WLS ファイバーと押し出しシンチレーターを用いた電磁シャワーカロリメーターの研究

山形大学クォーク核物性研究室 修士2年
松本 哲也

平成11 年 3 月 26 日

概要

現在、つくばにある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) に於いて、12GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) を用いた「$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比測定 (KEK-PS E391A)」が計画され、その準備がすすめられている。この計画では、γ線 veto 用に円筒型の電磁シャワーカロリメーター (鉛・プラスチックシンチレーターのサンプリングカロリメーター) を使用する。本実験はそのカロリメーターの開発研究にある。カロリメーター全体の大きさは外径 265cm、内径 193cm、長さ 520cm(体積 $11.6m^3$) とかなり大型なものである。この大きさゆえ、カロリメーターのデザインの条件としては第一にコストパフォーマンスのよいものを考えなくてはならない。

まず、押し出し成形によるシンチレーターを採用する。従来の成形方法 Casting 法に比べ、多少性能は劣るがコストを抑えることができ、さらに長い形状のプラスチック成形が可能であることが理由である。

そして、長いシンチレーターの両側より読みだしを行なうにはシンチレーターの減衰長は短い。そこでシンチレーターに溝を掘り、そこに減衰長の長いファイバーを埋めライトガイドとして使用するデザインとした。また、その際使用するファイバーに WLS(Wavelength Shifting) Fiber を使用し、ファイバー中でのシンチレーション光の吸収・発光を起こさせ、より積極的にライトガイドとしての役割を効果的に行なわせる。

ファイバーをライトガイドとすることで光電子増倍管の数を抑えることができるので、高価ではあるが量子効率のよい光電子増倍管の開発も行なった。

鉛を除く検出器部分をβ線源を用いての測定実験により、シンチレーターの成分・形状・被覆材やシンチレーターの溝とファイバーの fitting 材を考え得る最良の状態を選びだした。その最良条件より得られるカロリメーターの Efficiency は 1p.e. を閾値とした場合でも 99.99%を上回り、KEK-PS E391A の実験で必要とする性能が得られた。

目 次

概要 **1**

第 1 章　序論 **4**

1.1 KEK E391A 実験 4

1.1.1 $K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ 分岐比測定の意義 4

1.1.2 測定方法 4

1.1.3 Background について 5

1.2 研究の目的 7

第 2 章　γ 線 veto 用カウンター **11**

2.1 原理 12

2.1.1 電磁シャワーカロリメーターの原理 12

2.1.2 WLS ファイバーと押し出しシンチレーターを用いたカロリメーター 12

2.2 押し出し成形 16

2.3 WLS ファイバー 19

2.4 プリズム光電面の光電子増倍管 20

2.5 WLS ファイバーと押し出しシンチレーターを用いた
カロリメーターをに必要とされる性能 21

**第 3 章　^{106}Ru 線源のβ 線による
シンチレーション光の測定実験** **25**

3.1 目的 25

3.2 実験方法 28

3.3 平均光電子数の計算 34

3.3.1 平均光電子数が小の場合 34
3.3.2 平均光電子数が大の場合 37
3.3.3 解析 39
3.4 結果と考察 40
3.4.1 押し出しシンチレーターの測定 42
3.4.2 シンチレーターの溝について 44
3.4.3 シンチレーターを被覆する材質 47
3.4.4 シンチレーターの溝とファイバーとのフッティング材 51
3.4.5 光電子増倍管 51
3.4.6 ファイバーの Attenuation Length 52
3.4.7 最良の条件による平均光電子数の測定とその評価 56

第 4 章 議論とまとめ **67**

付 録 A 計算 **69**
A.1 電子の飛程 69

謝辞 **72**

第1章　序論

現在、つくばにある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) に於いて、12GeV 陽子シンクロトロン (KEK-PS) を用いた「$K^0_L \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ の分岐比測定 (KEK-PS E391A)」が計画され、その準備がすすめられている。この実験では、K^0_Lを作り出しそれが$\pi^0\nu\overline{\nu}$ へ崩壊するのを測定する。その稀有な分岐比を測定するのだが、それには他のバックグラウンドとなる崩壊と十分良く識別することが重要なことである。

1.1　KEK E391A 実験

1.1.1　$K^0_L \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$ 分岐比測定の意義

この KEK E391A 実験は、$K^0_L \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の分岐比を直接測定することによって小林・益川理論を検証し CP-violation の起源を理解する上で重要な手がかりを得ようとする実験である。

1.1.2　測定方法

PS で加速され引き出された 13GeV/c(12.8GeV/c) の陽子は銅の Target に衝突し、 そのとき発生した二次粒子から Bending magnet で荷電粒子を取り除き、Collimator によって収束され K^0ビームが取り出される。陽子方向に対し角度 6 度で出て来た K^0ビームは、およそ 2GeV/c の運動量を持つ。このような K^0ビームが Detector 領域内に導かれる。図 1.1 は Detector の側面図である。Detector 内に入った K^0_L がビームライン上で$\pi^0\nu\overline{\nu}$に崩壊したとする。π^0は直ちに 2 γ へ崩壊し、π^0 の飛行距離は短いので、 π^0が崩壊するのはビームライン上と仮定してよい。2 γの放出される方向は一意的には決められないが、ほとんどはビーム下流方向である。E391A 実験では、下流方向の End Cap 部へ入った γのエネルギーと位置を測定する。そして、2 γを復元するとπ^0の質量になることを要求する

と、End Cap 部で測定された値から π^0崩壊のビームライン上での位置が計算でき、続いて γの運動量ベクトル、π^0の運動量ベクトルが計算できる。

1.1.3 Background について

1.1.2 の方法で測定を行なうには、まず 2 γが$\pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊のπ^0の崩壊に由来するものであるものか否かを、十分良く識別していく必要がある。なぜなら、K_L^0が$\pi^0\nu\overline{\nu}$以外のモードで崩壊する以下のような π^0 や γ のからむ全てが中性粒子の反応のモードがあるからである。

$$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}\text{以外のモードで崩壊するイベントは}$$

$$K_L^0 \longrightarrow \gamma\gamma \ (\text{分岐比} = (5.92 \pm 0.15) \times 10^{-4}) \tag{1.1}$$

$$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0 \ (\text{分岐比} = (9.36 \pm 0.20) \times 10^{-4}) \tag{1.2}$$

$$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \ (\text{分岐比} = (2.112 \pm 0.027) \times 10^{-1}) \tag{1.3}$$

そして、$K_L^0 \longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$の理論で推定される分岐比が、$2.7 \times 10^{-11}$程度 (現時点での分岐比の上限値は、Fermi National Accelerator Laboratory の E799 実験で 1994 年に得られた 5.8×10^{-5}(90%C.L.) である。) であり、ほかのモードと比べ非常にイベントが少ないこが予想され、崩壊モードの識別がこの実験の重要な部分であることは明白である。そういった、理由から全ての崩壊を Detector でとらえていく必要があり、図 1.1 のようなビームラインを覆いつくす円筒型になっている。また、それぞれのカウンター類は十分良い効率で粒子を検出する必要がある。

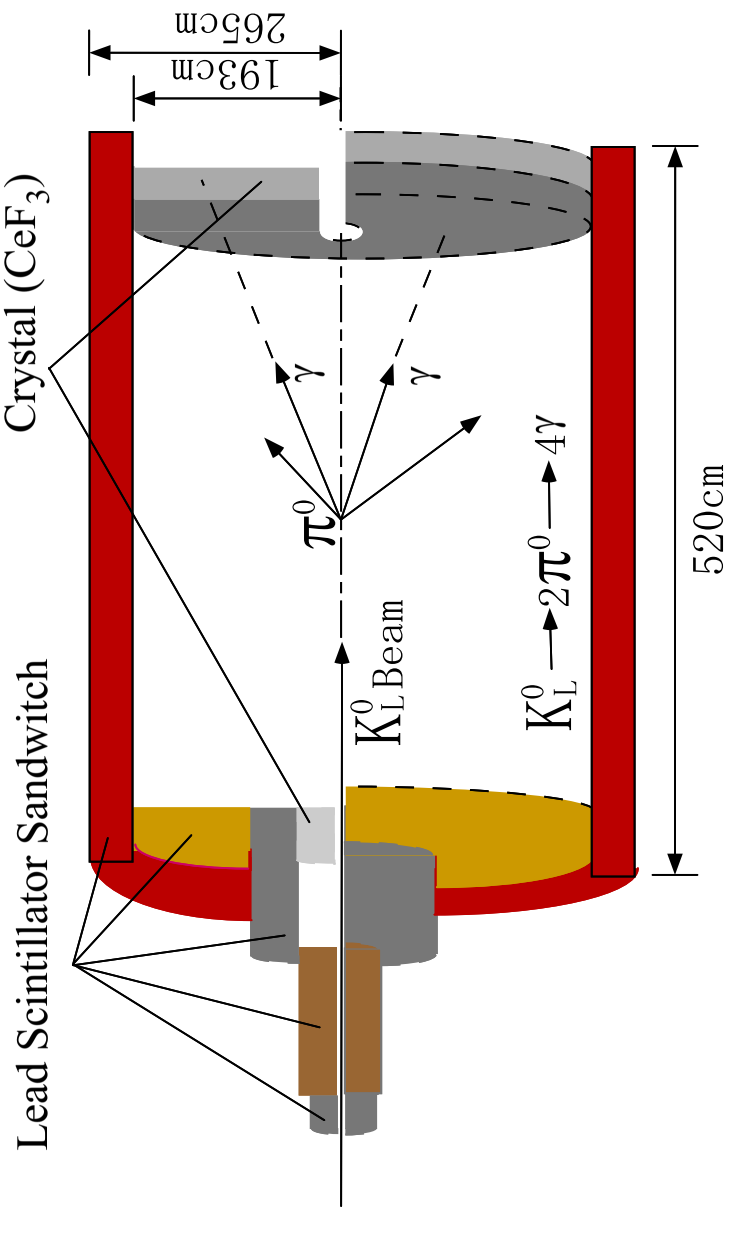


図 1.1: KEK E391A $K^0_L \rightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$探索実験検出器

1.2 研究の目的

本研究の目的は、円筒型実験装置の Barrel 部に入射するγ線 VETO 用のカロリメーターの開発することにある。カロリメーターの形状・大きさが特殊であり、その特殊さゆえカロリメーターをつくるには製作コストがかかることが予想される。形状・大きさの特殊さや製作コスト面についても考え、製造技術方法までも見越してカロリメーターのデザインを考えることが必要である。そして 1.1 節で述べたように、それが十分良い効率でγ線を検出ことが重要である。

γ線カロリメーター

通常、高エネルギーのγ線に使用するカロリメーターは電磁シャワーカロリメーターである。このタイプの測定器には 2 種類ある。

- Crystal(NaI 結晶や鉛ガラス) を用いて、シャワーによって生じた全ての電子・陽電子による蛍光ないしはチェレンコフ光を観測するもの

  長所　エネルギー分解能がよい

  短所　取扱いに難 (潮解性)・高価

- シャワーを起こさせる為の密度の高い物質 (鉛、タングステンなど) の板とシャワー電子を測定するための測定器を交互に重ね合わせたもの (サンドウィッチ カロリメーター)

  例、測定器がプラスチックシンチレーターの場合

  長所　信号が速い・取扱いが容易

  短所　位置精度が悪い

前者は、γ線に感度が良いが、Barrel 部 (半径 193cm・長さ 520cm) を覆い尽くすにはかなりの量の Crystal が必要となり、それを行なうにはコストが膨大となり現実的でない。そこで、鉛・プラスチックシンチレーターのサンドウィッチカロリメーターを考える。

しかし、サンドウィッチカロリメーターだとしてもまだ問題がある。カロリメーター全体の形状が円筒型であること、必要とされる容積がかなり大きいことである。というのは、サンドウィッチカロリメーターに使われるシンチレーターを従来のプラスチックシンチレーターの成形方法である Casting 法で成形させることはできるのかと言う問題が発生するからである。例えば、5m もの長いシンチレーターを Casting 法で成形することは技

術的に不可能ではないが、実際的ではない。また、長くなくても曲がった形状のものはCasting 法で技術的に成形することはできても、Barrel 部の容積ゆえ大量にそれが必要となり、かなりのコストがかかるのである。

しかし幸運なことに、プラスチックを特殊な形状に成形できてしかもコストがかからない条件による大量生産技術というものが存在する。それは、射出成形と押し出し成形というものでプラスチックの熱可塑性を利用した技術である。射出成形とは、私達が日常目にするプラスチック製品の成形技術で、加熱された型にあらかじめつくっておいたペレット (プラスチックをビーズ状に加工したもの) を入れ成形を行なうもので、特殊な形状の大量成形が可能である。押し出し成形とは、電線の被覆などをおこなう成形技術で、ペレットを加熱された容器の中にいれて溶かし、型穴から押し出して成形を行なうもので、長い形状の成形が可能である。

$$\text{Casting 法では成形不可能} \begin{cases} \text{曲がった形状の大量成形} \longrightarrow \text{射出成形} \\ \text{5m もの長い形状の成形} \longrightarrow \text{押し出し成形} \end{cases}$$

そうしたことから、シンチレーターの製法射出成形か押し出し成形の可能性を探っていく。ところで、シンチレーターの母材に使用されるポリスチレンは熱可塑性でありこれらの成形には適しているのに、いままでこれらの成形技術が使用されなかったのには理由がある。これらの成形は高温で行なわれるが、中に混入させる Wavelength Shifter はその高温により劣化して発光量が Casting 法に比べ少なくなったり、またポリマーは高温で溶かされるとプラスチック全体の透明度を悪くさせ、それにともない Attenuation length も短くなるといった Scintillator の性能が Casting 法よりはるかに劣ってしまうからであった。ところが、最近はこれらの成形技術が確立しつつあり高温による Wavelength Shifter 等の劣化の問題を克服しつつあること、また E391A 実験の Barrel に使用するγ線 VETO 用カウンターはγ線のエネルギーを測定する必要はなく、良い Efficiency があればよいので、シンチレーターの発光量・透明度・減衰長等性能の劣るために、結果的にカロリメーターで得られる光電子数が少なくてももすむ可能性がある。

射出成形・押し出し成形どちらを採用するかで、カロリメーター全体のデザインも当然違ってくる。一般的な電磁シャワーカロリメーターは、粒子の入射方向に対して鉛とシンチレーターを垂直にしていく。それはカロリメーターの原理が鉛によってγ線を電子・陽電子のシャワーを起こさせ、シンチレーターによってそれによる蛍光により測定を行なうというものだからである。ところが、図を見てもらえばわかるように Barrel 部カロリメーターの長さは 520cm である。これは減衰長が非常に問題になってくる。例えば、一般的な積層での場合、減衰長 170cm のシンチレーターで 260cm 先 (Barrl 部カロリメーターの長

図 1.2: 射出成形シンチレーターを含むカロリメーターのデザイン

さが 520cm であり、カロリメーター中心のシンチレーション光をある一方の光電子増倍管から読みだす時に相当) の光電子増倍管にたどり着くまでに、光量は $\exp(-\frac{260}{170}) = 0.217$ 倍に減衰する。射出成形・押し出し成形両方に言えることだが、各々の減衰長はより短いので、さらに減衰がひどいと思われる。これを考慮したカロリメーターのデザインが要求される。

まず、射出成形のシンチレーターを採用したときのカロリメーター全体のデザインを図 1.2 に示す。粒子の入射方向に対して鉛とシンチレーターを平行方向に積んでいく、こうするとシンチレーション光が光電子増倍管の光電面にたどり着くまでの距離が短くなり、その減衰を抑えることができる。ところが平行にするとシャワーが起こりにくくなり、電磁シャワーカロリメーターの本来の特性を失う。そこで、曲がった形状にすることでγ線が鉛を通らずシンチレーターのみを通過することがないようにさせたのである。そして、こういった形状のものをつくるのは射出成形は得意とするので容易につくることができコストはかからないのである。

つぎに、押し出し成形のシンチレーターを採用したときのカロリメーターの全体のデザインを図2.1に示す。シンチレーターに溝を作り、そこにファイバーを埋め、そのファイバの読みだしを行なうというものである。ファイバーをライトガイドとしシンチレーション光が光電子増倍管の光電面にたどり着くまでの道のりに、減衰長の短いシンチレーターは避けさせるという案なのである。シンチレーション光がすぐにライトガイドであるファイバーに入り光電子増倍管の光電面まで伝達する間の光子の減衰を計算してみる。WLS(Wavelength Shifting) fiberの減衰長は、通常3m程度以上であるのでファイバーの減衰長を3mとして考え、260cm先の光電子増倍管にたどり着くまでに、光量は$\exp(-\frac{260}{300}) = 0.42$倍に減衰する。一般的な積層の場合に比べ減衰は少なくすむ。(詳しくは、2章参照) このデザインだとシンチレーターの長さは520cmとなり、これは押し出し成形を採用してこそできるものである。

E391A実験で採用するカロリメーター

射出成形採用のカロリメーターについては先に提案されたこともあり、ある程度まで研究開発が進んでいて、Barrel部カロリメーターとして必要なEfficiencyは得れることがわかっている。ところが、このデザインは光電子増倍管を5000本近く必要としそれに関わる電子回路もそれ相応の量が必要となるのである。そういったことからも、押し出し成形採用のカロリメーターのデザインが提案された。シンチレーターを光電子増倍管に直接接着するのでなくファイバーで読み出すので、シンチレーター当たりの「光電面との接着断面」が少ないので、光電子増倍管は約200本ですむことになるのである。

本研究は、この押し出し成形シンチレーター採用したカロリメーターの開発研究である。もし、Barrel部カロリメーターとして必要なEfficiencyが得られれば、この方法がE391A実験で選択される。

第2章　γ 線veto用カウンター

1 章では、Barrel 部カロリメーターが図 2.1 のような形に至るまでの経緯を述べた。この章では、カロリメーターの構造について詳しく述べる。

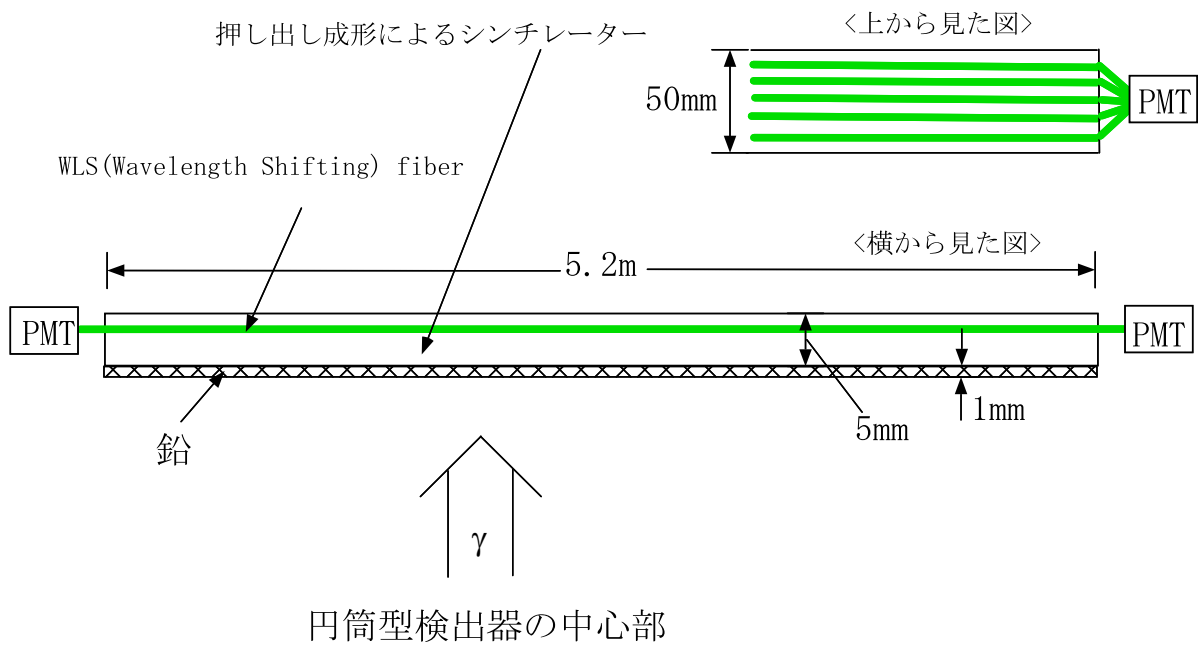


図 2.1: 押し出しシンチレーターを含むカロリメーターのデザイン

2.1 原理

2.1.1 電磁シャワーカロリメーターの原理

高エネルギーのγ線の測定方法としては電磁シャワーカロリメーターを用いるのが一般的である。物質に入射する光子のエネルギーが 10MeV より十分高いと、物質 (の原子核の周辺の強い電場) 中で光子は電子・陽電子対生成過程が支配的になる。生成された電子・陽電子は制動放射により高エネルギー光子をつくる。さらに、この光子が対生成し電子・陽電子がつくられるという過程が繰り返され、光子のエネルギーが電子・陽電子対を作れなくなるまで電子、陽電子、光子の増幅が行なわれる。ある厚さに達すると、電子や光子のエネルギーが低くなり、ほぼ臨界エネルギー[1] に達すると、対生成よりも電子の電離、光子のコンプトン散乱のエネルギー損失の方が大きくなり、粒子数が減少していく。こうした現象を電磁シャワーと呼ぶ。このとき電子・陽電子の総数は入射粒子のエネルギーと統計的によい相関があるため、これら電子・陽電子のイオン化損失を測ることにより、入射粒子の持っていたエネルギーが測定できる。ただ、本修論実験で開発するカロリメーターにはγ線に対してエネルギーを測定する必要はなく、よい Efficiency があればよい。

