

KOTO実験に用いる Inner Barrel 検出器の製作と 宇宙線ミューオンを用いた性能評価

大阪大学院 理学研究科物理学専攻
山中卓研究室 博士前期課程2年

豊田高士

February 10, 2014

概要

KOTO 実験は、茨城県東海村の大強度陽子加速器施設 J-PARC で行われる、中性 K 中間子の稀な崩壊モード「 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊」を探索する実験である。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で生成された π^0 は、すぐに2つの γ 線に崩壊する。一方、ニュートリノは本実験では観測できない。そこで、KOTO 実験では K_L の崩壊領域を検出器で覆い、終状態に「2つの γ 線以外の粒子が観測されない」ことを要求してシグナル事象の同定を行う。したがって、これらの検出器の検出効率を向上させることが、背景事象の削減につながる。

KOTO 実験では、 K_L の崩壊領域を覆う検出器として新たに γ 線検出器「Inner Barrel 検出器」を追加し、検出効率を向上させる予定である。Inner Barrel 検出器は、鉛とプラスチックシンチレータを積層した検出器であり、32 個のモジュールを組み合わせて円筒形にする。それぞれのモジュールは、プラスチックシンチレータに埋め込まれた 400 本の波長変換ファイバーを通じて光電子増倍管 (PMT) で読み出される。Inner Barrel 検出器は、より高い検出効率を実現するために 1 MeV のエネルギー損失に対して PMT で得られる光電子数が 5 個以上となることが要求される。

本研究の目的は、この要求を満たすように Inner Barrel 検出器を製作することである。PMT で得られる光電子数は、波長変換ファイバーの光量に大きく左右されるため、まず波長変換ファイバーの光量を測定した。その結果、波長変換ファイバーの光量はバッチによってばらつきがあり、課せられた光電子数の要求を満たさない波長変換ファイバーが存在することが分かった。そこで、「ポリマーライトガイドを使用し、要求を満たさない波長変換ファイバーの使用量を減らす」、「波長変換ファイバーの光量にもとづいて、すべてのシンチレータが光電子数の要求を満たすように波長変換ファイバーを組み合わせる」という対策を取り、一つ目のモジュールの製作を行った。製作したモジュールの獲得光電子数を宇宙線ミュオンを用いて測定した結果、1 MeV のエネルギー損失に対する獲得光電子数は 5.6 ± 0.2 個であり、Inner Barrel 検出器に課せられた要求を満たすことを確認した。また、製作した実機モジュールの基本性能として、実機モジュール中の光の減衰長、実機モジュール中の光の伝播速度、実機モジュールの時間分解能を宇宙線ミュオンを用いて測定した。

目次

第 1 章 序論	11
1.1 KOTO 実験で探る物理	11
1.1.1 CP 対称性の破れ	11
1.1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊	12
1.2 KOTO 実験	14
1.2.1 測定原理	14
1.2.2 背景事象	17
1.2.3 検出器	18
1.3 Inner Barrel 検出器の目的	22
1.3.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊による背景事象の削減	22
1.3.2 Inner Barrel 検出器の目的と基本設計	23
1.3.3 Inner Barrel 検出器に対する要求	27
1.4 本研究の目的	30
第 2 章 Inner Barrel 検出器	33
2.1 Inner Barrel 検出器の構造	33
2.2 Inner Barrel 検出器の γ 線検出原理	33
2.3 Inner Barrel 検出器の構成要素	35
2.3.1 プラスチックシンチレータ	35
2.3.2 波長変換ファイバー	37
2.3.3 ポリマーライトガイド	40
2.3.4 プリズム状光電面をもつ光電子増倍管	40
2.4 要求される性能を満たすために調べるべきこと	42
第 3 章 波長変換ファイバーの光量測定	43
3.1 波長変換ファイバーの光量の定義	43
3.2 LED を用いた波長変換ファイバーの光量測定	43
3.2.1 測定方法	44
3.2.2 測定精度の評価	46
3.3 波長変換ファイバーの相対光量のサンプリング測定	47
3.4 相対光量と獲得光電子数の関係	49

