ガンマ線に対して高い位置分解能を持った シンチレーション検出器の開発

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室 高エネルギー物理学研究室

江澤 孝介

平成 18 年 2 月 21 日

概 要

数百 keV∼ 数 MeV の γ 線について相互作用した位置を高精度で測定する検出器は様々な分野での応用が期待される。宇宙物理学の分野においては、γ 線の入射位置を精度良く測定するとで、γ 線の飛来方向の測定精度を高めることができ、元素合成や粒子加速など宇宙で起こる γ 線放射を伴なう現象の解明につながる。医療の分野では、PET 検査において、γ 線の入射位置を精度良く測定することで診断画像の解像度が上がる。これにより、より小さな癌を見つけることができれば早期治療に結び付く。

現在、位置分解能を持つ γ 線検出器として Si や Ge を用いた半導体検出器、無機結晶シンチレータを用いたシンチレーション検出器などがある。一般に半導体検出器では高い位置分解能が得られているが、高い検出効率を得るのが難しい。逆にシンチレーション検出器では高い検出効率が得られているが、高い位置分解能を得るのが難しい。そこで本研究では無機結晶シンチレータと波長変換ファイバーを組み合わせたシンチレーション検出器を提案し、MeV 領域の γ 線を高位置分解能 · 高検出効率で測定することを試みた。この検出器では結晶面に波長変換ファイバーを並べて 1 本 1 本独立に読み出す。これによりシンチレーション光の分布を測定し、発光点を決定する。

今回は LSO(Lu_2SiO_5)、NaI、YAP($YAlO_3$) の 3 つの結晶を用いた。LSO は発光量が NaI の 75% 程度あり、密度 · 原子番号が高い。NaI は発光量が無機結晶の中で最も多いが、潮解性があるために取り扱いが難しい。YAP は発光量は NaI の 40% 程度だが発光スペクトルの幅が狭く、波長変換ファイバー読み出しに適している。3 つの結晶について光量を比較した結果、LSO の光量は NaI の 88%、YAP の光量は NaI の 32% であった。511keV の γ 線に対する 1 次元位置分解能を評価した結果、LSO では 1.2mm、NaI では 2.7mm、YAP では 1.2mm であった。光量に反して NaI の位置分解能が悪いのは、結晶面とファイバーの間に潮解を防ぐためのハウジングがあるため、光が広がってしまうからと考えている。またシミュレーションにより、シンチレーション光の広がりと深さとの間に相関があることを確認した。今回の測定は 1 次元だが、結晶の両面から波長変換ファイバーで読み出すことにより 2 次元位置分構成ができ、薄い結晶を使ってこのシンチレーション検出器を構成し、積層構造で組み上げることで優れた 3 次元位置構成もできる可能性がある。

目 次

第 1 章　序章 **4**
1.1　はじめに 4
1.2　γ 線と物質との相互作用 4
1.2.1　光電効果 4
1.2.2　コンプトン散乱 4
1.2.3　電子対生成 5
1.3　γ 線位置検出器 5
1.3.1　半導体検出器 5
1.3.2　シンチレーション検出器 5
1.4　γ 線イメージング検出器 6
1.4.1　コンプトンカメラ 6
1.4.2　PET 検出器 8
1.5　本研究の目的 9

第 2 章　検出器の構成 **10**
2.1　シンチレータ 10
2.2　波長変換ファイバー 10
2.3　光検出器 12
2.3.1　読み出しエレクトロニクス 13

第 3 章　シンチレーション検出器としての基本性能評価 **14**
3.1　LSO 自身からのバックグラウンド 14
3.2　光量測定 15
3.2.1　直接読み出し 15
3.2.2　ファイバー読み出し 17
3.3　検出効率測定 21
3.4　結晶の基本性能評価のまとめ 22

第 4 章　検出器応答のシミュレーション **24**
4.1　直接読み出した場合の応答 24
4.2　波長変換ファイバーで読み出した場合の応答 25

第 5 章　位置分解能測定 **28**
5.1　γ 線位置測定セットアップ 28
5.2　MAPMT のゲイン較正 28
5.3　LSOγ 線位置検出 29
5.3.1　再構成の方法 29
5.3.2　検出器応答の理解 32

5.4 発光点の深さとシンチレーション光の広がりとの関係 35
5.4.1 イベントセレクション 36
5.5 NaIγ 線位置検出 41
5.6 YAPγ 線位置検出 43
5.7 位置分解能の場所依存性 49
5.8 斜め入射 51
5.9 再現性 51
5.10 コリメータの精度の位置分解能への影響 51
5.11 発光点再構成のまとめ 56

第 6 章 結論 **57**
謝辞 58
Bibliography **59**

付 録 A より高い性能を得るための考察 **60**
A.1 シミュレーションセットアップ 60
A.2 性能評価 61
A.3 発光点の深さとシンチレーション光の広がりとの関係 61

List of Figures **66**

List of Tables **70**

第1章　序章

1.1　はじめに

MeV 領域の γ 線の入射位置を高精度で測定する検出器は様々な分野での応用が期待される。しかし、現在高い位置分解能と高い検出効率を両立する検出器は開発されていない。本研究ではそのような検出器の開発を目指して、無機結晶シンチレータを波長変換ファイバーで読み出すシンチレーション検出器の開発を行なった。以下で γ 線と物質との相互作用について説明し、現在の γ 線検出器について述べる。

1.2　γ 線と物質との相互作用

γ 線は電荷を持っていないので直接検出することができず、相互作用により γ 線のエネルギーを受け取る電子を測定する。γ 線と物質との相互作用は、光電効果 · コンプトン散乱 · 電子対生成の 3 つが主である。

1.2.1　光電効果

100keV までのエネルギー領域において支配的な相互作用で、γ 線が物質中の軌道電子に全エネルギーを与え、電子が

$$K_e = E_\gamma - I \tag{1.1}$$

の運動エネルギーを持って原子の外に弾き飛される過程である。ここで E_γ は γ 線のエネルギー、I は電子の束縛エネルギーである。その反応の断面積は γ 線のエネルギーの $7/2$ 乗に反比例し、原子番号の 5 乗に比例する。

1.2.2　コンプトン散乱

100keV から数 MeV のエネルギー領域において支配的な相互作用で、このエネルギー領域の γ 線に対して電子の束縛エネルギーは無視できるので静止している電子との散乱を考えると、エネルギー E_γ を持った γ 線がコンプトン散乱により、入射方向から角度 θ に散乱された後の γ 線のエネルギー $E_\gamma^{'}$ は

$$E_\gamma^{'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\theta)} \tag{1.2}$$

となる。コンプトン散乱は原子核に束縛されている電子との相互作用なので Z に比例する。

	NaI NaI:Tl	BGO $Bi_4Ge_3O_{12}$	GSO Gd_2SiO_5:Ce	LSO Lu_2SiO_5:Ce	YAP $YAlO_3$:Ce
放射長 (cm)	2.59	1.12	1.38	1.14	2.76
発光波長 (nm)	415	480	440	420	370
光量 (photon/MeV)	40000	4800	8000	25000	15000
蛍光減衰時定数 (ns)	230	300	60/400∼600	40	27
原子番号	51	75	59	66	36
密度 (g/cm^3)	3.67	7.13	6.71	7.4	5.55
屈折率	1.85	2.15	1.85	1.82	1.95
潮解性	有	無	無	無	無

表 1.1: 無機結晶シンチレータの基本特性。

1.2.3 電子対生成

γ 線のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍以上になると起こり始め、数 MeV 以上のエネルギー領域において支配的な相互作用である。電子対生成はエネルギーと運動量の保存則を満たすために、運動量の一部を受け取る原子核が必要である。反応断面積は Z の 2 乗に比例する。

1.3 γ 線位置検出器

1.3.1 半導体検出器

原理は、半導体に逆バイアスを印加することで空乏層が広がり、そこに荷電粒子が入射すると電子 · 正孔対が生成され、エネルギー損失に比例した電流が流れるので、その電荷量を測定する。電子 · 正孔対を作るのに必要なエネルギーが Si で 3.76eV、Ge で 2.96eV と小さいので良いエネルギー分解能が得られる。しかし、原子番号が比較的小さく、高い検出効率が得られない。半導体検出器を粒子の入射位置測定に応用したものとして、読み出し電極をストリップにして集積させたシリコンストリップ検出器が開発されている。各ストリップからの出力の重心を計算して入射位置を求める。ストリップの間隔が 50μm のもので最小イオン化粒子に対して約 5μm の位置分解能が得られている。最近では Si や Ge よりも大きな原子番号を持つテルル化カドミウム (CdTe)· テルル化亜鉛カドミウムを用いた検出器が開発されており、より高い γ 線阻止能を持つことが期待される。現在 γ 線に対して 800μm の位置分解能が得られている [1]。

1.3.2 シンチレーション検出器

シンチレータに光検出器を組み合わせた検出器である。シンチレータは有機シンチレータと無機シンチレータに大別できるが、無機シンチレータの方が原子番号、密度が高いので γ 線検出器に適している。無機シンチレータでは、1 つのシンチレーション光を発生させるのに必要なエネルギーが数百 eV と高く、半導体検出器ほどのエネルギー分解能は得られないが原子番号 · 密度が高いので γ 線に対して高い検出効率が得られる。主な無機結晶シンチレータの基本特性を表 1.1 にまとめる。NaI は 1948 年に開発されて以来、多くの分野で使用されているシンチレータである。光量が多いためエネルギー分解能に優れるが密度が小さいく、検出効率を上げることが難し

い。また強い潮解性があるため、取り扱いが難しい。BGO は密度、原子番号が共に大きく、検出効率が高い。蛍光減衰時定数は NaI と同程度である。また光量が少なく、屈折率が大きいので効率の良い光収集法を考える必要がある。GSO も密度、原子番号が共に大きく、検出効率が高い。光量が少なく、シンチレーション光に蛍光減衰時定数の異なる 2 成分がある。速い成分は 60ns 程度であり、遅い成分は 400∼600ns 程度である。遅い成分が出力比の 10% 程度存在する。LSO は優れた無機結晶シンチレータの特徴をバランス良く兼ね備えている。密度が高く、かつ原子番号が大きいので小さな検出器でも高い検出効率が得られる。また蛍光減衰時定数が小さいので時間分解能が良く、高計数率環境下にも適用できる。そして光量が NaI の 75% 程度あり、発光波長がバイアルカリ光電面の量子効率と合っている。しかし、^{176}Lu の β 崩壊によるバックグラウンドの存在や、Lu が高価であるという問題もある。YAP は光量が NaI の 40% 程度ある。そして蛍光減衰時定数が小さく、時間分解能が良い。しかし原子番号が比較的小さく、γ 線が結晶中で光電効果を起こす割合が小さくなる。

シンチレーション検出器を粒子の入射位置測定に応用したものとして、1 つの結晶を複数の光検出器で読み出して、シンチレーション光の分布から発光点を再構成するものと、結晶をセグメント化してシンチレーション光を読み出す方法がある。

1.4　γ 線イメージング検出器

上記の検出器を応用して γ 線の入射方向を測定する検出器が開発され、宇宙物理学や医学の分野で用いられている。

1.4.1　コンプトンカメラ

宇宙物理学の分野において、このエネルギー領域で高い成果を挙げているのがコンプトンカメラである [2]。コンプトンカメラは層構造の検出器である。エネルギー E_{in} の γ 線が入射してきた時に 1 層目の検出器 (散乱体) でコンプトン散乱を起こして散乱された電子のエネルギー E_1 と、2 層目の検出器 (吸収体) で吸収された γ 線のエネルギー E_2、検出器上での反応位置を測定する。運動量保存則とエネルギー保存則により入射 γ 線の散乱角 θ は

$$E_{in} = E_1 + E_2 \tag{1.3}$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2} \tag{1.4}$$

と表わされるので、入射 γ 線の到来方向が天頂角 θ を持つ円錐面に制限される。2 次元でこの方向は検出器の角度分解能の幅を持つ円環に対応する。複数の γ 線による円環を重ねることで γ 線の放射源の位置を特定する。 概略図を図 1.1 に示す。実際にコンプトンカメラを用いて成果をあげているのが CGRO 衛星に搭載された COMPTEL である。検出器の概略図を図 1.2 に示す。COMPTEL では、散乱体に液体シンチレータを用い、吸収体には NaI を用いている。バックグラウンドを減らすために、散乱体から吸収体までの散乱光子の飛行時間をイベント選択の条件に入れている。散乱体の位置分解能は 1MeV で 2cm、吸収体の位置分解能は 1cm である。また、このエネルギー領域には電子による制動放射や逆コンプトン散乱、宇宙線と衛星本体との相互作用による γ 線バックグラウンドが存在し、精度の良い観測は行なわれていない。現在、散乱体として半導体検出器やガス検出器 (μ-TPC) を用いたコンプトンカメラの開発が進んでいる [3]。

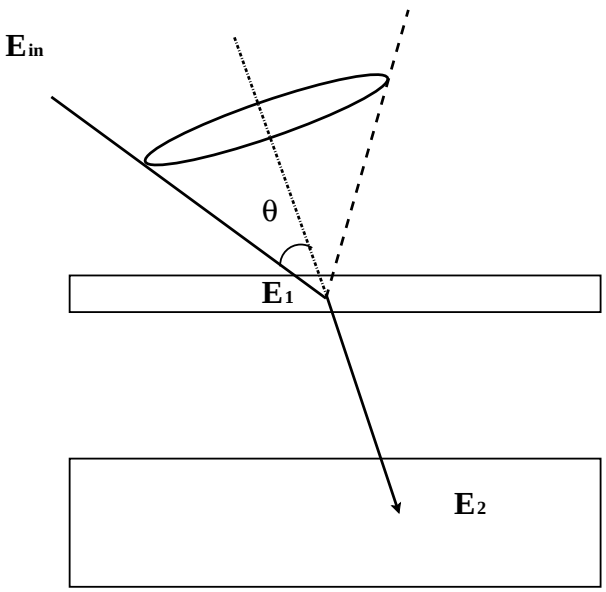


図 1.1: コンプトンカメラの概略図。

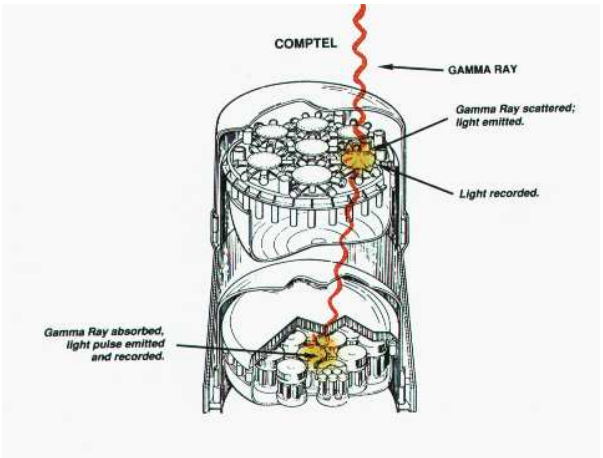


図 1.2: COMPTEL の概略図。散乱体には液体シンチレータ、吸収体には NaI が使われている。

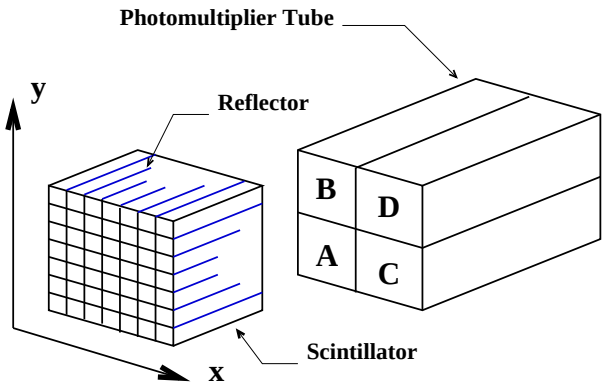


図 **1.3:** PET に用いられるシンチレーション検出器。

1.4.2 PET 検出器

PET 検出器は体内に投与した陽電子放出核種で標識された薬剤から放出された陽電子が対消滅してできた γ 線をリング状の検出器で同時計測により捉え、対消滅が起きた位置を検出器を結ぶ線上に限定する。角度毎の投影データを測定し、画像再構成することによって機能や代謝を薬剤の濃度分布画像として測定する。γ 線の位置検出にはセグメント化された結晶と光電子増倍管 (PMT) を組み合わせたシンチレーション検出器が使われている。概略図を図 1.3 に示す。4 つの PMT の出力をそれぞれ A, B, C, D とすると発光点 (X, Y) は

$$X = \frac{(A+B)-(C+D)}{A+B+C+D}, \quad Y = \frac{(A+C)-(B+D)}{A+B+C+D} \tag{1.5}$$

により計算される。結晶の位置に対して (X, Y) が直線の応答をするように反射材が塗布されている。PET 検出器に適したシンチレータの特徴としては

- 検出器のデットタイムを少なくするために蛍光減衰時定数が小さい。
- 検査時間を短くするために γ 線に対する検出効率が高い (原子番号 · 密度が共に高い)。結晶中でコンプトン散乱を複数回起こすイベントは分解能を悪くする要因であり、光電効果を起こす割合が高い結晶程位置分解能が良くなる。
- 位置分解能、時間分解能、エネルギー分解能向上のために発光量が多い。対消滅 γ 線を同時計測により捉えるため、時間分解能が必要である。また被写体でコンプトン散乱を起こし、検出器に入ってくるイベントを排除するためにエネルギー分解能が必要である。

などがある。 現在の PET 検出器には主に BGO や GSO が用いられている。PET 検出器の位置分解能を向上させるためには使用するシンチレータの大きさを小さく、かつ細長くする必要がある。シンチレータの高さは検出効率に直接影響するため、あまり小さくできない。このため細長い形状のシンチレータを使用することになる。しかしシンチレータが細長くなると、シンチーション光が読み出し面に伝わるまでに反射する回数が多くなる。このため光が減衰してしまい、光量が少なくなる。これによりエネルギー分解能 · 位置分解能共に悪くなる。また結晶が厚い程、相互作用した深さのばらつきが大きくなり、位置分解能が悪くなる。GSO は、添加する Ce の濃度によって蛍光減衰時定数が 30∼60ns と変化する特徴があり、深さ方向に蛍光減衰時定数の異なる結晶を重ねてシンチレーション検出器を構成し、出力波形の時間情報から γ 線が相互作用した深さを特定する DOI(Depth of Interaction) 検出器への応用が考えられている。

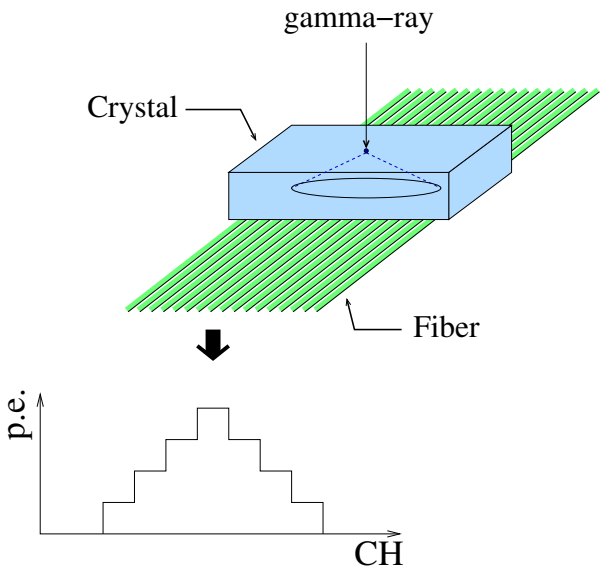


図 1.4: 波長変換ファイバー読み出しの概略図。

1.5 本研究の目的

γ 線イメージングに応用できる位置検出器、特に数百 keV から数 MeV の領域の γ 線を高検出効率、高位置分解能で測定できる検出器を開発するのが本研究の目的である。現在 γ 線イメージングに用いられているシンチレーション検出器は主に結晶をセグメント化して、シンチレーション光が広がらないように読み出しを行なっている。セグメントが細かい程、位置分解能は高くなるが反面光量が少なくなり、検出効率が下がる。また、検出器のセットアップも、より困難になる。結晶をセグメント化することなく高い位置分解能と高い検出効率が同時に得られる方法として、シンチレーション光の波長変換ファイバー読み出しを試みる。結晶の表面に波長変換ファイバーを並べ、多チャンネルの光検出器で各ファイバーを独立に読み出す。図 1.4 に概略図を示す。シンチレーション光が等方的に放射されるなら、発光点に近いファイバー程多くの光を伝えるのでシンチレーション光の分布から発光点を決定することができる。また、セグメント化することなく読み出すことで、シンチレーション光の分布から発光点の深さも特定できる可能性がある。

第2章　検出器の構成

本研究で用いる検出器の構成について述べる。

2.1　シンチレータ

使用する結晶について、シンチレーション光を波長変換ファイバーで読み出すことから、光量が多い結晶が適している。今回は LSO、NaI、YAP の 3 つを用いる。図 2.1 に 3 つの結晶の写真を示す。左から LSO、NaI、YAP である。結晶の大きさは 3 つとも、40×40×5mm である。NaI には潮解するのを防ぐために密封されている。シンチレーション光の読み出しは光学ガラス窓から行なう。結晶とファイバーを固定するホルダーを図 2.2 に示す。このホルダーにはファイバーを並べるための溝が彫られている。結晶とファイバーを固定することで、測定中の結晶とファイバーのコンタクトが保たれ、光量の再現性も高まると考えている。

2.2　波長変換ファイバー

波長変換ファイバーとは入射してきた光を吸収し、再発光を行なうファイバーである。この再発光された光の内の一部が全反射を繰り返すことでファイバー中を伝わる。使用する波長変換ファイバーは、結晶の発光スペクトルとファイバーの吸収スペクトルが合うように組み合わせを選んだ。LSO と NaI には KURARAY 製の Y11、YAP には KURARAY 製の B2 によってシンチレーション光を読み出す。ファイバーは直径が 1.2mm のものを用いた。ファイバーにはシングルクラッド型とコアに 2 重の被覆加工を施したマルチクラッド型がある。外側の層程屈折率が高くなっていてマルチクラッドの方が光の伝播効率が良い。Y11、B2 共にマルチクラッド型を用いる。ファイバーの吸収 · 発光スペクトルを図 2.3 に、結晶の発光スペクトルを図 2.4 に示す。YAP は発光量が 3 つの結晶の中で最も少ないが、発光スペクトルがシャープでファイバーの吸収