2.1.2 WLS ファイバーと押し出しシンチレーターを用いたカロリメーター

WLS ファイバーと押し出しシンチレーターを用いたカロリメーターのγ線検出過程を図 2.2 に示す。

γ線の検出過程

1. 電磁シャワー過程
   鉛層にγ線が入射するとエネルギー 1.02MeV 以上の場合、電子・陽電子対生成が起こり得る。鉛における光子の質量吸収係数を図 2.3 に示す。2MeV 以上であると鉛での電子・陽電子対生成が支配的になるのがわかる。生成された電子・陽電子が鉛中を走り運動エネルギーが臨界エネルギー (鉛の場合、臨界エネルギーの正確な値は 6.9MeV

[1] 臨界エネルギー E_Cは制動放射によるエネルギー損失と電離によるエネルギー損失がちょうど等しくなる電子の入射エネルギーで $E_C \sim \frac{580MeV}{Z}$ である。

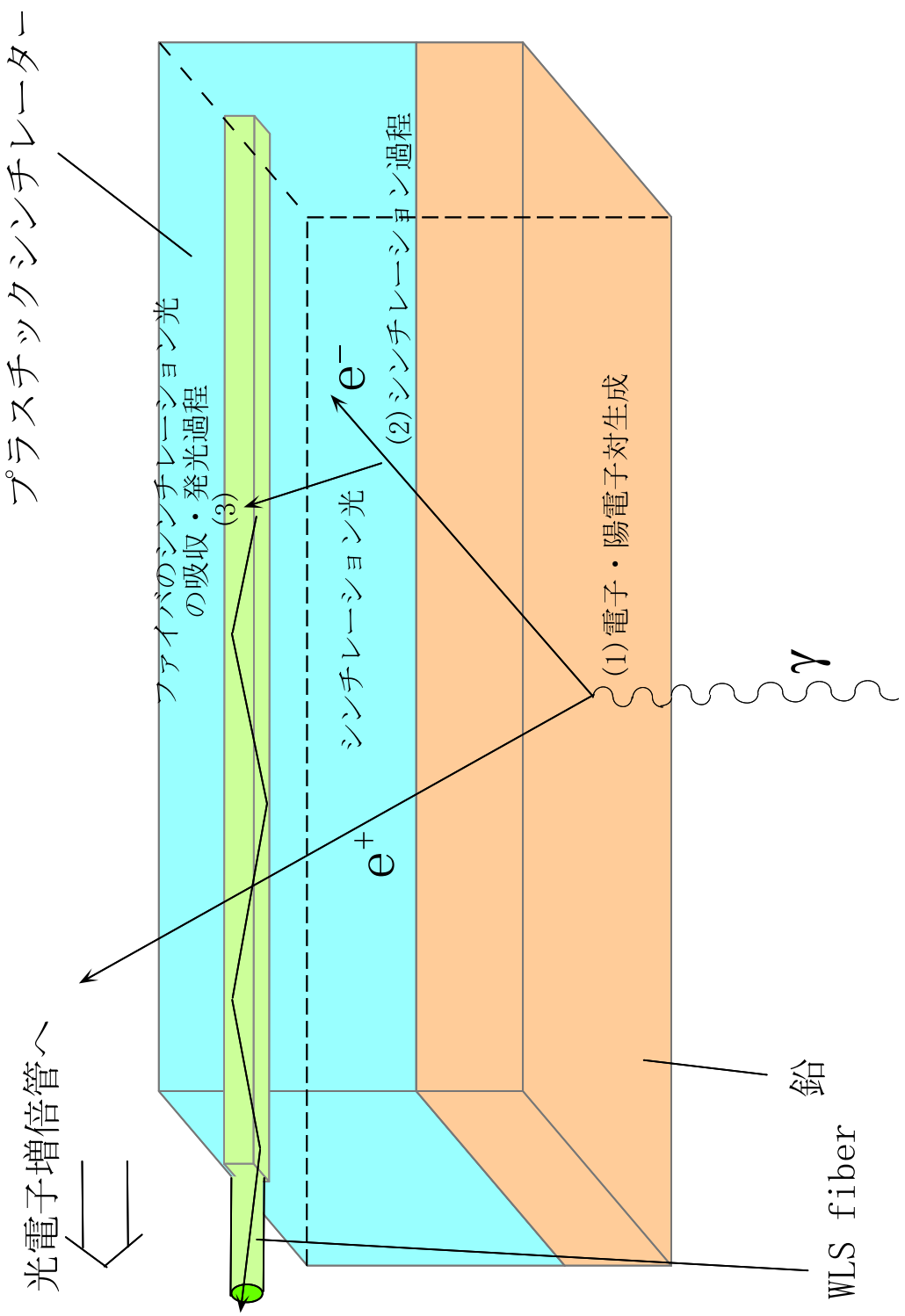


図 2.2: カロリメーターのγ線検出過程

図 2.3: 鉛における光子の質量吸収係数

である。) を越えている場合、更に電子・陽電子はエネルギーを主に制動放射光を放出し、運動エネルギーを失う。
エネルギーが 10MeV をじゅうぶん越える領域における電子・陽電子・光子は鉛層中で、上の 2 つの過程を繰り返しエネルギーを失いつつ、粒子数を増幅させていくのである。

2. シンチレーション光の発光過程

(a) プラスチック層に鉛層で発達した電子・陽電子・光子のシャワーが入射する。プラスチックに電子・陽電子が入射すると制動放射はほとんど起こらず、プラスチック中で原子核・電子との電磁相互作用による電離・励起が主に起こる。制動放射線の強度は粒子の物質中での加速度の 2 乗に比例し、また、加速度は物質の原子番号 Z に比例するので、鉛よりずっと起こりにくくなる。$(\frac{Z_{プラスチック}}{Z_{鉛}})^2 = (\frac{5.6}{82})^2 = 4.7 \times 10^{-3}$ 程度 [2] である。また、γ線はどのエネルギー領域でも、プラスチック中ではほぼコンプトン散乱のみ起こしエネルギーを失う。つまり、プラスチック中ではシャワーは発達しない。
プラスチックの母材であるポリスチレンやポリビニルトルエンはベンゼン基をもっている。そのエネルギーレベルはベンゼン基のπ電子で図のように基底・励起とも

[2] プラスチックは実効原子番号を使用した

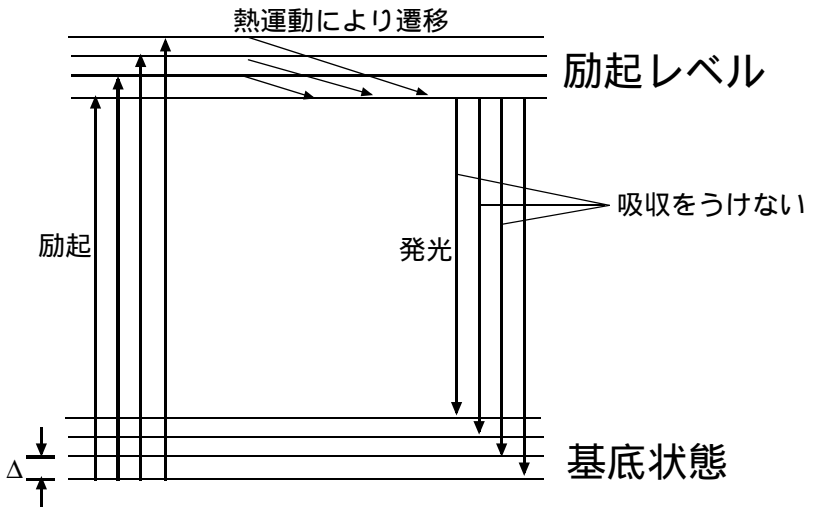


図 2.4: シンチレーション過程

split していて、しかもその間隔Δは熱運動エネルギーよりも小さい。なので、電子は熱運動でエネルギーを失いながら split の中での最低エネルギーに遷移する。発光エネルギーが基底レベルと励起レベルの間隔よりも小さい場合、吸収を受けないため蛍光が起こるのである。

(b) 蛍光で放出するのは物質中で容易に吸収されやすい波長 300nm 以下の紫外線なので、波長変換を行なう物質ウェーブレングスシフター (蛍光剤) の混入により、蛍光を長い波長 (つまり、よりエネルギー小さいエネルギー) の光に変換する。

3. シンチレーション光の光電子増倍管の光電面への伝達過程
WLS(Wavelength Shfting) Fiber による伝達
(a) WLS Fiber に入射したシンチレーション光をファイバーに混入されたウェーブレングスシフターにより吸収・発光させる
(b) 1 度ファイバー内で全反射した光は 外へ逃げることなくファイバーの両端へ向かう

(a) の過程があることでファイバー内で全立体角に等確率で発光することから、ファ

イバー内に入射した光が全反射する可能性が生まれる。

カロリメーターの特長

通常の鉛・シンチレーター積層型と異なる形状・それにともなう特長についてまとめる。

1. シンチレーター:押し出し成形

   長さ　5.2m

   形状　ファイバーを埋める溝がある

   こうした特長のものを押し出し法では容易に作ることができる。成形方法については、2.2 で述べる。

2. WLS(Wavelength Shfting) Fiber
   ウェーブレングスシフターが混入されたファイバーを使用することで、ライトガイドとしての役割を果たすことができる。
   (詳しくは 2.3)

3. 光電子増倍管:プリズム光電面

2.2　押し出し成形

シンチレーターの従来からの成形方法 Casting は、2 枚のガラスプレートの間で低い温度で長い時間をかけて重合する。この方法は、Wavelength Shifter の劣化を避けるため時間をかけて行なうといったものなので、良い性能のプラスチックシンチレーターをつくることはできるが高価なものとなる。そこで、射出成形・押し出し成形という方法を採用したのだが、その成形方法について説明しよう。

射出成形 [2] についてはこの修論実験では問題としていないので、ここでは簡単に説明しておくにとどめる。まず、Wavlength Shifter を混入したポリスチレンを 3mm 位のペレットに重合する。それを 70 度で乾燥させ、鋳型機に入れ 190 度で溶かす、その後 $70\mathrm{kg/cm^2}$ で鋳型に注入する。注入後 20 秒で鋳型を開け、圧力空気によって素早く取り出す。だいたい、1 回のサイクルは約 1 分程度である。

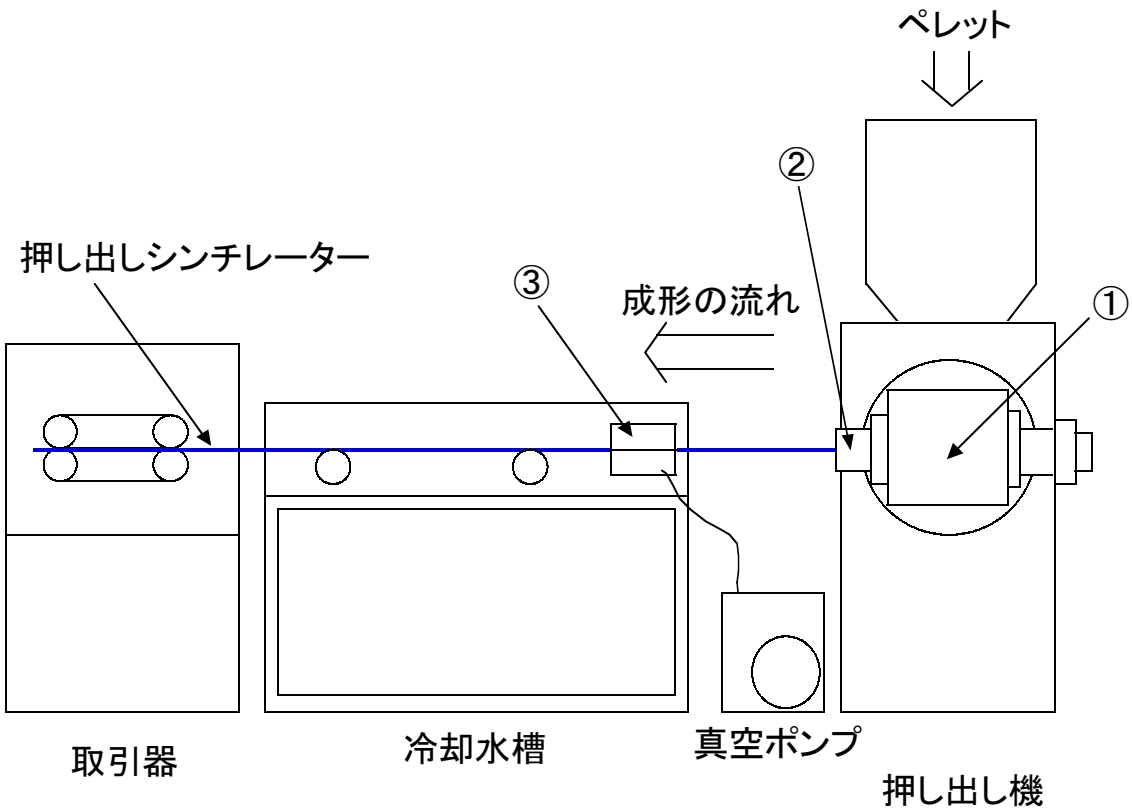


図 2.5: 押し出し成形

押し出し成形の成形過程を図 2.5 を使って説明していく。

1. ポリスチレンペレット
   すでに工場にくるまえに Wavelength Shifter 混合されたペレットを使用している

2. 押し出し機械にいれ溶かす
   (1) の中で温度 180 から 190 度でペレットは溶かされ、約 5 分位この中にある。幾つかのスクリューからなり、それぞれのスクリューに押されながら型までたどり着く。この温度である理由は、一般的にポリスチレンを成形する温度であり、また 200 度位から Wavelength Shfter が劣化しはじめるので、それを避けるためでもある。

3. 型から押し出す
   次々と溶けたポリスチレンが型にたどり着くので、圧力がかかり、それによって押し出される。
   型の出口 (2) は、少しおおきめにできている。成形されたものは熱膨張で少し大きくなっているので、冷却した際に収縮することを考えてこうしてある。押し出し速度が速いと、出来上がってくシンチレーターの表面が荒くなってしまい良くない。また、遅いと生産効率が悪くなり、結果的にコストがかかってしまう。なので、押し出し速度は調整段階でその度にかえていて、速度調節は、押し出しの際のスクリューの回転速度で変えでいる。また回転速度だけでなく型の形状も、押し出し速度に影響してくるため、型を変えたらその度に調節する必要がある。ここでの圧力測定は、とくにしていない。

4. 冷却
   押し出されたポリスチレンは冷却水槽にいれられる。常温の水によって冷やす。このとき水槽に入ってすぐのところ (3) で、サイジングという方法を施す。サイジングは、水を流し入れながら上下から成形物を押え込み冷却していくための方法で、成形物との間を真空ポンプで真空に引くことで押しつけていた。また、完全に真空に引ききらずに (3) の入口と出口から水が入ってくるので、すべりがよくなるという効果もある。
   冷却水槽に入れられるまでの空気中にいるギャップが、成形する上で難しくまだ調整段階である。というのは、型から出て来たばかりのまだ熱をもった成形物は長く空気中にと劣化が激しい、なのでなるべく早く冷却へ入れるのがよいが、コストに関わる

生産の成功率や効率等のことを考えると、ギャップが広い方が、ある一定の押し出し速度をに対し成功率が良く、それゆえ生産効率もあがる。また、それには押し出し速度も関係してくるので、そういった点を試行錯誤している。

この成形方法の品質の均質性について今回、 2 種類のペレットの成分で成形を試みた。

- 第一蛍光剤:PPO 1 %、第二蛍光剤:POPOP 0.02 %
- クラレ製品のシンチレーションファイバーの成分：SCSN-81
  (第一・第二蛍光剤不明)

ロット (樹脂) が変わると同じパラメータでも変わってくるので、その違いによる品質の均質性については保証されてない。

また、サイジングの際の水の入る量も出来上がってくるシンチレーターの表面の状態に関わってくるが、水の量は調節しにくいところなので、シンチレーター表面の品質はわずかではあるがその度ごとに変わり、保証されない。

2.3 WLS ファイバー

今回、ファイバーはクラレ製の Y11-M を使用した。このファイバーは、WLS(Wavelength Shifting) Fiber であり、また Multi Cladding という形状をしている。ファイバーの表面からの光をできるだけファイバの軸方向に伝達することを考えて使用したもので、電気通信用のファイバーと違うタイプのファイバである。

まず、WLS Fiber に入射したシンチレーション光はファイバーに混入されたウェーブレングスシフターにより吸収・発光する。単なる電気通信用のファイバーであれば、ファイバーに入った光は全反射条件を満足しないので、必ずでていってしまう。また、全反射条件を満足する光はファイバーには入らないのである。だから、入った光が蛍光剤に吸収され、全立体角に再発光するウェーブレングスシフターが必要とされる。

また、このウェーブレングスシフターは図 2.6 のように 400 から 480nm の波長を吸収し 480 から 550nm の波長の光を発光する。長波長になるので透過率が向上し、またシンチレーターの最大発光波長は 430nm 位[3] なのでシンチレーション光の伝達に適したものといえる。

1 度ファイバー内で全反射した光は 外へ逃げることなくファイバーの両端へ向かう。

[3] BICRON 製のシンチレーター BC408 の最大発光波長は 425nm

図 2.6: WLS(Wavelength Shifting) Fiber の吸収・発光スペクトル

Multi Cladding という形状であることで、全反射をしやすくなる。ファイバーの形状には 2 タイプあり図 2.7 に示す。ファイバー軸中心でウェーブレングスシフターによりシンチレーション光を吸収・発光した場合、Single Cladding に比べ Multi Cladding の方が全反射しやすいのがわかる。全立体角に対する割合に換算すると、Single Cladding は 6.3%であり Multi Cladding は 10.7%である。

2.4 プリズム光電面の光電子増倍管

カロリメーターの Efficiency を決めるものは以下の 4 点である。

- プラスチックシンチレーターでのエネルギー損失
- シンチレーション効率
- 収集効率
- 量子効率

上の 2 つはシンチレーターの成分や成形過程の温度等のパラメーターで決まるので、成分を選び抜き、更にそれにあった成形の際のパラメーターを見出す。収集効率を上げるためにはライトガイドや反射材等によりよいものを選択しシンチレーション光を光電子増倍管までを出来るだけ伝達させる。

では、量子効率をあげるにはどうしたらよいのだろう。通常、量子効率は光電面のアルカリ金属によってきまる。しかし、我々は光電面の形状をプリズム上に加工することで量子効率を上げることに成功した。通常の光電面のアルカリ金属の体積を変えずに表面積を

増やすのである (図 2.8)。光電子が表面まで通過する物質が厚いと出にくいと考え、光電子の金属中を走る距離を短くし、光電子が出やすくしたつまり、光子を光電子に変換する効率を上げたのでなく、見かけ上の量子効率を上げたのである。

2.5 WLS ファイバーと押し出しシンチレーターを用いたカロリメーターをに必要とされる性能

E391A 実験で使用するγ線 VETO 用カロリメーターに必要とされる Efficiency は、γ線 1MeV に対し 99.99%は必要である。さらに Dark Cuurent による Over Veto を避けるために 1p.e. から十分分離してそれを 2p.e. 以上で VETO することを考えている。なので、Threshold 2p.e. 以上で 99.99%の Efficiency がこのカロリメーターには要求される。

