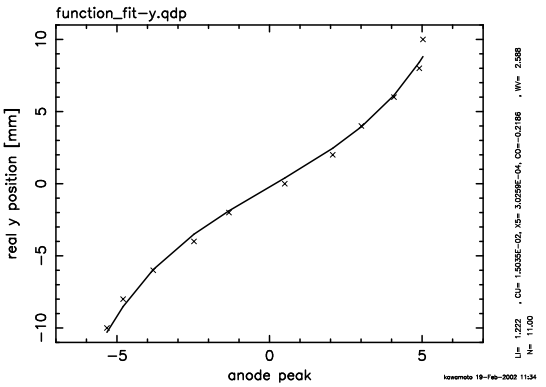


図 4.7: y 軸方向の入射位置と
検出位置の間の Linearity

$$X_{real}(X) = 8.97 * 10^{-5} * X^5 + 1.79 * 10^{-2} * X^3 + 0.94 * X + 0.29 \qquad (4.2)$$

$$Y_{real}(Y) = 3.03 * 10^{-4} * Y^5 + 1.50 * 10^{-2} * Y^3 + 1.22 * Y - 0.22 \qquad (4.3)$$

(X、Y はアノード空間での、X_{real}、Y_{real} は対応する実空間での入射位置を表す)
を得た。を用いて Fig.4.4,4.5 を実空間に射影したものが Fig.4.8 および Fig.4.9 である。Fig.4.9 によると、検出面の中心に α 線を入射させたときの FWHM は約 1.2mm である。コリメーターの穴の直径が 1.0mm であることから、α 線 (約 1.5MeV) における中心での位置分解能は 0.7mm 程度であることがわかる。

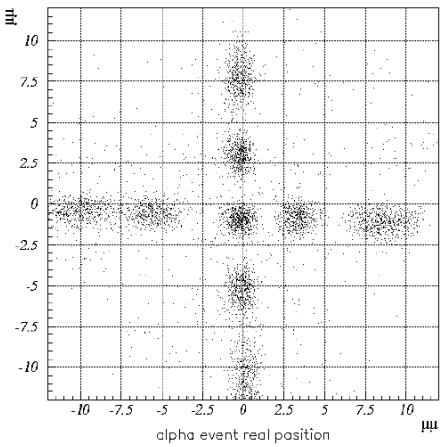


図 4.8: 検出位置 (実空間)

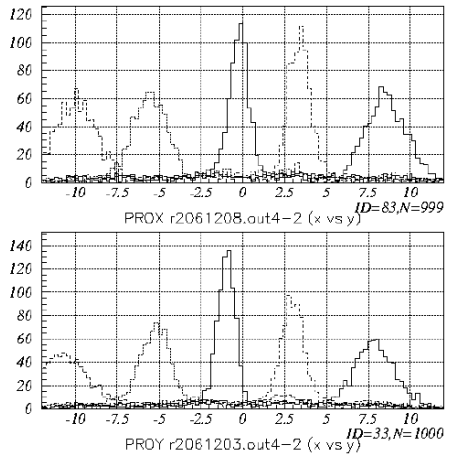


図 4.9: 検出位置 (実空間)
上:x 方向 [mm]　下:y 方向 [mm]

ここで得た測定結果 式 (4.2)、(4.3) は、これから行うγ 線測定の際にも、検出位置を実空間に変換する際に利用する。

4.1.2　γ 線に対する位置分解能のエネルギー依存

Fig.4.10 に示すように、直径 2mm の穴の開いた 5cm 厚の Pb ブロックを用いて、コリメートしたγ 線に対する位置分解能を測定した。測定に用いた線源は ^{109}Cd(88keV) ^{57}Co(122keV) ^{133}Ba(356keV) 及び ^{137}Cs(661keV)。位置検出は、前節で説明した位置検出方法、及び式 (4.2),(4.3) を用いて行う。その結果を Fig.4.11 及び Fig.4.12 に示す。これらは Dynode Out を用いて光電吸収事象のみを抜きだしている。

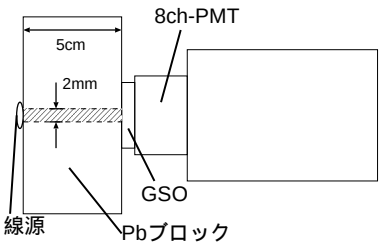


図 4.10: collimate setup

Pb ブロックを用いたγ 線コリメートの精度は、γ 線のエネルギー毎に Pb に対しての透過確率が変化するため、γ 線のエネルギーが高くなるほど悪くなる。

Fig.4.12 から直接求めることができる FWHM(Fig.4.15) は、検出器の持つ各エネルギー毎のγ 線の位置分解能と同時に、前述のコリメートの精度変化の影響を表している。検出器の位置分解能のみを評価するために Geant4 シミュレーターから得られる結果を実際の取得データと比較することで、以下の手法を用いて検出器の位置分解能を求めた。

まず、Geant4 の中で Fig.4.10 と同様のジオメトリを構成し、各エネルギーのγ線についてシンチレータの何処にどの程度のエネルギーを落すのかをシミュレーションする。その結果から GSO に全エネルギーを落した事象のみを選別し、各事象毎にガウス型分布の乱数を用いて以下のように処理を行った。