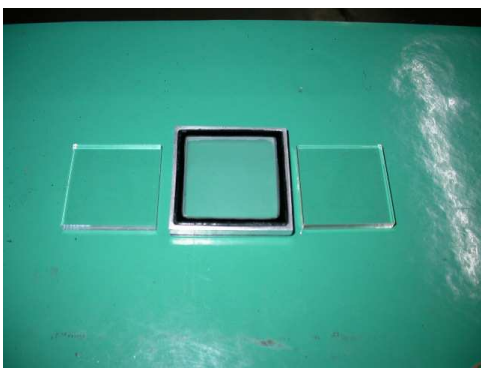


図 **2.1:** 今回使用した結晶。左から LSO、NaI、YAP である。

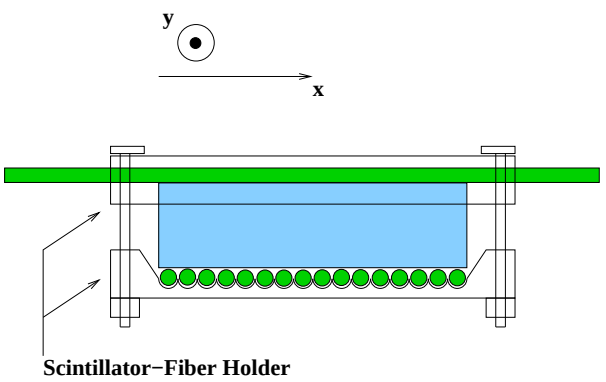


図 **2.2:** 結晶とファイバーを固定するホルダーの概略図。

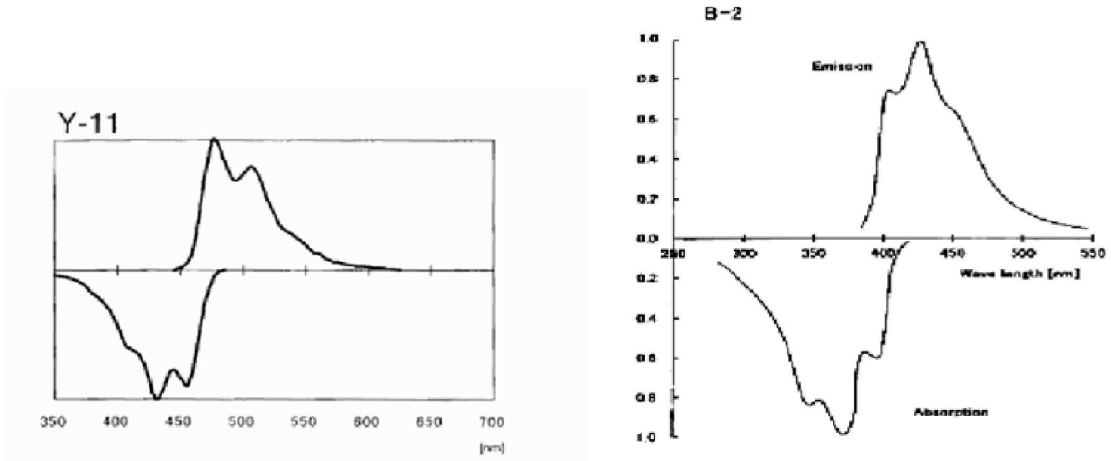


図 **2.3:** 波長変換ファイバーの発光スペクトル (上)、吸収スペクトル (下)。

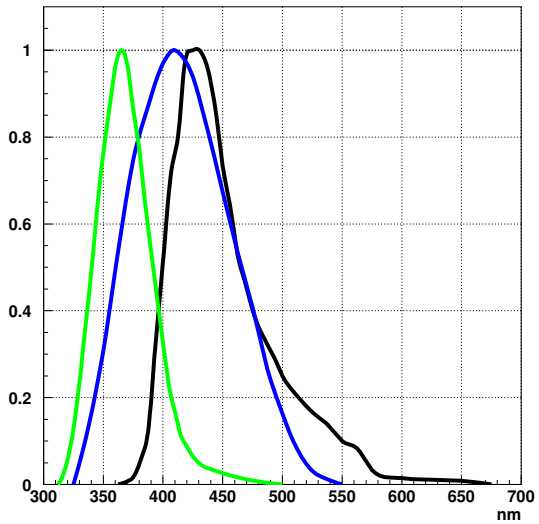


図 **2.4:** 使用した無機シンチレータの発光スペクトル。黒が LSO、青が NaI、緑が YAP の発光スペクトルを表す。縦軸は、それぞれの結晶での最大発光波長における発光量を 1 とした相対強度。

スペクトルと合っていて、ファイバーの発光スペクトルがバイアルカリ光電面の量子効率と合っている。

2.3　光検出器

光検出器には浜松ホトニクス社製 64 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 (MAPMT)H8804 を用いる。これは同社製マルチアノード光電子増倍管 H7546 のパッケージを K2K 実験で導入されている SciBar 検出器用に変更したものである。H7546 の基本特性を表 2.1 に示す。使用したチャンネルの並びを図 2.5 に示す。クロストークは対角線上に位置するチャンネルよりも隣接するチャンネルへの影響が大きいことが分かっている [4]。今回はクロストークの影響が最小にな

Parameter	Description/Value
光電面	バイアルカリ
感度のある波長領域	300∼650nm
量子効率	20%@390nm
アノード	8×8(1 チャンネル 2×2mm)
供給電圧	max 1000V
ゲイン	3.0×10^5@800V
線形性のある領域	0.6mA 以下
クロストーク	2%

表 **2.1:** マルチアノード光電子増倍管 H7546 の基本特性。

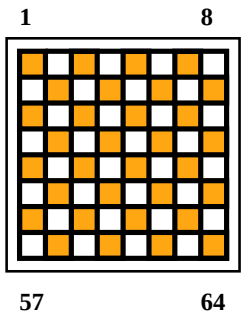


図 **2.5:** 使用したアノードの位置。塗り潰してある所が今回使用したチャンネル。

るように使用するチャンネルが隣接しない配列で用いた。

2.3.1 読み出しエレクトロニクス

MAPMT からの 64 チャンネル分のシグナルを読み出すために、K2K 実験で導入されている Scibar 検出器のために開発された VA/TA フロントエンドボードを用いる [5]。これは MAPMT の 64 チャンネルの出力をシリアル化して 1 チャンネルにするためのフロントエンド回路である。

第3章　シンチレーション検出器としての基本性能評価

本章ではシンチレーション検出器としての基本性能として、光量、エネルギー分解能と検出効率を評価する。まずはシンチレーション光を結晶面から直接読み出して、各結晶の発光量の比較を行なう。更に波長変換ファイバーによる読み出しで得られる光量を測定し、エネルギー分解能を評価する。次に波長変換ファイバーで読み出した時の 511keVγ 線に対する検出効率を評価する。LSO には β 崩壊を起こす放射性同位元素が含まれている。β 崩壊により放出される放射線がシンチレーション検出器としての性能評価の際のバックグラウンドになる可能性がある。そのため、まず LSO から出る放射線の理解を行なう。

3.1　LSO 自身からのバックグラウンド

LSO には Lu の放射性同位元素 ^{176}Lu が含まれる。^{176}Lu の β 崩壊により、最大エネルギーで 1MeV の β 線と 308keV,202keV,88keV の γ 線が放射される。 そこで、まずこの LSO 自身からの放射線を測定し、MeV 領域の γ 線検出のバックグラウンドになるかを調べる。

^{176}Lu の β 崩壊により放射される電子を LSO 自身で捉え、それに引き続き放射される γ 線を別の検出器で捉える。今回は NaI を用いたシンチレーション検出器で γ 線を捉える。測定のためのセットアップを図 3.1 に示す。結晶を光電子増倍管 (PMT) の光電面に接続してシンチレーション検出器を構成した。PMT からのアナログシグナルを ADC によってデジタル化し、コンピュータに記録する。検出器のエネルギー較正は 511keVγ 線の光電ピークで行なっている。 LSO からの出力と NaI からの出力のコインシデンスを要求することで、β 崩壊を捉える。コインシデンスの時間幅は 40ns とした。

測定結果を図 3.2 に示す。LSO 中での電子は 1MeV で、飛程は約 4mm である。LSO の大きさは 40×40×5mm なので β 崩壊で放出された電子が LSO 中で止まるイベントも存在すると考えられる。従って、LSO で見えている最大で 1MeV の連続スペクトルは ^{176}Lu の β 崩壊で放射される

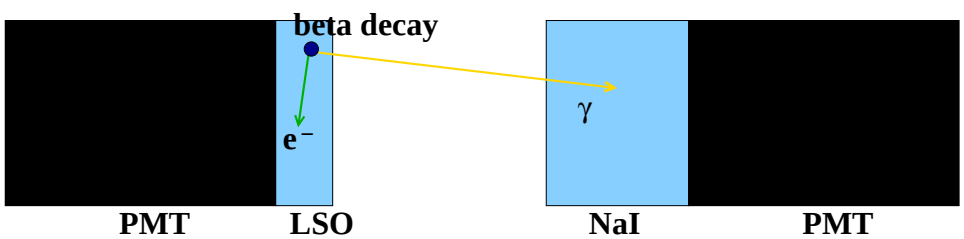


図 3.1: LSO に含まれる Lu の放射性同位元素の β 崩壊による放射線を測定するためのセットアップ。LSO と NaI のコインシデンスを要求することで、この様なイベントを捉える。

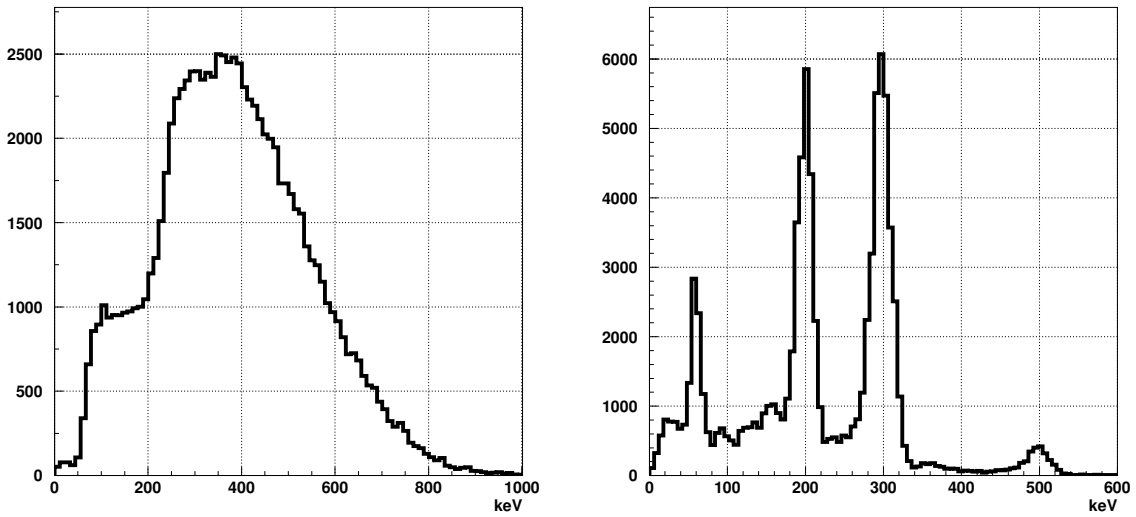


図 **3.2:** (左)LSO で測定された ^{176}Lu の β 崩壊により放射される β 線のスペクトル。
(右)NaI で測定された β 崩壊に引き続き放射される γ 線のスペクトル。

電子で、NaI で見えているスペクトルは β 崩壊に引き続き放射される γ 線であると考えられる。NaI で見えている 3 つのピークはそれぞれ 297±28keV,199±19keV,59±5keV であった。最もエネルギーの低い γ 線のエネルギーが文献値とは異なる。この理由は分っていない。他の 2 つの γ 線のエネルギーは文献値と一致することからエネルギー較正の間違いではないと考えられる。しかし、このずれは今後の測定に影響しない。NaI で見えるスペクトルの右端のピークは 308keV と 202keV の 2 つの γ 線を検出したイベントである可能性が考えられる。PET 検出器では今回の測定と同様にコインシデンストリガーで測定を行なうので LSO を用いた場合は β 崩壊と、それに引き続く γ 線によるコインシデンスバックグラウンドが考えられる。511keVγ が結晶中で全エネルギーを落としたイベントのみを選びだす場合でも、308keV と 202keV2 つの γ 線を検出したイベントがバックグラウンドになる可能性がある。今回の測定の結果、LSO からの放射線は MeV 領域に存在し、今後の測定のバックグラウンドになることを確認した。しかし、バックグラウンドスペクトルを測定することができたので、測定データに混ざるバックグラウンドの量を見積ることができれば差し引くことができる。このため今後の測定では問題にならない。

3.2 光量測定

3.2.1 直接読み出し

各結晶について単位エネルギーあたりに得られる光量を測定し、光量の比較を行なう。ADC カウントから光電子数 (p.e.) への変換には、測定した 1p.e. の ADC カウントを用いる。図 3.3 に典型的な 1p.e. の分布を示す。左のピークはペデスタル (0p.e.) で、左のピークは 1p.e. に対応する。1p.e. の分布を測定するために LED を用いた。ペデスタルの割合は 96% なので、検出器で得られる光量がポアッソン統計に従うと仮定すると LED の平均光量は 0.04p.e. 程度に調節されていることになる。ペデスタル、1p.e. ピークをガウシアンでフィットして中心値を求め、1p.e. の

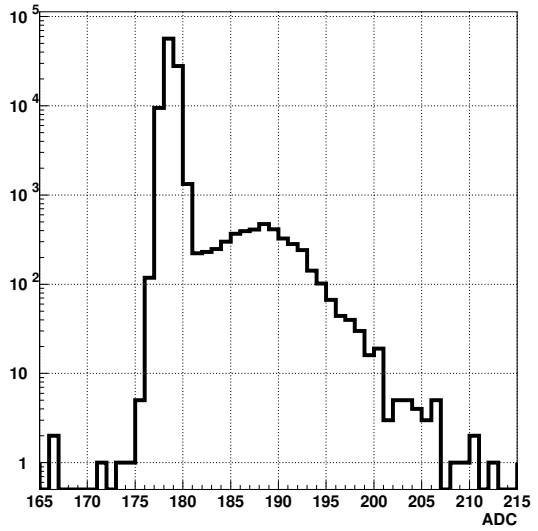


図 **3.3:** 今回使用した光電子増倍管で見られる典型的な 1p.e. の分布。縦軸は log スケールである。

ADC カウントを求める。

光量のエネルギー依存性を測定するために ^{57}Co の電子捕獲に共なう 122keV、^{22}Na の β^+ により放出される陽電子が対消滅して放射される 511keV、^{137}Cs の β 崩壊に共なう 662keV の γ 線で光量測定を行なった。このエネルギー領域の γ 線が結晶中で起こす反応はレイリー散乱、光電効果、コンプトン散乱の 3 つだが、レイリー散乱は結晶中にエネルギーを落とさないので検出できない。対消滅では 511keV の γ 線が 2 つ互いに正反対の方向に放射される。この 2 つの γ 線を検出することで、対消滅からの γ 線であることを保証する。対消滅からの γ 線の 1 つは光量を測定する結晶で捉え、もう 1 つの γ 線は NaI を用いたシンチレーション検出器で捉える。2 つのシンチレーション検出器からの出力のコインシデンスを要求することで対消滅によるイベントを捉える。これにより LSO の光量測定の際、自分自身からの放射線によるバックグラウンドを減らすことができる。環境放射線によるバックグラウンドも存在するが、他の結晶の光量測定では無視できる程少ないので、LSO で見えるバックグラウンドは ^{176}Lu の β 崩壊によるものが主であると考えられる。対消滅により放射される 2 つの γ 線を捉えることで LSO の光量測定に混じるバックグラウンドの割合は 1% 未満になる。122keV と 662keVγ 線に対する光量測定ではこの方法が使えない。このため、光量スペクトルに混じるバックグラウンドの量を見積って、差し引く。γ 線を入射せずに測定したスペクトルがバックグラウンドであり、測定にかかった時間で規格化することでバックグラウンドの量を見積る。122keV と 662keVγ 線に対する LSO の光量測定で混じるバックグラウンドを図 3.4 に示す。122keVγ 線の光量測定では 15%、662keV では 10% バックグラウンドが混ざるので今後の測定では差し引いておく。

511keVγ 線測定の時に、コインシデンスがとれたイベントのシグナルを図 3.5 に示す。一番上は各結晶からのシグナルで、真ん中は対消滅イベントを捉えるために使っている NaI からのシグナルである。一番下は ADC へのゲートシグナルである。パルスが立ち上がり始めてから再びグラウンドレベルまで戻る時間幅は、LSO で 240ns、NaI で 900ns、YAP で 200ns である。今回用いた結晶の中では YAP の応答が最も速いことが確認できる。

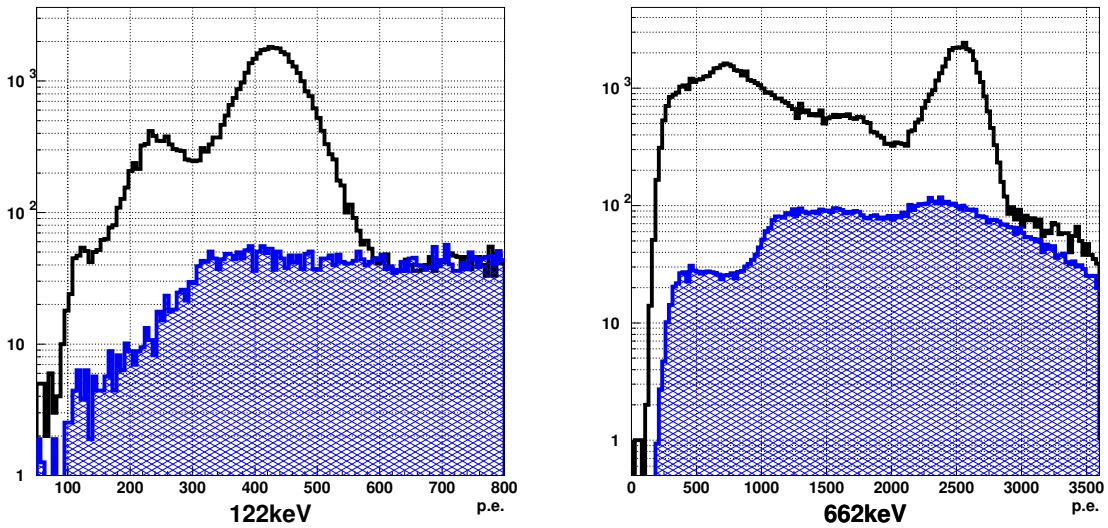
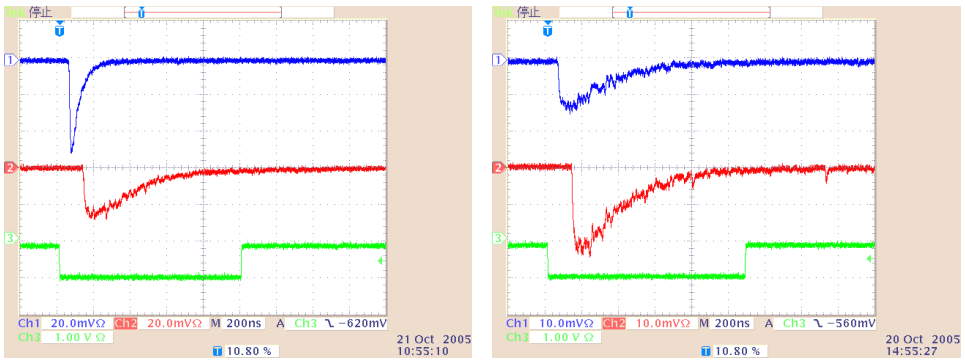


図 **3.4:** (左)LSO で見える 122keVγ 線のスペクトル。(右)LSO で見える 662keV のスペクトル。ハッチなしが線源からの γ 線を入射させている時のスペクトルでハッチありが線源からの γ 線を入射させていない時のスペクトル。これらのスペクトルは測定時間で規格化してある。

各結晶の光量測定の結果を図 3.6 に示す。光電ピークとコンプトンエッジの高さを比較すると、γ 線が全エネルギーを結晶中に落とすイベントの割合が最も多いのは LSO である。原子番号と密度から予想される通り LSO が最も高い阻止能を持っている。光電ピークをガウシアンでフィットして光量を求めた。光量のエネルギー依存性を図 3.7 に示す。この関係を 1 次関数でフィットし、単位エネルギー当りの光電子数を求めた。各結晶で同じ光電子増倍管を用いて測定を行なったので、この直線の傾きの比をとると、光電面の量子効率の不定性がキャンセルされた光量の比較を行なうことができる。LSO の光量は NaI の 88$\pm$2%、YAP の光量は NaI の 32$\pm$1% という結果を得た。

3.2.2 ファイバー読み出し

次に波長変換ファイバーで読み出した時の光量を測定する。結晶面に波長変換ファイバーを 32 本並べて、シンチレーション光を読み出した場合に得られる光量を調べる。セットアップはファイバーで読み出している事以外は直接読み出しの時と同じである。各結晶の 511keVγ 線に対するスペクトルを図 3.8 に示す。この時の平均光量は LSO で 12p.e.、NaI で 10p.e.、YAP で 7p.e. である。ファイバー読み出しでは得られる光量が少ないためエネルギー分解能が悪く、光電ピークやコンプトンエッジを区別することができない。このためシミュレーションによりエネルギー分解能を評価する。シミュレーションの詳細については次章で述べる。511keVγ 線によるシンチレーション光を波長変換ファイバーで読み出した時に得られる光量のシミュレーション結果を図 3.9 に示す。ハッチなしが全イベントの光量分布で、ハッチありは γ 線が結晶中で全エネルギーを失なったイベントの光量分布である。このシミュレーションにより得られる光電ピークをガウシアンでフィットすることにより 511keVγ 線に対して得られる光量とエネルギー分解能を評価す



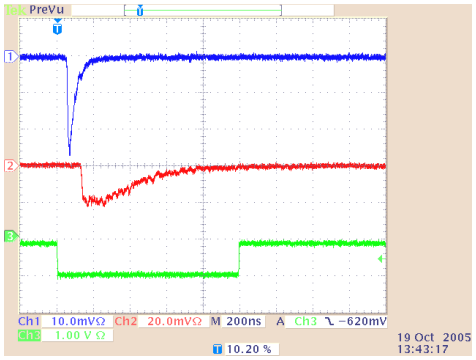


図 **3.5:** 511keVγ 線によるシンチレーション光を光電子増倍管で読み出した時の出力波形。一番上は各結晶からのシグナルで、真ん中は対消滅イベントを捉えるために使っている NaI からのシグナルである。一番下は ADC へのゲートシグナルである。

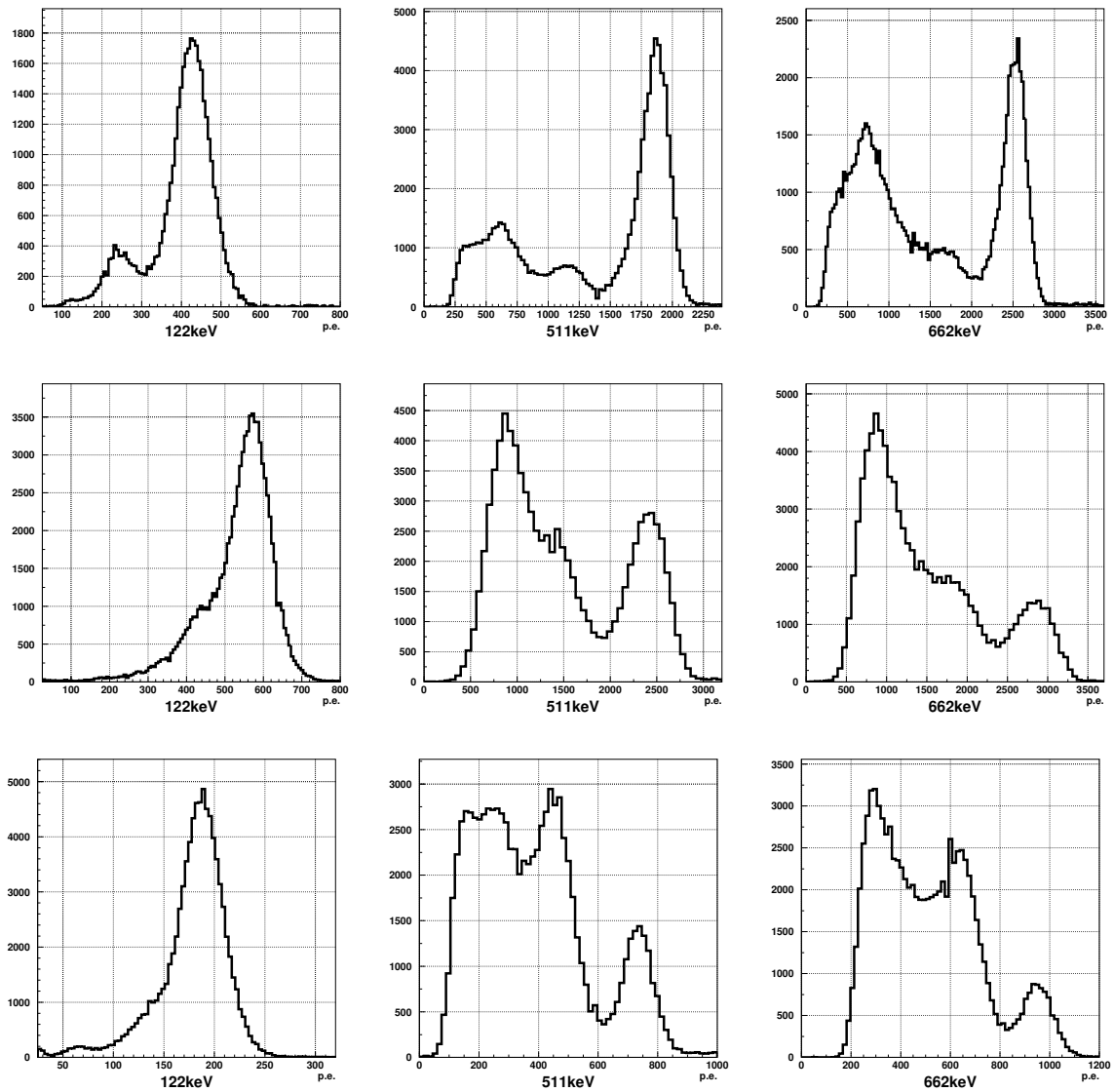


図 **3.6:** 各結晶の 122keV から 662keV までの γ 線の光量スペクトル。上から順に LSO、NaI、YAP の光量スペクトルを表す。また左から順に 122、511、662keVγ 線の光量スペクトルを表す。