光電子数が N である事象が起きる確率 R(N) は N が小さいとき、ポアソン分布に従い

$$R(N) = \frac{e^{-\overline{N}}\overline{N}^N}{N!}$$

なので、Threshold 2p.e. 以上での Infficiency は平均光電子数$\overline{N}$から次の式より計算出来る。

$$R(0) + R(1) = e^{-\overline{N}}(1 - \overline{N})$$

表 2.1: 平均光電子$\overline{N}$が得られる場合の Inefficiency

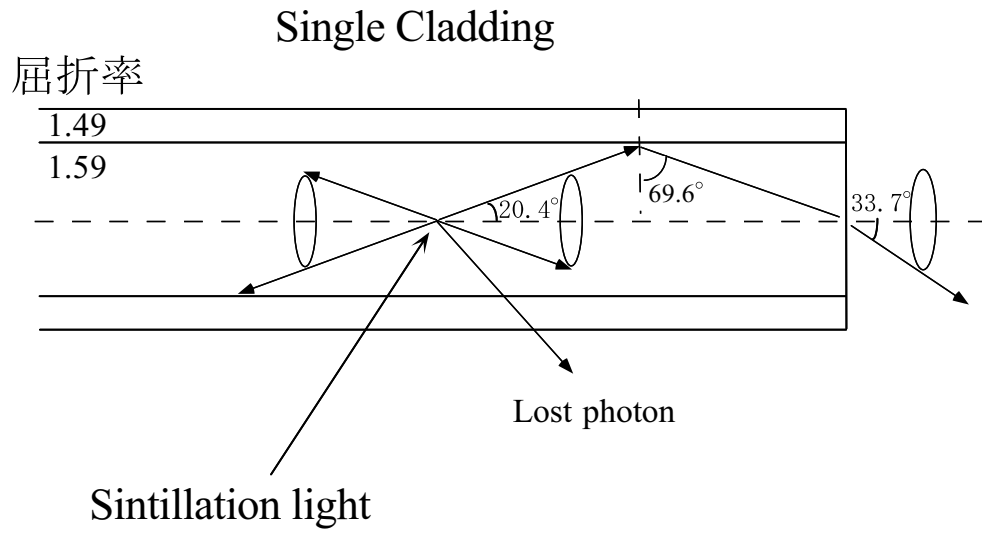
$\overline{N}$	R(0)+R(1)
10	5×10^{-4}
11	2×10^{-4}
12	0.8×10^{-4}
13	0.3×10^{-4}

Inefficiency が 10^{-4}より小さいとすると$\overline{N} \geq 12$ になる。

ここで、カロリメーターは鉛 1mm・プラスチックシンチレーター 5mm という形状であるので、1MeV [4] のγ線がこのカロリメーターに入射すると、約$\frac{2}{3}$が鉛に Energy Deposit して

[4] 電磁シャワーカロリメーターは光子が電子対生成を利用した機構上、1MeV 程度以下γ線は測定出来ない。

約$\frac{1}{3}$の0.33MeVがプラスチックにEnergy Depositするということが計算によりわかっている。よって、このカロリメーターのVisible Energy 1MeV当たり**平均光電子数**36p.e.が得られることを目標とする。



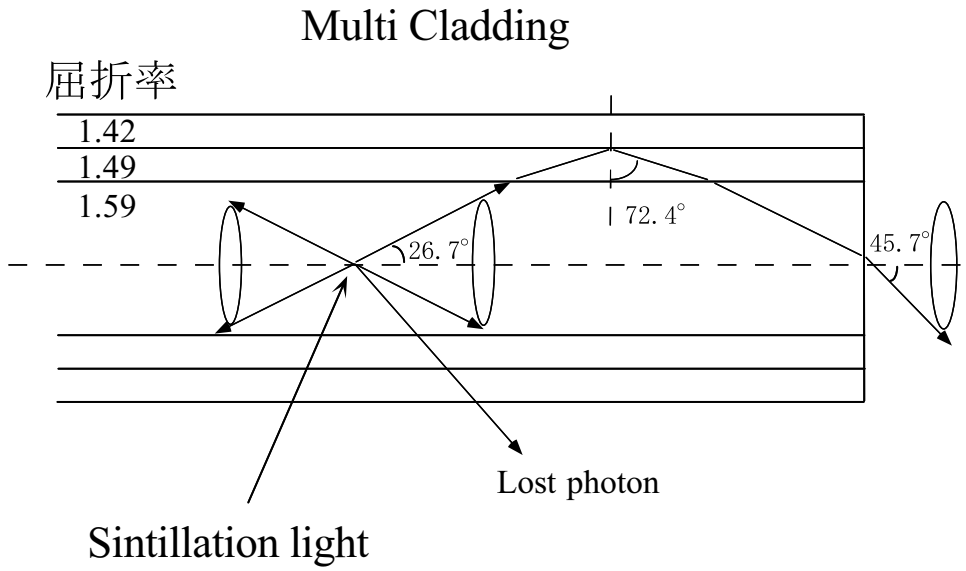


図 2.7: Single Cladding and Multi Cladding

R5800 MOD

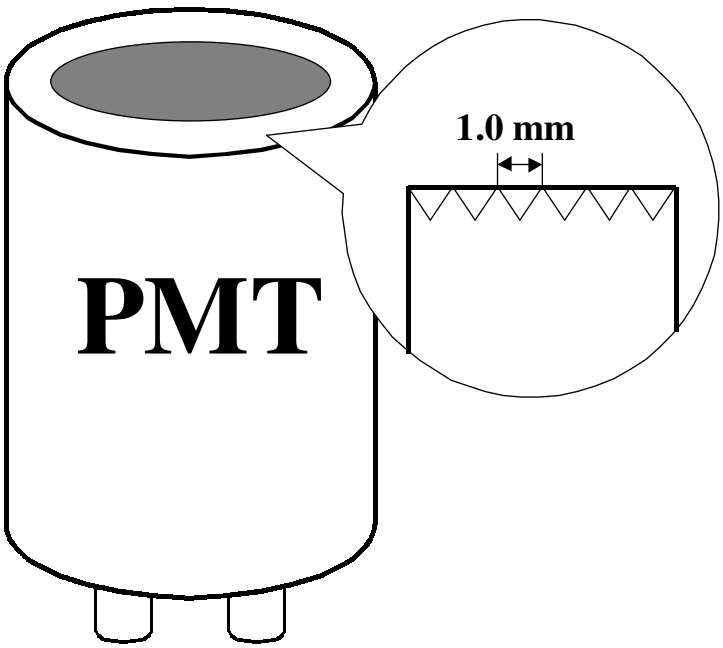


図 2.8: プリズム光電面の光電子増倍管

第3章　^{106}Ru線源のβ 線による シンチレーション光の測定実験

3.1　目的

2 章で、カロリメーターのデザインについて述べた。より良い Efficiency を持つカロリメーターを追求すると、デザイン全体の構成についてさらに細かなところまで考える必要がある。

光電子数を多く得るために決めるべき要素を、ざっと以下に並べてみる。

1. 押し出しシンチレーター
   (a) シンチレーターの成分 (ウェーブレングスシフター) は、どのようなものがよいか？押し出し成形の際の熱により蛍光剤が劣化せず、高い発光量が得られるかどうかを測定する。そして、成分と成形する際の温度設定とその際の成形速度の兼ね合いによって決まるのは、シンチレーターの発光量以外に、安定した形状をつくることができるか？、コストに関わる生産能率はどうか？という問題もでてくるので、それについても考えなくてはならない。現段階では、押し出し成形で発光量がどれだけ得られるかについてを最優先に考えて成形し、その測定実験を行なう。
   (b) ファイバーを埋める溝をシンチレーターにどのようにつくるか？
   (間隔、深さ等について)

   カロリメーターで得られる平均光電子数を増やすには収集効率を上げれば良く、そして収集効率を上げるには、シンチレーション光をライトガイドであるファイバーに入りやすくするように最適な溝の配置を決めてやるのも 1 つの方法である。溝の配置を変えた様々なデザインのもので、平均光電子数の比較測定する。

2. WLS(Wavelength Shfting) Fiber
   ファイバーの減衰の傾向と減衰長はどのくらいか？

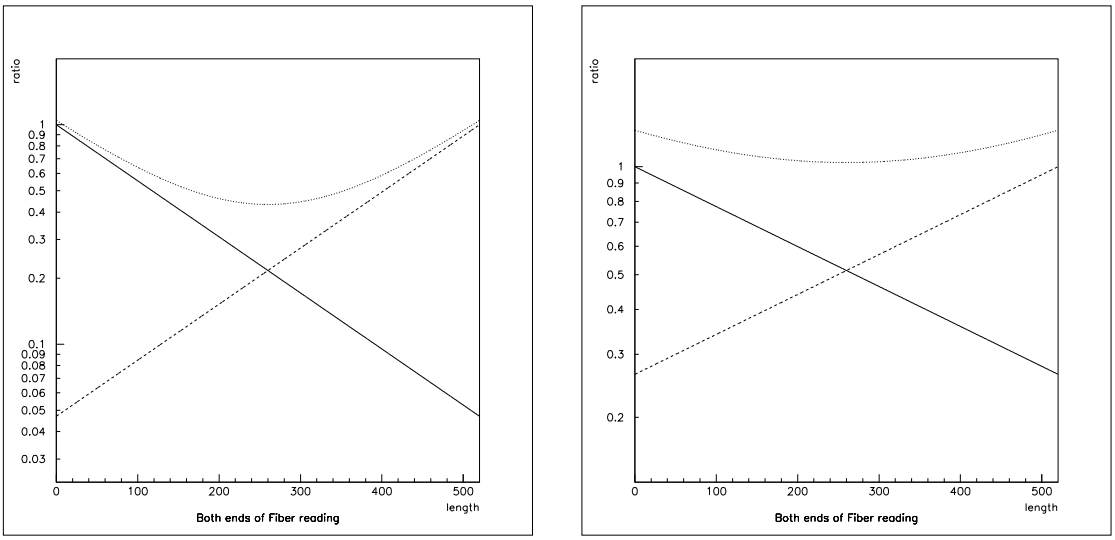


図 3.1: ファイバー伝達における光子の減衰

カロリメーターの両端の光電子増倍管がファイバーの両端からの光子を読みだすデザインとなっているので、片側のみで得られる光電子数よりも多くなる。ただ、光電子数は伝達距離に対してエクスポネンシャル的に減衰していくので、ファイバーの減衰長が短いものであると全長が $5.2\mathrm{m}$ と長いカロリメーターの中心付近でシンチレーションが起こった場合、両端の光電子増倍管で得られる光電子数は、カロリメーターの端でシンチレーションが起こったものを測定した場合に比べかなり少ないものとなる。減衰長 $170\mathrm{cm}$ の場合と $390\mathrm{cm}$ の場合を例にとって、減衰によって' ファイバー内に受け止めた光子' が光電子増倍管の光電面に到達できる割合を計算する。ファイバーで受け止めた光子数を 2 とし、カロリメーターの両端へ向かう光子数を 1 とする。その結果を図 3.1 の左右に示す。横軸は ' ファイバー内に光子を受け止めた地点' を片側の光電面からの距離で示し、縦軸は光電面に到達した光子の比を示し対数表示でプロットした。対数表示であるので、両端それぞれの光電面に到達する光子の比をプロットしたものは直線を描き、それを加算したものは $260\mathrm{cm}$ を中心にして左右対称の曲線を描いている。減衰長が $170\mathrm{cm}$、$380\mathrm{cm}$ のどちらの場合も、横軸 $260\mathrm{cm}$ での値が極小値であるが、両者の比率は大きく異なっている。前者の場合極小値は $2\exp(-260/170) = 0.43$ であり、後者の場合は $2\exp(-260/390) = 1.03$ である。そこで、光電子の比の極小値 (つまり、横軸 $260\mathrm{cm}$ での値) を減衰長を $100\mathrm{cm}$ から $500\mathrm{cm}$ までの値を代入し計算させプロットする。その結果は、図 3.2 に示す。

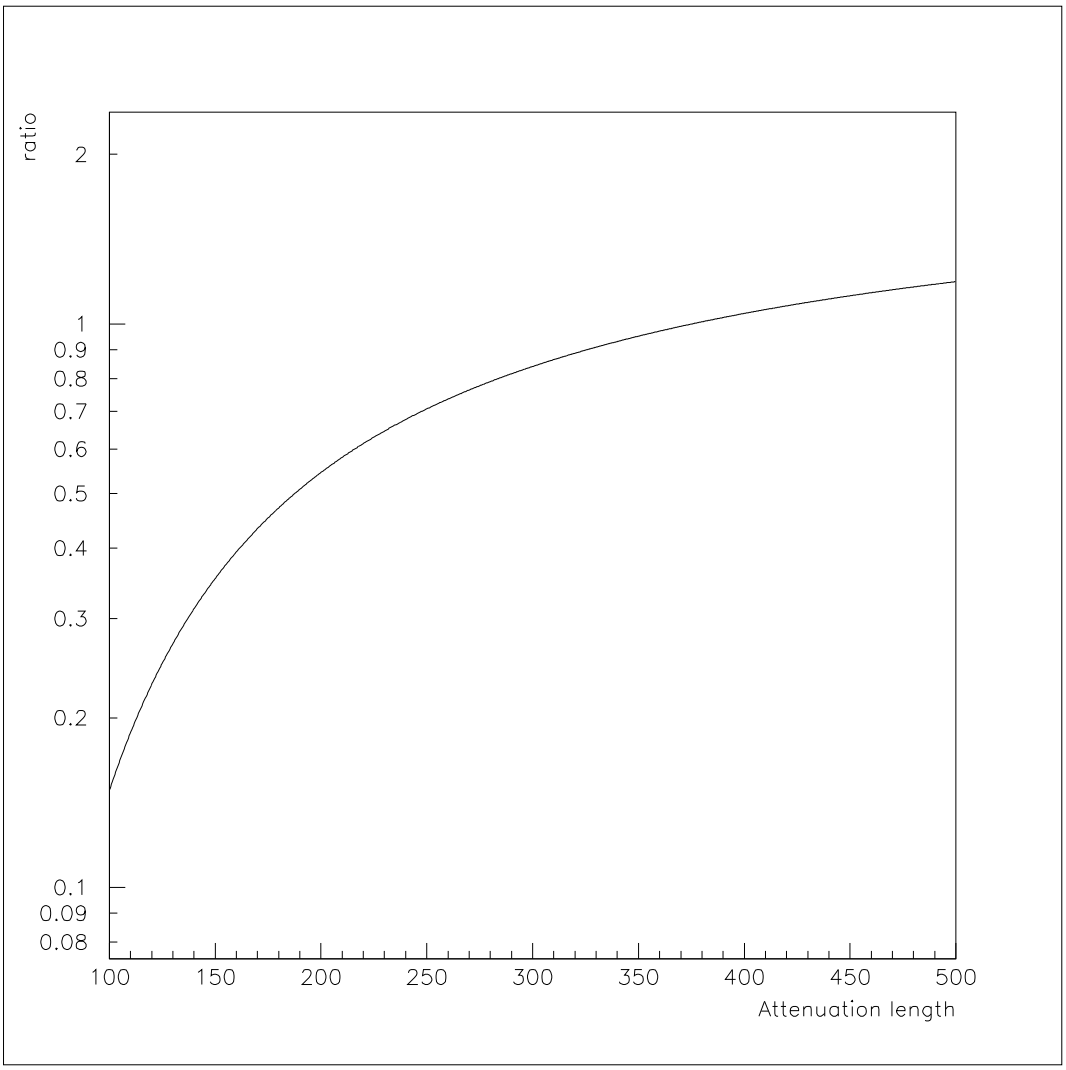


図 3.2: 光子の減衰比とファイバーの減衰長との関係

カロリメーターの全体で光電子数を一様に多く得るには’光電子の比の極小値’は 1 程度は必要である。それには減衰長は 375cm 以上でなければななず、もしそれ以下であれば、カロリメーターの両端と中心で得られる光電子に差が出てくるため、カロリメーターで得られる光電子数を議論するにあたり考慮しなければない問題となる。

3. プリズム光電面の光電子増倍管 (R5800MOD)
   ファイバー読みだしのデザインのカロリメーターとすることで直接シンチレーターに光電子増倍管を取り付け読み出すものよりも光電子増倍管の数を減らすことが出来る。なので、ある程度コストのかかる光電子増倍管を E391A 実験に使用することは十分可能なのである。そこで、プリズム光電面の光電子増倍管というものを開発した。通常の光電子増倍管 (R5800) に比べ、プリズム光電面の光電子増倍管 (R5800MOD) の量子効率はどれだけ良いかを測定する。

4. その他
   (a) シンチレーターを被覆する材質
   プラスチック中で発光したシンチレーション光をライトガイドとして利用しているファイバー内へ導く光子は多いければ多いほど良い。そこでシンチレーターの表面で反射しファイバーに入るような間接的に入射する光子を増やすように、シンチレーターを被覆する材質を変えて測定を行なう。
   (b) ファイバーとシンチレーターの溝とを埋めるフィッティング材
   シンチレーターの溝とファイバーの間に空気層が入ると集光率がずっと悪くなる。溝にファイバーをただ入れるだけではしっかり密着しないので、空気層は出来やすく、フィッティング材を使用し密着させる必要がある。そこで、幾つかフィッティング材を試み測定し、どれが適したものか検討する。

以上に述べたパラメーターを変えながら ^{106}Ru 線源のβ 線を使って WLS ファイバーと押し出しシンチレーターのシンチレーション光の測定実験を行なう。平均光電子数を求めて、各々のパラメーターで最も優秀な成績のもの探る。さらに、各々のパラメーターで最も優秀な成績のものを使って 2.5 で議論した Efficiency が得られるかどうか実験する。

3.2 実験方法

この実験では、カロリメーターのシンチレーターの部分だけをβ線源を使用し行なう。

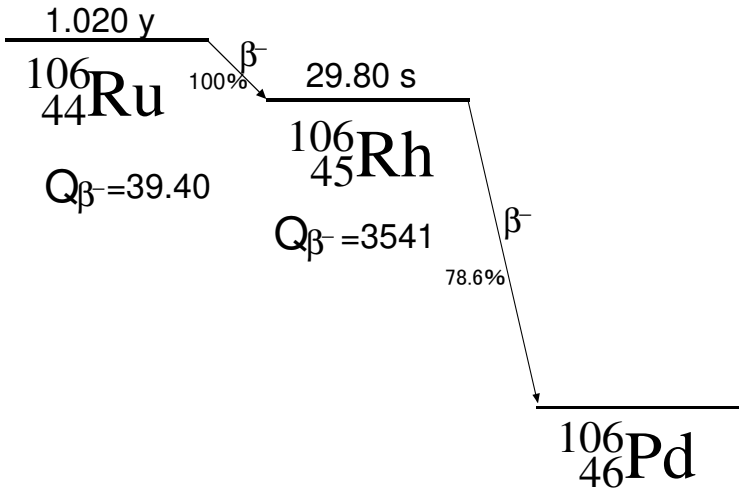


図 3.3: $^{106}_{44}Ru$ の壊変図

π^0が崩壊し発生したγ線は電磁シャワーカロリメーターに入射し、鉛の部分で電子・陽電子シャワーを起こす。発生した荷電粒子がシンチレーター中で相互作用しシンチレーション光を放射し、ファイバーを通って光電子増倍管に入る。この実験では、鉛中で発生する荷電粒子の代わりにβ線源を使った。

この実験のセットアップ図を図 3.4 に示す。β線を内径 7.5mm のコリメーターによりビームに絞り込み、テストシンチレーターに入射させる。そして、テストシンチレーターを通過し、Trigger 用のシンチレーターに到達したものをイベントとして測定する。

$^{106}_{44}Ru$ の壊変図を図 3.3 に示す。

$$\begin{aligned} \text{親核}^{106}_{44}Ru\text{の崩壊定数}\lambda_1 &= \frac{\ln 2}{(1.02y)(3.1536\times10^7 s/y)} = 2.15\times10^{-8} \\ \text{娘核}^{106}_{45}Rh\text{の崩壊定数}\lambda_2 &= \frac{\ln 2}{29.80s} = 2.33\times10^{-2} \end{aligned}$$

であるので、$\lambda_1 \ll \lambda_2$ より親核 $^{106}_{44}Ru$ の崩壊率と娘核 $^{106}_{45}Rh$ の崩壊率は等しい [5]。しかし、親核 $^{106}_{44}Ru$ の崩壊によるβ線のエネルギーは 39.40keV と小さいので、シンチレーター中での飛程 R を TIO の式 (A.1) より計算すると R=$2.44\times10^{-2}(kg/m^2)$ であり、シンチレーターの母材であるポリスチレンの密度$\rho = 1.056\times10^3(kg/m^3)$ より、実際シンチレーター中で進む距離は$\frac{R}{\rho} = 2.36\times10^{-3}(cm)$ であり図 3.4 の押し出しシンチレーター (厚さ 0.5cm) を通過することはできない。Trigger 用のシンチレーターに到達したものをイベントとし