$$X = x + a * rand_gauss() \tag{4.4}$$

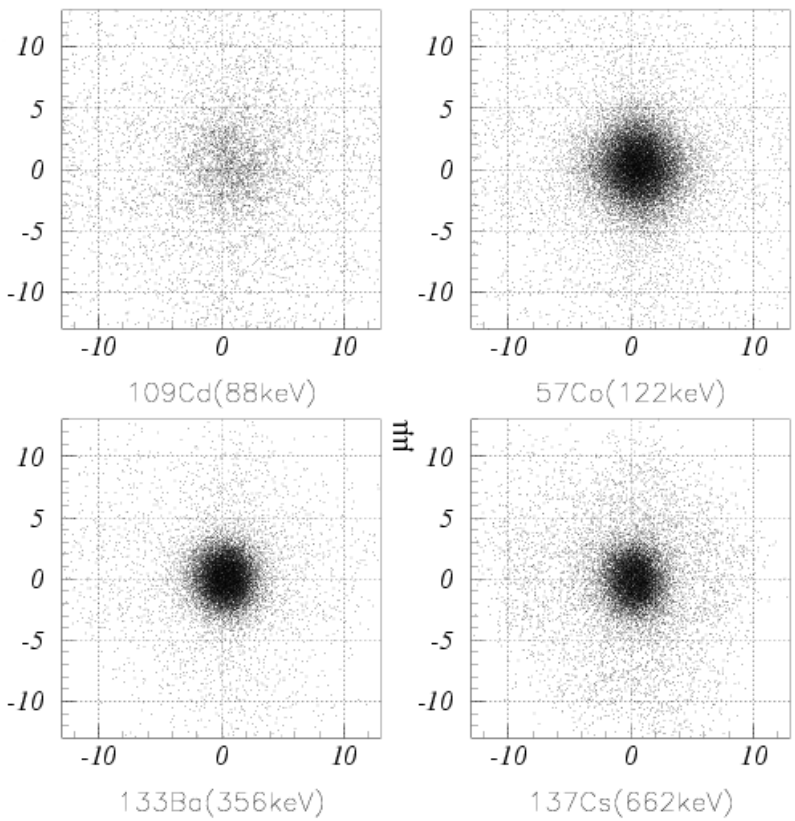


図 4.11: Pb ブロックを用いて collimate した時の実際の測定結果 [単位:mm]]
88keV(左上),122keV(右上),356keV(左下),661keV(右下)

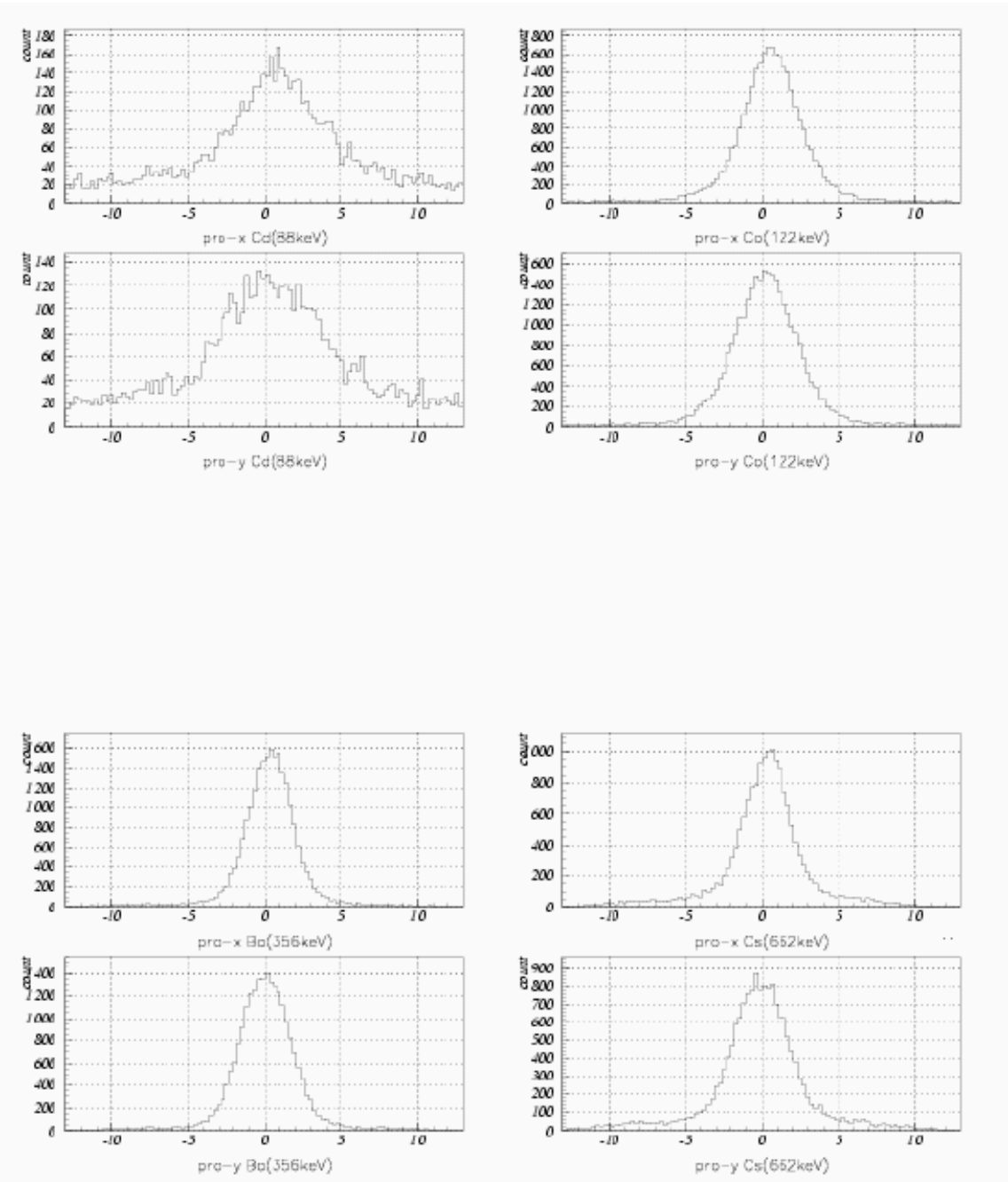


図 4.12: 測定結果の各軸への射影 縦軸：[count] 横軸：[mm]
88keV(左上),122keV(右上)356keV(左下),661keV(右下)