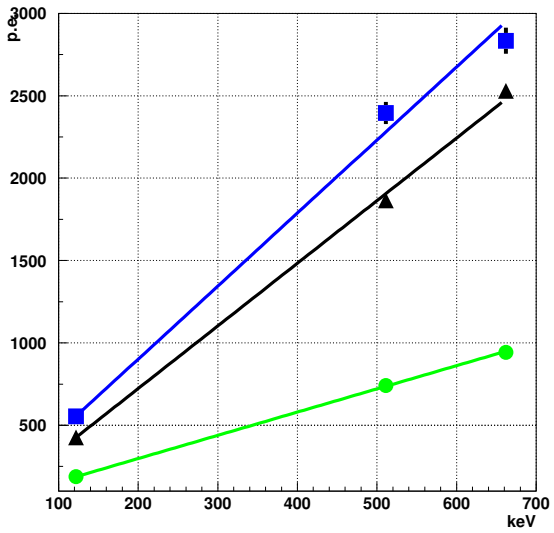


図 **3.7:** 光量測定の結果。三角が LSO、四角が NaI、丸が YAP を表す。

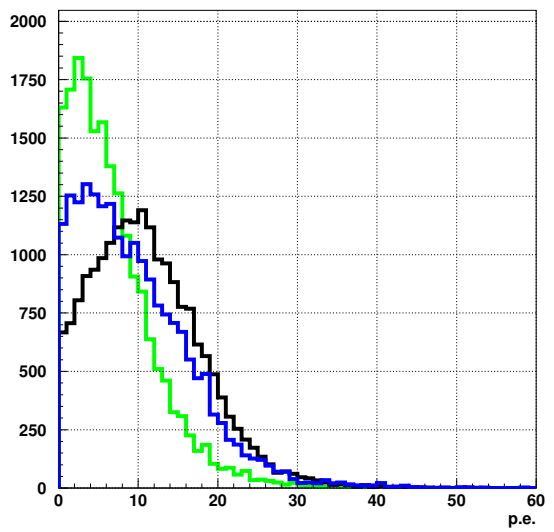


図 **3.8:** 結晶面に波長変換ファイバーを並べて読み出した時の 511keV γ 線の光量スペクトル。黒が LSO、青が NaI、緑が YAP の測定結果である。これらの分布は面積で規格化されている。

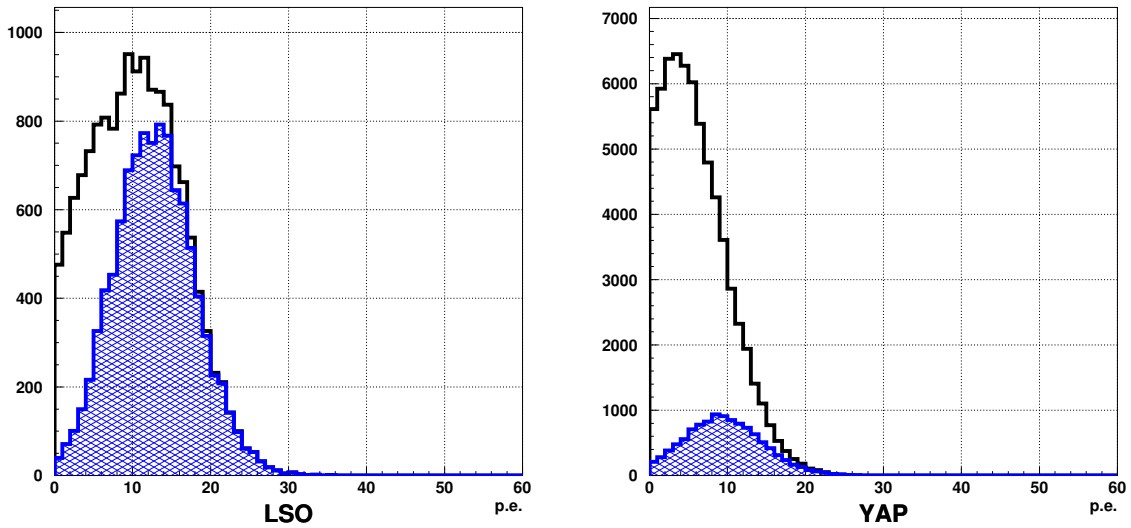


図 **3.9:** 511keVγ 線によるシンチレーション光を波長変換ファイバーで読み出した時に得られる光量スペクトルのシミュレーション結果。ハッチなしが全イベントの光量分布で、ハッチありは γ 線が結晶中で全エネルギーを失なったイベントの光量分布。

る。その結果 LSO では光量は 13p.e.、この光量は直接読み出した時の 0.7% であり、エネルギー分解能は 40% であった。YAP で得られる光量は 9p.e.、この光量は直接読み出した場合の 1.2% であり、エネルギー分解能は 57% であった。NaI についてはシミュレーションが測定結果を再現していないため、エネルギー分解能は評価できていない。

3.3 検出効率測定

ここではシンチレーション検出器としての検出効率を比較する。ここで言う検出効率とは、結晶に入射した γ 線の内、光検出器によりシンチレーション光を検出できる割合である。検出効率測定のセットアップを図 3.10 に示す。測定には対消滅により放射される 2 つの 511keVγ 線を用いる。一方の γ 線は検出効率を測定する各結晶で捉え、もう一方は NaI と光電子増倍管を組み合わせた NaI カウンタで捉える。NaI カウンタと線源の距離は 70cm とし、結晶と線源との距離は 12.5cm とした。この時、一方の γ 線が NaI カウンタに入射した場合、もう一方の γ 線は結晶の位置では直径 0.9cm の円の内部に入射する。従って、NaI カウンタに γ 線が入射した時には結晶にも γ 線が入射する配置になっている。NaI カウンタからのシグナルをトリガーにして測定を行い、NaI カウンタで光電ピーク $\pm 2\sigma$ 内に入るイベントがあった時に 511keVγ を検出したとする。つまり結晶に入射した γ 線の数は NaI カウンタの光電ピーク $\pm 2\sigma$ 内のイベント数とする。このイベントの内、結晶でも γ 線を検出したイベントの割合を測定する。結晶からのシンチレーション光を読み出している 32 チャンネル各々に

$$\text{ペデスタル} + x\sigma(\text{ペデスタル}) \tag{3.1}$$

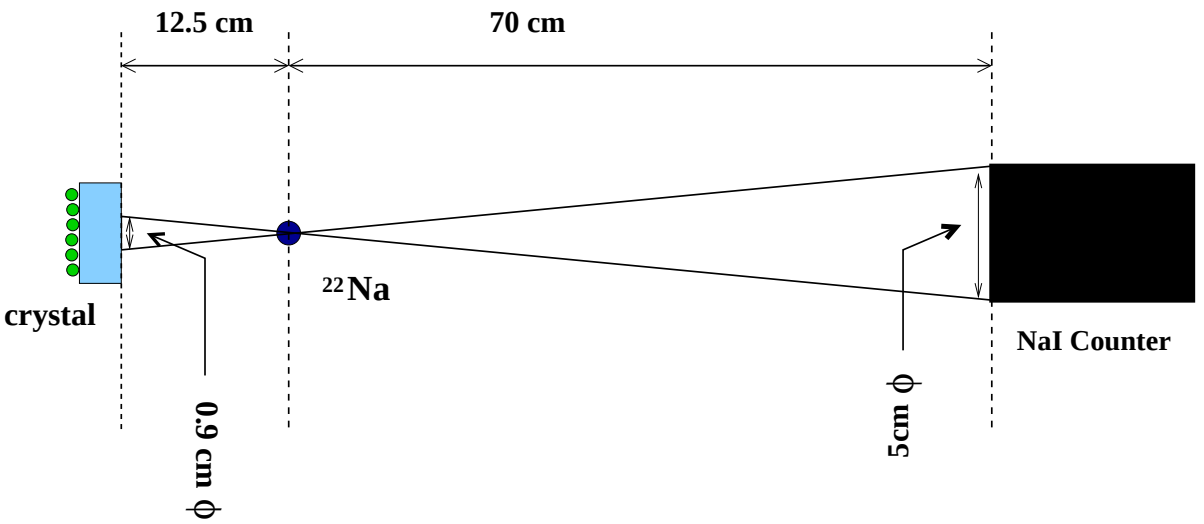


図 **3.10:** 検出効率測定セットアップ。

という閾値を設定する。ここで x は実数である。チャンネル間でばらつきはあるが、1σ は約 0.2p.e. に相当する。この閾値を越える出力があったチャンネルが 1 つ以上存在するイベントを γ 線を検出したとし、検出効率の x 依存性を測定した。測定結果を図 3.11 に示す。LSO を波長変換ファイバーで読み出した時に最も高い検出効率が得られることが分かった。ファイバー 1 本当りの光量が数 p.e. と少ないため、閾値をあまり高くできない。今回はペデスタルイベントを除くためにペデスタルから 3σ に閾値を設定する。これは約 0.7p.e. に相当する。この時の検出効率は LSO で 23%、NaI で 15%、YAP で 16% である。

3.4　結晶の基本性能評価のまとめ

- LSO 中で起こる β 崩壊と、これに引き続き放射される γ 線の存在を確認した。LSO からの放射線がバックグラウンドとなる場合は、測定データに混ざる量を見積って差し引くことができる。このため今後の測定には問題にならない。

- 各結晶の光量の比較を行った結果、LSO の光量は NaI の 88%、YAP の光量は NaI の 32% であった。波長変換ファイバーで読み出した場合は得られる光量は直接読み出した場合の 1% 程度と少ないためにエネルギー分解能が悪く、3 つの結晶すべてで光電ピークとコンプトンエッジを分離できていない。LSO と YAP についてはシミュレーションによりエネルギー分解能を評価した。その結果、LSO では 40%、YAP では 57% であった。

- 波長変換ファイバーで読み出した時の検出効率を測定した。LSO と Y11 の組み合わせが最も検出効率が高く、ペデスタルから 3σ を閾値とした場合の検出効率は LSO で 23%、NaI で 15%、YAP で 16% あった。エネルギー分解能を測定することができなかったが、今回試した 3 つの結晶の中で、LSO を用いたシンチレーション検出器が最も光量が多く、最も高い検出効率を持っていることを確認した。

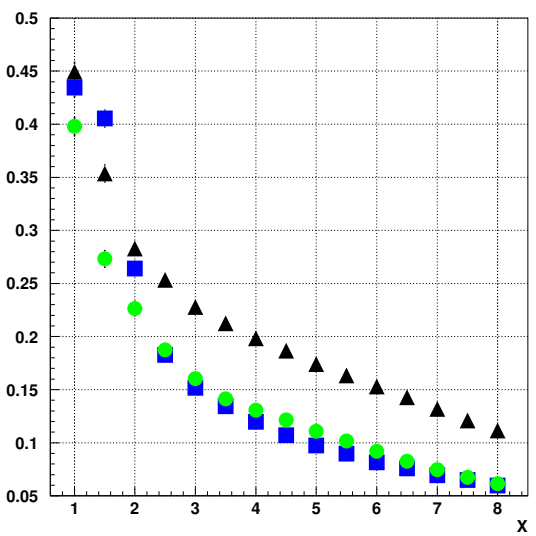


図 **3.11:** 検出効率の閾値依存性。各チャンネルに、 ペデスタル$+x\sigma$(ペデスタル) という閾値を設ける。この閾値を越える出力があったチャンネルが 1 つ以上存在するイベントを γ 線を検出したとする。三角が LSO、四角が NaI、丸が YAP。

第4章　検出器応答のシミュレーション

実機で見られる応答を理解するために、geant4 により検出器のシミュレーションを行なう。まず使用したシンチレータの発光量を再現するために、直接読み出した場合の光量スペクトルの光電ピークの中心値、幅を再現するようにシンチレータの発光量とそのばらつきの調整を行なう。次に波長変換ファイバーで読み出した時の光量スペクトルを再現するようにファイバーの伝播効率の調整を行なう。

4.1　直接読み出した場合の応答

シンチレーション光を直接読み出した時の光量スペクトルを再現するように調整を行なう。調整を行なうパラメータは以下の 2 つである。

- 発光量 (光子数/MeV)
- 発光量のばらつき (光子数)

ここで使用するシミュレーションではシンチレーション光を発光量を中心値、発光量のばらつきを σ とするガウス分布に従って発生させる。発光量のばらつきは、発光量 N と結晶の不均一性から決まる結晶に固有な分解能 I により

$$\text{発光量のばらつき} = I\sqrt{N} \tag{4.1}$$

で表されている。シミュレーションが実測により得られた 511keVγ 線の光電ピークの中心値と幅を再現するように発光量と発光量のばらつきを決定する。入射させる γ 線は、γ 線の放射点が結晶を見込む立体角内に一様に分布するように方向を変える。シンチレーション光の読み出しは、光電子増倍管の光電面と同じ材質、形状のものを結晶面に接触させて、この光電面に入ってくる光子数に量子効率をかけて光電子数に変換する。この値を平均値とするポアッソン分布に従う乱数を発生させ、得られた値をシミュレーションにより得られる光電子数とする。得られる光量が十分多いので光電子増倍管の 1p.e. 分解能は考えない。量子効率はすべての波長に対して 20% とした。シミュレーションの結果を図 4.1 に示す。また決定したパラメータの値を表 4.1 にまとめる。各結晶で決定した発光量を表 1.1 の値と比較すると、YAP の発光量が知られている値の 60% であった。この理由は分かっていない。511keVγ 線に対するエネルギー分解能は、LSO で 6%、NaI で 8%、YAP で 7% である。各結晶の光量スペクトルについて、右のピークは光電ピークであり、その左がコンプトンエッジである。コンプトンエッジより左に続くスペクトルは、光電面で後方散乱を起こしたイベントである。すべての結晶で後方散乱付近の測定データとシミュレーションのずれが大きい。測定では、より多くの後方散乱イベントが存在している。この原因として、シミュレーションでは γ 線が後方散乱を起こす物質が光電面以外に存在していないことが考えられる。光量測定は、光電面以外の光電子増倍管の構成要素や、実験台、壁、床などシミュレーションでは考慮されてない物質が多数存在する環境で行なわれた。

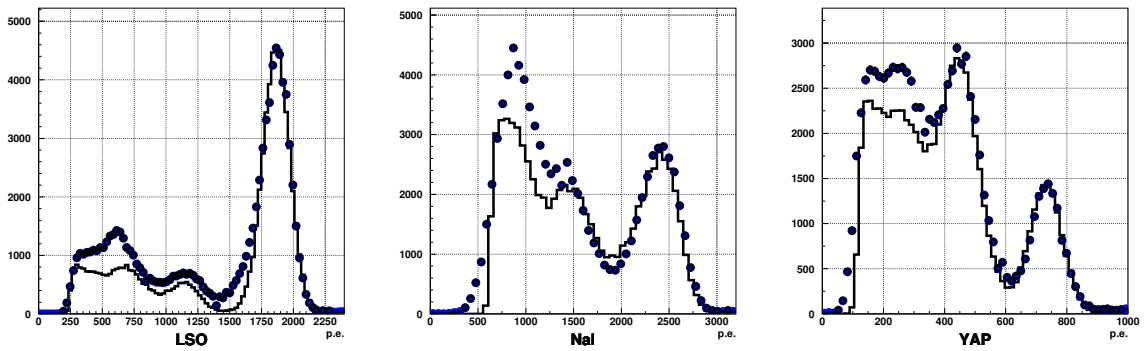


図 **4.1:** 511keVγ 線の光量スペクトル。点が測定データで、線がシミュレーションの結果である。

	発光量 (光子数/MeV)	発光量のばらつき (光子数)
LSO	24700	840
NaI	36700	1800
YAP	9450	450

表 **4.1:** 実測の光量スペクトルを再現する様決定したシンチレータの発光量とそのばらつき。

4.2 波長変換ファイバーで読み出した場合の応答

シンチレーション光を波長変換ファイバー読み出した場合のシミュレーションを行なう。使用したファイバーと同じ材質 · 形状のものを結晶面に並べて、このファイバーに入ってくる光子数にファイバーの伝播効率、量子効率をかけて光電子数に変換する。実際の波長変換ファイバーは吸収 · 再発光の効率に波長依存があるが、今回は考慮していない。そしてこの光電子数を平均値とするポアッソン分布に従う乱数を発生させる。更にこの値を中心値とし、各チャンネルの 1p.e. 分解能を σ とするガウス分布に従う乱数を発生させて得られた値を、そのチャンネルの光電子数とする。各チャンネルの 1p.e. 分解能は測定した値を用いる。チャンネルによって値は異なるが、平均 70% の 1p.e. 分解能を持っている。調整するパラメータは波長変換ファイバーの

$$\text{吸収効率} \times \text{発光効率} \times \text{伝播効率} \equiv \varepsilon$$

である。ファイバーに入射した光の内、ファイバーの片側まで伝わる割合をファイバーの性能と呼ぶことにする。今回実機で使っているファイバーがすべて同じ性能を持っているとは考えずらい。また結晶の不均一性や結晶とファイバーコンタクトの状態も、すべてのチャンネルで同じであるとは考えずらい。そこで、ファイバーの性能 · 結晶とファイバーのコンタクト · 結晶の不均一性のすべてを含めたチャンネルの性能を考慮する必要がある。今回は最も性能の高いチャンネルの値を 1 とするチャンネル間の相対性能を測定し、シミュレーションでも考慮する。

5 章の図 5.1 に示す様に鉛でコリメートし、ファイバー 1 本 1 本に γ 線を入射する。γ 線を入射している位置に対応するチャンネルで得られる光量をすべてのチャンネルについて測定し、光量の多いチャンネルの値を 1 とする相対値を求める。これをチャンネル間の相対性能とする。測定結果を図 4.2 に示す。この相対性能を各ファイバーについて、入射してきた光子数にかける。これとは別にすべてのファイバーに対して、上で定義した ε をかける。測定した光量スペクトルを

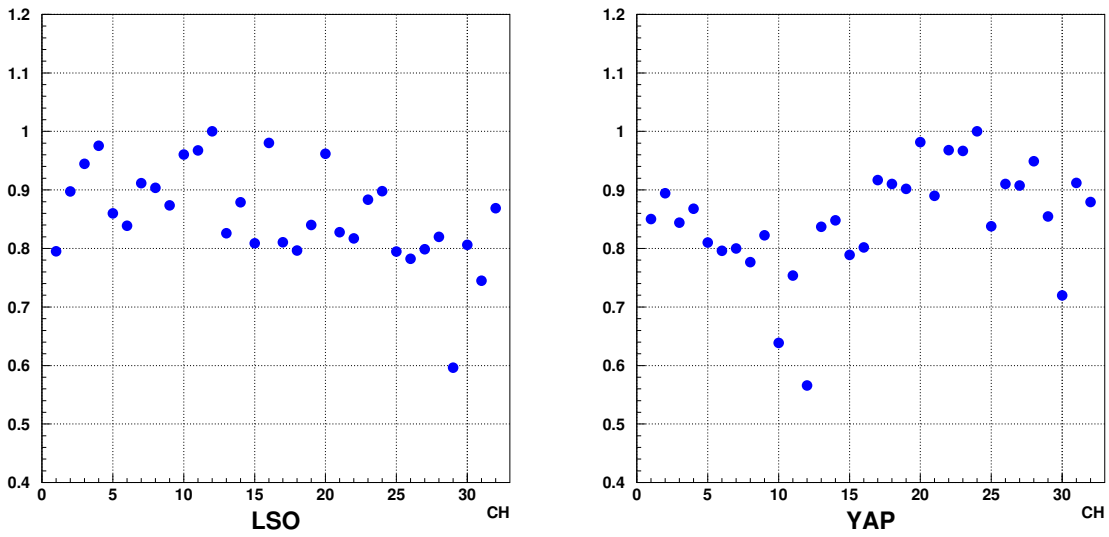


図 **4.2:** 各ファイバーの上から 511keVγ 線を入射させ、その時そのチャンネルで得られる光量の相対値をプロットしたもの。最も光量の多いチャンネルの値を 1 とした。

再現するように ε を決定した。LSO と Y11 を組み合わせた場合の ε は 4%、NaI と Y11 を組み合わせた場合は 8%、YAP と B2 を組み合わせた場合は 10% とした。測定データとシミュレーションを比較した結果を図 4.3 に示す。すべての結晶について、光量の高い所で測定データとシミュレーションのずれが大きい。この原因は分かっていない。特に NaI でずれが大きく、シミュレーションによる検出器応答の理解もできていない。

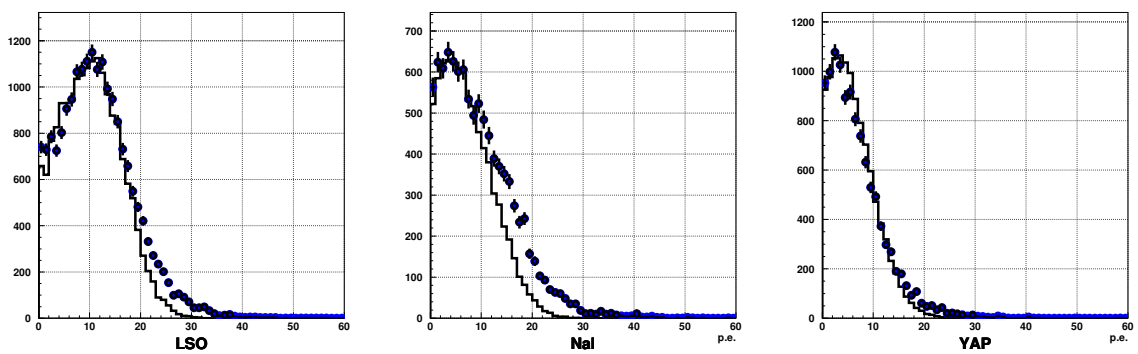


図 **4.3:** 511keVγ 線で得られるシンチレーション光を波長変換ファイバーで読み出した時の光量スペクトル。点が測定データで線がシミュレーションである。

第5章　位置分解能測定

本章では測定したシンチレーション光の分布から発光点を再構成する方法を決定し、511keVγ線で位置測定を行なう。この時の実機の応答をシミュレーションを用いて理解する。そしてシンチレーション光の広がりと発光点の深さとの関係や、検出器の応答の結晶の厚さに対する依存性をシミュレーションを用いて議論する。

5.1　γ線位置測定セットアップ

結晶面に波長変換ファイバーを並べて1本1本独立に読み出し、シンチレーション光の分布から発光点を再構成する。線源からのγ線を鉛でコリメートすることによって入射位置を定義し、実際に入射させている位置に再構成できるかを確かめる。セットアップを図5.1に示す。γ線源には^{22}Naを用いる。光量測定の時と同様に対消滅により放射される2つの511keVγ線を捉えることで環境放射線や熱電子によるバックグラウンドを抑える。2つのγ線の内、一方は結晶で捉えて、もう一方はNaIと光電子増倍管を組み合わせたNaIカウンタを用いる。厚さ10cmの鉛で幅1mmのスリットを作り、γ線をコリメートする。厚さ10cmの鉛に対する511keVγ線の透過率は0.001%程度しかなく、十分コリメート出来ている。MAPMTからの出力はフロントエンドでシリアル化され、DAQボードに送られる。これ以外に出力がないためアナログシグナルを直接得ることができない。そこで、トリガーを作るためにもう一方の結晶面からも波長変換ファイバーと光電子増倍管による読み出しを行なう。このシグナルとNaIカウンタのシグナルのコインシデンスをトリガーにすることで対消滅γ線を捉える。スリットと平行に並んだ波長変換ファイバーをMAPMTで読み出し、シンチレーション光の分布を測定する。結晶の中心にγ線を入射し、発光点の再構成を行なう。