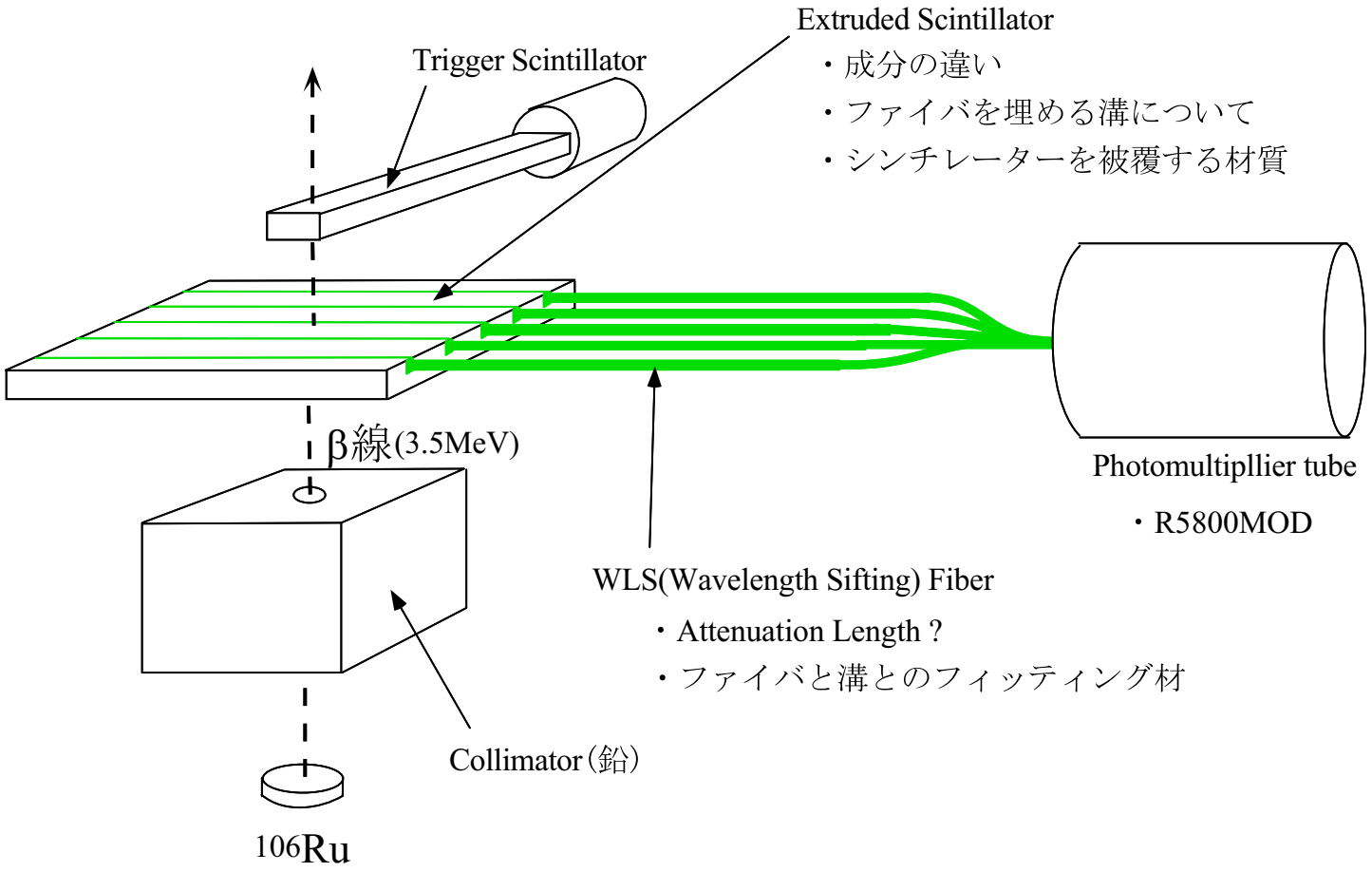

Extruded Scintillator
・成分の違い
・ファイバを埋める溝について
・シンチレーターを被覆する材質
Trigger Scintillator
β線(3.5MeV)
Photomultipllier tube
・R5800MOD
WLS(Wavelength Sifting) Fiber
・Attenuation Length ?
・ファイバと溝とのフィッティング材
Collimator（鉛）
106Ru

図 3.4: セットアップ図

て測定する本実験では、$^{106}_{44}Ru$ のβ崩壊によるβ線ではなく、その娘核である$^{106}_{45}Rh$ のβ崩壊の際に生ずる約 $3.5\mathrm{MeV}$ の最大エネルギーをもったβ線を使用することになる。

ここで、β線の阻止能を計算し、シンチレーター中でのエネルギー損失を求める. 物質中を移動する荷電粒子は、

- 電子および原子核とのクーロン相互作用 (電子の電離・励起)
- 電磁放射線 (制動放射) の放出
- 原子核との相互作用
- チェレンコフ放射光の放出

を起こしてエネルギーを失う。チェレンコフ放射光で失われるエネルギーは極めて小さく、また原子と原子核の大きさを考えれば原子核との相互作用は電子および原子核とのクーロン相互作用に比べ重要度が低いことがわかる。よって、4 つのうち上の 2 点が荷電粒子のエネルギー損失を考える上で考慮すべき相互作用である。

物質に入射する荷電粒子が電子の場合、電子の電離・励起によるエネルギー損失 $(\frac{dE}{dX})_{ion}$ と制動放射によるエネルギー損失 $(\frac{dE}{dX})_{Brems}$ の比 R は

$$R = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{Brems} / \left(\frac{dE}{dX}\right)_{ion} \sim \frac{ZE}{589MeV} \tag{3.1}$$

で与えられ、Z は物質の原子番号で、E は電子の運動エネルギーである。本実験に場合、プラスチックシンチレーターに最大エネルギー $3.5\mathrm{MeV}$ のエネルギーのβ線が入射する。プラスチックの母材はポリスチレンなのでその実効原子番号をもとめると $Z_{\text{実効}} = 5.6$ であるので、R は 3%以下であり電子の電離・励起によるエネルギー損失が主であることがわかる。なので、電子の電離・励起によるエネルギー損失のみを考える。電子の電離・励起による阻止能は以下の式より与えられる [4]。

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dx}(MeV/m) = 4\pi {r_0}^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \Bigg\{ \ln\left(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}mc^2}{I}\right) \\ + \frac{1}{2\gamma^2}\left[\frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2+2\gamma-1)\ln 2\right]\Bigg\}\end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\begin{aligned} r_0 &= e^2/mc^2 = 2.818 \times 10^{-15} m = \text{古典的な電子の半径} \\ mc^2 &= \text{電子の静止質量エネルギー} = 0.511MeV \end{aligned}$$

N = 粒子が通る物質中の$1m^3$当たりの原子の個数

Z = 物質の原子番号

$\beta = v/c\ ,\ \ \gamma = (T+mc^2)/mc^2 = 1/\sqrt{1-\beta^2} \quad c = 3\times 10^8 m/s$

I = 物質の平均励起ポテンシャル

最大エネルギー E_{max}=3.541MeV の連続エネルギースペクトルを持つβ線が線源より放出されるが、β線の平均運動エネルギー$\overline{E}_{\beta^-} = \frac{1}{3}E_{max}$ [1] として考えると、線源のアルミの膜、線源からシンチレーターまでの距離 50mm の空気層でのエネルギー損失は少ないので、$\overline{E}_{\beta^-} = 1.1MeV$ であるとする。

シンチレーターにエネルギー T=1.1MeV のβ線が入射したとして計算を行なう。また、プラスチックシンチレーターの母材・ポリスチレンの構成元素は炭素・水素であり、重量比は 0.923:0.077 なのでシンチレーターを炭素であるとして計算して良い。そこで、炭素のデータ Z=6, A=12.011, I=78eV を使用する。また、ポリスチレンの密度ρ=1.056×10^3(kg/m^3)であるので、$N = \rho\frac{6.022\times 10^{23}}{A} = 5.295\times 10^{25}$原子$/m^3$ である。

プラスチックの厚さは飛程に比べかなりのものであるので、エネルギー損失を次の方法で計算機により計算させる。

$$\Delta E = \sum_{i=1}^{500}\left(\frac{dE}{dx}\right)_i \Delta x_i \quad \Delta x_i = 0.01mm \tag{3.3}$$

そうすると、Δ E(T=1.1MeV)=0.93MeV が得られる。1MeV 以下のエネルギーのβ線は Trigger 用のシンチレーターまで到達できる数がほとんどないので、イベントとして測定される平均入射エネルギー $\mathrm{T}_{Average} > \overline{E}_{\beta^-}$ であると考えられる。更に、ΔE(T=2.0MeV)=0.86MeV、ΔE(T=3.0MeV)=0.89MeV、ΔE(T=3.5MeV)=0.90MeV であることから、β線のプラスチック中でのエネルギー損失は約 0.90MeV 程度であると考えられる。つまり、約 3.5MeV の最大エネルギーをもったβ線が 5mm プラスチックに入射すると、約 0.9MeV のエネルギー損失する。なので、$^{106}_{44}Ru$ を使った 3.5MeV のβ線の実験での目標値は、2.5 節で述べたように 1MeV 当たりの Visible Energy の目標値 36p.e. であることより、$36(p.e./MeV)\times 0.90(MeV) = 32.4p.e.$ とすることができる。

図 3.5 にロジックを示す。

[1] β線の平均エネルギーとして実用的に用いられる式 [4]

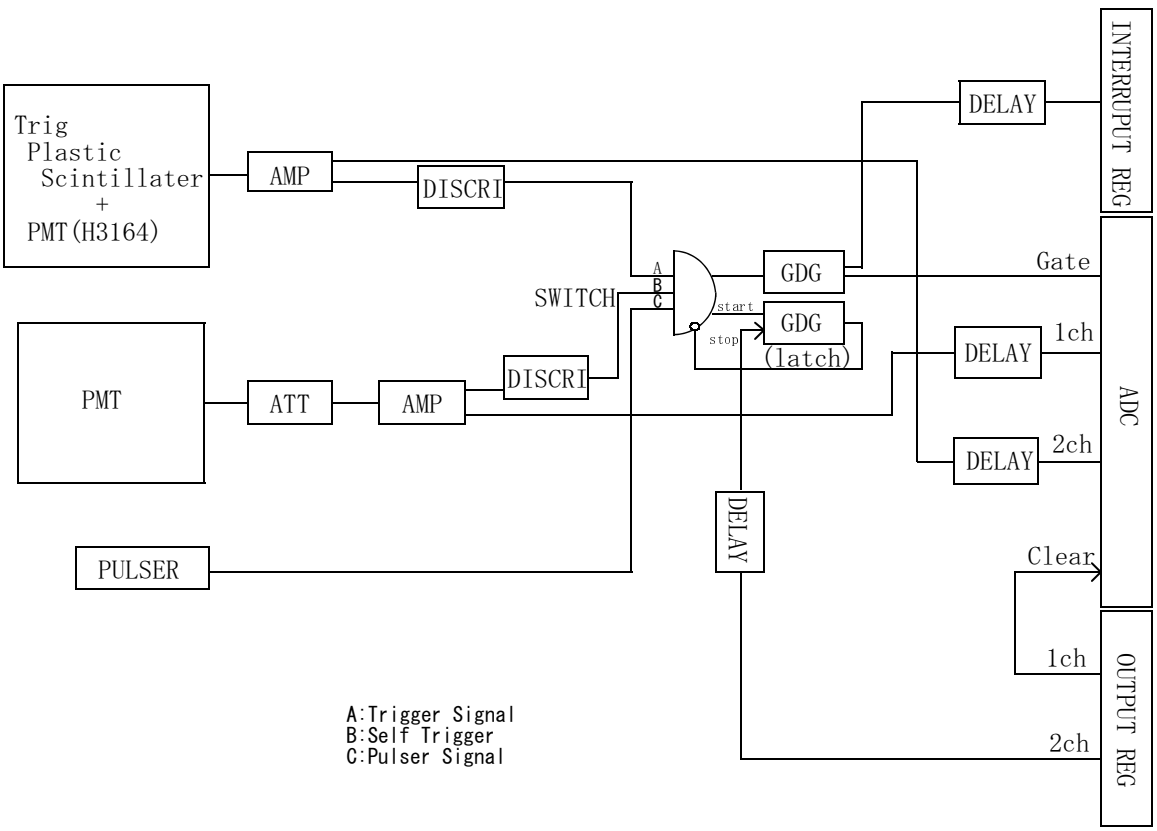

Trig
Plastic
Scintillater
+
PMT(H3164)
AMP
DISCRI
DELAY
INTERRUPUT REG
A
B
C
SWITCH
GDG
Gate
start
stop
GDG
(latch)
PMT
ATT
AMP
DISCRI
DELAY
1ch
ADC
DELAY
2ch
PULSER
DELAY
Clear
1ch
OUTPUT REG
2ch
A:Trigger Signal
B:Self Trigger
C:Pulser Signal

図 3.5: ロジック図

3.3　平均光電子数の計算

本実験は、カロリメーターで読みだされる光電子数のカウント数を測定する実験である。電子がシンチレーターに入射する際、シンチレーター中ではだいたい電子のエネルギー損失 100eV 毎に 1 光子を放つが、これは ~ 2%の変換効率である [1]。

3.5MeV のエネルギーをもつ電子の場合、5mm 厚のシンチレーターでのエネルギー損失は 0.9MeV である (3.2 節) ので、1 電子のシンチレーター通過に 9000 個の光子が放出される。その光子のうち、うまくファイバーに入り、ファイバーを伝わって光電子増倍管の光電面まで到達し、光電面を衝撃させ光電子が放たれる数は、放出した光子に比べずっと少なく、だいたい ~ 50 個が予想される。よって、発光した光子のうち光電子として計測されるものは ~ 6%程度である。

付与されたエネルギーのうち光子として変換されるのは ~ 2%でその光子のうち光電子として測定されるものは ~ 6%であるので、シンチレーターに付与されるエネルギーのうち光電子増倍管の光電面から光電子が放たれる確率は 0.0012 以下であり 1 に比べかなり小さい。

母集団が多く、現象の起こる確率が低い、つまり光電子数のカウント数のスペクトルはポアソン分布の統計に従う。

ポアソン分布の統計に従うことから、その分布の特長を使い平均光電子数 N を見積もることが可能である。この節ではどのように平均光電子数 N を見積もるかについて述べる。N の大小によって異なる方法を用いた。

3.3.1　平均光電子数が小の場合

平均光電子数が小であると、光電子数各々に相当する ADC チャンネルがピークをなすのがみえる。その際には以下の方法で計算できる。

ペデスタルピークからの計算

光電子数が N である事象が起きる確率 R(N) は N が小さいとき、ポアソン分布に従い

$$R(N) = \frac{e^{-\overline{N}}\overline{N}^{N}}{N!} \tag{3.4}$$

である。N=0 の時 $R(0) = e^{-\overline{N}}$ であるから

$$\overline{N} = -lnR(0) = -ln\frac{\text{ペデスタル数}}{\text{全イベント数}} \tag{3.5}$$

と計算できる。ここでペデスタルとは光電子 0 のイベントであり、ノイズイベントではない。

この方法は、$^{106}_{44}Ru$ のような線源では使用できない。[2] というのは、図 3.3 の $^{106}_{45}Rh$ の 21.4%は $^{106}_{46}Pb$ の励起状態に崩壊しγ崩壊するので、この線源からはγ線も放出されている。なので、Trigger 用のプラスチックはγ線をイベントとして扱ってしまうため、この場合のペデスタルはβ線の光電子 0 のイベントではないため、この計算方法は使用できない。

Spectrum の fitting からの計算

N が小さい時は Pulse height spectrum が図 3.6 に見られるように N=0,1,2,3,.... のピークがそれぞれガウス分布をしている。それぞれのピークの標準偏差を $\sqrt{N}\sigma$ (σ は N=1 のピークの標準偏差) として、次の関数へ fitting した。

$$R(x) = A\sum_{N=1}^{N_{max}} \frac{e^{-\overline{N}}\overline{N}^N}{N!}\frac{1}{\sqrt{2\pi N}\sigma}\exp\left\{-\frac{(x-pN-q)^2}{2N\sigma^2}\right\} \tag{3.6}$$

$$\begin{aligned} x &: ADC channel \text{ 番号} \\ A(p1) &: NormalizationFactor \\ \overline{N}(p2) &: \text{平均光電子数} \\ \sigma(p3) &: sigma \\ p(p4) &: \text{各ピーク間隔} \\ q(p5) &: \text{ペデスタルピークの } channel \end{aligned}$$

$A, \overline{N}, \sigma, p, q$ をパラメーター p1,p2,p3,p4,p5 とし、Nmax=15 で fitting した結果が図 3.6 である。この fitting は、$\overline{N} > 5$ を越えると (使用する光電子増倍管に依る) 光電子数 N の各ピークが見えにくくなり、この方法は誤差が大きくなる。

またペデスタルはβ線の光電子 N=0 のイベントではないので、この fitting には含めていない。この fitting は平均光電子数 0.5 ~ 5 程度で使用できる。

[2] 実際、$^{106}_{44}Ru$ はγ線用の線源である

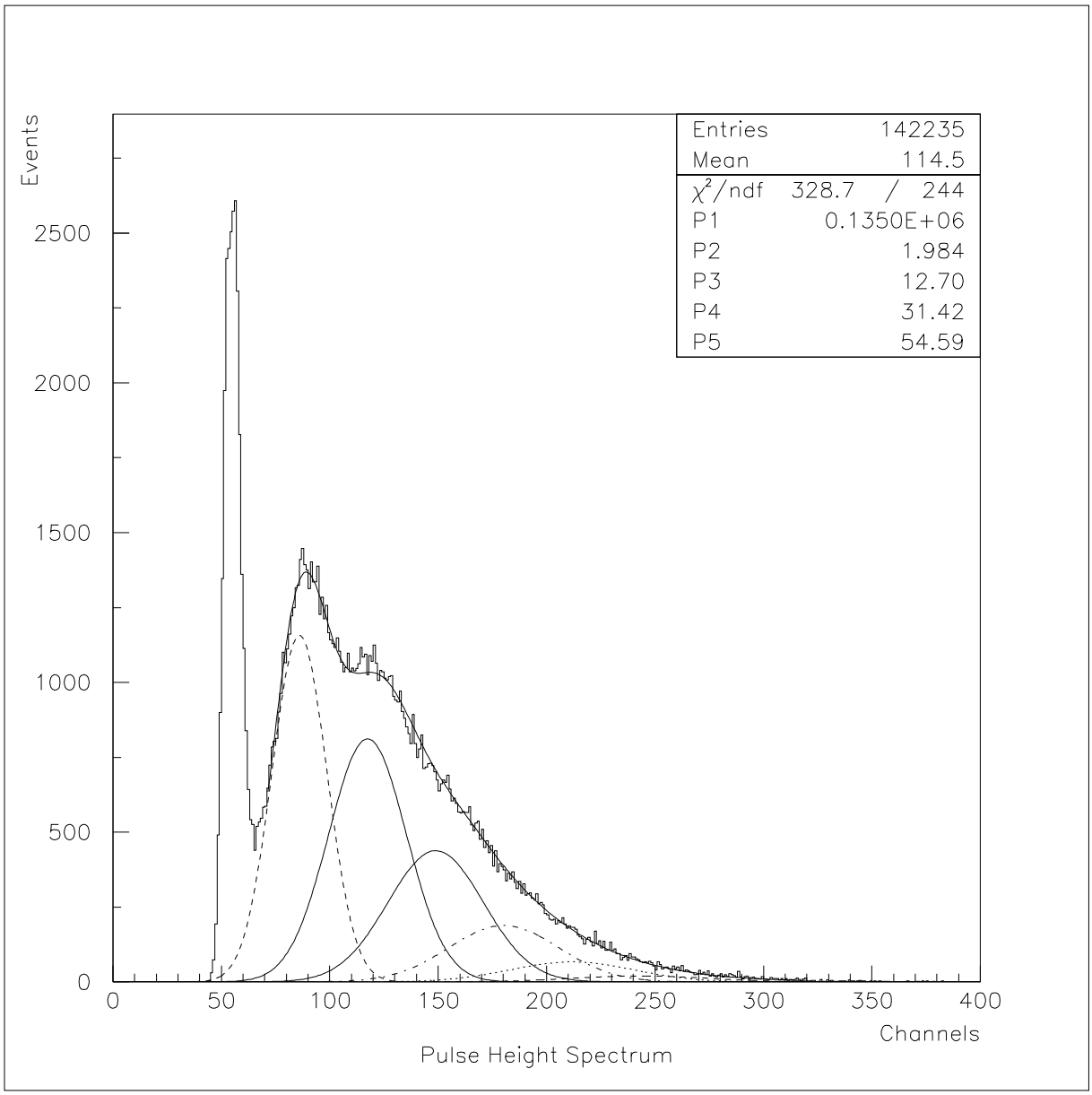


図 3.6: N が小さい場合の fitting

3.3.2 平均光電子数が大の場合

平均光電子数が大になると、光電子数各々に相当する ADC チャンネルのピークが消え、全体が 1 つのピークとなってみえる。

おおまかな計算

1. スペクトルピークから平均光電子数$\overline{N}$を求める方法
   光電子数と ADC チャンネルは比例関係にあるので、スペクトルピークをピーク間隔で割算することで得られる。まず、あらかじめダークカレントもしくはわずかな光源により光電子数 1 のピーク値を得る、そして

$$\overline{N} = \frac{(\text{スペクトルピーク}) - (\text{ペデスタルピーク})}{(\text{光電子数 1 のピーク}) - (\text{ペデスタルピーク})} \tag{3.7}$$