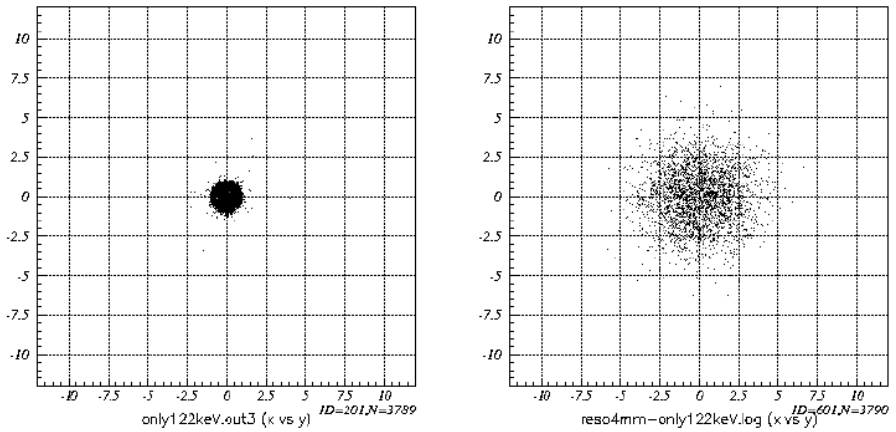


図 4.13: 122keV γ 線に対するシミュレーション結果 (左図) と
その乱数処理後 (右図:σ *2.35=4.0mm) の二次元プロット

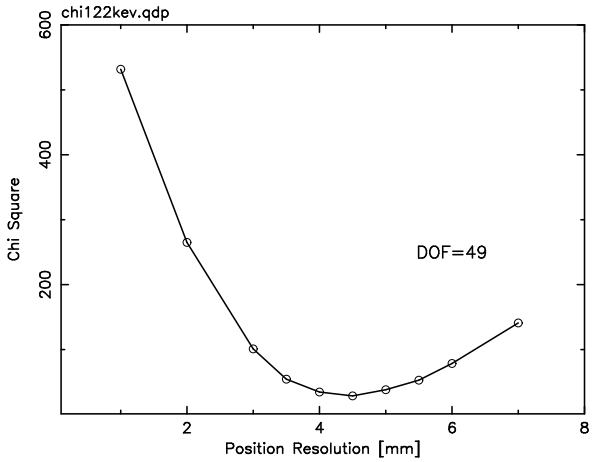


図 4.14: 122keV γ 線における χ ^{2} の変化

ここで x は Geant-4 シミュレーターのなかでγ 線がエネルギーを落した位置、$rand_gauss()$ はσ が 1 のガウス分布型の乱数発生関数で、それに定数 a を乗算することでσ を任意の幅に設定している。Fig.4.13 はシュミレーション結果 (左図) とその式 (4.4) を用いた処理結果 (右図) をプロットしたものである。ここでは 122keV X-ray を入射したときの結果を示している。

こうして各エネルギー毎にいろいろな位置分解能でなましたシミュレーション結果と実際の検出器の検出結果をχ 自乗検定で比較することで、検出器の位置分解能を求めた。Fig.4.14 に例として、122 keV γ 線 (X 方向) に対してのシミュレーションとの比較結果を示す。Fig.4.16 は こうして求めた位置分解能を示している。

これを見ると、88keV のγ 線に対する位置分解能が極端に悪くなっているが、それは入射γ 線事象が少なく、Back Ground 事象を選別できない事による影響と考えられる。位置分解能は 入射γ 線のエネルギー E に対して $E^{-\frac{1}{2}}$ に比例して良くなっていく様子がわかる。

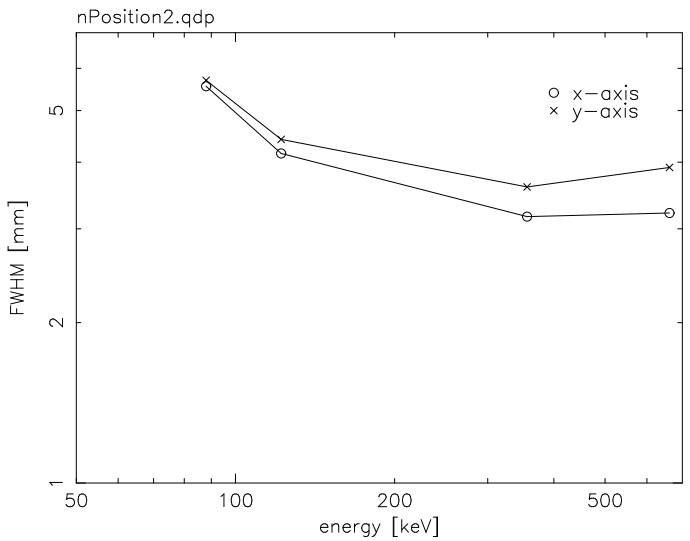


図 4.15: 各エネルギーにおける検出位置の分布の FWHM

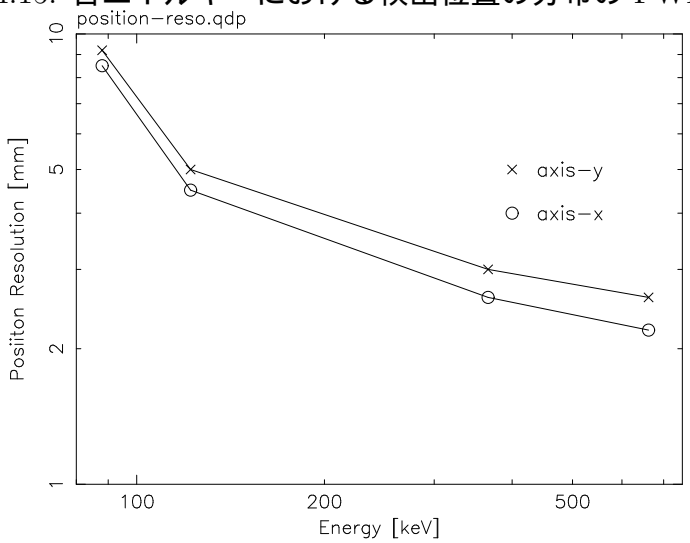


図 4.16: 各エネルギー毎の位置分解能

4.1.3 小型 GSO(5x5x5mm^3) を用いた場合の位置検出

シンチレータを小型化することはシンチレーション光をより効率良く PMT に入射させることができ、エネルギー分解能の向上に対して有効である。このことから小さな結晶を複数個並べて PMT の検出面を覆う手法も考えられる。そこでゴアテックスを巻いた小型 GSO(5.0x5.0x5.0mm^3) を一つだけ PMT の検出面に取り付けた場合について測定を行った。

大きな GSO(24x24x5mm^3) を用いた場合と同様に、各 Anode 出力を用いた重み平均により入射位置を算出した。Fig.4.17 は、y 軸方向のほぼ中央に固定し、x 軸方向に 5mm ずつずらしてそれぞれに 662keV のγ 線をコリメートせずに入射した場合の検出位置 (Anode 空間) を示す。本来、PMT の検出面に接している 5x5mm^2 の広さで、ある程度広がって検出されるべきであるが、 Fig.4.17 では一点に集中して検出されてしまっている。しかも 5mm 角の GSO を 5mm づつ移動させたにもかかわらず、検出位置にギャップができている。これは大きな GSO(24x24x5mm^3) を用いたときには、シンチレーション光が PMT 検出面の全体に広がるのに対し、小型 GSO(5x5x5mm^3) の場合はその真下の Anode 極板に対応する場所にしかシンチレーション光が入射しないため、その Anode 出力のみが大きな信号を出力し、検出位置が縮退してしまう。

このように、4+4ch PMT を用いて位置検出型シンチレーション検出器を構成する為には、1 event におけるシンチレーション光が複数の Anode 極板に対応する場所に入射するような大きさのシンチレーターにする必要がある。より小さい大きさのシンチレーターを用いたい場合には 今回使用した 4+4ch PMT とほぼ同じ大きさの検出面で、 8x8ch array 型 Anode を持つ PMT H7546(浜松ホトニクス社製) のような、より小さな Anode 極板を複数有する PMT を使用するのが良いと考えられる。