3.4.1	1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数	49
3.4.2	波長変換ファイバーの獲得光電子数の分布と、光量の要求を満たすための対策	53
第 4 章	ポリマーライトガイドの透過率測定	56
4.1	ポリマーライトガイドの透過率と波長変換ファイバーの透過率の比較方法	56
4.2	測定結果	58
4.3	ポリマーライトガイドを使用したときの獲得光電子数の分布	59
第 5 章	実機モジュールの製作	60
5.1	波長変換ファイバーの光量のばらつきを平均化する方法と各シンチレータでの獲得光電子数	60
5.1.1	波長変換ファイバーの光量のばらつきを平均化する方法	60
5.1.2	シンチレーション光の広がりを考慮した、シンチレータでの獲得光電子数の評価	61
5.2	実機モジュールの製作過程	66
5.2.1	シンチレータと波長変換ファイバーの接着	66
5.2.2	モジュールの組み立て	66
5.2.3	波長変換ファイバーとポリマーライトガイドの接続	68
5.2.4	波長変換ファイバー、およびポリマーライトガイドと PMT の接続	68
第 6 章	宇宙線ミュオンを用いた実機モジュールの性能評価試験	71
6.1	目的と評価項目	71
6.2	性能評価のためのセットアップ	72
第 7 章	実機モジュールの獲得光電子数の評価	76
7.1	実機モジュールの獲得光電子数の測定方法と測定結果	76
7.1.1	1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数の測定方法	76
7.1.2	測定結果	80
7.2	獲得光電子数の幅方向の入射位置による依存性の測定方法と測定結果	80
第 8 章	実機モジュールの基本性能の測定方法と結果	82
8.1	実機モジュール中の光の減衰長の測定方法と結果	82
8.2	実機モジュール中の光の伝播速度の測定方法と結果	84
8.3	モジュールの時間分解能と獲得光電子数の相関関数の測定方法と結果	86
8.3.1	実機モジュールの時間分解能の測定方法	86

8.3.2 実機モジュールの時間分解能と獲得光電子数の相関関数の測定 結果	90
第9章 今後の課題	91
第10章 結論	95

目次

1.1	$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラム	13
1.2	モンテカルロシミュレーションで得た、シグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で生成された π^0 の横方向運動量の大きさと、再構成された位置の分布 [2]。グラフの横軸が再構成された位置、縦軸が π^0 の横方向運動量の大きさである。	15
1.3	KOTO 実験で用いる検出器とシグナル事象の概念図。	16
1.4	KOTO 実験における検出器群	18
1.5	CsI 電磁カロリメータの断面図。青で表示した領域は $5 \times 5 \times 50 \text{ cm}^3$ の CsI 結晶、赤で表示した領域は $2.5 \times 2.5 \times 50 \text{ cm}^3$ の CsI 結晶で構成される。中心の白色で表示した領域は、 K_L ビームを下流へ通すためのビームホール。	19
1.6	Main Barrel 検出器の全体像	21
1.7	Main Barrel 検出器を構成するモジュールの断面図。	21
1.8	Main Barrel 検出器に入射する、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊で生成された π^0 由来の γ 線のエネルギー分布。このエネルギー分布は、モンテカルロシミュレーションで見積もったものである。	23
1.9	入射した γ 線が光核反応を起こしたときの、鉛-シンチレータ積層型サンプリングカロリメータで観測されるエネルギー損失の分布 [7]。この実験で使用されたサンプリングカロリメータは、厚さ 1 mm の鉛と厚さ 3 mm のプラスチックシンチレータを交互に重ね合わせたもので、全体の厚みは 350mm である。 E_γ は入射した γ 線のエネルギー、 E_{cal} はサンプリングカロリメータで観測されたエネルギー損失を表す。図中の白 (黄色) のヒストグラムは、光核反応によって放出された中性子が 1 個以上 (2 個以上) 観測された事象の E_{cal} の分布を示す。	24
1.10	Main Barrel 検出器および Inner Barrel 検出器の断面図。	25
1.11	Inner Barrel 検出器が設置される位置の模式図。	25
1.12	Inner Barrel 検出器のエネルギー閾値と、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊による背景事象数の関係 [8]。	27
1.13	$\bar{N} = 4$ のときの $P(N, \bar{N})$ の分布。0.5 MeV のエネルギー閾値は、獲得光電子数が二個以上であることに相当し、灰色の網掛けで覆われた部分がエネルギー閾値を超えず、不感となる事象である。	29