   により求める。
2. スペクトルの分散より平均光電子数$\overline{N}$を求める方法
   光電子数と ADC チャンネルは比例関係にあるので、

$$(\text{スペクトルピーク}) - (\text{ペデスタルピーク}) = k\overline{N}$$

$$(\text{スペクトルの分散}) = k\sigma$$

   とおくと (ここで、k は比例定数)

$$\begin{aligned} \frac{((\text{スペクトルピーク}) - (\text{ペデスタルピーク}))^2}{(\text{スペクトルの分散})^2} &= \frac{k^2\overline{N}^2}{k^2\sigma^2} \\ &= \frac{\overline{N}^2}{\sigma^2} \\ &= \overline{N}(\because \overline{N} = \sigma^2 \text{より}) \end{aligned}$$

   よって、

$$\overline{N} = \frac{((\text{スペクトルピーク}) - (\text{ペデスタルピーク}))^2}{(\text{スペクトルの分散})^2} \tag{3.8}$$

   により求められる。

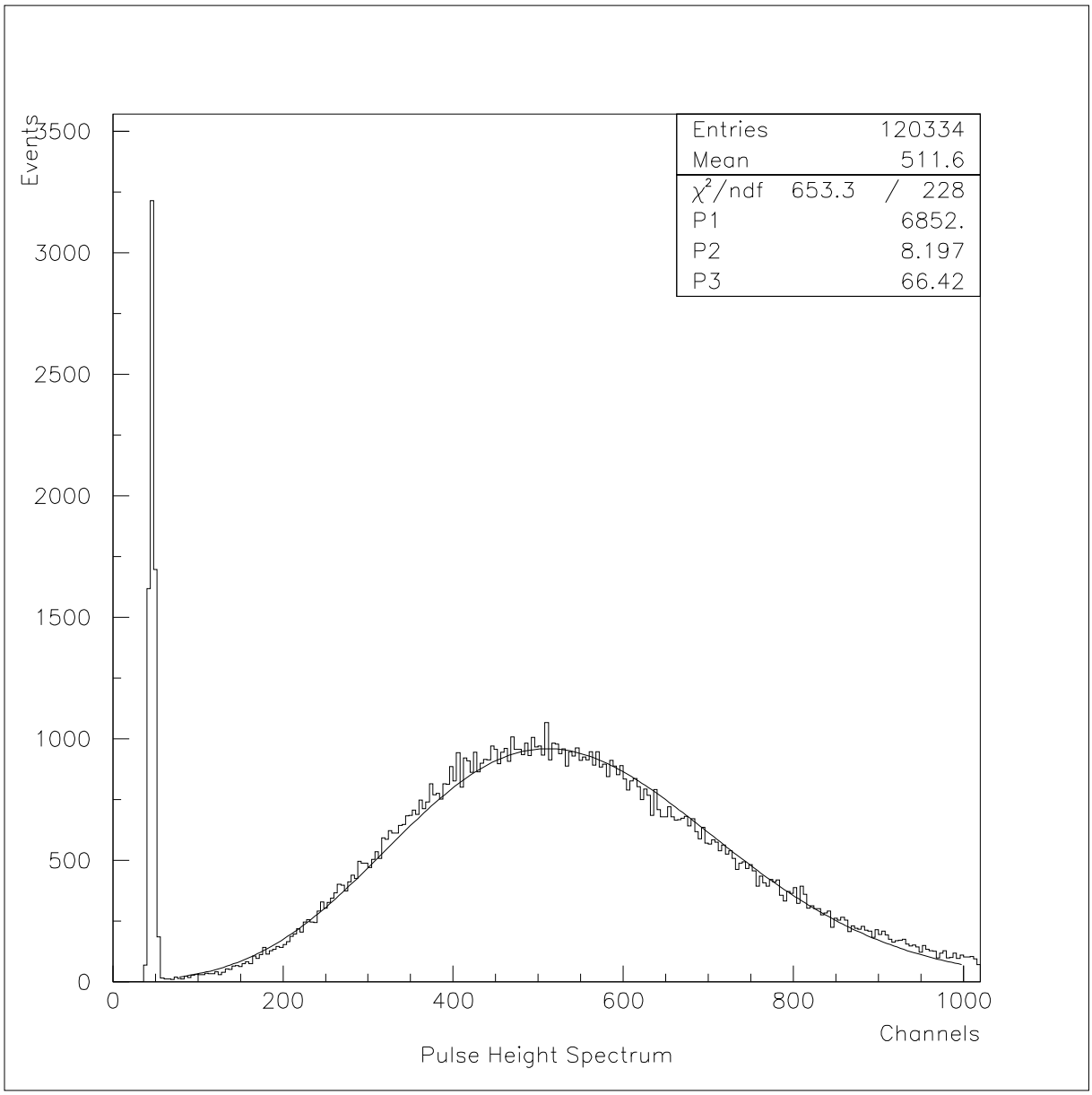


図 3.7: N が大きい場合の fitting

Spectrum の fitting からの計算

図 3.7 のように Pulse height spectrum 全体が一つのピークとなるような大きな N の時には次のような関数へ fitting した。平均光電子数$\overline{N}$=5 ~ 10 である場合、使用した。

$$R(x) = Ae^{-\overline{N}}\overline{N}^{\frac{x-q}{p}}/\Gamma\left(\frac{x-q}{p}+1\right) \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned} x &: ADCchannel \text{ 番号} \\ A(p1) &: NormalizationFactor \\ \overline{N}(p2) &: \text{平均光電子数} \\ p(p3) &: \text{各ピーク間隔} \\ q(p4) &: \text{ペデスタルピークの } channel \end{aligned}$$

fitting を行なう際、Γ関数の代わりにその近似式

$$\Gamma(X+1) \sim \sqrt{2\pi X}X^X e^{-X}\left\{1+\frac{1}{12X}+\frac{1}{288X^2}-\frac{139}{51840X^3}\right\} \tag{3.10}$$

を使っている。この近似式はΓ関数を漸近展開した式である。一般の漸近展開は良い近似を与えないがΓ関数の近似 3.10 式は例外でかなり良い近似を与える。

3.3.3 解析

平均光電子数$\overline{N}$が 0.5 ~ 5 の場合、得られるパルス光分布を 3.6 式へ fitting することで求める。平均光電子数$\overline{N}$が 0.5 以下の場合は光電子 1 のピークにペデスタルのテイルがかかり、ノイズが増えて求めることができない。

平均光電子数$\overline{N}$が 5 ~ 10 の場合、得られるパルス高分布を 3.9 式へ fitting することで求める。この場合、光電子数各々に相当する ADC チャンネルのピークが見えないので、fitting がパルス高分布にうまくのっていたとしても、それが信頼できる値なのか判断しなくてはならない。そこで、3.7 式、3.8 式を使用し確認しつつ行なう。実際、fitting はパラメーターの初期値が大幅に違えば、得られるはずの値から全く外れた値を示すことがある。

平均光電子数$\overline{N}$が 10 以下の場合、3.6 式と 3.9 式に fitting をすることで平均光電子数を求まるのだが、平均光電子数$\overline{N}$が 10 を越えると、これら fitting ができなくなる。次の 2 つの数値計算により評価した。光電子数はポアソン分布の統計に従うのであるが、ポアソン分布は母平均が大きくなるとガウス分布の形に近づくことから、ガウス分布に fitting をしてそこから得られる母平均と母分散から 3.8 式を使用して求める。ところが実際には、平均光電子数が 30 程度のものの測定結果のパルス高分布は左右対称ではないので、左右対称であるガウス分布の fitting による正確な評価ができているか疑問である。そこで、左右対称に関係ないパルス高分布の半値幅Γを求めることで評価をする方法も採る。半値幅Γが求められればΓ $= 2.355\sigma$の関係 (ガウス分布の性質) から母平均を求まる。そして、パルス高分布の重さ平均を計算することにより母平均を求め、3.8 式を使用して求める。先に、ポアソン分布は母平均が大きくなるとガウス分布の形に近づくと述べたが、本修論実験に使用したプラスチックシンチレーターのように 5mm と薄い場合、ランダウ分布に近づいていくのが実際のところで左右対称でないのである。なので、平均光電子数 10p.e. 以上場合のガウス分布に基づく評価は参考程度として考えるにとどめる。

平均光電子数の評価する上で、3.6 式へ fitting することで求めるのが最もよい値を与えるので、本修論実験ではなるべく平均光電子数が 0.5 ~ 5p.e. 程度になるように測定するもの以外の設定を調節し、平均光電子数の比で評価していくことにする。

3.4 結果と考察

まず最初に、カロリメーターのセットアップには手をつけないようにして、シンチレーターに当たるβ線の位置を線源を移動することで行なった。これは条件以外を無意識に変えてしまうことをできるだけ避け、このカロリメーターの傾向をみるためにとった方法である。BICRON 製のシンチレーター BC408 に溝を掘ったもの (図 3.10 の SampleA) を使用し、中心の溝に 1 本のファイバーを埋めて、そのファイバから読みだし測定を行なった。アルミ箔 (0.015mm) でシンチレーターを被覆し、ファイバーと溝との接触部は、なにもせずファイバーを溝においただけのものと応用光研製のシリコンコンパウンド OKEN6262A を使用したものとを測定した。

結果を図 3.8 に示す。当たるβ線の位置をファイバーと垂直方向にずらして測定を行った。図の横軸は、'β線がシンチレーターに当たる位置' と' 読みだしファイバーの位置' との距離であり、縦軸は平均光電子数である。図を見てみると原点を中心にして山をつくっている。シンチレーション光の発光した地点からファイバーまでの距離が長くなると、光

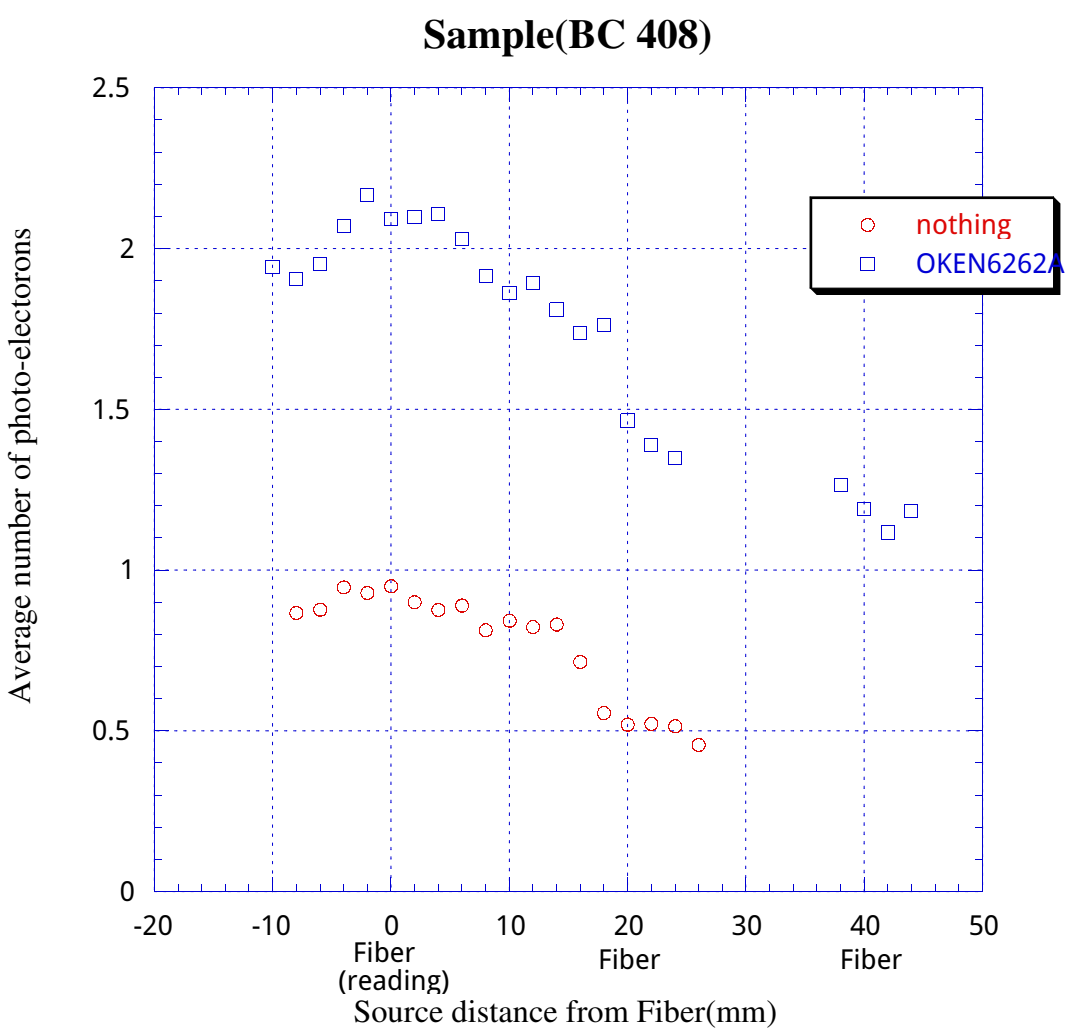


図 3.8: 当たるβ線の位置測定をかえての平均光電子数の測定

子数の減衰があるのと、さらに発光した光子が直接ファイバーに入る立体角が小さくなりのでシンチレーターの表面等で反射してから間接的に入ることが多くなるため結果的にファイバーまでの距離が増えるため、平均光電子数が減るのでこの様な形をしている。

fitting 材のある場合は、何もない場合の 2 倍近く[3] の平均光電子数が得られた。fitting 材のない場合、ファイバーとシンチレーターの溝との間に空気層ができてしまって、シンチレーターの表面で反射しやすくなってしまうのである。[4]

このように、ファイバーとシンチレーターの溝との接点はカロリメータの平均光電子数に影響を与えやすいと思われる。実際、実験中ファイバーが溝から外れていて測定される平均光電子数は本来得られるべき数よりずっと減ったものが測定されることがあった。

結局、正常な測定を妨げていた原因は次の 2 点であった。

- ファイバーと光電子増倍管の光電面との設置具合
- ファイバーのシンチレーターの溝への収まり具合

つまり、カロリメーターをなすシンチレーター・ファイバー・光電子増倍管、各々のパーツの接点の条件がセットアップの際を変わってしまい、安定した測定が行なえなかったのである。そこで、ファイバーを光電子増倍管[5] の光電面にオプティカルセメント (BICRON 製 BC600) で接着した。また、溝とファイバーの fitting は同じ様に接着する訳にはいかず、その測定毎に注意を払い、安定な測定が行なえるよう工夫した、そのことについてはそれぞれ後で説明していく。

3.4.1 押し出しシンチレーターの測定

まず、押し出しシンチレーターの蛍光剤成分の変えて、平均光電子数の測定を行なった。

- 第一蛍光剤:PPO 1 %、第二蛍光剤:POPOP 0.02 %
- クラレ製品のシンチレーションファイバーの成分：SCSN-81
  (第一・第二蛍光剤不明)

以上の 2 種類の成分のものを成形し、測定した。また、リファレンスとして BICRON 製のシンチレーター BC408(Casting 法) も測定した。成分による違いのみが測定結果にあら

[3] fitting 材については、後で測定実験を行なっている。3.4.4 参照
[4] 屈折率 BC408:1.58 Fiber(Y-11M)outer cladding:1.42 OKEN6262A:1.453 空気:1.0
[5] リファレンスとして光電子増倍管は H1161 を使用した

Extruded scintillator

Plastic scintillator	獲得平均光電子数の相対比
Casting (BC408 made by BICRON)	1
Extruded (PPO:1%,popop:0.02%)	0.80
Extruded(surface polished) (PPO:1%,popop:0.02%)	0.71
Extruded (pellet made by Kuraray:SCSN81)	0.58

Base:Polystyrene(BC 408 Polyvinyltoluene)

図 3.9: 押し出しシンチレーターの測定

われるように、全てのシンチレーターを同じ形状 (幅 50mm、長さ 98mm、厚さ 5mm) で行ない、シンチレーター以外の条件は各々の測定で変わらないようにした。シンチレーターの溝とファイバーとの fitting には応用光研製のシリコンコンパウンド OKEN6262A を用いた。屈折率は 1.453 で、ファイバーの屈折率 1.42 とシンチレーターの屈折率は 1.58 の間にあり、屈折率を滑らかに変化させることで光の反射を起こしにくくする効果がある。また、fitting 材を使用することで、ファイバーが溝から外れにくくなり、安定した測定を行なうことができた。また、シンチレーターの被覆にはアルミ箔 (0.015mm) を使用し、光沢のある側を内側にして巻いた。

結果を図 3.9 に示す。1 番上が、リファレンスである BC408 で、それより下の 3 つが押し出しシンチレーターである。また、押し出し成形の際に表面に薄い線が入ってしまうので、押し出し成形した後に表面を研磨したサンプルも用意した。それが、上から 3 つ目のもので、2 つ目の成分と同じである。図 3.9 よりわかることは、

1. 成分 1(PPO:1%,popop:0.02%) > 成分 2(SCSN-81)
2. 押し出しシンチレーターの表面を研磨していないほうが良かった。
   シンチレーター表面に薄い傷があることで、シンチレーション光が表面で反射しやすくなりファイバーへ入りやすくなった為と思われる。
3. 押し出しシンチレーターで BC408 の 0.8 倍の平均光電子数を得ることができた。
   BC408 の母材はポリビニルトルエンで、押し出しシンチレーターの母材であるポリスチレンに比べ、元々発光量の多い母材である。なので、この結果はポリスチレンで得られる値の限界に近い[6] と思われる。

3.4.2 シンチレーターの溝について

溝をシンチレーターのどこに作るかを検討するため、BICRON 製のシンチレーター BC408 を用いて様々な位置に溝をつくり、平均光電子数の測定を行なった。幅 150mm、長さ 200mm、厚さ 5mm のシンチレーターに溝 (幅 1mm) を堀ったサンプルを図 3.10 に示す SampleA から SampleE までのものを作った。線源からのβ線がシンチレーターの中心に当たるようにし、そして 15 本の溝の内の中心の 5 本にファイバーを埋めてその 5 本のファイバによる読みだし測定を行なった。ファイバーとシンチレーターの溝との fitting 材には、応用光研製のシリコンコンパウンド OKEN6262A を用い、そしてアルミ箔 (0.015mm) で

[6] BNL E926 では Extruded Scintillator(母材:ポリスチレン, 第一蛍光剤:PTP 1.5 %、第二蛍光剤:POPOP 0.01 %) で BC408 の 85%の発光量が得られている [3]