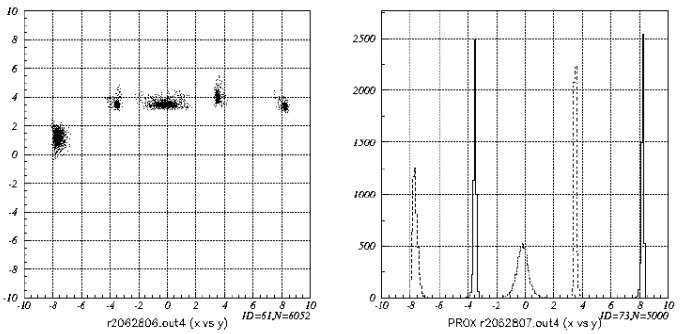


図 4.17: 小型 GSO を用いた測定に置ける位置検出 (Anode 空間)
xy の 2 次元表示 (左) とその x 軸への射影 (右)

4.2　エネルギー分解能の測定

ここでは、実際に GSO(24.0x24.0x5.0mm^2) と 8ch PMT を組み合わせてたγ 線検出器のエネルギー分解能について述べる。また位置検出能力を利用したエネルギースペクトルの補正について言及する。

4.2.1　γ 線に対する Linearity と エネルギー分解能の測定

ここではγ 線のエネルギーを測定するための Dynode 出力に着目し、その出力と入射γ 線のエネルギーとの Linearity と エネルギー分解能のエネルギー依存性を調べた。

今回構成した検出器は、γ 線のエネルギーに比例した信号を Dynode out より出力する。線源 ^{137}Cs からの 662keV γ 線をコリメートすることなく、検出部の全面に入射したときの Dynode out のスペクトルを Fig.4.18 に示す。Fig.4.18 において、1400[ADC ch] に 662keV γ 線の光電吸収の peak があり、1100[ADC ch] あたりににはコンプトンエッジを確認することができる (Discriminator 閾値 ∼500[ADC ch])。同様にして線源 ^{57}Co(122keV)、^{133}Ba(82keV)、^{22}Na(511keV)、^{137}Cs(662keV)、^{88}Y(895keV) からのγ 線を入射させて、Dynode 出力と入射γ 線エネルギーの間の Linearity と、それぞれの エネルギー分解能を測定した。

入射させたγ 線の 光電吸収 peak について 1 次関数 + ガウス分布関数を用いて fitting することで、peak の位置とそのσ を求める。Fig.4.19 は 662keV γ 線の光電吸収ピークについて、上図に取得データ (実線) とモデルフィッティングの結果 (点線)、下図にχ 自乗検定の結果を載せている。この操作を各エネルギーのγ 線に対して行い、その結果を Fig.4.20 に Linearity を、Fig.4.21 に各エネルギーのエネルギー分解能をまとめた。

Fig.4.20 において、実線は得られたデータを使っての最小自乗法の結果を示している。これより構成した検出器は入射γ 線のエネルギー強度と出力信号との間で良い Linearity を示していることがわかる。しかし Fig.4.21 にあるように、使用した GSO が実現することができるエネルギー分解能 (662keV で 7%) に比べ、今回構成した検出器は 662keV において 18% とかなり悪い。またシンチレーション検出器が示す電荷キャリアの統計によるエネルギー分解能の $E^{-0.5}$ の依存 (Fig.4.21 の実線はモデルフィッティングの結果を表す $E^{-0.24}$) も確認できず、Fig.4.19 を見ると光電吸収のピークの形がガウシアンから崩れていることが確認できる。これらは GSO(24x24x5 mm^3) に入射したγ 線がつくるシンチレーション光が PMT に入射する際に PMT 面での量子効率と Gain のばらつきによりエネルギー分解能が悪くなってしまう可能性を示唆する。

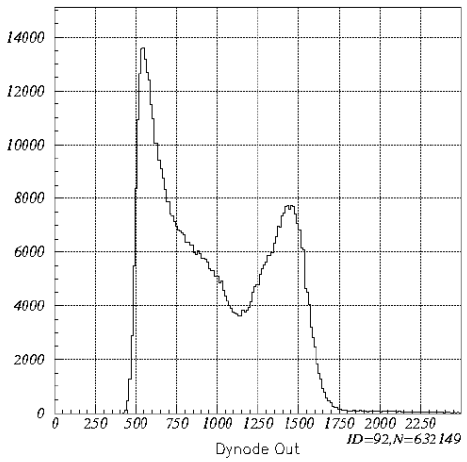


図 4.18: Dynode out 出力スペクトル 線源 ^{137}Cs(縦軸:[count], 横軸:[ADC ch])

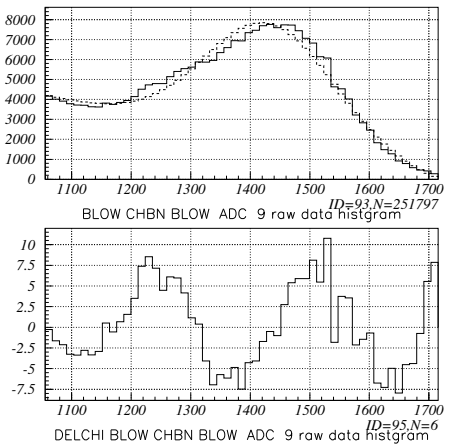


図 4.19: 662keV 光電吸収ピークに対するモデルフィッティング

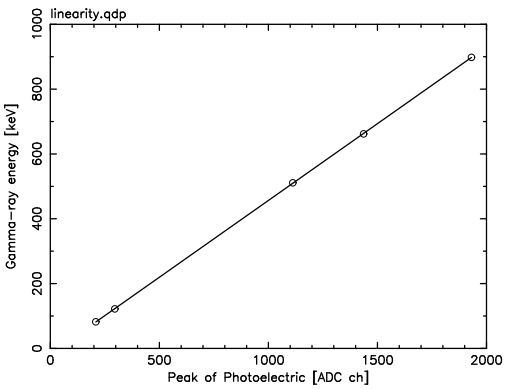


図 4.20: 入射γ 線エネルギーと Dynode 出力の間の Linearity

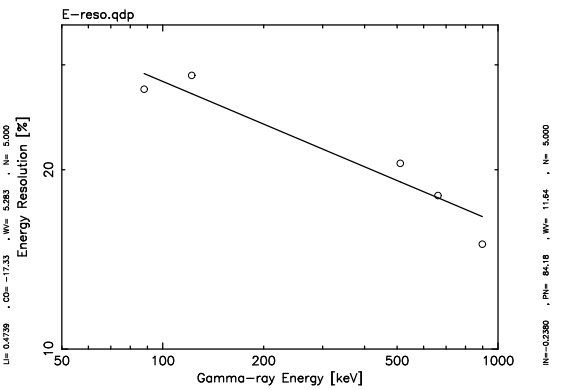


図 4.21: エネルギー分解能とそのエネルギー依存

4.2.2　位置検出能力を用いたエネルギースペクトルの補正

前節では、Dynode Out より取得したエネルギースペクトルにおいて、光電吸収ピークのガウシアン形からの崩れとエネルギー分解能の低下が問題となった。ここではγ 線の入射場所による信号増幅率の違いを調べることで、この問題に対しての応急的な解決を試みる。