5.2　MAPMTのゲイン較正

印加しているHVの変動などにより、ゲインが時間と共に変動する可能性があるので測定を行なっている間、1p.e.　のADCカウントのモニターを行なう。そこで、あらかじめ使用するMAPMTの各チャンネルの相対ゲインを測定しておく。相対ゲインとは最もゲインの高いチャンネルの値を1とするゲインである。測定中はどれか1チャンネルの1p.e.ADCカウントを測定し、他のチャンネルの1p.e.ADCカウントは測定したチャンネルの1p.e.ADCカウントと相対ゲインから計算で求める。相対ゲインは変化しないと仮定している。チャンネルjの1p.e.ADCカウントC_jを測定した時、チャンネルiの1p.e.ADCカウントC_iは

$$C_i = R_i \frac{C_j}{R_j} \tag{5.1}$$

により求まる。ここでR_i、R_jはそれぞれチャンネルiの相対ゲイン、チャンネルjの相対ゲインを表す。

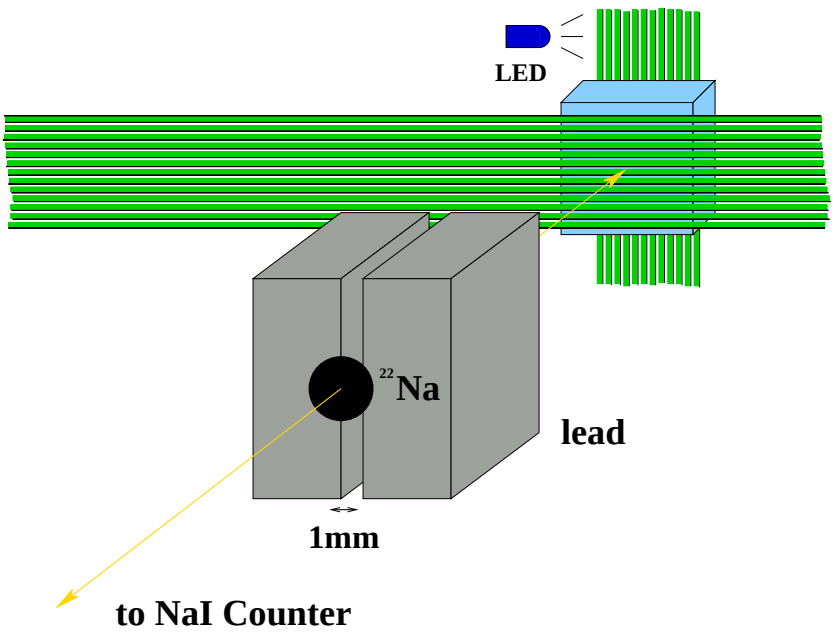


図 5.1: γ 線入射位置測定のセットアップ。

今回の測定では 1p.e. スペトルを測定するために LED を用いた。LED からの光はファイバーを通じて MAPMT に入射する。測定の合間に LED を光らせ、1p.e.ADC カウントを測定する。MAPMT で見える 1p.e. のスペクトルの典型例を図 5.2 に示す。ペデスタルの割合は 96% であり、MAPMT で得られる光量がポアッソン統計に従うと仮定すると光電面に届く光量は 0.04p.e. に調整されていることになる。相対ゲインの測定結果を図 5.3 に示す。最もゲインの大きいチャンネルと小さいチャンネルで 40% 程度の違いがある。以後この相対ゲインを用いてゲインの較正を行なう。今回の測定中モニターした 1p.e.ADC カウントの時間変動を図 5.4 に示す。時間変動の標準偏差は 1 カウントであった。今回はこの値を 1p.e.ADC カウントの測定誤差とする。1p.e.ADC カウントの平均値は 17.4 なので、ゲインの較正精度は約 6% である。

5.3 LSOγ 線位置検出

5.3.1 再構成の方法

検出器で見えるイベントは大きく分けると、シンチレーション光が局所化したイベントと広がったイベントの 2 種類がある。イベントの典型例を図 5.5 に示す。この様な分布から発光点を再構成する方法として以下の 3 つを試す。

- 方法 1:イベントをガウシアンでフィットする
- 方法 2:最も光ったチャンネルを発光点とする
- 方法 3:チャンネル x_i の光量を $F(x_i)$ として $\dfrac{\sum_i x_i F(x_i)}{\sum_i F(x_i)}$ を発光点とする。

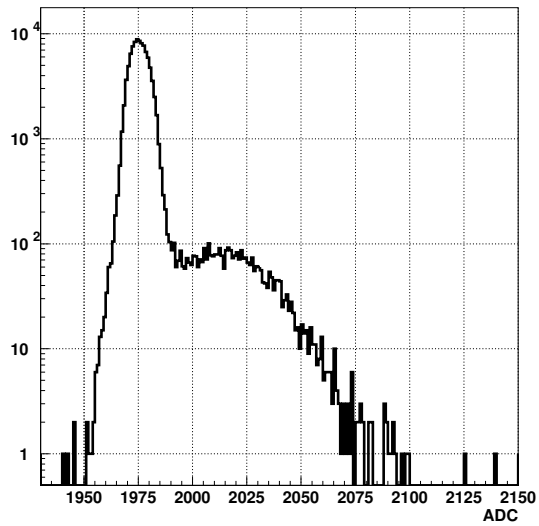


図 **5.2:** 今回用いた MAPMT で見える 1p.e. スペトルの典型例。縦軸は log スケールである。

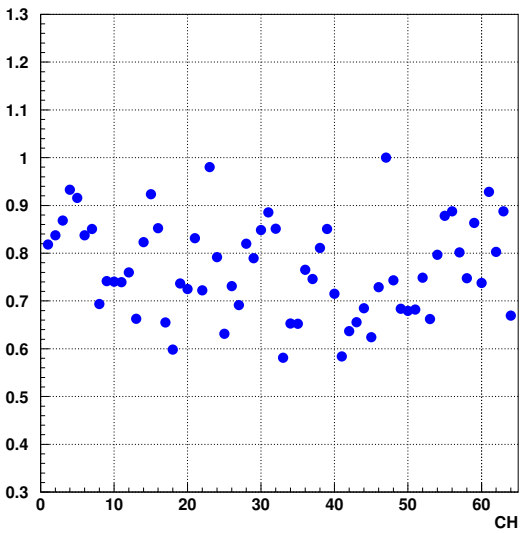


図 **5.3:** 最もゲインの高いチャンネルの値を 1 とする相対ゲイン。

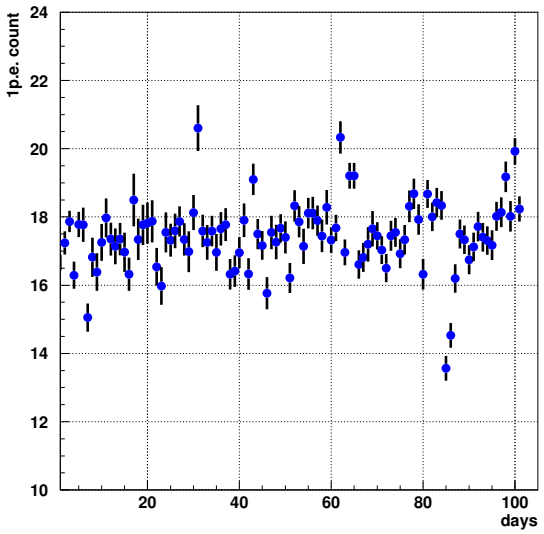


図 5.4: 今回の実験中モニターした 1p.e.ADC カウントの時間変動。

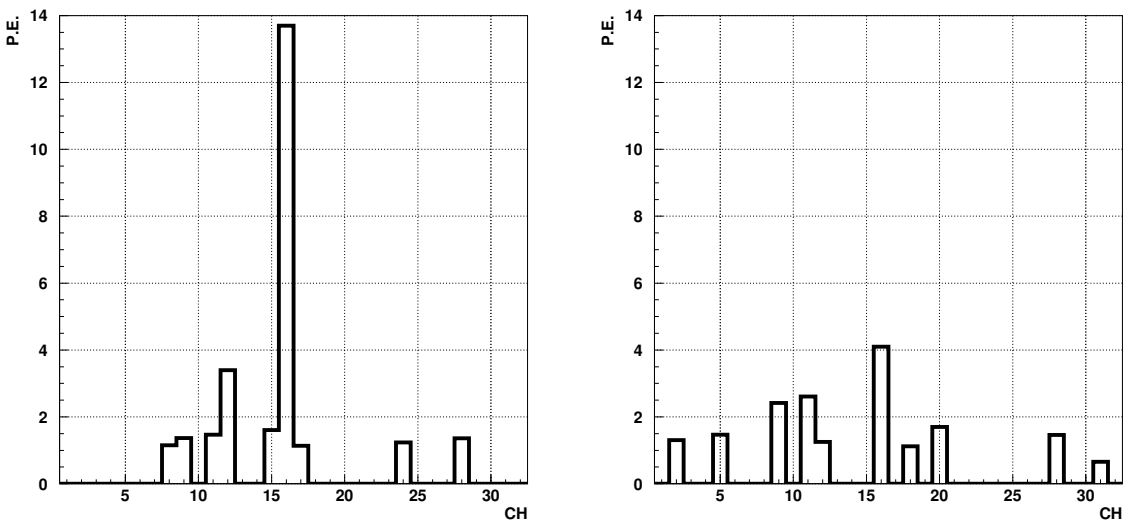


図 5.5: LSO で見えるイベントの典型例。左がシンチレーション光の局所化したイベント。右が広がったイベント。

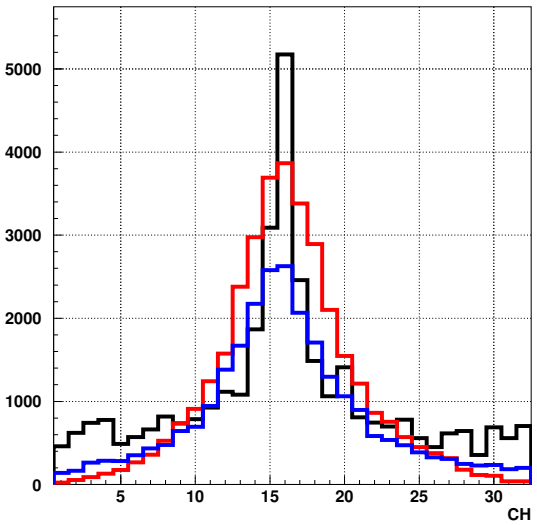


図 **5.6:** LSO について異なる方法でシンチレーション光の分布から発光点の再構成を行なった結果。青は方法 1、黒は方法 2、赤は方法 3 を用いた再構成結果。

この 3 つの方法で発光点を再構成した結果を図 5.6 に示す。方法 1 と 3 で分解能が悪くなる原因の 1 つとして、チャンネルあたりの光量が数 p.e. なので、統計的ばらつきや検出器の分解能によって検出器で見えるシンチレーション光の分布がゆがんでしまうこと考えられる。また図 5.5 を見ると、すべてのファイバーまで光が伝わっている。このために方法 3 を用いた場合、端のチャンネルに引っぱられる傾向がある。また方法 1 ではフィットに失敗するイベントが多く、効率が悪い。ファイバーの直径が 1.2mm と細いので、方法 2 でも高い位置分解能が得られると考えられる。 今後は方法 2 で発光点の再構成を行なう。この方法で再構成した分布には、実際に γ 線を入射している位置に正しく再構成されるイベントの他に、均一な分布をした位置が正しく再構成できていないイベントが見られる。イベントに種類があることや、正しく再構成できていないイベントが存在する原因を次節で議論する。

5.3.2　検出器応答の理解

γ 線の入射位置測定を行なった結果、正しく再構成できていないイベントが存在した。この原因として以下の 2 つを考えた。

- 原因 1:LSO からの放射線や光電面からの熱電子によるバックグラウンド
- 原因 2:最も光ったチャンネルの光量で平均 3p.e. なので、統計的ばらつきや検出器の 1p.e. 分解能によるばらつきで、この最も光ったチャンネルが変わる

コリメータを閉じた時の分布を測定し、原因 1 によるアクシデンタルコインシデンスイベントの影響を調べる。測定結果を図 5.7 に示す。ハッチなしがスリット幅 1mm、ハッチありがスリットを閉じた時の再構成分布である。この 2 つの分布は測定時間で規格化されている。原因 1 は位置測定の結果、一様に分布するがこれらの寄与だけでは正しく再構成されないイベントの量が説明できない。

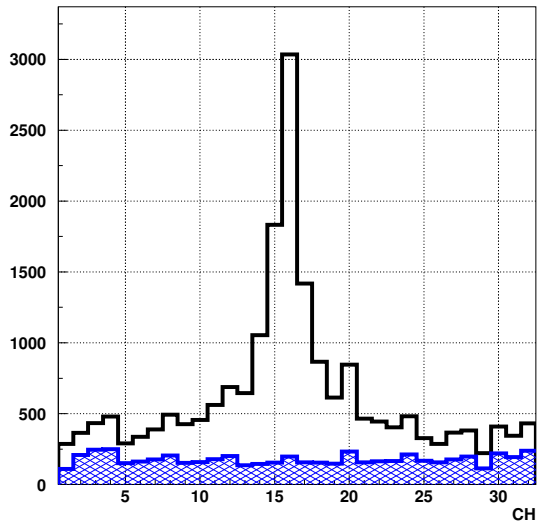


図 **5.7:** LSO を用いた場合の発光点の再構成分布。ハッチなしがスリット幅 1mm、ハッチありがスリットを閉じた時の再構成分布。これらの分布は測定時間で規格化されている。

次に原因 2 の可能性をモンテカルロシミュレーションを用いて調べる。まず、発光点の再構成についてシミュレーションを行なう。結果を図 5.8 に示す。点が測定データで、線はシミュレーションである。シミュレーションでも再構成できないイベントが一様に分布する。このイベントが原因 2 によるものかを調べるために、統計的ばらつきと検出器の 1p.e. 分解能を入れる前のシンチレーション光分布から再構成を行なった場合とばらつきを入れた後のシンチレーション光分布から再構成を行なった場合の結果を図 5.9 に示す。ばらつきを入れることで再構成分布のピークイベントが減り、正しく再構成できていないイベントが増えている。またピークの幅も広くなっており、位置分解能を悪くする原因にもなっている。

次に、実機で測定するイベントにシンチレーション光が局所化している場合と、広がった場合の 2 種類が存在する原因についてモンテカルロシミュレーションにより調べる。シンチレーション光が等方的に放射されるとすれば、発光点が 1 本のファイバーを見込む立体角が大きい程、光が局所化すると考えられる。そこで、イベントを発光点の深さごとに分類し、検出器で見えるシンチレーション光分布を足し合わせる。ここで言う深さとは、γ 線が入射する結晶面を 0mm とし、読み出しを行なっている面を 5mm とする。その結果を図 5.10 に示す。黒が深さ 4∼5mm、赤が 2∼3mm、青が 0∼1mm で起きたイベントのシンチレーション光分布を足し合わせた分布である。各深さで 3000 イベントを足し合わせている。ファイバーに近い所で起きたイベント程シンチレーション光が局所化している。この結果から実機においても、発光点がファイバーに近いイベントで光が 1 つのファイバーに局所化した分布が測定されていると考えられる。屈折率により決まる全反射の条件によると LSO の臨界角は 33.3 度、NaI では 32.7 度、YAP では 30.9 度である。結晶の厚さは 5mm なので、全反射の条件だけで光を伝播させた場合のシンチレーション光の広がりは最大で 6mm 程度なので一部のファイバーにしか光が伝わらない。シミュレーションにおいて全ファイバーまで光が広がっているのはレイリー散乱や、結晶面での散乱のためと考えられる。

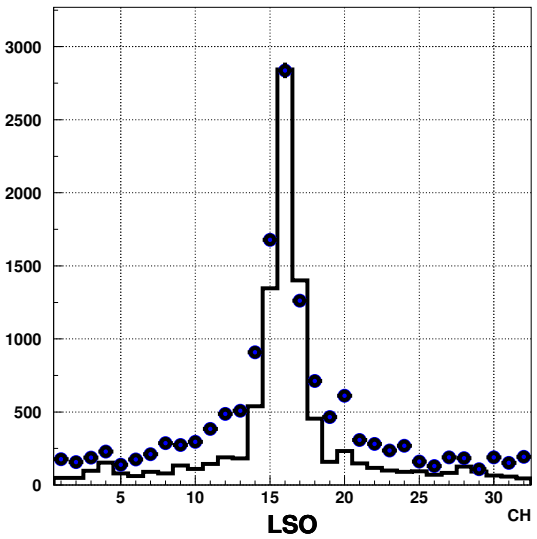


図 5.8: LSO について幅 1mm のスリットで γ 線をコリメートして入射した時の発光点の再構成分布。点が測定データで線がシミュレーションの結果を表す。測定データでは一様に分布するバックグラウンドは差し引いてある。

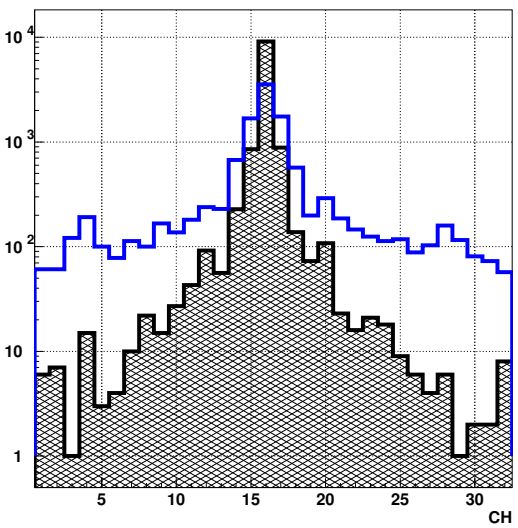


図 5.9: LSO について発光点再構成のシミュレーション結果。ハッチありがフォトン統計と検出器の分解能によるばらつきを入れない場合、ハッチなしがばらつきを入れた場合。縦軸は log スケールである。この図は面積で規格化されている。

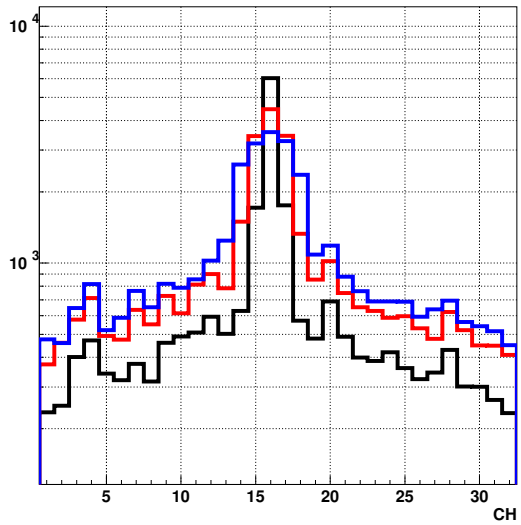


図 **5.10:** LSO についてイベントを発光点の深さごとに分類し、検出器で見えるシンチレーション光分布を足し合わせた分布。黒は深さ 4∼5cm、赤は 2∼3cm、青は 0∼1cm で起きたイベントを足し合わせている。各深さで 3000 イベントを足し合わせている。

シンチレーション光分布から発光点の再構成を行なう場合、光が 1 本のファイバーに局所化したイベント程、統計的ばらつきや検出器の 1p.e. 分解能によるばらつきの影響が少なくなる。ファイバーに近い所で起きたイベントはシンチレーション光が局所化するので、精度良く発光点の再構成ができていると考えられる。そこで、イベントを発光点の深さで分類し、発光点の再構成を行なう。結果を図 5.11 に示す。黒が深さ 4∼5mm、赤が 2∼3mm、青が 0∼1mm で起きたイベントの発光点の再構成分布である。ファイバーに近い所で起きたイベント程精度良く再構成できている。この結果から、結晶を薄くすることで位置分解能が良くなると考えられる。

5.4 発光点の深さとシンチレーション光の広がりとの関係

深さ (z 方向) を測定できない検出器に対して、γ 線が角度を持って入射した場合、この角度が大きい程、また相互作用した位置が深い程、$(x, y)2$ 次元入射位置と 2 次元発光点の差が大きくなる。検出器を 2 つ以上用いて γ 線の入射方向を測定する場合には発光点の深さを測定することが重要になってくる。そこで検出器で見えるイベントの広がりから発光点の深さを特定することができるかを調べる。イベントの広がりを示す指標として以下の 3 つを考える。

- シンチレーション光の位置の rms
- 最も光ったチャンネルの光量
- 全光量に対する最も光ったチャンネルの光量の割合 R

これらの指標が実際に発光点の深さとの相関があるかを調べるために、まずはファイバーに入射してきた光子数からシンチレーション光の分布を調べる。フォトン統計や検出器の分解能は入っ

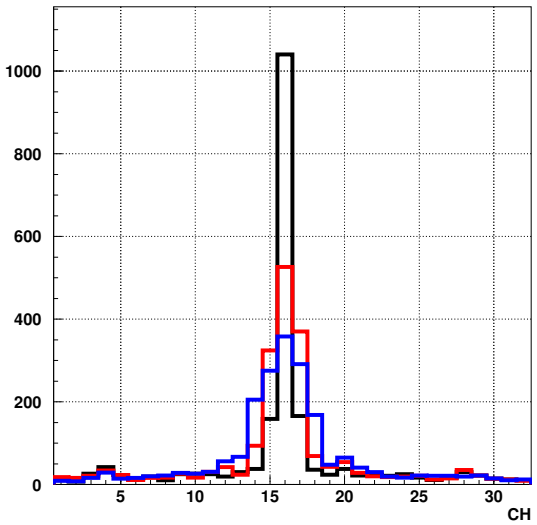


図 **5.11:** LSO についてイベントを発光点の深さごとに分類し、発光点の再構成を行なった結果。黒は深さ 4∼5cm、赤は 2∼3cm、青は 0∼1cm で起きたイベントの発光点の再構成分布。これらの分布は面積で規格化されている。

ていない。この時のチャンネルあたりの光量は 280 光子に設定した。結果を図 5.12 に示す。これらの指標が深さとの相関を持っていることが確認できた。読み出している結晶面に近い程 rms が小さくなり、また R が大きくなる。R については読み出し面に近い程ばらつきが大きくなる。この原因としてはファイバーが発光点に対して見込む立体角が大きい場合、発光点の位置の変化によってファイバーに入射する光の数が大きく変化することが考えられる。

次に実機と同様に、ファイバーの伝播効率 · 量子効率 · フォトン統計 · 検出器の 1p.e. 分解能を考慮したした場合について、シンチレーション光の広がりを示す指標と発光点の深さとの関係を調べる。チャンネルあたりの光量は数 p.e. である。結果を図 5.13 に示す。現在得られている光量ではフォトン統計によるばらつきや検出器の分解能により相関が弱まってしまい、発光点の深さを特定できるまでの性能を持っていない。

5.4.1　イベントセレクション

統計的ばらつきや検出器の 1p.e. 分解能によるばらつきにより、再構成できていないイベントがシミュレーションでも存在していた。そして位置分解能を悪くする原因にもなっていた。しかし、読み出しを行なっている結晶面に近い所で起きたイベントは、シンチレーション光が局所化し、発光点の再構成を精度良く行なうことができている。そこで、実機でもシンチレーション光が局所化したイベントを選びだして発光点の再構成を行なう。そのために、シンチレーション光の広がりを示す指標