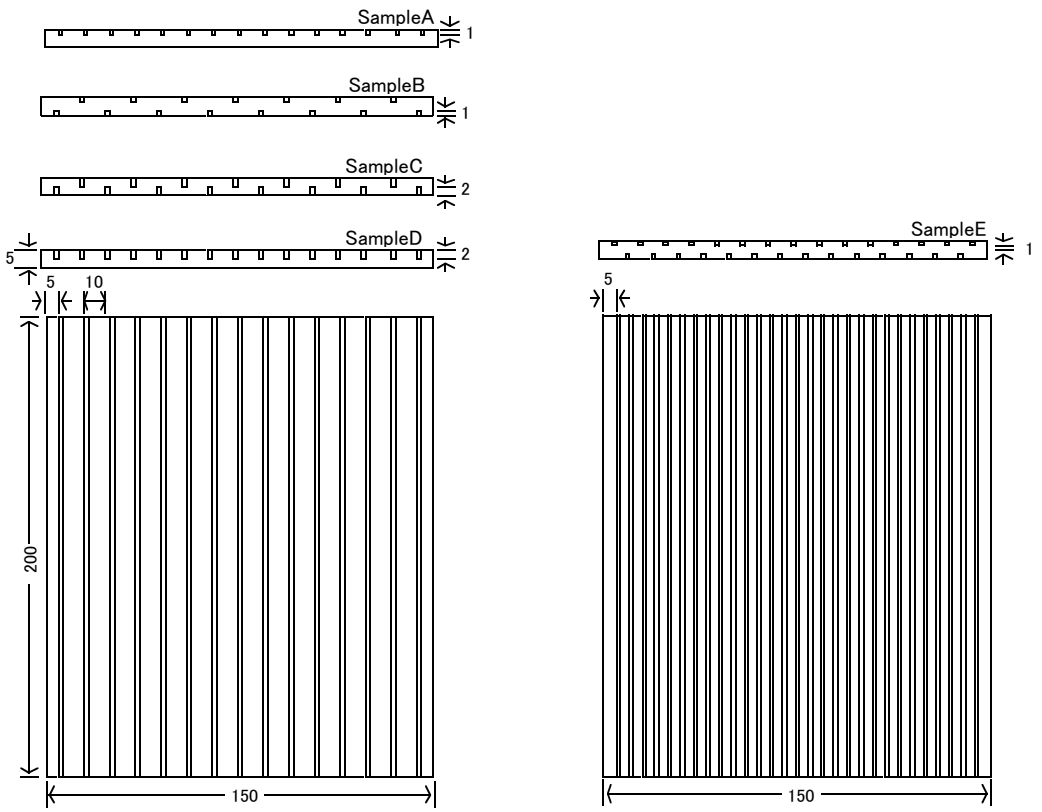


図 3.10: 溝のあるシンチレーターのサンプル

シンチレーターを被覆した。その結果を図 3.11 に示す。

まず、片面に全ての溝を作ったもの (SampleA) と両面の交互に溝を作ったもの (SampleB) とで比較した。(図 3.11 1) 両面の交互に溝を作ったものの方が良い結果が表れた。これは、シンチレーション光は全立体角へ放たれる可能性が等しいので、シンチレーターの内側からファイバーの見える立体角が大きい SampleB がシンチレーション光がより効率よく検出できるためと考えられる。

つぎに、溝の深さを変えて測定した。(図 3.11 2) 先の測定で良い結果の得られた SampleB(溝の深さ 1mm) とそれより 1mm 深くした SampleC(溝の深さ 2mm) では SampleB の浅い方がよかった。ただ、片面に全ての溝をつくったものの深さの違い 'SampleA(深さ 1mm) と SampleD(深さ 2mm)' で比較したところ深い方が良い結果[7] であった。

[7] SampleA:SampleD = 0.86:0.89 (SampleB を 1 とした)

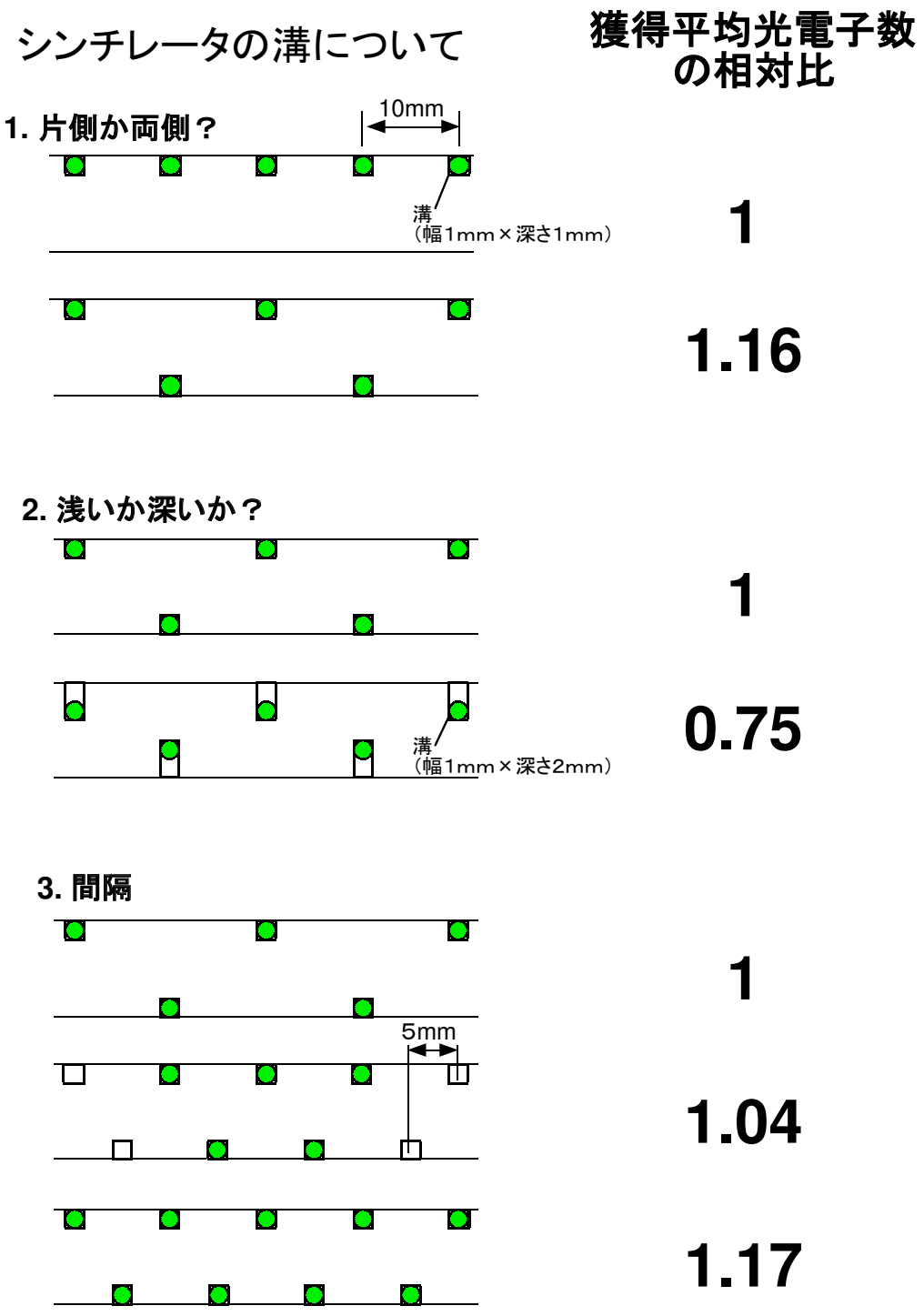


図 3.11: シンチレーターの溝について

最後に、溝の間隔を変えての測定を行なった。SampleB の溝間隔は 10mm 間隔であるのを、さらに狭くした 5mm 間隔の SampleE のものと比較した。(図 3.11 3) 中心の 5 本のファイバーで読みだしでの比較を行なったところ、さらに狭くした SampleE の方が良い集光率であったが、SampleB の 1.04 倍であり思ったほど良くはなかった。

そこで、溝に 5 本入ったこの状態から 1 本ずつ抜いていったものを 10mm 間隔と 5mm 間隔の溝のあるシンチレーターをそれぞれ測定し (図 3.12)、それを 1 本ごとに換算したのが図 3.13 である。図 3.13 の横軸は中心ファイバーのからの相対位置を示し、縦軸は平均光電子数を示している。ファイバー 1 本当たりのファイバの平均光電子数は中心からの距離で比較すると、少なくなっていることがわかる。つまり、シンチレーターに埋めるファイバーを増やすことで集光率を上げようとすると、シンチレーターの溝自身が幾何学的に光を遮断するために集光率を下げる役目もするので、平均光電子数は増えなかったと考えられる。

とはいえ、カロリメーターの単位面積当たりで考えれば図 3.11 3 を見れば明らかなように 5mm 間隔で 9 本のファイバーで読みだしたものは、10mm 間隔で 5 本のファイバーで読みだしたもの 1.17 倍となり、全体での集光率は 5mm 間隔の方が優れていた。

また、溝の表面を研磨したものについても測定を行った。溝での光の反射を避けファイバーにできるだけ透過させるのを狙ったものだが、多少の集光が良くなるがほとんど変わらない結果を得た。

3.4.3 シンチレーターを被覆する材質

今までの測定はアルミ箔 (0.015mm) でシンチレーターを被覆して行なってきたが、ここではその被覆材を変えて測定を行なった。シンチレーターは BICRON 製の BC408(幅 50mm、長さ 98mm、厚さ 5mm) を用いる。実際のカロリメーターで全表面積に対しての面積比が大きい' ファイバーと平行な側面部' のみを測定対象とするため、' ファイバーと垂直な側面部' は黒テープで反射しないようにした。また、fiiting 材はオプティカルセメントを使用し固定した。

結果を図 3.14 に示す。計 5 種類の被覆材を用いての測定で、上から順番に説明する。上の 2 つはテフロンテープで、水道管の fitting に使われるものであり、1 層と 2 層にシンチレーターを被覆したもので試した。その下は、酸化チタンが混入された耐熱用のテフロンテープである。そして、アルミナイズドマイラーというのはマイラーにアルミを薄く蒸着させたもの、その下の 2 つはアルミ箔で、上が光沢のある側をシンチレーター側に向けて

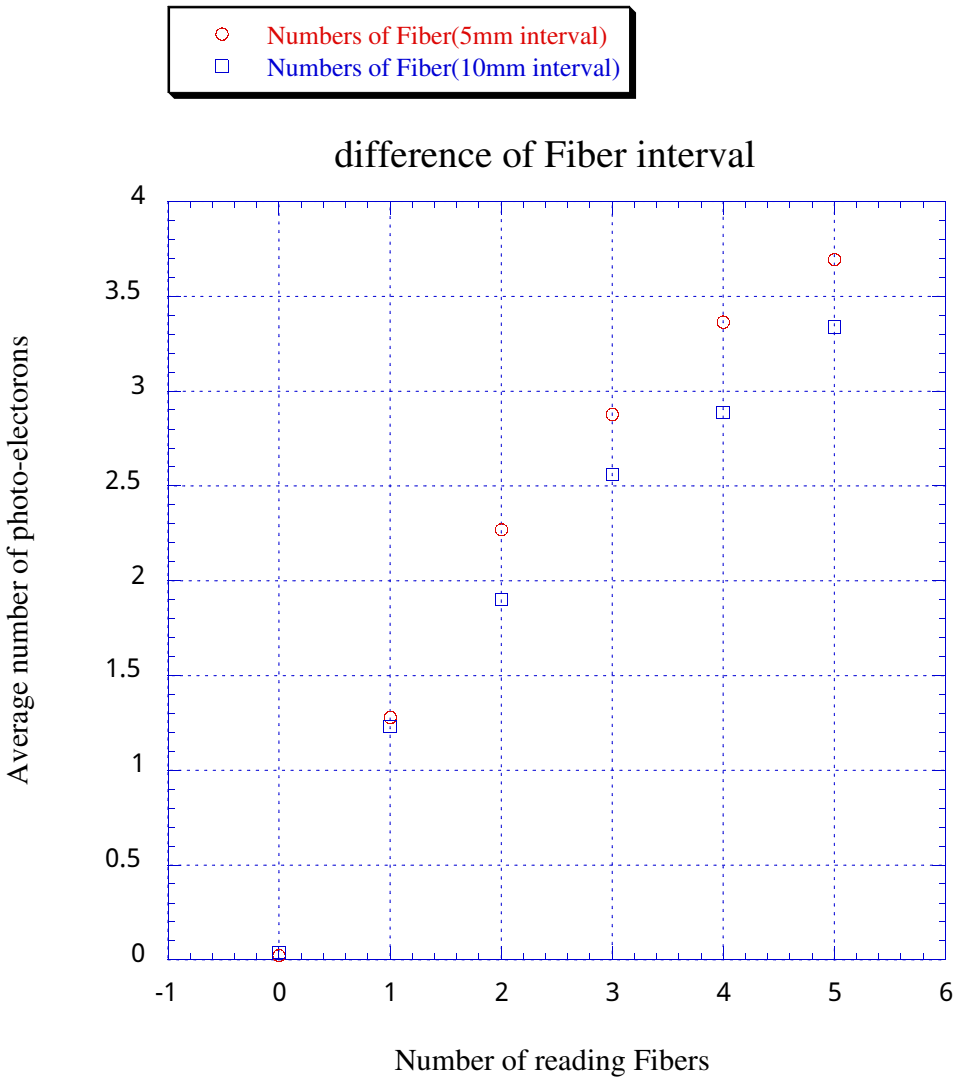


図 3.12: ファイバーの本数を変えての読みだしによる測定 (間隔による違い)

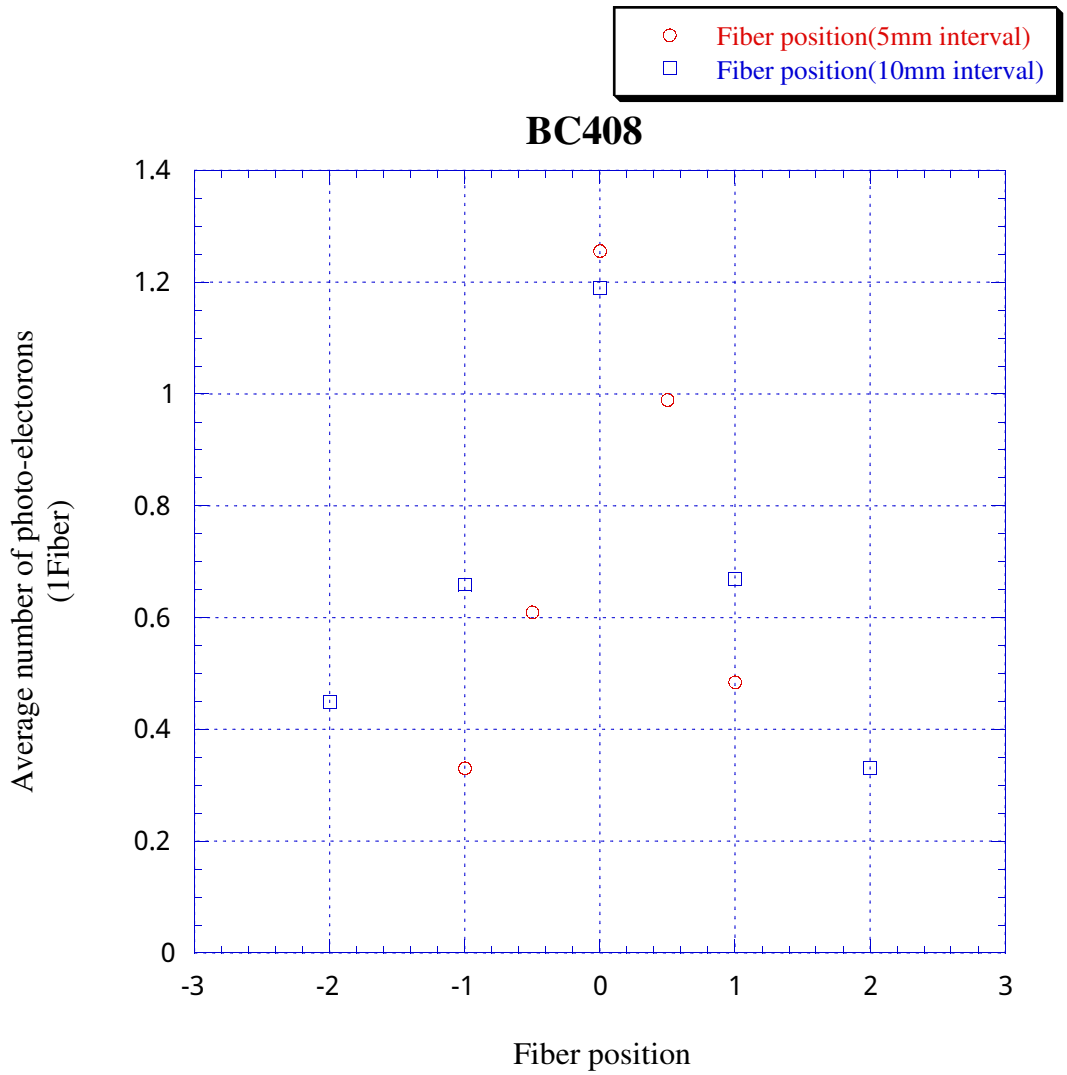


図 3.13: 1 本のファイバーへの換算 (間隔による違い)

シンチレータを被覆する材質

Wrapping Material	相対比
Teflon(0.1mm) 2 layers	1.24
Teflon(0.1mm) 1 layer	1.20
Teflon mixed with TiO2 (0.09mm) 1 layer	1.10
Aluminized mylar(0.03mm)	1.06
Al foil(0.015mm)	1
Al foil(0.015mm) reverse	0.98
paper(0.085mm) (covered with Al foil)	0.94

図 3.14: シンチレーターを被覆する材質

巻いたもので、その下 (Al foil reverse) は光沢のある側を外側にして巻いたものである。1 番下はコピー用の紙で、光が透過することも考えそれにアルミ箔を巻いた。

その結果、テフロンテープ 2 層のものが 1 番良い結果が得られ、アルミ箔の 1.24 倍の平均光電子数が得られた。3 層にした場合も測定したが、2 層の場合とほとんど変わらなかった。また、アルミナイズドマイラーも透過性があるので、それに更にアルミ箔を被覆したものや、テフロンテープで被覆したものも測定を行なったがあまり差はなかった。

3.4.4 シンチレーターの溝とファイバーとのフッティング材

今度は fitting 材を変えての測定を行なった。図 3.15 に結果を示す。シリコンオイル、シリコンコンパウンド、オプティカルセメントで行なった。実際にカロリメーターで使用する fitting 材には、ファイバーとシンチレーターを接着する必要からオプティカルセメントを使用しなければならないが、3 つの fitting 材の中でオプティカルセメントが 1 番の集光率が得られることがわかった。

3.4.5 光電子増倍管

これまでは、ファイバーと光電子増倍管の光電面はオプティカルセメントで接着して行なってきた。これは、光電面とファイバーの端面の接点のちょっとした状態の変化で、測定される平均光電子数が変わってきてしまうからであった。今回も、接点の状態を変えず光電子増倍管を変えなければならない。そこで、光電子増倍管の光電面を覆うような' ファイバーを中心に 1 本通したキャップ' を作り、光電子増倍管をはめ変え測定できるようにし、ファイバー 1 本のみの読みだし測定をした。

fitting 材はシリコンコンパウンド OKEN6262A を使用し、アルミ箔で被覆した。

結果を図 3.16 に示す。右が測定結果で、左が浜松ホトニクスが 500nm の平行光で測定した結果である。R5800 を基準とし R5800MOD の平均光電子数の比を示している。両方の光電子増倍管にはそれぞれの分光感度特性がある。実際ファイバーからくる光は単一波長でないことからこの測定を行なった。しかし、この測定の結果と 500nm の平行光で測定した結果はだいたい同じであった。そして、どちらの結果からもプリズム光電面の光電子増倍管 R5800MOD は通常の光電子増倍管 R5800 の 1.5 倍の量子効率が得られることが確認され、プリズム光電面の効果が現れているのがわかる。

ファイバーとシンチレータの溝との間に塗るもの

Fitting Material	獲得平均光電子数 の相対比
Nothing	1
Silicon Oil (TSF451)	2.01
Silicon Compaund (OKEN6262A：refractive index 1.453)	2.20
Optical Cement (BC600:refractive index 1.56)	2.36

図 3.15: ファイバーとシンチレーターの溝との間に塗るもの

3.4.6 ファイバーの Attenuation Length

シンチレーターのライトガイドとしてファイバーを使用するには、ファイバーの減衰長を測定し、ファイバーの減衰の傾向を把握する必要がある。

まず、Y-11M ファイバーの光電子増倍管の光電面からシンチレーターまでのびるファイバーまでの長さを 1m、2m、3m、4m、5m と変えて平均光電子数を測定した。

ウェーブレングスシフターの混入されたこのファイバーは、光の吸収・発光を行なっている。光の吸収確率の波長依存性と発光波長スペクトルが図のようになっているが、この波長依存性を考慮し、シンチレーターと光電子増倍管を幾つかのものでシンチレーターの発光波長特性と光電子増倍管の分光感度特性の違ったもので、Attenuation length や平均光電子数のファイバーに依る影響をも測定する。シンチレーターは BC408 と押し出しシ

Photomuliplier tube

Tube type	獲得平均光電子数の相対比	Quantum efficiency (incidentphoton500nm) (相対比)
R5800(CA0201)	1	18%(1)
R5800MOD(XX0288)	1.39	24%(1.33)
R5800MOD(XX0295)	1.49	30%(1.6)