PMT 検出面 (25.7x25.7mm^2) を 5x5 の桝目上の領域に分割し、各領域に小型 GSO(5.0x5.0x5.0mm^3) を設置したときの Dynode Out の出力を比較する。線源には ^{137}Cs(662keV) を用い、小型 GSO には PMT 検出面と接する面以外に反射材 (ゴアテックス) を巻いて測定を行った。以下の Table.4.1 は、取得した 25 個のデータの 662keV 光電吸収ピークに対して前節で行ったのと同様のモデルフィッティングを行い、それぞれのピーク位置のパルスハイトを比較した結果を示している。値は、ピーク位置パルスハイトの平均値と比較したときの相対比を表す。また Table.4.2 には、その時のエネルギー分解能を示した。ここから今回使用した位置検出 PMT は、信号増幅率についてかなりの位置依存性を持つことがわかり、信号増幅率の異なるスペクトルが重ね合わされて出力されることで、GSO(24.0x24.0x5.0 mm^3) を用いた測定において悪影響を及ぼしていると考えられる。以下この入射場所による信号増幅率の違いを補正することで、GSO(24.0x24.0x5.0 mm^3) を用いた測定でのエネルギー分解能の向上を目指す。

表 4.1: Pulse height ratio of 662keV photoelectric peak with GSO(5x5x5mm^3)

y[mm]\x[mm]	-12.7< x <-7.0	-7.5< x <-2.5	-2.5< x <2.5	2.5< x <7.5	7.0< x <12.7
7.0< y <12.7	0.991	0.961	1.08	1.16	0.995
2.5< y <7.5	1.22	1.09	1.08	1.19	1.18
-2.5< y <2.5	1.24	1.18	1.18	1.14	1.03
-7.5< y <-2.5	1.02	0.921	0.838	0.887	0.918
-12.7< y <-7.0	0.760	0.654	0.698	0.763	0.833

表 4.2: Energy resolution of 662keV photoelectric peak with GSO(5x5x5mm^3)

y[mm]\x[mm]	-12.7< x <-7.0	-7.5< x <-2.5	-2.5< x <2.5	2.5< x <7.5	7.0< x <12.7
7.0< y <12.7	0.132	0.127	0.111	0.112	0.132
2.5< y <7.5	0.141	0.102	0.104	0.112	0.127
-2.5< y <2.5	0.118	0.107	0.103	0.113	0.127
-7.5< y <-2.5	0.116	0.112	0.109	0.118	0.131
-12.0< y <-7.0	0.141	0.128	0.136	0.151	0.154

GSO(24.0x24.0x5.0mm^3) を用いて 662keV γ 線をコリメートせずに検出部の全面に入射させたときのデータを用いて、エネルギースペクトルの補正を試みる。ここで Fig.4.22 のように検出面を N*N の領域に分けて、全面に入射させたデータからそれぞれの領域に入射した事象を選び出し、各領域についてそれぞれ Dynode のスペクトルを構成する。Fig.4.23 は領域が 1x1 のときのスペクトルと、2x2 に分けたときのそれぞれの領域でのスペクトルである。2x2 のスペクトルを見ると、それぞれの領域における ^{137}Cs(662keV) の光電 peak が ADC の 2000ch あたりでばらついていることが分かる。このばらつきを補正することで、エネルギー分解能の向上を目指す。まず、フィッティングより各領域における 662keV の ADC ch を求め、その平均値との比 h_j を算出する。

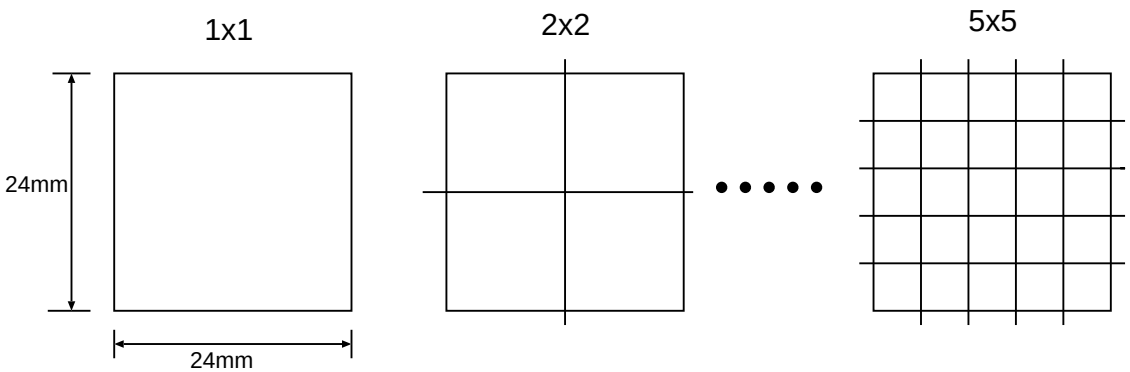


図 4.22: 検出領域の分割

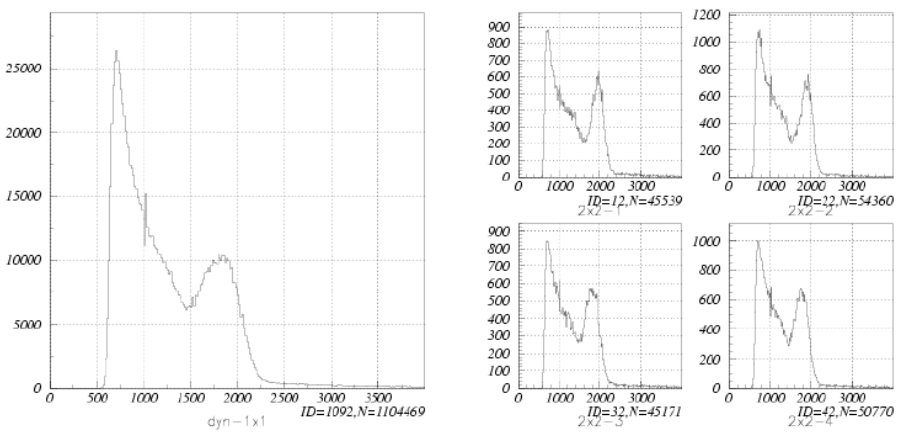


図 4.23: 1x1 のときの dynode out(左)
2x2 のそれぞれの領域でのスペクトル (右)