- 最も光ったチャンネルの光量
- 全光量に対する最も光ったチャンネルの光量の割合： R

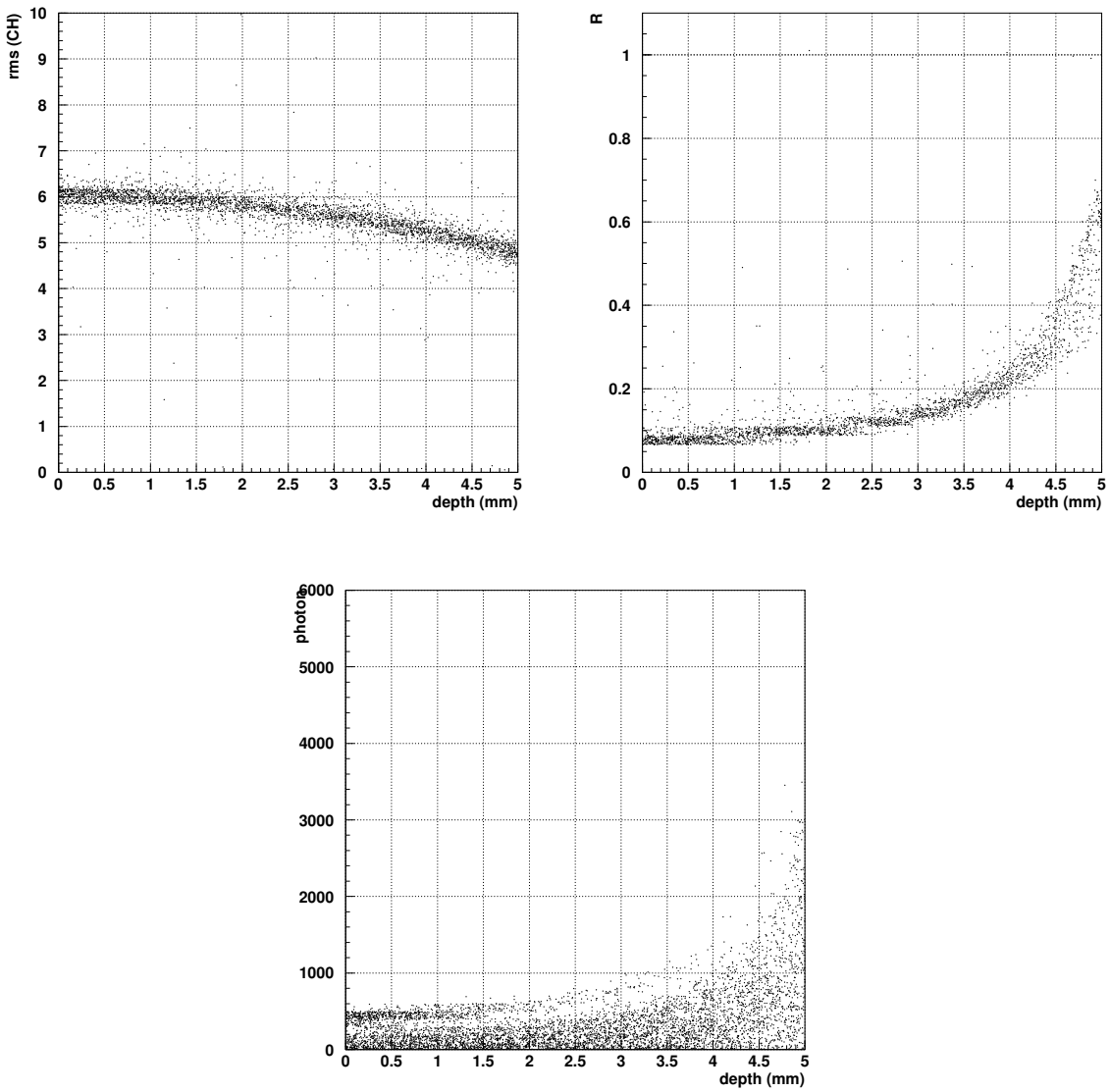


図 **5.12:** LSO についてシンチレーション光の広がりを示す指標と発光点の深さとの関係。これらの図の横軸は、γ 線が入射する結晶面を 0mm、読み出しを行なっている面を 5mm とした発光点の深さを表わす。左上の図の縦軸はシンチレーション光分布の rms。右上の図の縦軸は R。下の図の縦軸は光が最も多く入射したチャンネルの光子数。

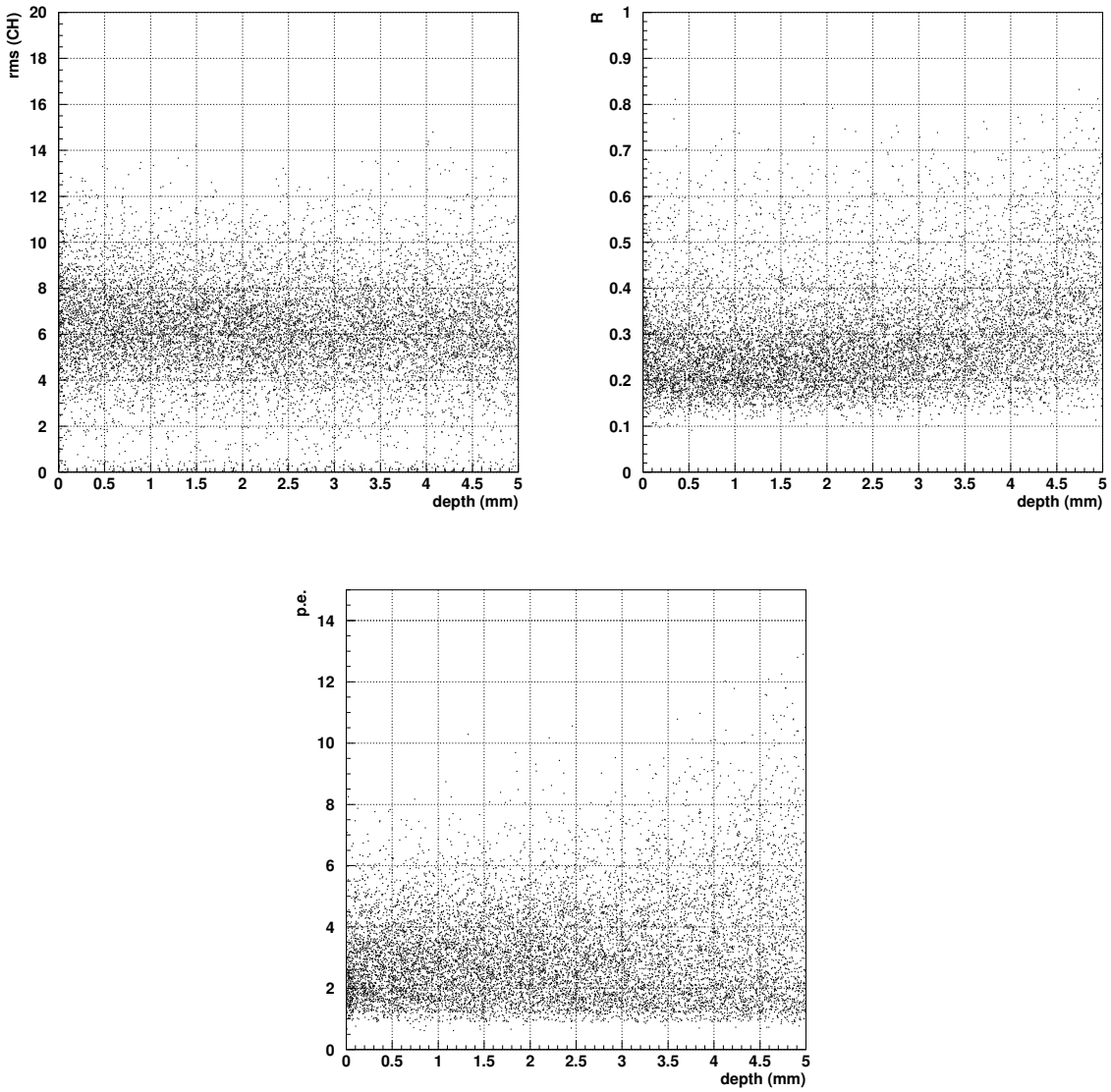


図 **5.13:** LSO についてシンチレーション光の広がりを示す指標と発光点の深さとの関係。これらの図の横軸は、γ 線が入射する結晶面を $0\mathrm{mm}$、読み出しを行なっている面を $5\mathrm{mm}$ とした発光点の深さを表す。左上の図の縦軸はシンチレーション光分布の rms を表す。右上の図の縦軸は R を表す。下の図の縦軸は最も光ったチャンネルの光量を表す。この時のチャンネルあたりの光量は数 $\mathrm{p.e.}$ である。

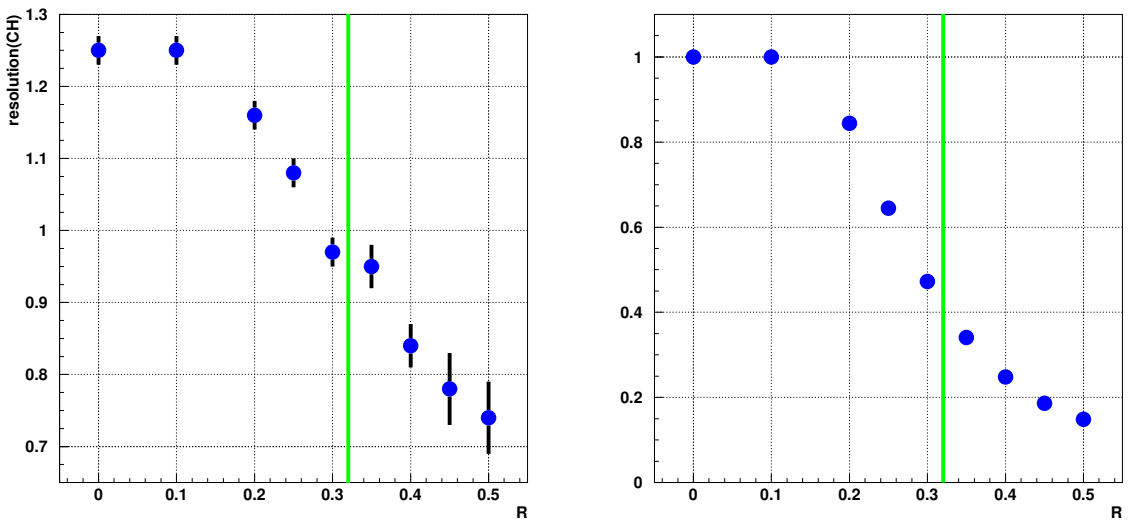


図 **5.14:** (LSO) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と R の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。R が 0.32 以上であることを要求する。

に対して、それぞれ閾値を設ける。そして各イベントについて、この 2 つの指標が共に閾値を越えているかを調べる。越えている場合、十分シンチレーション光が局所化していると考えて、発光点の再構成を行う。発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ について、シンチレーション光の広がりを示す指標に設ける閾値との関係を調べる。σ と R の閾値との関係を図 5.14 に示す。σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係を図 5.15 に示す。図の線が閾値を表す。R が 0.32 以上で、かつ最も光ったチャンネルの光量が 3.6p.e. 以上のイベントを選びだして発光点再構成を行なう。その結果を図 5.16 に示す。分布をガウシアン + 一様分布でフィットして再構成できていないイベントの高さ h を求める。そして再構成できていないイベント数と再構成できているイベント数 (ピークイベント数) を以下の様に計算する。

$$\begin{aligned} \text{再構成できていないイベント数} &= h \times 32 \\ \text{再構成できているイベント数} &= \text{全エントリー数} - \text{再構成できていないイベント数} \end{aligned}$$

再構成できているイベント数/再構成できていないイベント数を計算すると、セレクションを行なわない場合で 1、行なった場合で 1.4 となり、再構成できていないイベントの割合が少なくなる。発光点の再構成分布をガウシアン + 定数でフィットした時の σ を位置分解能とする。セレクションを行わない場合で 1.5mm、行なう場合で 0.8mm の位置分解能を持っている。しかし、このセレクションによりイベント数は元の 15% に減る。しかし、再構成できていないイベントが 10% に減るのに対して、ピークイベントは 40% にしか減らない。

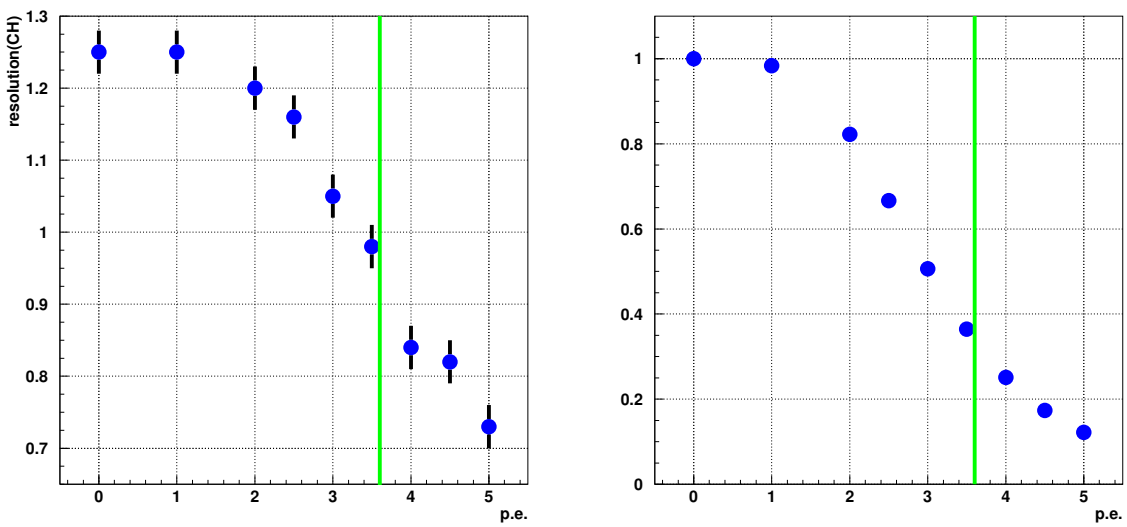


図 **5.15:** (LSO) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。最も光ったチャンネルの光量が 3.6p.e. 以上であることを要求する。

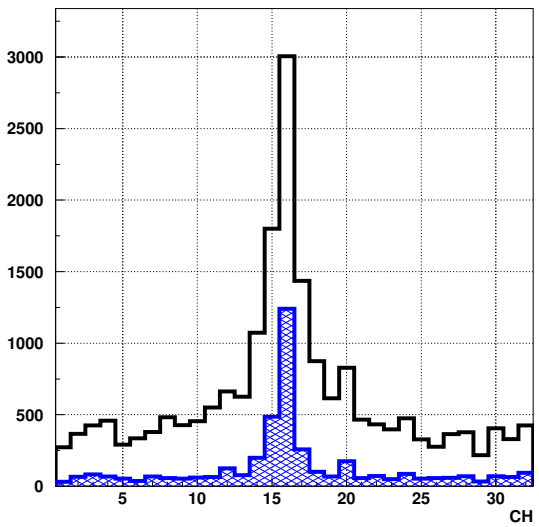


図 **5.16:** LSO につて発光点の再構成分布。ハッチなしはセレクションを行なわない場合の再構成分布で、ハッチありはセレクションを行なった場合の再構成分布。

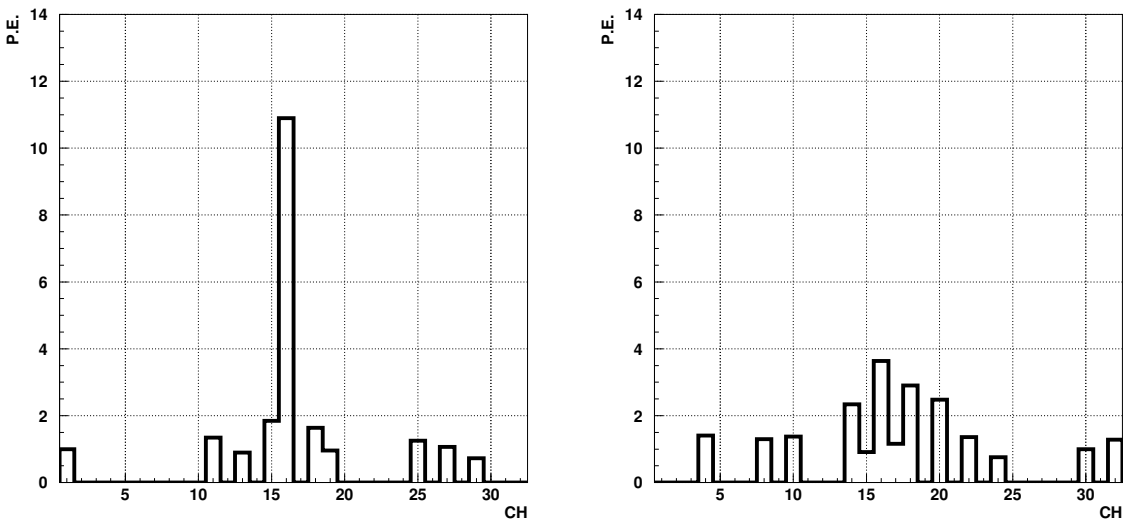


図 **5.17:** NaI で見えるイベントの典型例。左がシンチレーション光の局所化したイベント。右が広がったイベント。

5.5 NaIγ 線位置検出

NaI で見えるイベントもシンチレーション光が局所化したイベントと広がったイベント 2 種類ある。イベントの典型例を図 5.17 に示す。端のチャンネルまで光が広がっている。NaI についても、このシンチレーション光分布から発光点を再構成する方法として以下の 3 つを試みる。

- 方法 1:イベントをガウシアンでフィットする
- 方法 1:最も光ったチャンネルを発光点とする
- 方法 1:チャンネル x_i の光量を $F(x_i)$ として $\dfrac{\sum_i x_i F(x_i)}{\sum_i F(x_i)}$ を発光点とする。

その結果を図 5.18 に示す。図 5.17 に示した様に、NaI の場合でも各チャンネルで得られる光量は数 p.e. 程度である。このため統計的ばらつきや検出器の 1p.e. 分解能によって、検出器で見えるシンチレーション光分布がゆがんでしまい、方法 1 と 3 では位置分解能が悪くなると考えられる。NaI でも方法 2 を採用する。LSO に比べて位置分解能が悪いのは、潮解を防ぐためのハウジングのためと考えられる。ファイバーと結晶面の間に距離があると、その分シンチレーション光は広がってしまう。更にシンチレーション光とハウジング物質との相互作用も光の広がりに寄与すると考えられる。NaI でも一様に分布した再構成できていないイベントが見られる。スリットを閉じて測定し、熱電子や環境放射線によるイベントとのアクシデンタルコインシデンスの影響を調べた。その結果を図 5.19 に示す。アクシデンタルコインシデンスの寄与だけでは再構成できていないイベントの量を説明できない。NaI については、図 4.3 に示した様に、ファイバー読み出しで得られる光量スペクトルをシミュレーションにより再現できていない。このため、シミュレーションによる検出器の応答の理解ができていない。しかし、NaI の場合もチャンネルあたり

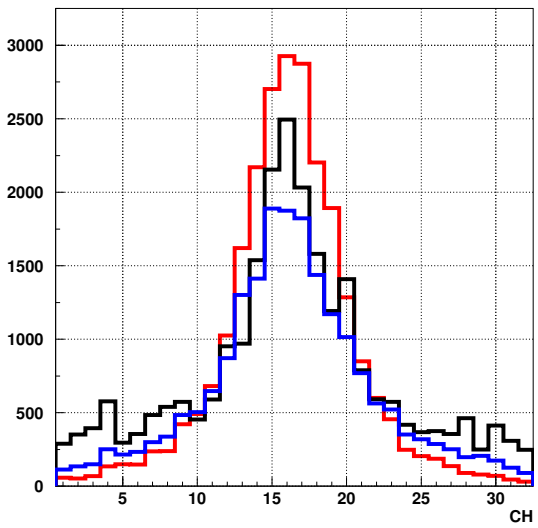


図 **5.18:** NaI について異なる方法でシンチレーション光の分布から発光点の再構成を行なった結果。青は方法 1、黒は方法 2、赤は方法 3 を用いた再構成結果。

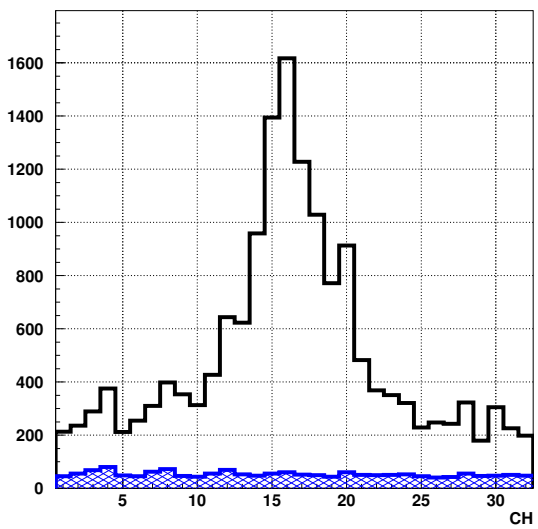


図 **5.19:** NaI を用いた場合の発光点再構成分布。黒がスリット幅 1mm、青がスリットを閉じた時の分布である。

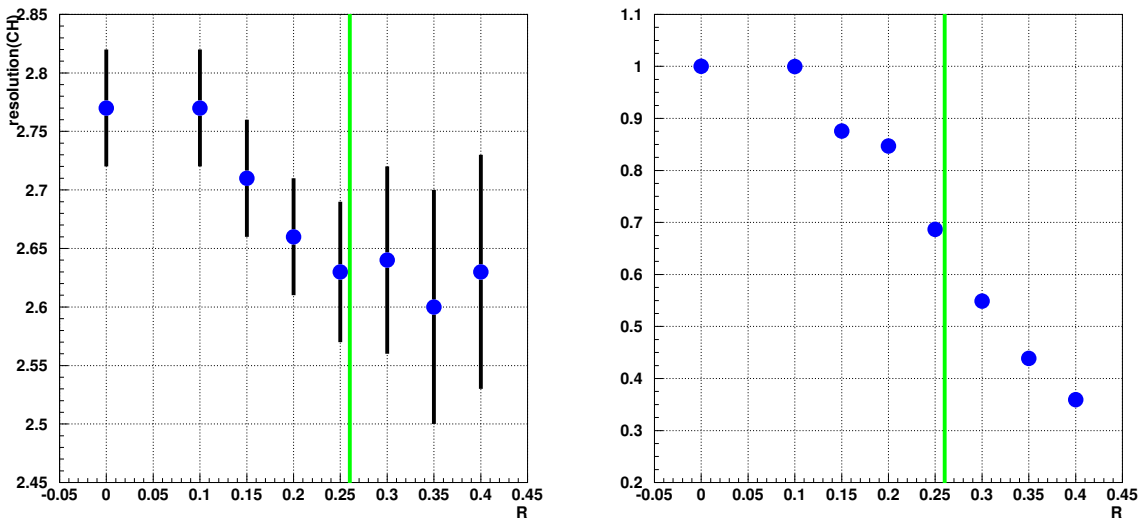


図 **5.20:** (NaI) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と R の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。R が 0.26 以上であることを要求する。

の光量は数 p.e. 程度なので、統計的ばらつきと検出器の 1p.e. 分解能によるばらつきで再構成に失敗していると考えられる。そこでシンチレーション光が局所化したイベントを選びだして発光点の再構成を行なう。発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ について、シンチレーション光の広がりを示す指標に設ける閾値との関係を調べる。σ と R の閾値との関係を図 5.20 に示す。σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係を図 5.21 図に示した縦の線が今回設定した閾値を表す。R が 0.26 以上で、かつ最も光ったチャンネルが 3.1p.e. 以上のイベントを選びだして発光点の再構成を行なう。その結果を図 5.22 に示す。再構成できたイベント数/再構成できていないイベント数はセレクションを行なわない場合で 0.9、セレクションを行なった場合で 2.5 となり、実際に γ を入射している位置に再構成される割合が高くなる。NaI についても発光点の再構成分布をガウシアン + 定数でフィットした時の σ を位置分解能とする。セレクションを行なわない場合で 2.7mm、行なう場合で 2.4mm の位置分解能を持っている。このセレクションによりイベント数は元の 15% に減る。