図 3.16: 光電子増倍管

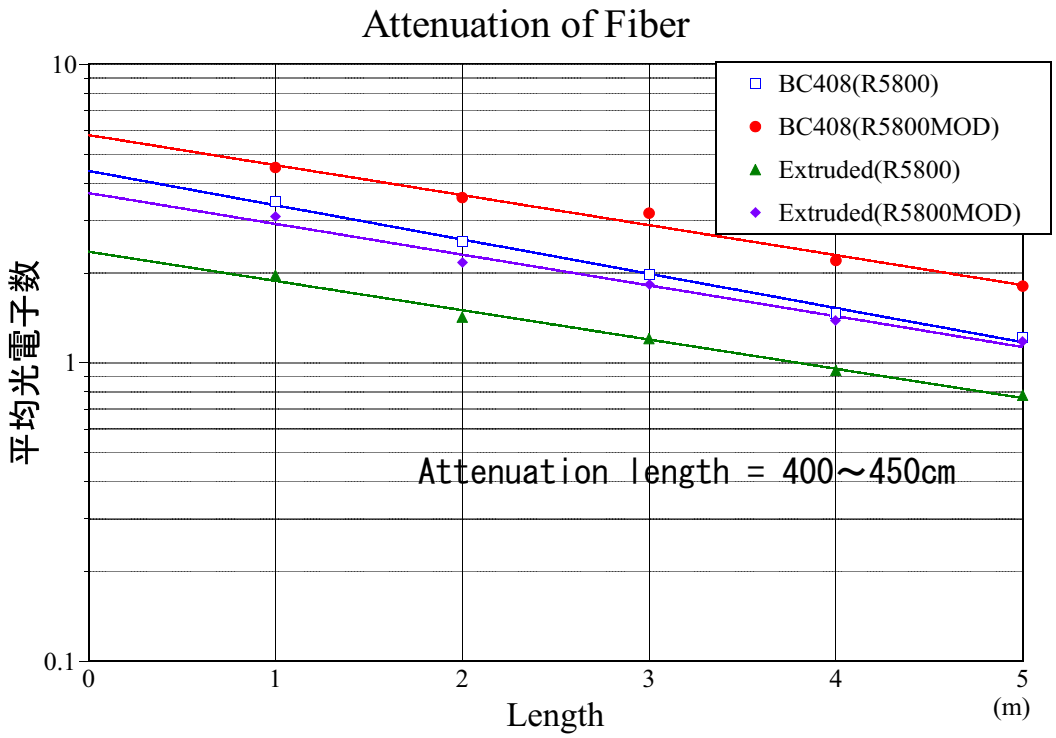


図 3.17: ファイバーの Attenuation Length(1)

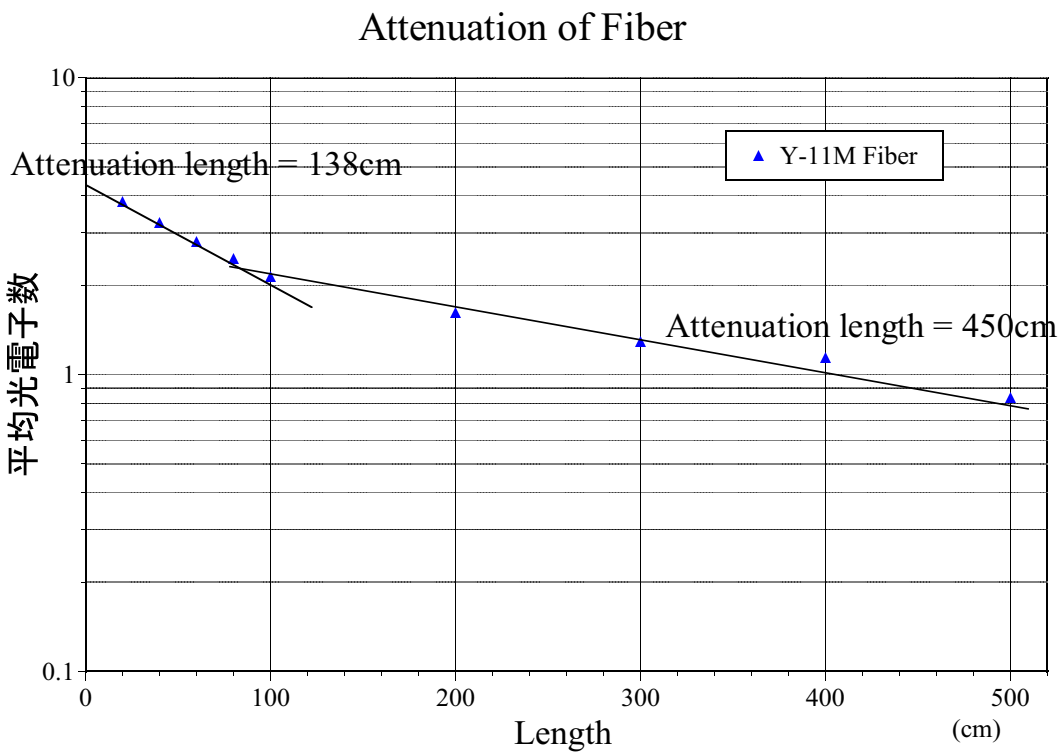


図 3.18: ファイバーの Attenuation Length(2)

ンチレーター[8] の両方を測定し、光電子増倍管も通常のもの (R5800) とプリズム光電面 (R5800MOD) の両方の測定を行なった。fitting 材には応用光研製の OKEN6262A を使用し、シンチレーターの被覆にはアルミ箔を使用した。

その結果は、図 3.17 に示す。長さを横軸に、平均光電子数を縦軸とってプロットし、

$$Y(x) = A\exp(-X_L/x) \tag{3.11}$$

の関数に fitting した。x はファイバーの長さ・A は規格化定数・X_Lは減衰長である。シンチレーターや光電子増倍管による違いはみられず、減衰長はどれも 400cm ~ 450cm 程度であった。

これまでの実験でのシンチレーターから光電子増倍管の光電面までの長さは 50cm 程度であったので、1m 以下のファイバーの Attenuation length を測定しておく必要がある。そこで、光電子増倍管は R5800 で押し出しシンチレーターを使用したものについてファイバーの長さ 20cm、40cm、60cm、80cm を含めたものを再度測定した。図 3.18 のような結果となった。1m 以下と 1m 以上で Attenuation length が違った結果となった.

3.4.7 最良の条件による平均光電子数の測定とその評価

これまでの結果から得られた最良の状態を、表 3.1 に示す。この全てが最良の状態で測定を行なう。しかし、シンチレーターの溝をファイバーの fitting には測定の都合上、シリコンコンパウンド (OKEN6262A) を使用した。また、光電子増倍管 R5800MOD とファイバーの端はオプティカルセメントで接着した。

これまでの測定は、平均光電子数の比で評価してきた。それには、3 つ理由がある。

1. 測定に使用した光電子増倍管を実験ごとに変えたため、光電子増倍管ごとの量子効率に違いがあるのと、ファイバーの光電面との接着状態が変わるとファイバーから光電面に透過する状態も変わるので、光電子増倍管の異なるものの測定結果から得られる平均光電子数を比べる事は意味を成さない。

2. この実験の難しさの 1 つに、’いかに他の条件を変えず 1 つの条件を変えるか’ という問題がある。その測定の度に、他の条件を変えないよう繊細な努力をしなければ良い結果が得られない。このことからもわかるように、短い期間での条件を固定はできて

[8] 押し出しシンチレーター (母材) ポリスチレン (Wavelength Shifter)PPO:1%,popop:0.02%

表 3.1: 最良の状態

カロリメーターの構成要素	最良条件
シンチレーター	BICRON 製 BC408 (5mm 間隔・交互・9 本ファイバー読みだし)
被覆材	テフロンテープ 2 重巻き
ファイバー	KURARAY 製 Y-11M (WLS Fiber)
フィッティング材	BICRON 製 BC600 (オプティカルセメント)
光電子増倍管	浜松ホトニクス製 R5800MOD

も長期に渡っての固定は難しく、区切られた測定間での相対比でしか比較できない。

3. fitting 関数には平均光電子数の適用範囲があり、その適用範囲に収まるよう固定する条件を決めたので、全ての実験で基本条件を同じにして行なっていない。

光電子増倍管を含めたある一定の状態 (最良の状態) で平均光電子数の絶対数を測定し、どのくらいの平均光電子数が得られるかを測定する。最良の状態を表 3.1 に示す。

絶対数を測定する場合には、光電子増倍管は 1 つのものに特定して行ない、様々な条件を丁寧に固定していけば、1 と 2 は気にする必要はない。しかし、3 は少々厄介な問題となる。

3.3 節で、述べたように平均光電子数を評価する上で有用な fitting 関数には適用範囲があり、平均光電子数$\overline{N}$が 10 以上の場合は使用することができない。そこで、パルス高分布の母平均と母分散を求め、3.8 式により計算して求める。次の 2 つの方法で、パルス高分布の母平均と母分散を求めた。

- パルス高分布をガウス分布の確率密度関数に fitting させることで母平均・母分散を求める
  測定される実際のパルス高分布は左右対称でないことから、分布のチャンネルの範囲で fitting の得られる結果が変わってくるので、それを誤差として結果にいれる。

- パルス高分布の半値幅を求め$\Gamma = 2.355\sigma$であることから母分散を求め、分布の重さ平均により母平均を求める

	ガウス分布の密度関数の fitting による計算	パルス高分布の半値幅・重さ平均による計算
母平均	459.4ch	470.76ch
母分散	77.31ch	75.16ch
平均光電子数	28.79p.e.	32.15p.e.

その結果、最良の状態での平均光電子数は約 30p.e. が得られ, 目標値を概ね得られている。

これら 2 つの方法は大まかな計算で、前者にいたってはパルス高分布をガウス分布の密度関数に fitting の範囲の指定を変えることで$\pm$10p.e. の評価の違いがでてくる。これは、実験結果のパルス高分布がガウス分布の統計に従った形をしていないのに関わらず fitting を行なうため、分布に fitting がきれいにのらず、でてくる違いである。概ね目標値を達成しているのだが、あくまでもこれはパルス高分布がガウス分布の統計に従う場合の評価であり、本当に信頼できる値といえるかどうか疑問である。

そこで、さらに 2 つの方法で評価した。

EGS4 を用いたシミュレーションとの比較による評価

最良状態でのパルス高分布は図 3.19 のようになる。これは、ピークを中心にして左右対称でなく、先に述べたようにガウス分布の統計には従わない。これは、ランダウ分布の統計に従っている。ポアソン分布は母平均である平均光電子数が増えるとガウス分布に形が近づくことを以前述べた。ところが、本修論実験でのシンチレーターの厚さは 5mm と薄いので、入射電子がシンチレーター内で十分散乱せず、つまり十分シンチレーターにエネルギーが付与されず通過してしまうので、このようにガウス分布の形にはならず、ピークが分布中心よりも少ないチャンネルへシフトした形になっている。ただし、全てがエネルギーを付与しきれない訳ではないので、パルス高分布の右のテールは左のテールに比べて、長く延びた形をしている。実験で得られたパルス高分布をランダウ分布の確率密度関数への fitting で求めるのは、関数の複雑さや平均光電子数との関係が不明慮なため、かなり難しい。そこで、EGS4 [9] というシミュレーションプログラムを使用して、本修論実験を仮想的にシミュレーションし比較する。

[9] EGS4 は物質中での電子、陽電子と光子の輸送現象をシミュレーションするためのプログラムである。

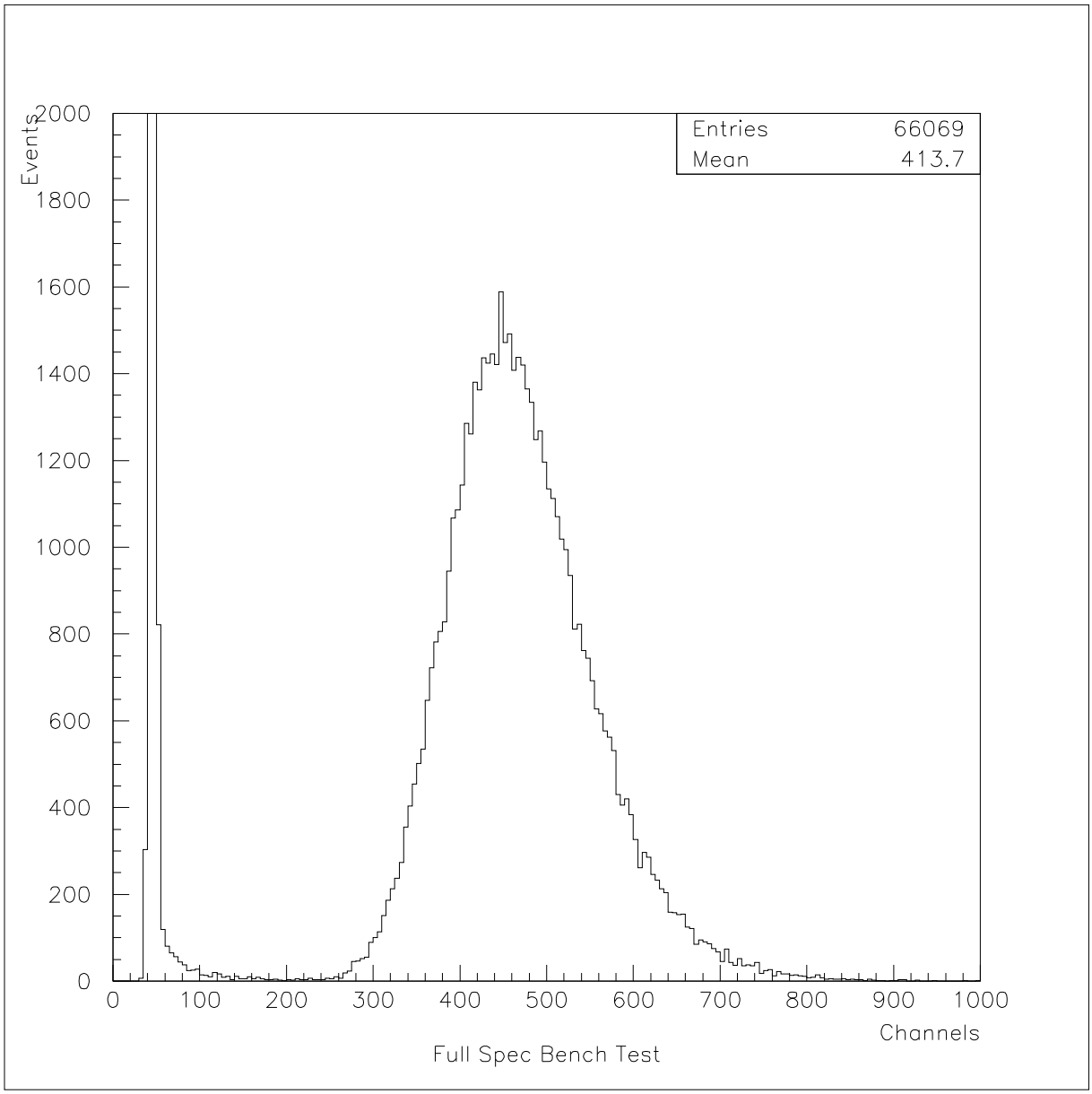


図 3.19: 最良の条件におけるシンチレーション測定でのパルス高分布

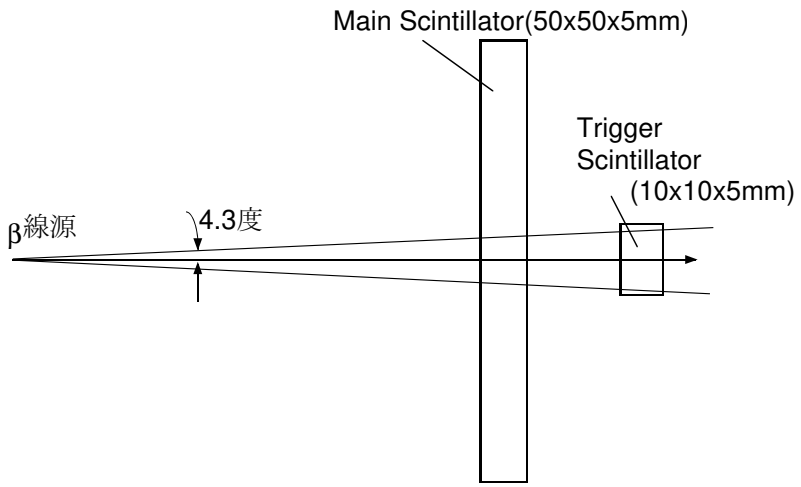


図 3.20: (EGS4 シミュレーション) セットアップ

まず、シミュレーションの中で図 3.20 のようなセットアップにして行なった。プラスチックシンチレーター以外は真空であるものとして、光子、電子のカットオフエネルギーを 10keV と設定した。β線は 4.3 度の角度の広がりをもつものとして扱い、またエネルギー E のβ線が放出される確率分布 $P(E)$ は次の式によって与え [9]、最大エネルギーを 3.5MeV とした。

$$P(E)dE = NF(Z,E)pE(E_0 - E)^2 dE \tag{3.12}$$

ここで、

N : 規格化定数
$F(Z,E)$: $Fermi$ 関数
p, E : 電子の運動量、エネルギー
E_0 : 電子とニュートリノのエネルギーの和

そして電子が非相対的エネルギーを有する場合、Fermi 関数は次のような式で近似される。

$$F(Z,E) = \frac{2\pi\nu}{1 - \exp(-2\pi\nu)} \tag{3.13}$$

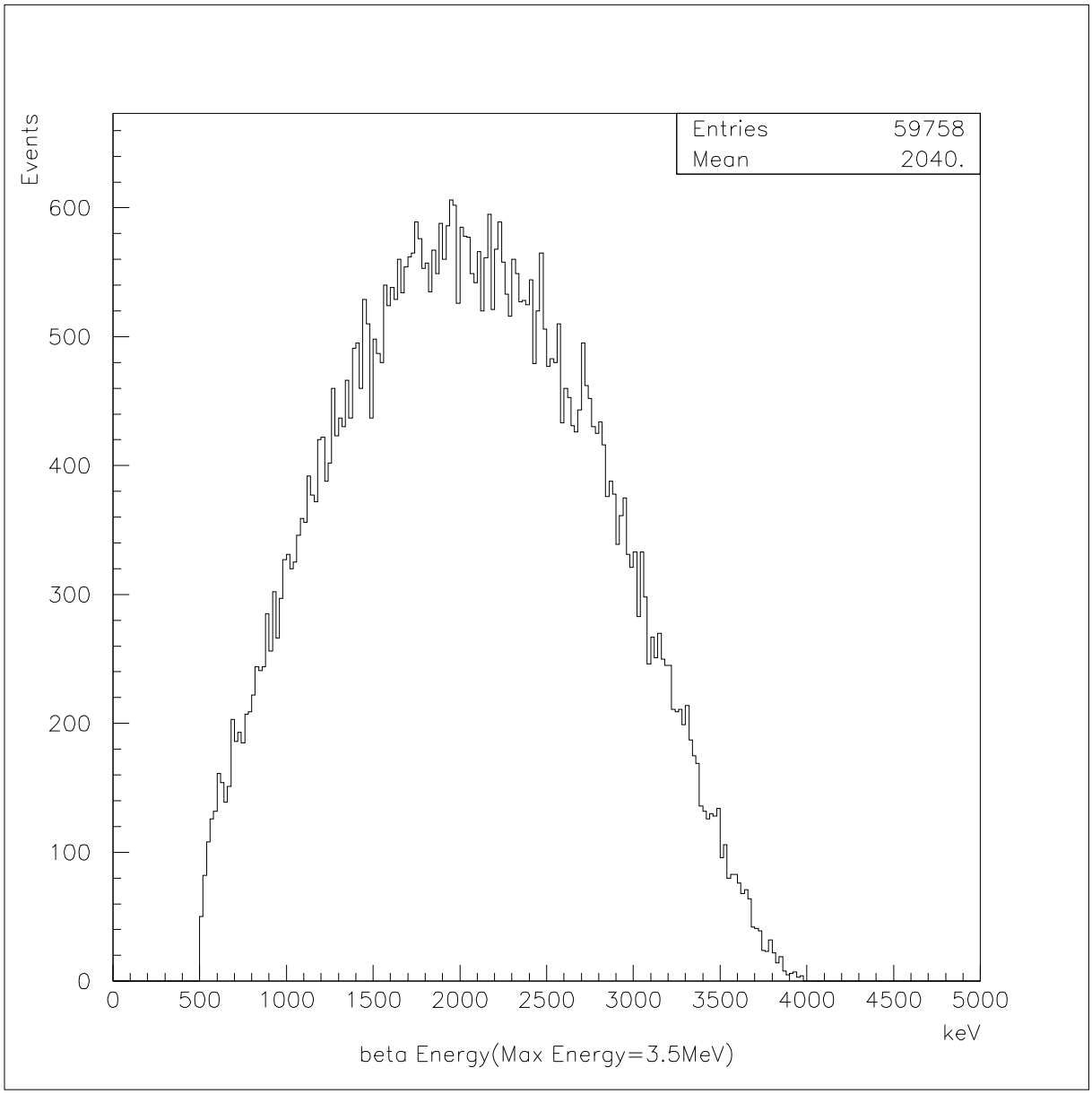


図 3.21: (EGS4 シミュレーション) プラスチックシンチレーターに入射させたβ線のエネルギー分布: 横軸は電子の全エネルギーであり、縦軸はイベント数である。