$$h_j = \frac{P_j}{\sum_i (P_i/N)} \tag{4.5}$$

ここではそれぞれ、P_j :領域 j におけるピークのパルスハイト、N :分割領域数 を表している。得られた h_j を用いて各領域 j に入射した事象の Dynode パルスハイトを除算することで、領域毎に得られるスペクトルのピークのパルスハイトを平均値に合わせる。そうして得られた領域毎のスペクトルを全て合わせることで全体でのスペクトルを構成する。Table.4.3 はPMT 検出面を 5x5 の領域に分割したときに用いた h_j を表している。Table.4.3 と Table.4.1 とでは、PMT に入射するシンチレーション光が、検出面上でシンチレーションが起きた所の周辺のみに入射するか、検出面全体に広がるかという点において差がある。そのため Table.4.3 は Table.4.1 の高低をならしたような形になっている。Fig.4.24 に Table.4.3 と Table.4.1 をヒストグラムを示す。ここでは縦軸に 662keV 光電吸収ピークのパルスハイト比を表している。

表 4.3: Pulse height ratio of 662keV photoelectric peak with GSO(25x25x5mm^3)

y[mm]\x[mm]	-12.0< x <-7.2	-7.2< x <-2.4	-2.4< x <2.4	2.4< x <7.2	7.2< x <12.0
7.2< y <12.0	1.02	1.00	1.01	0.981	0.963
2.4< y <7.2	1.10	1.06	1.05	1.02	1.01
-2.4< y <2.4	1.10	1.06	1.05	1.03	1.02
-7.2< y <-2.4	1.02	0.994	0.982	0.966	0.973
-12.0< y <-7.2	0.936	0.911	0.911	0.894	0.917

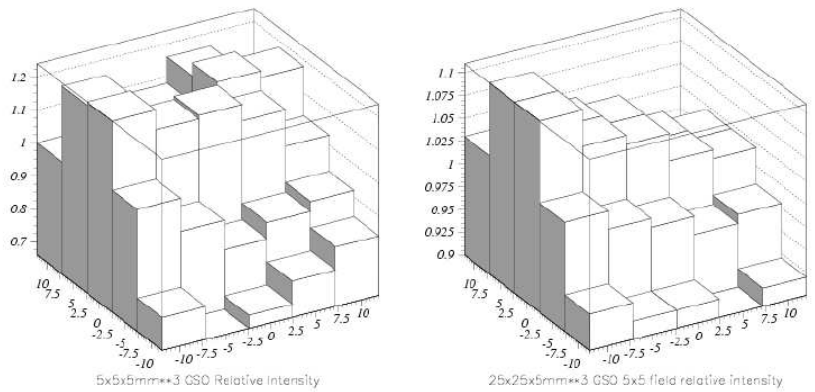


図 4.24: Table.4.3(左図:GSO[5.0x5.0x5.0mm^3]) と
Table.4.1(右図:GSO[24.0x24.0x5.0mm^3]) のヒストグラム

Fig.4.25 はそれぞれ領域を 1x1(加工無し),2x2,3x3,4x4,5x5 に分割して、前述の操作を行った結果である。分割領域数を増やすほどにエネルギー分解能が良くなるのが見て取れる。また Fig.4.26 には、領域を 5x5 に分割して補正を行ったスペクトルの 662keV 光電吸収ピークに対して、ガウシアン + 一次関数 でモデルフィッティングをした結果を示した。補正を行う前のモデルフィッティングの結果 (Fig.4.19) と比較すると、χ 自乗検定の結果 (Fig.4.19 及び Fig.4.26 の下図) が良くなっている。このように、信号増幅率の位置依存性を考慮することで、エネルギースペクトルの補正を行うことが可能である。領域分割数を増やすことによって、662keV での分解能は Fig.4.27 のように推移する。ここから領域を細かく分割していけば、より良い補正を行うことができる事、補正としては 5x5 の領域分割で十分である事が判る。補正の結果、構成した検出器は 662keV のγ 線に対して 13.3% のエネルギー分解能を示す。