5.6 YAPγ 線位置検出

YAP で見えるイベントにもシンチレーション光が局所化したイベントと広がったイベントの 2 種類がある。イベントの例を図 5.23 に示す。端のチャンネルまで光が伝わっている。チャンネルあたりの光量も数 p.e. である。YAP についてもこの様なシンチレーション光分布から発光点を求める方法として以下の 3 つを試みる。

- 方法 1:イベントをガウシアンでフィットする
- 方法 2:最も光ったチャンネルを発光点とする

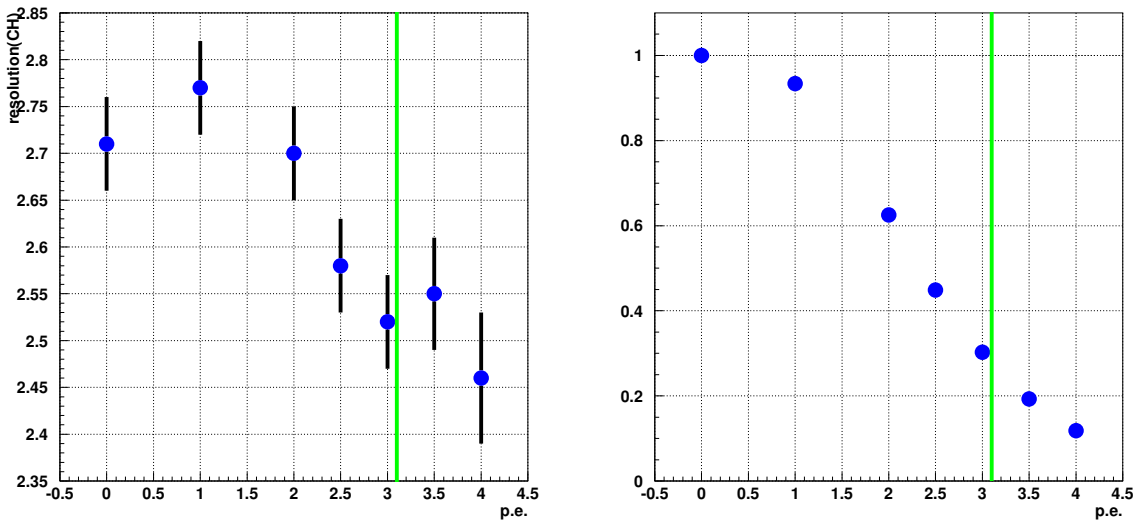


図 **5.21:** (NaI) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。最も光ったチャンネルの光量が 3.1p.e. 以上であることを要求する。

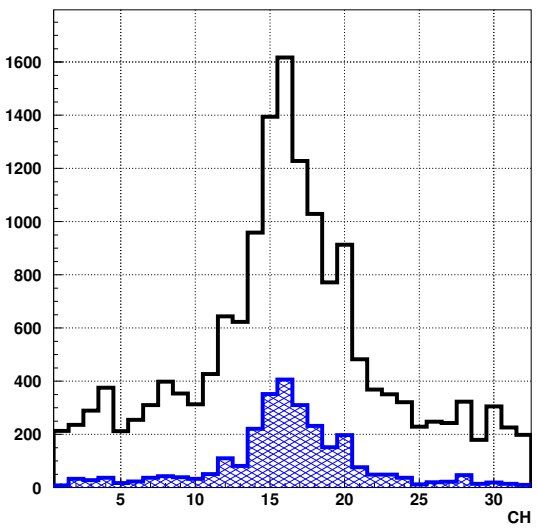


図 **5.22:** NaI についてシンチレーション光が局所化したイベントを選び出して発光点を再構成した結果。ハッチなしはセレクションせずに再構成した分布で、ハッチありはセレクションして再構成した分布である。

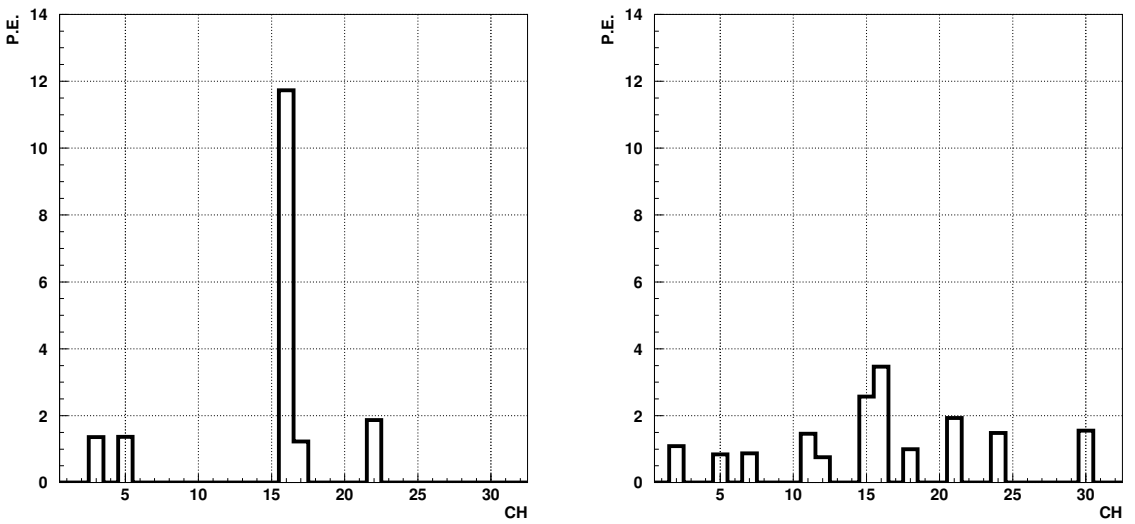


図 **5.23:** YAP で見えるイベントの典型例。左がシンチレーション光が局所化したイベント、右が広がったイベント。

- 方法 3:チャンネル x_i の光量を $F(x_i)$ として $\dfrac{\sum_i x_i F(x_i)}{\sum_i F(x_i)}$ を発光点とする。

その結果を図 5.24 に示す。方法 2 を用いた場合が最も位置分解能が良いので、YAP でも方法 2 を採用する。YAP にも再構成できていないイベントが一様に分布しているのでスリットを閉じてデータを測定し、アクシデンタルコインシデンスの影響を調べた。その結果を図 5.25 に示す。アクシデンタルコインシデンスの寄与だけでは再構成できていないイベントの量を説明することができない。YAP でもモンテカルロシミュレーションによる検出器の応答の理解を行った。発光点の再構成のシミュレーション結果を図 5.26 に示す。YAP ではシミュレーションがデータを良く再現している。点が測定データで、線がシミュレーションである。シミュレーションでも再構成できていないイベントが一様に分布する。そこで LSO と同様に統計的ばらつきと検出器の分解能によるばらつきを入れる前と後のシンチレーション光分布で再構成を行ない、分布を比較する。その結果を図 5.27 に示す。ハッチありは各チャンネルで得られた光量をフォトン統計や検出器の分解能によるばらつきを入れない場合の再構成分布で、ハッチなしは、ばらつきを入れた場合の再構成分布である。ばらつきが入ることで再構成できていないイベントが増え、位置分解能が悪くなっている。

YAP についても発光点がファイバーを見込む立体角が大きくなることでシンチレーション光が局所化すると考えられる。そこで、発光点の深さと、検出器の応答の関係をモンテカルロシミュレーションにより調べる。検出器で見えるシンチレーション光分布を発光点の深さごとに分類して足し合わせた分布を図 5.28 に示す。深さごとに発光点の再構成を行なった結果を図 5.29 ファイバーに近い所で起きたイベントでは、シンチレーション光が局所化し、このために精度良く再構成ができている。

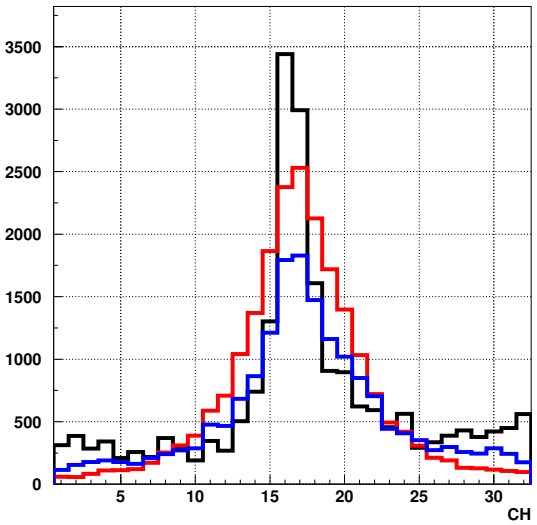


図 **5.24:** YAP について異なる方法でシンチレーション光の分布から発光点の再構成を行なった結果。青は方法 1、黒は方法 2、赤は方法 3 を用いた再構成結果。

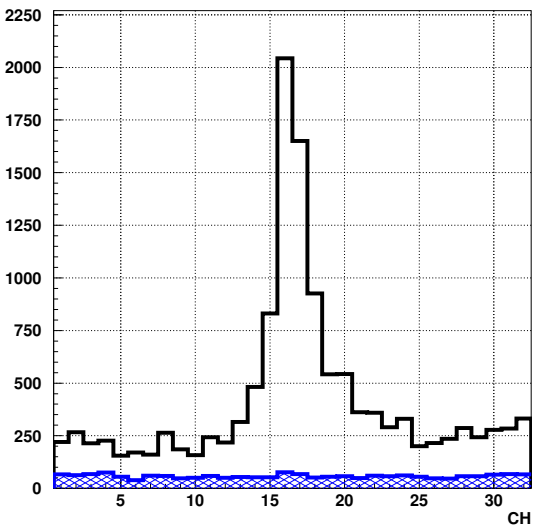


図 **5.25:** YAP を用いた場合の発光点再構成分布。黒がスリット幅 1mm、青がスリットを閉じたときの分布。これらの分布は測定時間で規格化している。

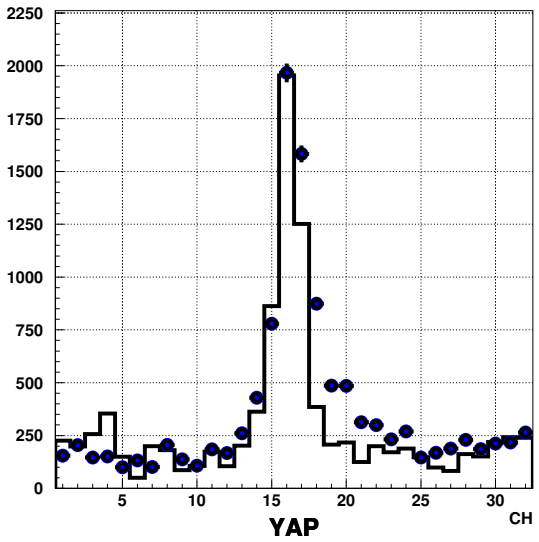


図 **5.26:** YAP について 1mm 幅のスリットでコリメートした γ を入射させた時の発光点の再構成のシミュレーション結果。点が測定データ、線がシミュレーションの結果である。

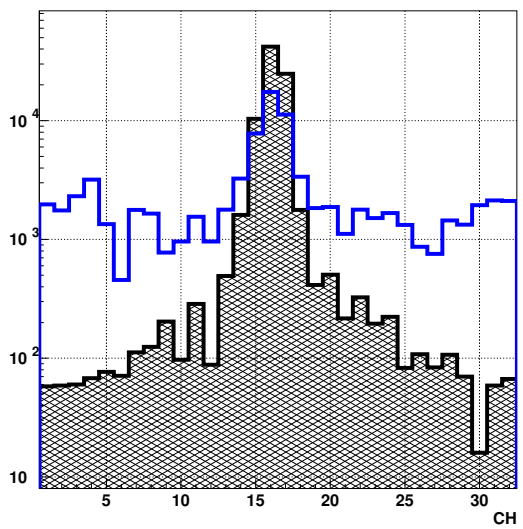


図 **5.27:** YAP についてシミュレーションによる発光点の再構成分布。ハッチありが統計的ばらつきと検出器の分解能によるばらつきを入れていない結果、ハッチなしが入れた結果。

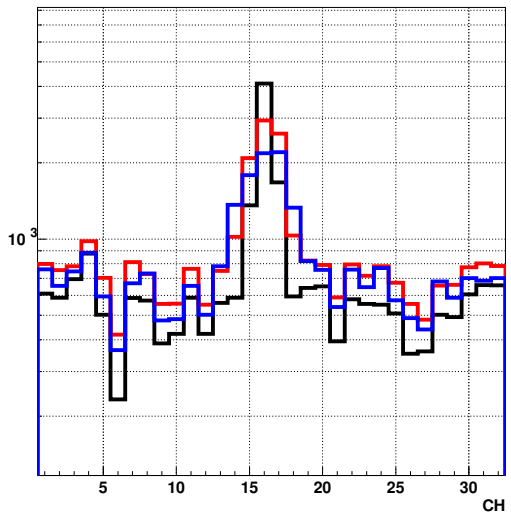


図 **5.28:** YAP についてイベントを発光点の深さごとに分類し、シンチレーション光を足し合わせた分布。黒は深さ 4∼5mm、赤は 2∼3mm、青は 0∼1mm で起きたイベントを足し合わせた分布。各深さで 3000 イベントを足し合わせている。読み出しは 5mm の面から行なっている。

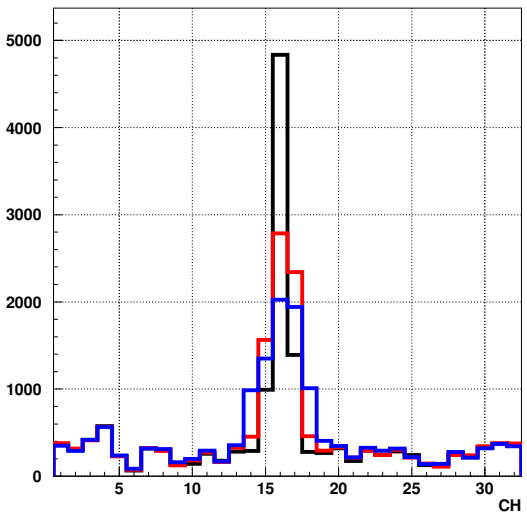


図 **5.29:** YAP についてイベントを発光点の深さごとに分類し、発光点の再構成を行なった結果。黒は深さ 4∼5mm、赤は 2∼3mm、青は 0∼1mm で起きたイベントで発光点を再構成した分布。読み出しは 5mm の結晶面から行なっている。

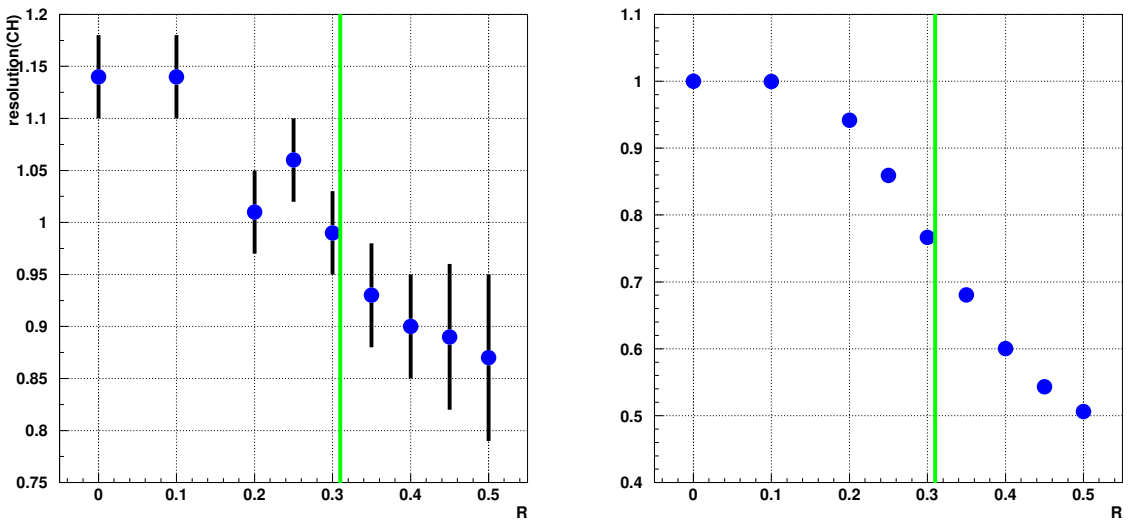


図 **5.30:** (YAP) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と R の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。R が 0.31 以上であることを要求する。

実機でも同様の応答をしていると考えられるので、シンチレーション光が局所化したイベントを選びだして再構成を行ない、位置分解能が良くなるかを調べる。発光点の再構成分布をガウシアン + 定数でフィットした時の σ について、シンチレーション光の広がりを示す指標に設ける閾値との関係を調べる。σ と R の閾値との関係を図 5.30 に示す。σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係を図 5.31 に示す。図の縦の線は今回設定した閾値を表す。R が 0.31 以上で、かつ最も光ったチャンネルの光量が 2.9p.e. 以上のイベントを選びだして発光点の再構成を行なう。結果を図 5.32 に示す。再構成できているイベント数/再構成できていないイベント数はセレクションを行なわない場合で 0.37、セレクションを行なう場合で 1.16 となる。YAP の場合もシンチレーション光が局所化したイベントを選びだすことでピークイベントの割合が増える。YAP についても、発光点の再構成分布をガウシアン + 定数でフィットした時の σ を位置分解能とする。セレクションを行なわない場合は 1.4mm、行う場合は 1mm の位置分解能を持っている。このセレクションによりイベント数は元の 22% に減る。再構成できていないイベントが 10% に減るのに対して、ピークイベントは 30% にしか減らない。

5.7 位置分解能の場所依存性

5 章では、γ 線を中心付近に入射した時の検出器の応答を調べた。しかし、結晶の端で発光した場合は、読み出しを行なっている結晶面に直接届く光の割合が少なくなると考えられる。このため、中心付近に入射した γ 線と同様の精度で位置を再構成できる保証はない。また結晶の不均一性やファイバーの光の伝播効率にばらつきがある場合にも、γ 線の入射位置によって位置分解能が異なると考えられる。そこで、位置分解能の結晶内での場所依存を調べる。測定のためのセットアップは 5 と同じである。コリメータと線源を自動ステージによって動かし、γ 線の入射位置

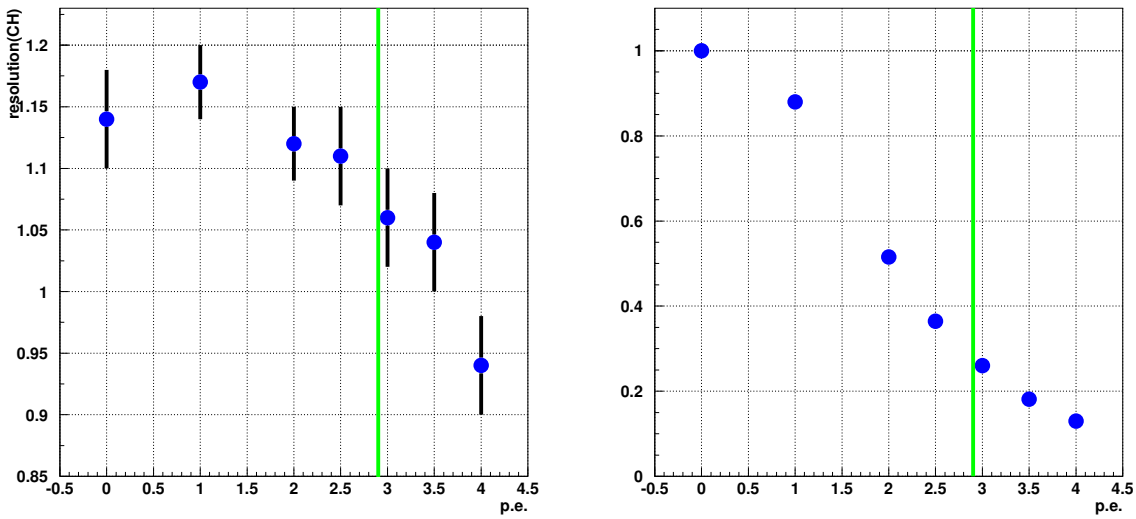


図 **5.31:** (YAP) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。最も光ったチャンネルの光量が 2.9p.e. 以上であることを要求する。

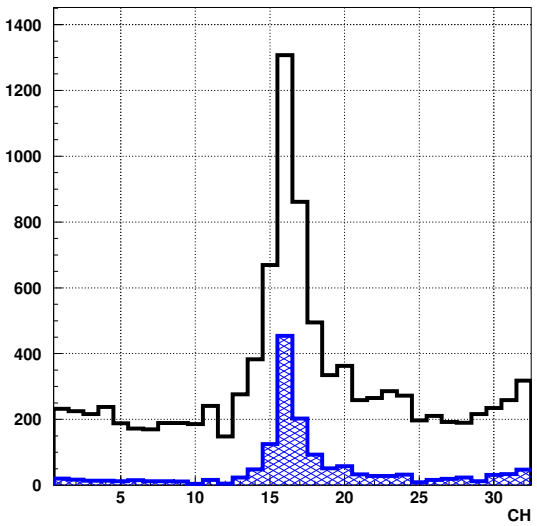


図 **5.32:** YAP についてシンチレーション光が局所化したイベントを選びだして発光点の再構成を行なった分布。

をファイバーの半径 0.6mm 刻みで変えて位置測定を行なう。シンチレーション光が局所化したイベントのセレクションを行ない、各位置で発光点の再構成を行なう。

測定結果を図 5.33 に示す。検出器で測定した γ 線の入射位置と実際の入射位置の関係を 1 次関数でフィットする。その結果、端のチャンネルでは直線からずれるが、傾きは LSO で 0.98、NaI で 0.97、YAP で 0.99 であった。すべての結晶で 0.6mm 刻みで変えた入射位置を測定することができている。

次に位置分解能の結晶内での場所依存性を図 5.34 に示す。γ 線を入射した位置によって位置分解能が異なる。このばらつきの原因を調べるために、4 で述べたチャンネル間の性能の相対値と位置分解能の関係を見る。その結果を図 5.35 に示す。性能の高いチャンネルに γ 線を入射している時は位置分解能が良くなるという傾向が見られる。この結果から、測定した結晶内での場所により位置分解能が異なる原因は、各チャンネルの性能に差があるためと考えられる。位置分解能は LSO で平均 1.2mm、NaI で平均 2.7mm、YAP で平均 1.2mm である。

5.8 斜め入射

γ 線が図 5.36 に示す様に、角度 θ で入射してきた場合、最大で結晶の厚さ $\times \tan\theta$ だけ入射位置と再構成した位置が異なる。この効果を調べるために、LSO に対して θ =40 度で γ 線を入射させて、位置測定を行なった。測定結果を図 5.37 に示す。40 度で入射させた場合最大で 4.2mm 入射位置の再構成した位置に差がでる。入射位置から 4.2mm はチャンネル 20 に対応する。実際 γ 線を入射させている位置に再構成されるイベントが減って、結晶の厚さ程度に分布が広がることが確認できた。

5.9 再現性

このシンチレーション検出器は波長変換ファイバー 32 本を結晶面に接触した状態で固定して用いる検出器である。使用したファイバーが 1.2mmϕ と細いためセットアップする度に結晶とファイバーの接触状態が変化するこが考えられる。そこで検出器の応答の再現性を調べるために、結晶とファイバーを付け直して 511keVγ 線に対する光量を測定した。ここで言う光量とは 32 本のファイバーの光量の和である。測定結果を図 5.38 に示す。この図は、最初に測定した光量を 1 とする相対光量をプロットしたものである。示された誤差は統計誤差であり、それ以上のばらつきが見られる。セットアップを 1 度崩すことで、得られる光量が標準偏差で 4% ばらつくことを確認した。