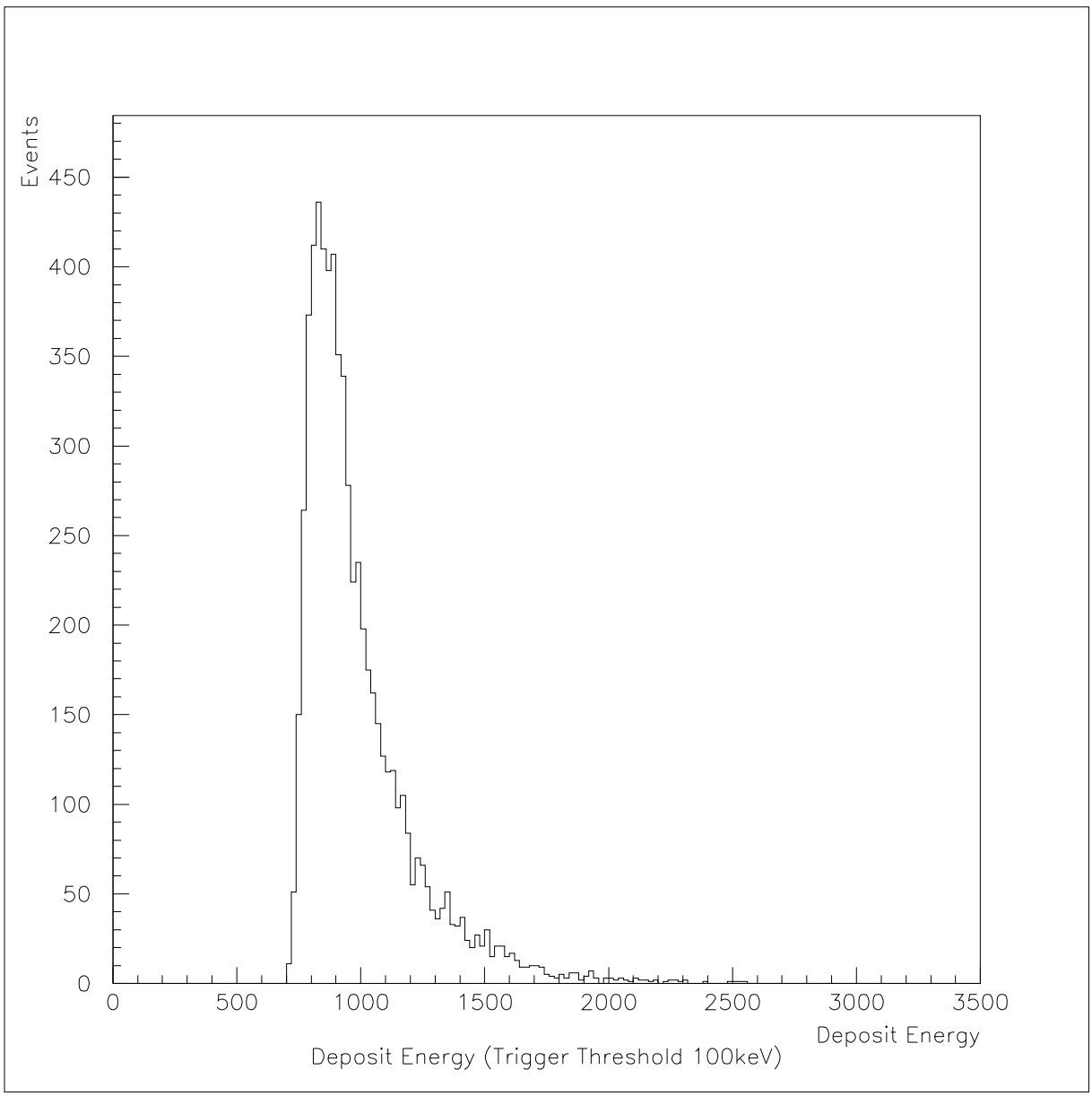


図 3.22: (EGS4 シミュレーション) メインシンチレーターに付与されるエネルギー

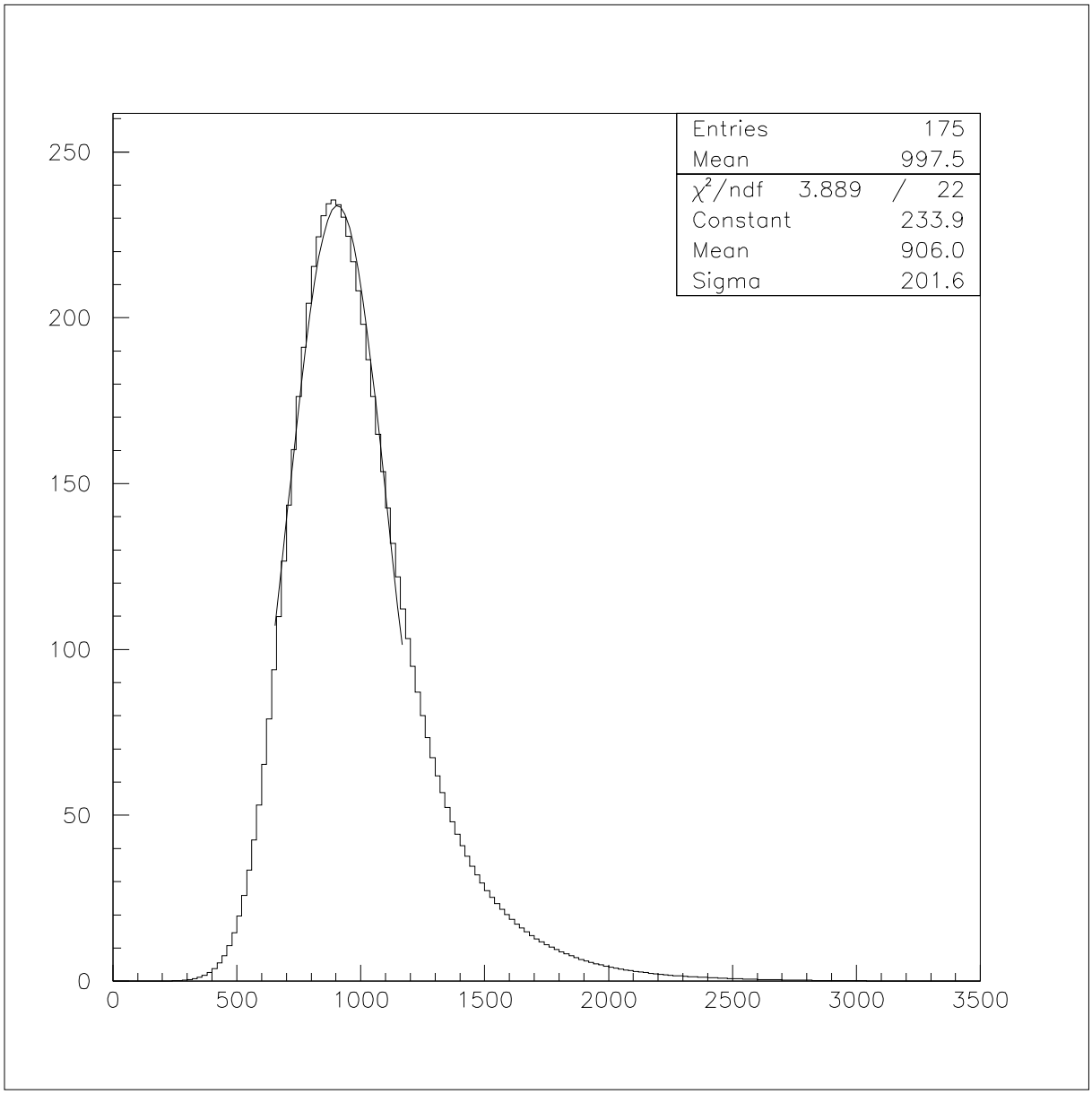


図 3.23: (EGS4 シミュレーション) 平均光電子数が 30p.e. 得られていると仮定した場合のパルス高分布

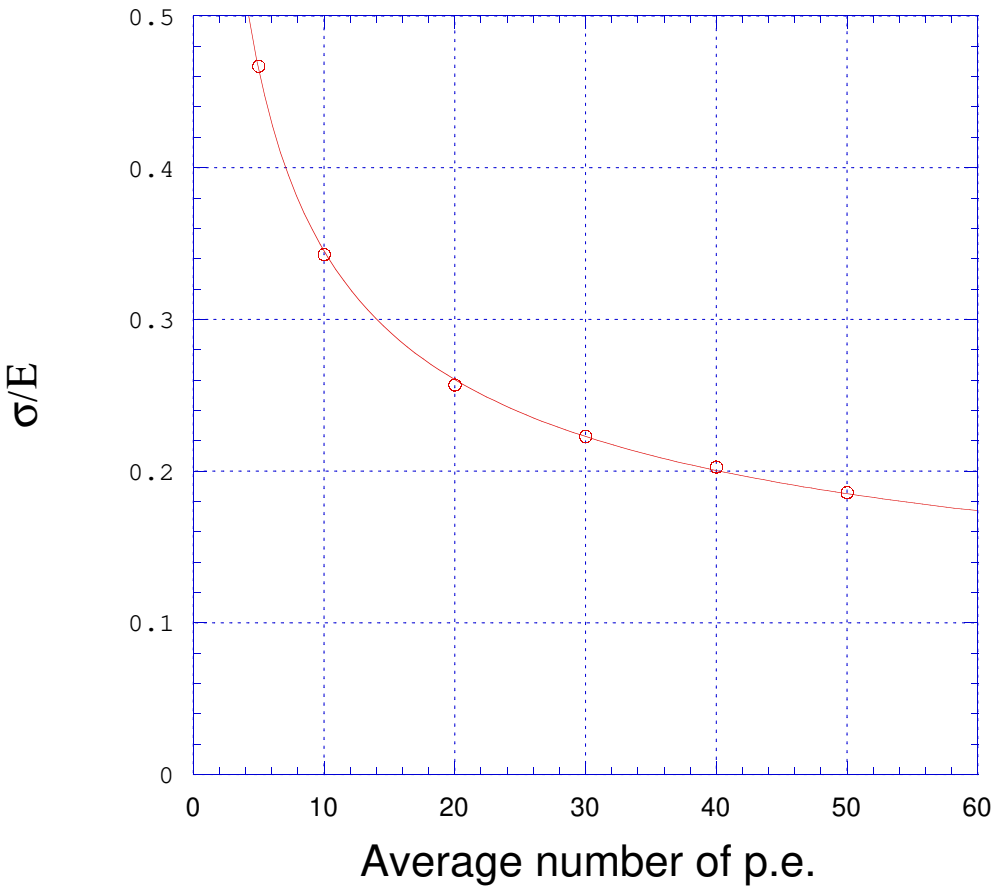


図 3.24: (EGS4 シミュレーション) 平均光電子数を 5pe、10pe、20pe、30pe、40pe、50pe であると仮定しσ/E をプロットしたもの

この式と乱数を使用しβ線のエネルギーを作り出しシミュレーションした。実際に使用したβ線エネルギー分布は図 3.21 ようになった。トリガーシンチレーターに入射し 100keV 以上のエネルギーを付与したものをイベントとして扱い、メインシンチレーターのエネルギー分布を求めると、図 3.22 ようになった。ただし、これはプラスチックシンチレーターに付与されるエネルギーであるので、検出器の測定によるパルス高分布の形状ではない。パルス高分布の形状を作り出すために、エネルギーに比例する光電子が光電子増倍管の光電面より放たれるとし、その光電子がポアソン分布に従うとして、次のような方法をとった。

図 3.21 の 1 ビン毎のイベント数がポアソン分布の統計に従うとして、図の分布をさらに書き換えた。そのとき使用した確率密度関数は、

$$R(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\} \tag{3.14}$$

である。そのときのσは$\sigma = Channel/\sqrt{N}$ (式 3.8 参照) と考えることができる。ここで N は光電子数で分布全体で一定ではないのだが、平均光電子数$\overline{N}$であると仮定して検出器で測定されるパルス高分布を作り出した。$\overline{N} = 30p.e.$とした場合の結果は、図 3.23 のような形となる。

最良条件での測定実験の平均光電子数の評価をさきに述べた方法で$\overline{N}$の値を変えての分布の形を比較し行なう。ガウス分布の確率密度関数への fitting によりσを求め、$\frac{\sigma}{PeakChannel}(= \sigma/E)$ という無次元値で分布の形を比較する。平均光電子数を 5pe、10pe、20pe、30pe、40pe、50pe のσ/E を求め、プロットしたものが図 3.24 である。また、実験結果の図 3.19 に同じように fitting を行なって得られるσ/E は 0.18 であることより、50pe$\pm$10pe の値が得られていると推測される。

測定電荷量とゲインからの評価

光電子増倍管の光電面から放出する光電子数を増幅し、増幅して得られた電荷量を測定している。電荷量とゲイン (増幅の出力率) がわかっているので、そこから光電子数を求めてみる。

まず、ピーク値の電荷量をもとめる。使用した ADC は LrCroy の 2249A で、1 チャンネルは 0.25pc の電荷量に対応しているので、測定される電荷量[10] は$Q_{Aftergain} = (Peack\,Channel - Pedestal\ peak) \times 0.25 = 101.25pc$ である。光電子増倍管 (R5800MOD) は電圧を 1700V

[10] パルス高分布のピークチャンネルを平均電荷量として計算した

かけていて、その時のゲインは7.5×10^6である。また、AMP で 8 倍と 12dB の ATTENUATER での 0.25 倍であり、増幅に寄与するこれらを考慮したゲイン (G) は 1.5×10^7 となる。よって、平均光電子数$\overline{N} = Q_{Aftergain}/(1.6 \times 10^{-19} \times G) \simeq 42pe$ となる。

「EGS4 を用いたシミュレーションとの比較による評価」と「測定電荷量とゲインからの評価」により平均光電子数は約 40p.e. はあると推測され、目標とする 32.4p.e. よりも上回り、E391A 実験のγ線 VETO 用カウンターとして必要とする Efficiency が得られている。

第4章　議論とまとめ

3.4.7 節での最良の状態による測定より本実験で目標とする光電子数が得られることがわかったが、実際に KEK E391A 実験で使用するカロリメーターは必要とする Efficiency が得られるかどうかを議論する。

最良状態の実験 (3.4.7 節) では BICRON 製の BC408 を使用したが、実際の仕様は押し出しシンチレーターであるので、3.4.1 節で得られた結果をふまえ 0.8 倍になることを考える必要がある。

ファイバーの両端から読み出すデザインであるので、ファイバーの光子数の減衰はある程度抑えられる。ファイバーのシンチレーション光を吸収・発光した地点から光電面までの長さが長くなるにともなって、もう 1 方の光電面までの長さが減るからである。ファイバーの片側からの読みだしの場合と両側から読みだした場合の相対比を計算する。3.4.7 節での測定は光電子増倍管からとシンチレーターを結ぶファイバーの長さが 90cm であり、使用したファイバーの減衰長は 400cm である。カロリメーター中心から読み出されたものが最も減衰する。その場合両端の光電子増倍管の光電面までの長さは 260cm なので、

$$\frac{(260cm \text{ の長さの減衰}) \times 2}{90cm \text{ の長さの減衰}} = \frac{\exp(-\frac{260}{400}) \times 2}{\exp(-\frac{90}{400})} = 1.3$$

より、ファイバーの両側から読みだす場合 1.3 倍になることがわかる。

$$\begin{aligned} BC408 \rightarrow Extruded\ Scintillator: &\quad \times 0.8 \\ \text{ファイバーの両端からの読みだし}: &\quad \times 1.3 \\ &\Longrightarrow \quad \times 1.04 \end{aligned}$$

この結果は 3.4.7 節の結果をくつがえすものでなく、KEK E391A 実験で使用するカロリメーターは必要とする Efficiency が得られることがいえる。

今後の方針

今まで押し出し成形の方針は光量確保が優先であったのを、本実験でよい Efficiency が得られることが確かめられたので、これからは、光量をなるべく劣さず、形状を安定させる成形する方針にシフトしていく。

そして、プロトタイプのカロリメーターをつくり、ビームを使用してのテストを行なう。

付 録A　計算

A.1　電子の飛程

39.40keV の電子のシンチレーター中での飛程を求める。

0.3keV ~ 30MeV のエネルギー範囲の電子の飛程を与える半経験式は、1972 年までの実験結果に基づいて、Tabata、Ito と Okabe によって作られた。今後 TIO の式 [4] として示すこの式は、

$$R(kg/m^2) = a_1\left\{\frac{\ln[1+a_2(\gamma-1)]}{a_3} - \frac{a_3(\gamma-1)}{1+a_4(\gamma-1)^{a_5}}\right\} \tag{A.1}$$

で表され、

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{2.335A}{Z^{1.209}} \\ a_2 &= 1.78\times10^{-4}Z \\ a_3 &= 0.9891-(3.01\times10^{-4}Z) \\ a_4 &= 1.468-(1.180\times10^{-2}Z) \\ a_5 &- \frac{1.232}{Z^{0.109}} \end{aligned}$$

ここで、A=物質の質量数、Z=物質の原子番号、$\gamma=(T+mc^2)/mc^2$ (T=電子の運動エネルギー、電子の静止質量エネルギー=0.511MeV) であるが、シンチレーターのはほぼポリスチレンでできていて、そのポリスチレンは炭素と水素の化合物であるので、A と Z は以下の実効値を使用する。

$$Z_{\text{実効}} = \sum_i^L w_i Z_i \tag{A.2}$$

$$A_{\text{実効}} = Z_{\text{実効}}(\sum_i^L w_i \frac{Z_i}{A_i})^{-1} \tag{A.3}$$

炭素と水素の重量比は $0.9226{:}0.0774$ であるので、$A_{実効}$=5.613、$Z_{実効}$=10.439 となる。この値を TIO の式に代入し計算すると、$R = 2.44 \times 10^{-2}(kg/m^2)$ が得られる。

関連図書

[1] RICHARD C. FERNOW, Introduction to experimental particle physics

[2] Y.Yoshimura et al,Plastic scintillator produced by the injection-molding technique

[3] Yu. Kudenko and O. Mineev,Extruded grooved scintillator with WLS fiber readout

[4] ニコラス ツルファニディス著 阪井英次訳 放射線計測の理論と演習

[5] 石川友清編 放射線概論 発行-通商産業研究社

[6] T.INAGAKI et al,KEK Internal 96-13 Proposal of an Experiment at the KEK 12GeV Proton Shynchrotron Measurement of the $K_L^0 \Longrightarrow \pi^0\nu\overline{\nu}$

[7] A.P.Ivashkin et al, Scintillation ring hodoscope with WLS fiber readout

[8] T.INAGAKI and R.TAKASHIMA, Nuclear Instruments and Methods 201(1292)511-517 NEW TYPES OF PLASTIC SCINTILLATORS

[9] 山田勝美・森田正人・藤井昭彦共著 ベータ崩壊と弱い相互作用

[10] 浜松ホトニクス株式会社カタログ (1998), 光電子増倍管と関連商品

[11] KURARAY CO.,LTD ,SCITILLATION MATERIALS

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々から暖かい励ましと適切な御指導、御協力を頂きました。

加藤静吾教授、清水肇教授、吉田浩司講師、田島靖久助手、木梨徹 (元) 助手からは、高エネルギー物理学・実験物理学・測定器の知識をはじめ、多くのことを授かりました。毎日のように御指導をしてくださった吉田浩司講師、田島靖久助手には心から感謝します。両氏がいなければ、カロリメーターの開発は出来ませんでした。また、橋本朋之君、松村徹君、伊藤優子さん、千葉竜一君、三浦明夫君には実験の準備等を手伝って頂きました。

そして、高エネルギー加速器研究機構の稲垣隆雄氏、吉村喜男氏からは開発の機会を与えて頂き、そして様々な助言や援助を授かりました。

皆さん本当にありがとうございました。