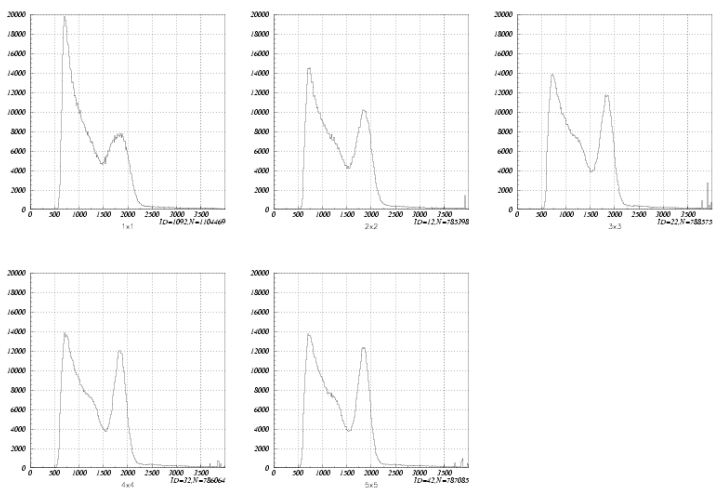


図 4.25: 1x1(左上)、2x2(中上)、3x3(右上)、4x4(左下)、5x5(中下)
領域分割補正後のスペクトル

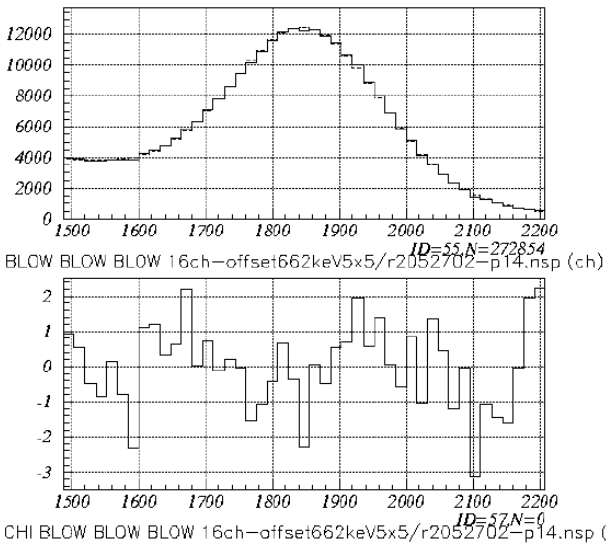


図 4.26: 5x5 領域分割補正後の 662keV 光電吸収ピーク
に対してのモデルフィッティング

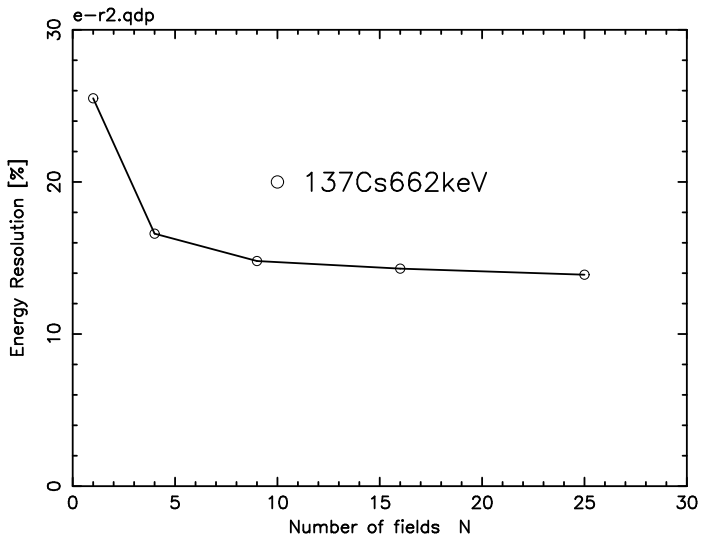


図 4.27: 分割領域数による 662keV 光電吸収ピークでの
エネルギー分解能の推移

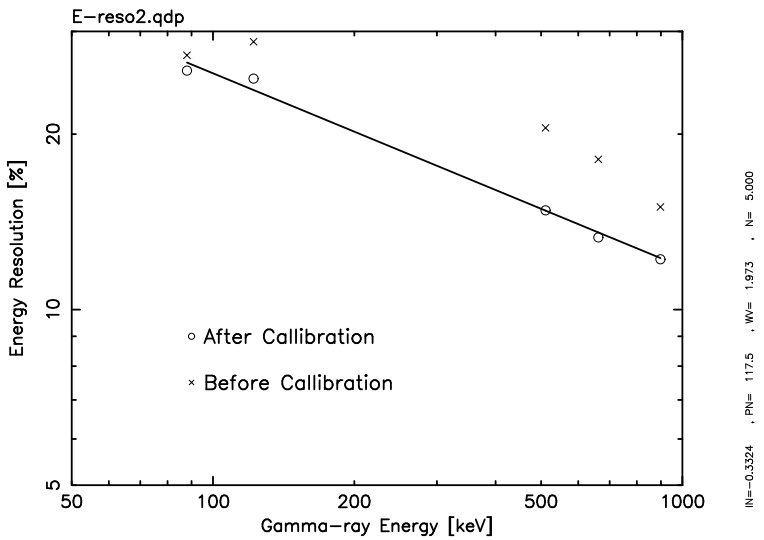


図 4.28: 各エネルギーのγ 線に対する
エネルギー分解能の推移 (補正後)

同様にして、線源に ^{57}Co、^{133}Ba、^{22}Na、^{88}Y を用いて検出部の全面にγ 線を入射させた時のデータに対しても補正を行う。補正後の各エネルギーのγ 線に対するエネルギー分解能を Fig.4.28 に示す。補正の前後を比較すると、それぞれについて分解能の向上が確認でき、E^a でのフィッティング結果も改善している ($\propto E^{-0.33}$)。

信号増幅率の位置依存性を考慮した補正を行うことでエネルギー分解能を改善することは確認することができた。しかし、GSO(24.0x24.0x5.0 mm^3) が実現することのできる 7%(662keV) のエネルギー分解能に比べ、構成した検出器の示すエネルギー分解能は補正後でも 13%(662keV) とかなり悪い。加えて、分解能のエネルギーによる推移は、補正前 ($\propto E^{-0.24}$) に比べて補正後は $E^{-0.33}$ となるものの、依然としての統計誤差による推移 ($\propto E^{-0.5}$) よりも傾きが緩やかである。これはノイズではなく信号増幅率のバラツキが原因であると考えられる。信号増幅率は細かいスケールで揺らいでいることも考えられ、実際に検出面の一部のみに光子が入射する小 GSO(5.0x5.0x5.0 mm^3) を用いた測定においても、662keV γ 線に対してのエネルギー分解能が 10% から 15% であった。このことから、エネルギー分解能をより向上させるためには、PMT 自体の構造を改善することで光子の入射位置に対する信号増幅率のバラツキを抑える必要がある。

4.3　BGO 結晶 (24x24x10mm^3) を用いた測定

ここでは使用するシンチレーターを、これまで使って来た GSO から BGO ($Bi_4Ge_3O_12$) に代えて測定を行った。BGO の諸性質は Table.2.1 にある。BGO は GSO に比べてシンチレーション光量がほぼ半分で、かつ蛍光時間が長いことなどγ 線測定については不利な点も多いが、γ 線に対する阻止能が高いという利点を持つ。これは組成に含まれる Bi の高い原子番号 (83) と 7.13g/cm^3 の高い質量密度に起因する。

今回使用した BGO は今まで使用して来た GSO (24x24x5mm^3) に比べ 24x24x10mm^3 と二倍の厚さを持つため、さらなる検出効率の向上が期待される。Fig.4.29 は、GSO の時と同様に検出効率 (光電吸収確率) を見積もったシミュレーション結果を表している。90keV 付近でのくぼみは、Bi の特性 X 線がシンチレーターの外部へ逃げる事象が現れるためである。

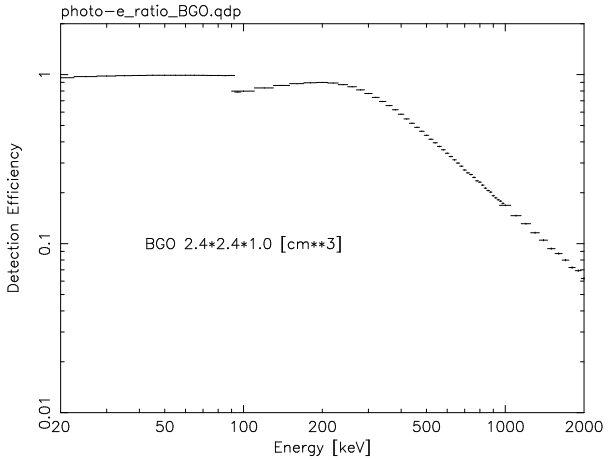


図 4.29: 使用した BGO のもつγ 線検出効率のエネルギー依存

4.3.1　測定結果

BGO(24x24x10mm^3) を用いて構成した位置検出型シンチレーション検出器に対して、§4.1、§4.2 と同様に測定を行った。

Fig.4.31 は、Fig.4.10 で示したように穴の開いた鉛ブロックでコリメートしたγ 線 (^{137}Cs:662keV) を入射させたときの位置検出結果である。この 662keV のγ 線に対する位置分解能は x 軸方向が 6.6mm、y 軸方向が 6.8mm をしめす。