5.10 コリメータの精度の位置分解能への影響

LSO についてスリットの幅を変えて位置分解能を測定し、位置分解能のスリット幅に対する依存性を調べた。測定結果を図 5.39 に示す。今回のスリット幅の精度は 0.3mm と考えている。スリット幅 1mm 付近では測定した位置分解能に対して 12% の誤差が付くと考えられる。

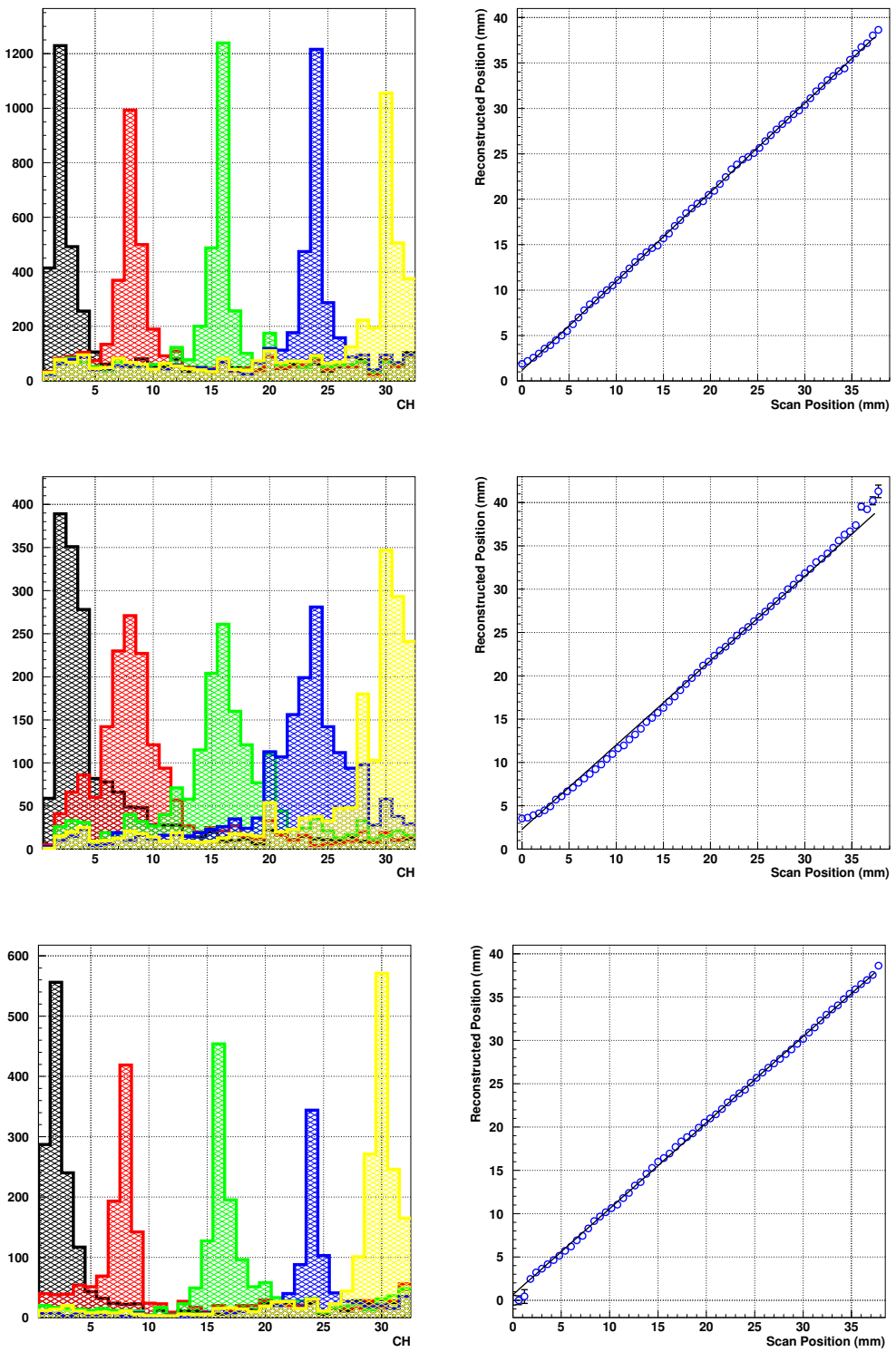


図 5.33: γ 線の入射位置測定の結果。上から LSO、NaI、YAP の測定結果を表す。左図は各入射位置での発光点の再構成分布。右図は、横軸は γ 線の入射位置で、縦軸は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の中心値である。

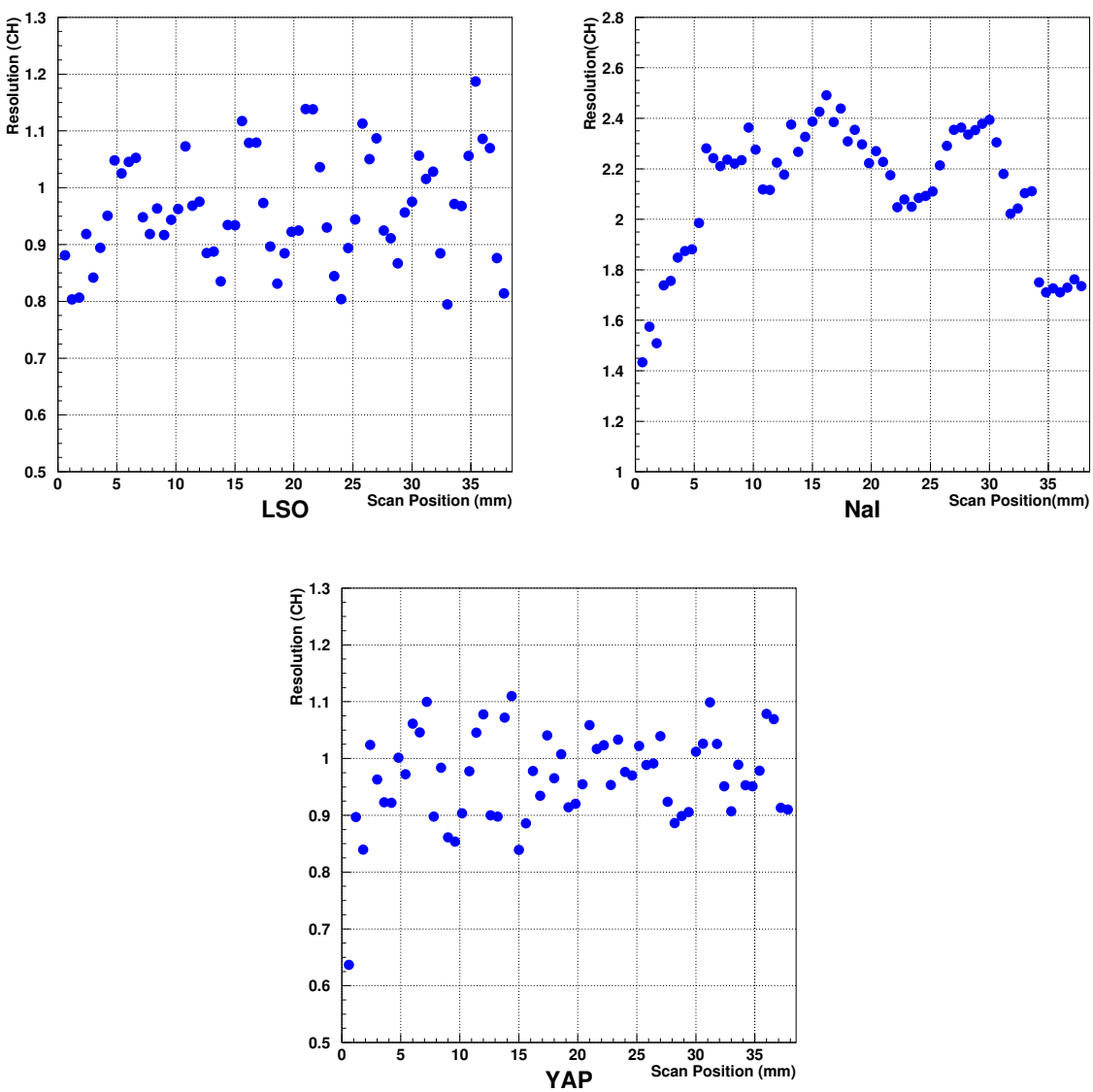


図 5.34: 位置分解能の結晶内での場所依存性。

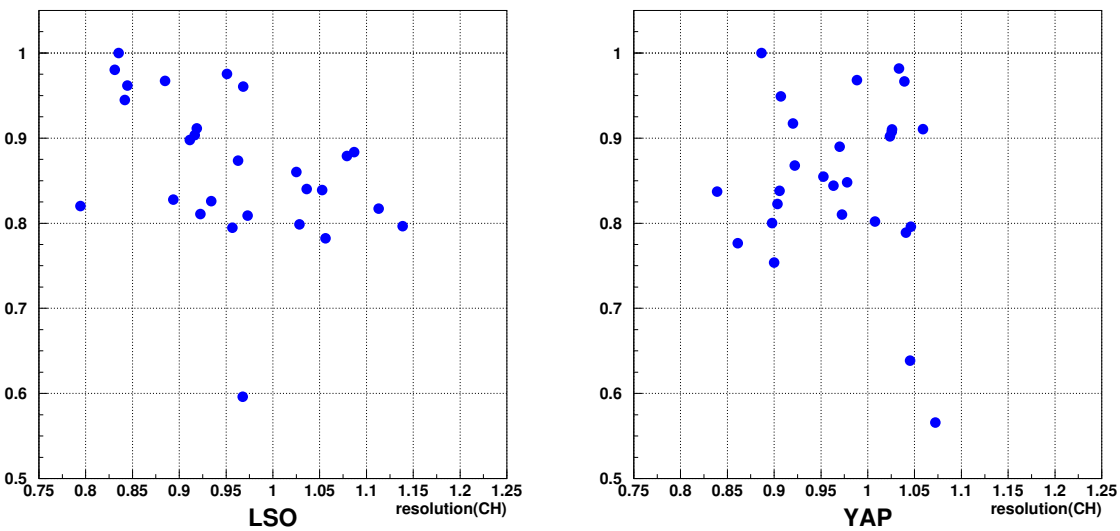


図 5.35: チャンネル間の性能の相対値と分解能の関係。

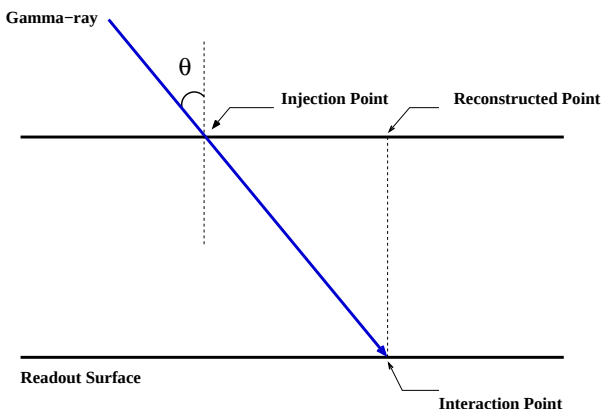


図 5.36: 斜めに入射した γ 線が再構成される位置を示した模式図。角度 θ で入射した γ 線は最大で結晶の厚さ $\times \tan\theta$ だけ入射位置と再構成した位置が異なる。

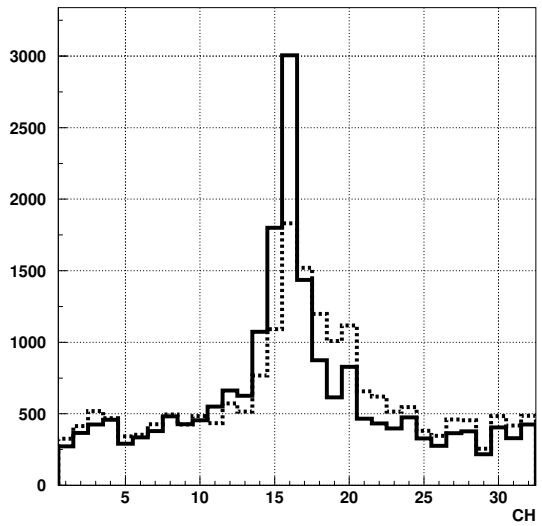


図 **5.37:** 実線は垂直に入射させた時の発光点の再構成分布で、破線は θ =40 度で γ 線を入射させた時の発光点の再構成分布である。2 つの分布は面積で規格化されている。

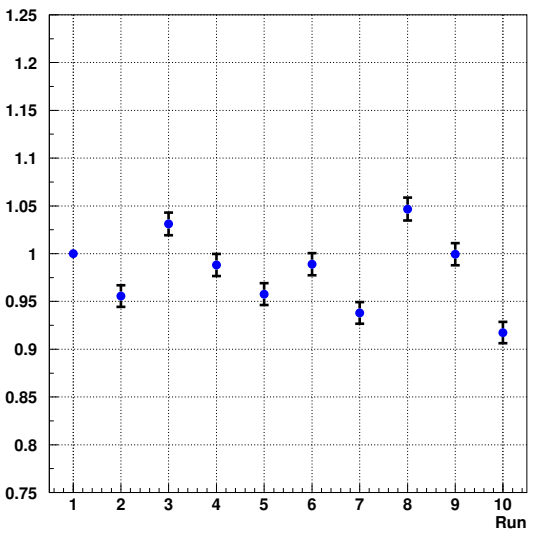


図 **5.38:** この検出器で得られる光量の再現性の測定結果。結晶とファイバーを付け直して 511keVγ 線で得られる光量を測定し、最初に測定した光量を 1 とする相対光量をプロットした。示されている誤差は統計誤差である。

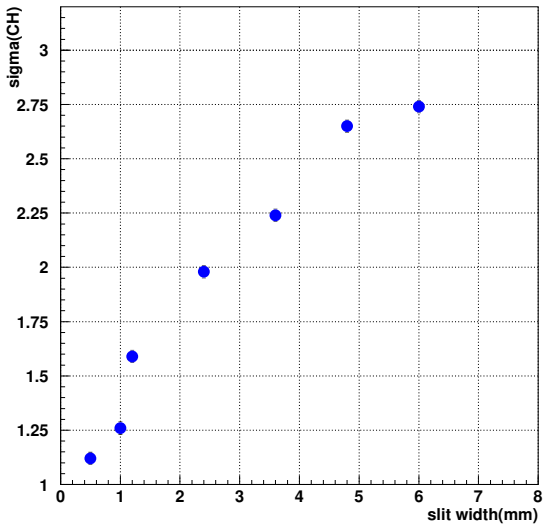


図 **5.39:** 位置分解能とスリット幅との関係。横軸はスリット幅で、縦軸は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィトした時の σ である。

5.11　発光点再構成のまとめ

- ファイバー読み出しで得られる光量は、最も光ったチャンネルで平均 3p.e. と光量が少ない。検出器で測定するシンチレーション光の分布は、統計的ばらつきや検出器の 1p.e. 分解能によるばらつきでゆがんでしまう。このため、各結晶でシンチレーション光分布の平均を発光点として再構成を行なう方法と、シンチレーション光をガウシアンでフィットする方法では分解能が悪くなる。最も光ったチャンネルを発光点として再構成を行う方法が最も高い位置分解能が得られた。今後はこの方法で発光点の再構成を行なう。

- 検出器で見えるイベントには、シンチレーション光が広がったイベントと局所化したイベントの 2 種類ある。シミュレーションではファイバーで読み出している結晶面に近い程シンチレーション光が局所化する傾向がある。測定結果 · シミュレーション共に発光点の再構成分布には、正しく再構成できていないイベントが一様に分布する。実測では、熱電子や環境放射線によるバックグラウンドだけでは量が説明できない。シミュレーションではフォトン統計と検出器の 1p.e. 分解能によるばらつきで、最も光ったチャンネルが変わることが原因であり、実機でも同様の現象が起きていると考えられる。

- シンチレーション光の広がりと発光点の深さには相関があり、広がりから発光点の深さを特定できる可能性がある。今回の読み出しでは光量が少なく、深さの特定はできない。

第6章　結論

波長変換ファイバーによりシンチレーション光の分布を測定し、発光点の再構成を行なうという新しい γ 線位置検出器の開発を行なった。高い位置分解能とエネルギー分解能を得るためには光量が多いことが重要である。そこで、今回は無機結晶シンチレータの中でも発光量が多い LSO·NaI·YAP の 3 つを試した。結晶からのシンチレーション光を読み出す波長変換ファイバーは、結晶の発光スペクトルとファイバーの吸収スペクトルが合う様に決定した。LSO と NaI には KURARAY 製の Y11、YAP には KURARAY 製の B2 を組み合わせてシンチレーション検出器を構成し、性能を評価した。その結果を表 6.1 にまとめる。今回 NaI のエネルギー分解能は評価できていないが、シンチレーション光を直接読み出した時のエネルギー分解能は LSO の方が高いという結果を得た。このためファイバーで読み出した場合でも LSO の方が高いエネルギー分解能を持つと考えられる。今回の性能評価の結果、LSO と Y11 を組み合わせて構成したシンチレーション検出器が最も優れた性能を持っていることが分かった。

しかし、このシンチレーション検出器では再構成できていないイベントが存在している。バックグラウンドを差し引いても、このイベントは残ってくる。検出器応答のモンテカルロシミュレーションを行った結果、やはり再構成できていないイベントが存在していた。シミュレーションにおいて、この原因はファイバー読み出しで得られる光量が少ないために、統計的ばらつきや検出器の 1p.e. 分解能によるばらつきで起こることを確認した。実機でも同様の現象が起こっていると考えられる。再構成できていないイベントが存在する限り、得られる光量が不足していると考えられる。位置分解能 · エネルギー分解能を上げるためにも光量を増やす必要がある。

また、モンテカルロシミュレーションにより、結晶を薄くすると位置分解能が良くなることを確認した。この結果、薄い結晶を使ってこのシンチレーション検出器を構成し、積層構造で組み上げることで優れた 3 次元位置構成もできる可能性がある。また、実機では深さを特定できるまでの性能は持っていないが、発光点の深さとシンチレーション光の広がりとの間に相関があることを確認した。

	LSO+Y11	NaI+Y11	YAP+B2
平均光量@511keV(p.e.)	12	10	7
エネルギー分解能@511keV(%)	40		57
検出効率@511keV(%)	23	15	16
位置分解能 (ガウシアンでフィットした時の σ)@511keV(mm)	1.2	2.7	1.2

表 **6.1:** 無機結晶シンチレータ波長変換ファイバー読み出し性能評価の結果。

謝辞

本論文の執筆において大変多くの方にお世話になりました事、感謝致します。西川公一郎先生、中家剛先生、横山将志先生には的確な助言と研究の指針を与えて頂きました。これまでの御指導深く感謝致します。高エネルギー加速器研究機構の小林隆先生、市川温子先生、中平武先生、東京大学宇宙線研究所の早戸良成先生にも様々な助言を頂き、ビームテストでも大変お世話になりました。田中秀和さん、前坂比呂和さん、長谷川雅也さん、山本真平さん、久保田淳さん、平出克樹さんには実験を進めていく上で大変多くの助言を頂き、また様々な相談をさせて頂きました。同期の栗本佳典君、黒澤陽一君、信原岳君とは一緒に実験を行ったり、話相手になってもらったりと楽しい時間を過すことができました。田口誠君、松岡広大君には実験を手伝ってもらいました。最後に、様々な場面でお世話になった高エネルギー物理学研究室の皆様に厚く御礼申し上げます。

2006 年 2 月 江澤孝介

関連図書

[1] Takefumi Mitani. A prototype si/cdte compton camera and the polarization measurement. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, pp. 2432–2437, 2004.

[2] T.Kamae R.Enomoto and N. Hanada. A new method to measure energy, direction, and polarization of gamma rays. *Nucl. Instrum. Meth.*, Vol. A260, pp. 254–257, 1987.

[3] 高田淳史. μ-pic を用いた mev ガンマ線イメージングカメラの開発. 修士論文, 京都大学大学院理学研究科, 2004.

[4] 佐々木通. 新型ニュートリノ検出器 scibar に用いる光電子増倍管の性能評価とゲイン測定. 修士論文, 京都大学大学院理学研究科, 2003.

[5] 山本真平. K2k 長基線ニュートリノ振動実験シンチレータトラッカーにおける読み出し用エレクトロニクスの開発. 修士論文, 京都大学大学院理学研究科, 2002.

付 録A　より高い性能を得るための考察

波長変換ファイバー読み出しにより、結晶をセグメント化しなくても γ 線の入射位置を高精度で測定できることが分かった。しかしファイバーによりシンチレーション光を読み出した場合に得られる光量は 511keVγ 線に対して、最も光ったチャンネルで平均 3p.e. であり、全チャンネルの光量を足し合わせても平均 10p.e. 程度である。このためエネルギー分解能が悪く、フォトン統計により発光点の再構成に失敗してしまうイベントがある。各チャンネルの光量が増えることで位置分解能 · エネルギー分解能が共に良くなることが期待される。ファイバー読み出しの成功をヒントに、そしてファイバー読み出しの課題を解決するために、多チャンネルの光検出器を結晶面に接続して、直接シンチレーション光を読み出したすシンチレーション検出器を提案する。これにより効率良くシンチレーション光を読み出すことができる。またこの読み出し方法では片面で 2 次元位置構成が可能になる。今回はこの検出器のエネルギー分解能と位置分解能をシミュレーションにより評価する。

A.1　シミュレーションセットアップ

今回は浜松ホトニクス社製 256 チャンネルマルチアノード光電子増倍管 H9500 を LSO の結晶面に接続させたシンチレーション検出器の 511keVγ 線に対する応答をシミュレーションにより評価する。仮定した H9500 のスペックを表 A.1 に示す。結晶の大きさは H9500 に合わせて 5.2×5.2×0.5cm とする。3.04×3.04mm の光電面を結晶面に敷き詰める。各光電面に入射してきたたシンチレーション光の数に量子効率をかけて、各チャンネルで得られた光電子数を求める。そしてこの光電子数を平均値とするポアッソン分布に従う乱数を発生させ、得られた値を中心値とし、各チャンネルの 1p.e. 分解能を σ とするガウス分布に従う乱数を発生させ、得られた値をそのチャンネルの光電子数とする。511keV の γ 線を入射させた位置を図 A.1 に示す。光電面の上に描かれた縦の線が γ 線の入射位置を表す。アノードの中心部分に入射させる。鉛のスリットを用いて、γ 線を 1 次元にコリメートする。スリット幅は 1mm とした。

Parameter	スペック
アノード	16×16(1 チャンネル 3.04×3.04mm)
量子効率	すべての波長に対して 20%
光電面の厚さ	1.5mm
光電面の屈折率	1.46
各チャンネルの 1p.e. 分解能	70%

表 **A.1:** シミュレーションに入れた H9500 のスペック。

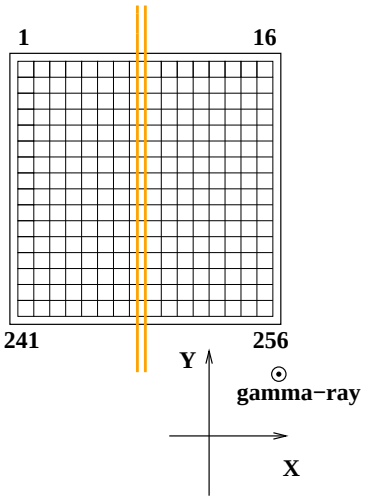


図 **A.1:** シミュレーションにおいて γ 線を入射した位置を示す概略図。光電面の上に描かれた縦の線が γ 線を入射した位置を表わす。アノードの中心とアノード間に γ 線を入射して発光点の再構成を行なう。

A.2 性能評価

シミュレーションで得られた応答から、このシンチレーション検出器のエネルギー分解能と位置分解能を評価する。まず $511\mathrm{keV}\gamma$ 線に対する光量スペクトルを図 A.2 に示す。直接シンチレーション光を読み出しているので得られる光量が多く、$511\mathrm{keV}\gamma$ 線に対して 6% のエネルギー分解能を持つ。最も光ったチャンネルの光量で平均 $400\mathrm{p.e.}$ あるので、各チャンネルの閾値を $2.5\mathrm{p.e.}$ に設定する。