また、コリメートせずに検出部全面に 662keV γ 線を入射させた場合に対しての領域分割によるスペクトル補正は、領域を小さく分割しても、エネルギー分解能の改善は見られなかった (Fig.4.31)。

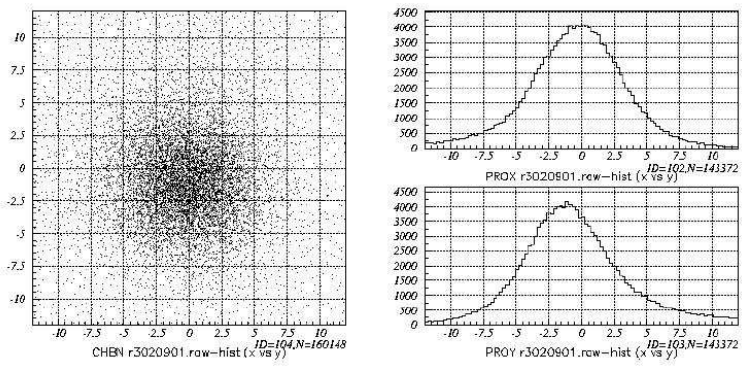


図 4.30: コリメートした 662keV γ 線の入射位置の検出 (BGO)

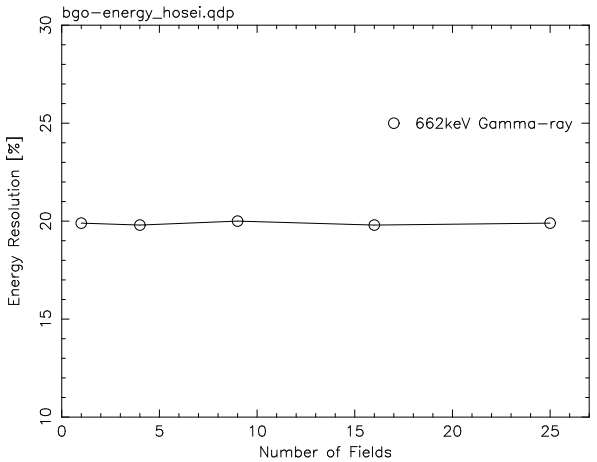


図 4.31: 領域分割補正におけるエネルギー分解能の推移

それはこのエネルギー領域で位置分解能が悪いことに起因すると考えられる。以下 Fig.4.32 と 4.33 に、この検出器の持つ入射γ 線のエネルギーと出力の間の関係と、各エネルギーでのエネルギー分解能を示す。

BGO のシンチレーション光量は GSO の約 60% であり、BGO の 662keV γ 線のシンチレーション光量 に相当する GSO のシンチレーション光量は大まかに言ってγ 線が 400keV 弱の場合である。§4.1 に、GSO(24x24x5mm^3) において 356keV γ 線の位置分解能が 2.5mm から 3.0mm であったことを考えると、この BGO を用いた測定の位置分解能は極端に悪い。その原因の一つとしてシンチレーターの厚さの違いが挙げられる。

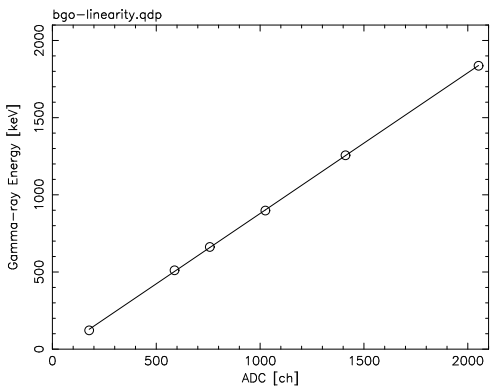


図 4.32: 入射γ 線のエネルギーと出力の間の関係

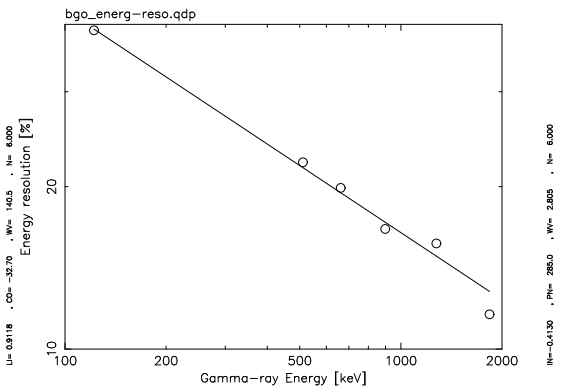


図 4.33: 各エネルギーでのエネルギー分解能

第5章　まとめと課題

GSO ないし BGO 1 つと 位置検出型 PMT のみの単純な組合せで構成した単純なシンチレーション検出器の位置分解能とエネルギー分解能の測定を行った。
この検出器の位置分解能は 662keV のγ 線に対して、GSO 結晶で 2.2mm、BGO 結晶においては 6.6mm であることを確認した。また、位置検出能力を用いてスペクトルを補正することで、エネルギー分解能を向上させることができることを確認し、GSO 結晶での 662keV γ 線に対するエネルギー分解能が 14% であることを確認した。

今後の課題としては、シンチレーターの形状、具体的には高さが変化することによる位置分解能およびエネルギー分解能への寄与の評価、低温条件化での GSO からのシンチレーション光の増加によるエネルギー分解能および位置分解能への寄与の評価をすることが挙げられる。

参考文献

(1)G.F.Knoll(木村逸朗、阪井英次 訳) 放射線計測学ハンドブック (第 2 版), 日刊工業新聞社
(2) 野口正安、γ 線スペクトロメトリー、日刊工業新聞社
(3) 岡本通夫、OP アンプ回路の設計、CQ 出版

謝辞

本論文の作成にあたり、大杉先生、深沢先生にはご多忙な中を面倒を見て頂きまして誠にありがとうございました。同じ研究室の宇野君、大戸君、川添君、川埜さんにはたくさんの面でお世話になりました。また、事務室で研究を支えてくだっさた増田さん、上原さん、その他にも大勢の皆様のおかげで、本論文を書くことができました。心よりお礼申し上げます。