次にこの検出器で見えるイベントの典型例を図 A.3 に示す。波長変換ファイバー読み出しの時と同様に発光点の深さに応じて、シンチレーション光が局所化したイベントと広がったイベントがある。この分布を x 軸に射影した分布から発光点の x 方向の位置を特定し、y 軸に射影した分布から y 方向の位置を特定する。図 A.3 の分布を x 軸に射影したものを図 A.4 に示す。最も光ったチャンネルを発光点とすると、そのチャンネルの幅で分解能が決まるので、今回のアノードサイズでは高い位置分解能は得られない。今回は射影した分布をガウシアンでフィットした時の中心値を発光点とする。γ 線を入射させた 2 つの位置での発光点の再構成分布を図 A.5 に示す。分布をガウシアンでフィットした時の σ を位置分解能とする。アノード中心に入射した場合は $0.6\mathrm{mm}$、アノード間に入射した時には $0.7\mathrm{mm}$ の位置分解能で入射位置を測定できている。

A.3 発光点の深さとシンチレーション光の広がりとの関係

シンチレーション光の分布を x 軸に射影した分布を発光点の深さごとに分けてプロットしたものを図 A.6 に示す。ここで言う深さとは、γ 線が入射する位置を $0\mathrm{mm}$ とし、読み出しを行なっている面を $5\mathrm{mm}$ としている。この様に読み出しを行なっている面に近いところで発光したイベント程シンチレーション光が局所化する傾向がある。この広がりを測定することで発光点を特定することができれば γ 線の相互作用した位置を 3 次元で再構成することが可能になる。シンチレーション光の広がりの指標として以下の 2 つを考える。

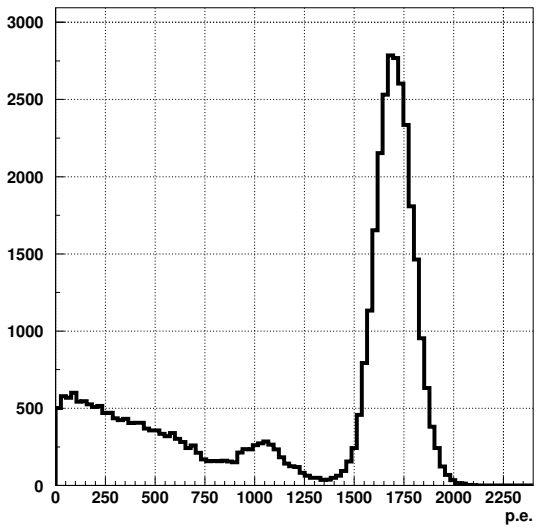


図 **A.2:** マルチアノード光電子増倍管を結晶面に接続し、直接シンチレーション光の読み出しを行なった場合の $511\mathrm{keV}\gamma$ 線に対する光量スペクトル。

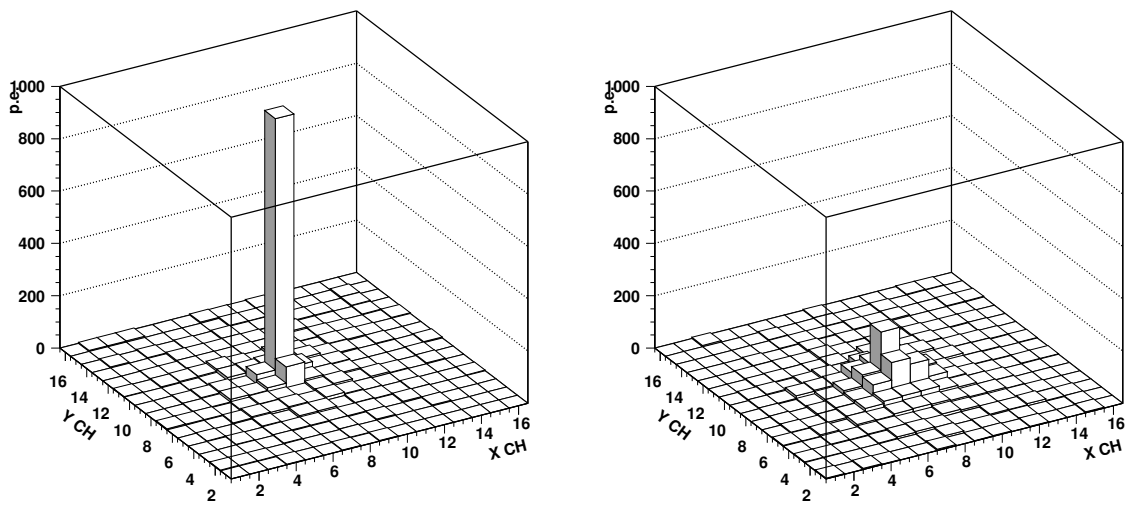


図 **A.3:** マルチアノード光電子増倍管を結晶面に接続したシンチレーション検出器で見えるイベントの典型例。左がシンチレーション光の局所化したイベント、右が広がったイベント。

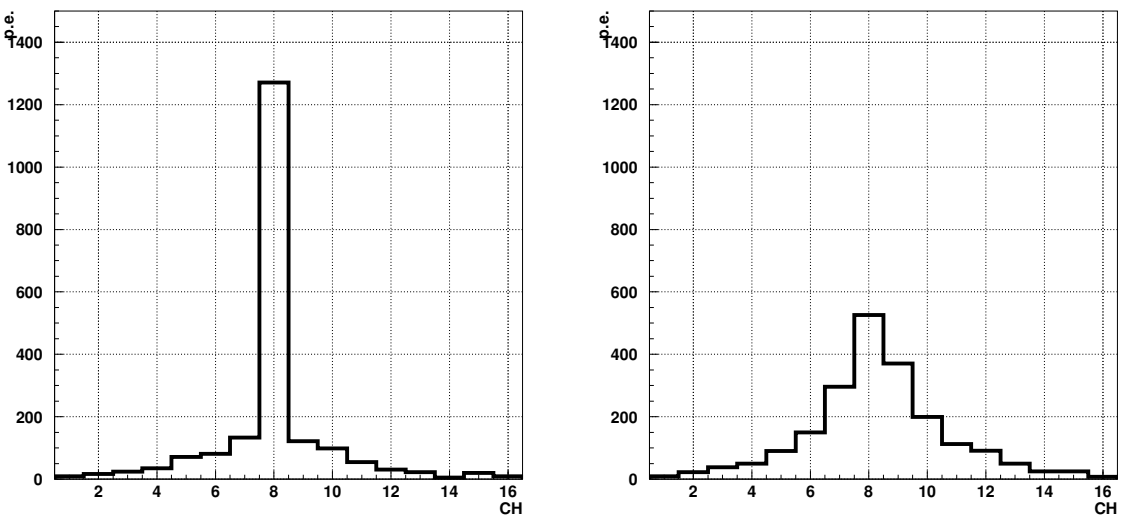


図 **A.4:** 検出器で見えるシンチレーション光の分布を x 軸に射影した分布。左がシンチレーション光の局所化したイベントの射影分布、右が広がったイベントの射影分布。

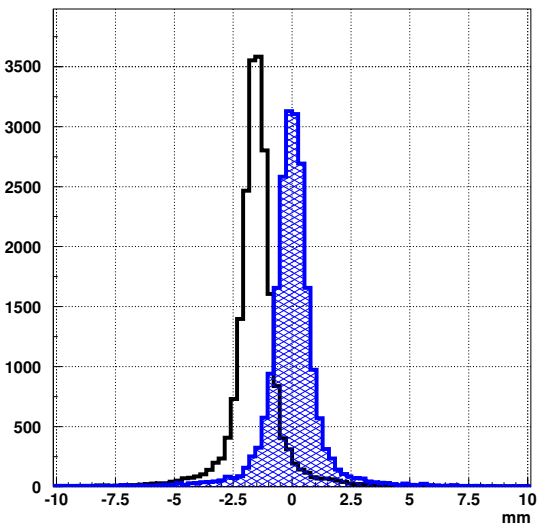


図 **A.5:** 発光点の再構成分布。ハッチなしは γ 線をアノードの中心に入射した時の再構成分布。ハッチありはアノード間に入射した時の再構成分布。

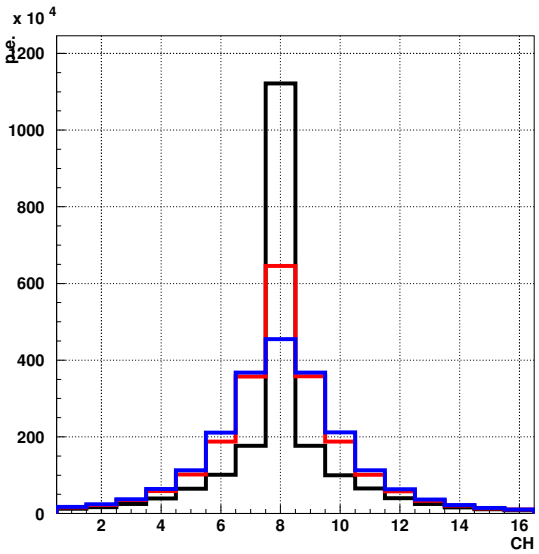


図 **A.6:** シンチレーション光分布を x 軸へ射影した分布。発光点の深さごとに分けてプロットした。黒は深さ 4〜5mm、赤は 2〜3mm、青は 0〜1mm の分布の和。足したイベント数で規格化してある。読み出しは 5mm の結晶面から行なっている。

- rms
- 全光量に対する最も光ったチャンネルの光量の割合:R

γ 線をアノードの中心に入射した時の、これらの指標と発光点の深さとの関係を図 A.7 に示す。深さとの相関を確認することができた。ファイバー読み出しでは、読み出し面に近い所において R のばらつきが大きくなっていた。今回はアノードの幅がスリット幅より十分大きいため、この傾向は見られない。

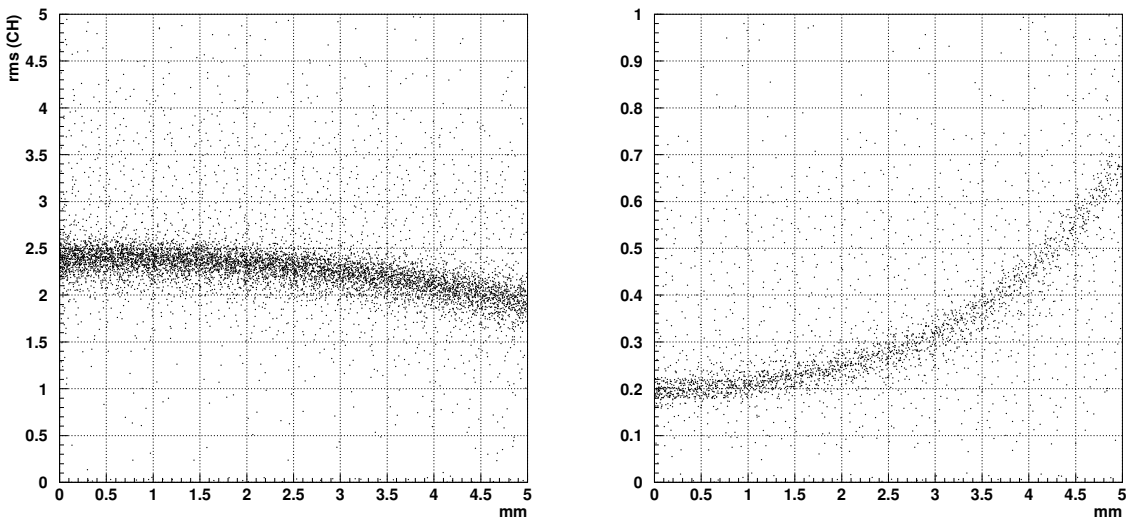


図 **A.7:** 左は発光点の深さとシンチレーション光分布の rms との関係。右は深さと R との関係。

図 目 次

1.1 コンプトンカメラの概略図。 7
1.2 COMPTEL の概略図。散乱体には液体シンチレータ、吸収体には NaI が使われている。 7
1.3 PET に用いられるシンチレーション検出器。 8
1.4 波長変換ファイバー読み出しの概略図。 9

2.1 今回使用した結晶。左から LSO、NaI、YAP である。 10
2.2 結晶とファイバーを固定するホルダーの概略図。 11
2.3 波長変換ファイバーの発光スペクトル (上)、吸収スペクトル (下)。 11
2.4 使用した無機シンチレータの発光スペクトル。黒が LSO、青が NaI、緑が YAP の発光スペクトルを表す。縦軸は、それぞれの結晶での最大発光波長における発光量を 1 とした相対強度。 12
2.5 使用したアノードの位置。塗り潰してある所が今回使用したチャンネル。 13

3.1 LSO に含まれる Lu の放射性同位元素の β 崩壊による放射線を測定するためのセットアップ。LSO と NaI のコインシデンスを要求することで、この様なイベントを捉える。 14
3.2 (左)LSO で測定された ^{176}Lu の β 崩壊により放射される β 線のスペクトル。(右)NaI で測定された β 崩壊に引き続き放射される γ 線のスペクトル。 15
3.3 今回使用した光電子増倍管で見られる典型的な 1p.e. の分布。縦軸は log スケールである。 16
3.4 (左)LSO で見える 122keVγ 線のスペクトル。(右)LSO で見える 662keV のスペクトル。ハッチなしが線源からの γ 線を入射させている時のスペクトルでハッチありが線源からの γ 線を入射させていない時のスペクトル。これらのスペクトルは測定時間で規格化してある。 17
3.5 511keVγ 線によるシンチレーション光を光電子増倍管で読み出した時の出力波形。一番上は各結晶からのシグナルで、真ん中は対消滅イベントを捉えるために使っている NaI からのシグナルである。一番下は ADC へのゲートシグナルである。 18
3.6 各結晶の 122keV から 662keV までの γ 線の光量スペクトル。上から順に LSO、NaI、YAP の光量スペクトルを表す。また左から順に 122、511、662keVγ 線の光量スペクトルを表す。 19
3.7 光量測定の結果。三角が LSO、四角が NaI、丸が YAP を表す。 20
3.8 結晶面に波長変換ファイバーを並べて読み出した時の 511keV γ 線の光量スペクトル。黒が LSO、青が NaI、緑が YAP の測定結果である。これらの分布は面積で規格化されている。 20

3.9 511keVγ 線によるシンチレーション光を波長変換ファイバーで読み出した時に得られる光量スペクトルのシミュレーション結果。ハッチなしが全イベントの光量分布で、ハッチありは γ 線が結晶中で全エネルギーを失なったイベントの光量分布。 21
3.10 検出効率測定セットアップ。 22
3.11 検出効率の閾値依存性。各チャンネルに、 ペデスタル$+x\sigma$(ペデスタル) という閾値を設ける。この閾値を越える出力があったチャンネルが 1 つ以上存在するイベントを γ 線を検出したとする。三角が LSO、四角が NaI、丸が YAP。 23

4.1 511keVγ 線の光量スペクトル。点が測定データで、線がシミュレーションの結果である。 25
4.2 各ファイバーの上から 511keVγ 線を入射させ、その時そのチャンネルで得られる光量の相対値をプロットしたもの。最も光量の多いチャンネルの値を 1 とした。 26
4.3 511keVγ 線で得られるシンチレーション光を波長変換ファイバーで読み出した時の光量スペクトル。点が測定データで線がシミュレーションである。 27

5.1 γ 線入射位置測定のセットアップ。 29
5.2 今回用いた MAPMT で見える 1p.e. スペトルの典型例。縦軸は log スケールである。 30
5.3 最もゲインの高いチャンネルの値を 1 とする相対ゲイン。 30
5.4 今回の実験中モニターした 1p.e.ADC カウントの時間変動。 31
5.5 LSO で見えるイベントの典型例。左がシンチレーション光の局所化したイベント。右が広がったイベント。 31
5.6 LSO について異なる方法でシンチレーション光の分布から発光点の再構成を行なった結果。青は方法 1、黒は方法 2、赤は方法 3 を用いた再構成結果。 32
5.7 LSO を用いた場合の発光点の再構成分布。ハッチなしがスリット幅 1mm、ハッチありがスリットを閉じた時の再構成分布。これらの分布は測定時間で規格化されている。 33
5.8 LSO について幅 1mm のスリットで γ 線をコリメートして入射した時の発光点の再構成分布。点が測定データで線がシミュレーションの結果を表す。測定データでは一様に分布するバックグラウンドは差し引いてある。 34
5.9 LSO について発光点再構成のシミュレーション結果。ハッチありがフォトン統計と検出器の分解能によるばらつきを入れない場合、ハッチなしがばらつきを入れた場合。縦軸は log スケールである。この図は面積で規格化されている。 34
5.10 LSO についてイベントを発光点の深さごとに分類し、検出器で見えるシンチレーション光分布を足し合わせた分布。黒は深さ 4∼5cm、赤は 2∼3cm、青は 0∼1cm で起きたイベントを足し合わせている。各深さで 3000 イベントを足し合わせている。 35
5.11 LSO についてイベントを発光点の深さごとに分類し、発光点の再構成を行なった結果。黒は深さ 4∼5cm、赤は 2∼3cm、青は 0∼1cm で起きたイベントの発光点の再構成分布。これらの分布は面積で規格化されている。 36

5.12 LSO についてシンチレーション光の広がりを示す指標と発光点の深さとの関係。これらの図の横軸は、γ 線が入射する結晶面を 0mm、読み出しを行なっている面を 5mm とした発光点の深さを表わす。左上の図の縦軸はシンチレーション光分布の rms。右上の図の縦軸は R。下の図の縦軸は光が最も多く入射したチャンネルの光子数。 37
5.13 LSO についてシンチレーション光の広がりを示す指標と発光点の深さとの関係。これらの図の横軸は、γ 線が入射する結晶面を 0mm、読み出しを行なっている面を 5mm とした発光点の深さを表す。左上の図の縦軸はシンチレーション光分布の rms を表す。右上の図の縦軸は R を表す。下の図の縦軸は最も光ったチャンネルの光量を表す。この時のチャンネルあたりの光量は数 p.e. である。 38
5.14 (LSO) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と R の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。R が 0.32 以上であることを要求する。 39
5.15 (LSO) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。最も光ったチャンネルの光量が 3.6p.e. 以上であることを要求する。 40
5.16 LSO につて発光点の再構成分布。ハッチなしはセレクションを行なわない場合の再構成分布で、ハッチありはセレクションを行なった場合の再構成分布。 40
5.17 NaI で見えるイベントの典型例。左がシンチレーション光の局所化したイベント。右が広がったイベント。 41
5.18 NaI について異なる方法でシンチレーション光の分布から発光点の再構成を行なった結果。青は方法 1、黒は方法 2、赤は方法 3 を用いた再構成結果。 42
5.19 NaI を用いた場合の発光点再構成分布。黒がスリット幅 1mm、青がスリットを閉じた時の分布である。 42
5.20 (NaI) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と R の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。R が 0.26 以上であることを要求する。 43
5.21 (NaI) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。最も光ったチャンネルの光量が 3.1p.e. 以上であることを要求する。 44
5.22 NaI についてシンチレーション光が局所化したイベントを選び出して発光点を再構成した結果。ハッチなしはセレクションせずに再構成した分布で、ハッチありはセレクションして再構成した分布である。 44
5.23 YAP で見えるイベントの典型例。左がシンチレーション光が局所化したイベント、右が広がったイベント。 45
5.24 YAP について異なる方法でシンチレーション光の分布から発光点の再構成を行なった結果。青は方法 1、黒は方法 2、赤は方法 3 を用いた再構成結果。 46
5.25 YAP を用いた場合の発光点再構成分布。黒がスリット幅 1mm、青がスリットを閉じたときの分布。これらの分布は測定時間で規格化している。 46

5.26 YAP について 1mm 幅のスリットでコリメートした γ を入射させた時の発光点の再構成のシミュレーション結果。点が測定データ、線がシミュレーションの結果である。 47
5.27 YAP についてシミュレーションによる発光点の再構成分布。ハッチありが統計的ばらつきと検出器の分解能によるばらつきを入れていない結果、ハッチなしが入れた結果。 47
5.28 YAP についてイベントを発光点の深さごとに分類し、シンチレーション光を足し合わせた分布。黒は深さ 4∼5mm、赤は 2∼3mm、青は 0∼1mm で起きたイベントを足し合わせた分布。各深さで 3000 イベントを足し合わせている。読み出しは 5mm の面から行なっている。 48
5.29 YAP についてイベントを発光点の深さごとに分類し、発光点の再構成を行なった結果。黒は深さ 4∼5mm、赤は 2∼3mm、青は 0∼1mm で起きたイベントで発光点を再構成した分布。読み出しは 5mm の結晶面から行なっている。 48
5.30 (YAP) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と R の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。R が 0.31 以上であることを要求する。 49
5.31 (YAP) 左図は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の σ と最も光ったチャンネルの光量の閾値との関係。右図は元のイベント数に対するこの閾値を越えるイベントの割合と閾値との関係。縦線は今回設定した閾値を表す。最も光ったチャンネルの光量が 2.9p.e. 以上であることを要求する。 50
5.32 YAP についてシンチレーション光が局所化したイベントを選びだして発光点の再構成を行なった分布。 50
5.33 γ 線の入射位置測定の結果。上から LSO、NaI、YAP の測定結果を表す。左図は各入射位置での発光点の再構成分布。右図は、横軸は γ 線の入射位置で、縦軸は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィットした時の中心値である。 52
5.34 位置分解能の結晶内での場所依存性。 53
5.35 チャンネル間の性能の相対値と分解能の関係。 54
5.36 斜めに入射した γ 線が再構成される位置を示した模式図。角度 θ で入射した γ 線は最大で結晶の厚さ $\times \tan\theta$ だけ入射位置と再構成した位置が異なる。 54
5.37 実線は垂直に入射させた時の発光点の再構成分布で、破線は θ =40 度で γ 線を入射させた時の発光点の再構成分布である。2 つの分布は面積で規格化されている。 55
5.38 この検出器で得られる光量の再現性の測定結果。結晶とファイバーを付け直して 511keVγ 線で得られる光量を測定し、最初に測定した光量を 1 とする相対光量をプロットした。示されている誤差は統計誤差である。 55
5.39 位置分解能とスリット幅との関係。横軸はスリット幅で、縦軸は発光点の再構成分布をガウシアン + 一様分布でフィトした時の σ である。 56

A.1 シミュレーションにおいて γ 線を入射した位置を示す概略図。光電面の上に描かれた縦の線が γ 線を入射した位置を表わす。アノードの中心とアノード間に γ 線を入射して発光点の再構成を行なう。 61
A.2 マルチアノード光電子増倍管を結晶面に接続し、直接シンチレーション光の読み出しを行なった場合の 511keVγ 線に対する光量スペクトル。 62

A.3 マルチアノード光電子増倍管を結晶面に接続したシンチレーション検出器で見えるイベントの典型例。左がシンチレーション光の局所化したイベント、右が広がったイベント。 62
A.4 検出器で見えるシンチレーション光の分布を x 軸に射影した分布。左がシンチレーション光の局所化したイベントの射影分布、右が広がったイベントの射影分布。 63
A.5 発光点の再構成分布。ハッチなしは γ 線をアノードの中心に入射した時の再構成分布。ハッチありはアノード間に入射した時の再構成分布。 63
A.6 シンチレーション光分布を x 軸へ射影した分布。発光点の深さごとに分けてプロットした。黒は深さ 4∼5mm、赤は 2∼3mm、青は 0∼1mm の分布の和。足したイベント数で規格化してある。読み出しは 5mm の結晶面から行なっている。 64
A.7 左は発光点の深さとシンチレーション光分布の rms との関係。右は深さと R との関係。 65

表 目 次

1.1 無機結晶シンチレータの基本特性。 5

2.1 マルチアノード光電子増倍管 H7546 の基本特性。 12

4.1 実測の光量スペクトルを再現する様決定したシンチレータの発光量とそのばらつき。 25

6.1 無機結晶シンチレータ波長変換ファイバー読み出し性能評価の結果。 57

A.1 シミュレーションに入れた H9500 のスペック。 60