1.14	1 MeV のエネルギー損失に対する獲得光電子数の平均値 \bar{N} と、0.5 MeV のエネルギー閾値に対する統計的ふらつきによる不感率の関係。	29
1.15	Inner Barrel 検出器のための PMT が設置される位置。上流側と下流側にそれぞれ一つずつ PMT が設置され、読み出し距離は最大で 5 m となる。WLS fiber は波長変換ファイバーの略。	30
1.16	PMT の読み出し距離が 5 m である場合の、1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数 [p.e./MeV] と、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ による背景事象数の関係 [9]。図中の赤点は、獲得光電子数によるふらつきがない場合の背景事象数を表している。	31
2.1	Inner Barrel 検出器のモジュールの断面図。	34
2.2	Inner Barrel 検出器のモジュールの全体像。	34
2.3	Inner Barrel 検出器に入射した γ 線が、電磁シャワーを起こした場合の、 γ 線が検出されるまでの過程。	36
2.4	Inner Barrel 検出器に用いるプラスチックシンチレータの断面図。	36
2.5	Inner Barrel 検出器に用いるプラスチックシンチレータの発光波長スペクトラム。このスペクトラムは日立製作所製の分光蛍光光度計 F4500 を用いて測定された。	37
2.6	波長変換ファイバー BCF-92 の断面図。左がクラッドが一層のみある single clad タイプ。右がクラッドが二層ある double clad タイプ。 [15]	38
2.7	波長変換ファイバー BCF-92 の吸収・発光波長スペクトラム [15]。 . . .	38
2.8	BCF-92 とその他の一般的な波長変換ファイバーの、発光の時間推移 [13]。	39
2.9	(a) 光電面にはプリズム加工が施されている R329-EGPX。 (b) 光電面にプリズム加工が施されていない R329。 (c) R329-EGPX の光電面に施されたプリズム加工の構造 [11]。	41
2.10	R329(丸点)、R329-EG(四角点)、R329-EGPX(三角点) の、各波長に対する量子効率の比較 [11]	41
3.1	波長変換ファイバーの光量測定のためのセットアップの概略図。	44
3.2	LED 光照射器。波長変換ファイバーを図中の板 A と板 B の間の溝に挿入し、波長変換ファイバーに LED 光を照射する。また、LED の発光出力をモニターするための光ファイバーは LED を上からのぞくように空けられた穴に埋め込む。	45
3.3	波長変換ファイバーと PMT の接続の概略図。波長変換ファイバーは、厚さ 10 mm のポリエチレン製のディスクに空けられた直径 1.5 mm の穴に差し込む。	45
3.4	PMT① と PMT② の ADC カウントの分布を、ガウシアンでフィットした結果。	45

3.5	同一の波長変換ファイバーに対して、LED に印加する電圧を変えて LED の発光量を変え、PMT① と PMT② で測定した光の強度の相関。	46
3.6	同一の波長変換ファイバーを、PMT①、および LED 光照射器へのセッティングも含めて 60 回測定したときの、相対光量値の分布。	47
3.7	同一のバッチである 47 本の波長変換ファイバーの相対光量分布。	48
3.8	152 個のバッチからそれぞれ一本ずつ切り出した各波長変換ファイバーの相対光量を測定し、各バッチごとの波長変換ファイバーの長さから予測した相対光量の分布。	49
3.9	宇宙線ミュオンエネルギー損失スペクトラムを測定するためのセットアップ。	51
3.10	接着剤でたばね、研磨した波長変換ファイバー。磨かれた面と PMT の間にシリコンクッキーをはさんで接続した。	51
3.11	図 3.9 に示したセットアップで取得したテスト用シンチレータの ADC カウントの分布。190 ADC counts 付近にあるピークはペDESTAL。250 ~1200 ADC counts に広がるカーブが MIP ピークである。	52
3.12	微弱な LED 光を PMT に照射したときの ADC カウントの分布。230 ADC counts を中心とするピークが、光電子一個の出力に相当する。また、図中の赤の網掛け部分は、LED 光が照射されていないタイミングで取得された ADC カウントの分布であり、ペDESTAL に対応する。	53
3.13	シミュレーションで得られた、テスト用シンチレータでのエネルギー損失の分布。	54
3.14	相対光量と獲得光電子数が比例関係にあることを仮定した場合の、すべての波長変換ファイバーの獲得光電子数の分布。	55
4.1	テスト用シンチレータへの ^{90}Sr 線源によるエネルギー損失のスペクトラムを測定したセットアップ。図中のセットアップ A は波長変換ファイバーのみで読み出す場合のセットアップ。セットアップ B は 2 m のポリマーライトガイドを用いて読み出す場合のセットアップである。	57
4.2	波長変換ファイバーとポリマーライトガイドの接続部。両者の間にシリコンクッキーをはさみ、治具を用いてネジで押しえつけている。	57
4.3	セットアップ A、B で得たそれぞれの ADC カウントの分布。160~170ADC counts にあるピークがペDESTAL。200~1000ADC counts に広がるピークが ^{90}Sr 線源によるテスト用シンチレータへのエネルギー損失のスペクトラムである。	58
4.4	ポリマーライトガイドを使用した場合の波長変換ファイバーの獲得光電子数の分布 (青のヒストグラム)。赤の点線はポリマーライトガイドを使わない場合の獲得光電子数分布。	59

5.1	波長変換ファイバーを各バッチの光量にしたがって、シンチレータへの組み合わせの決め方。	61
5.2	光量の大きい波長変換ファイバーと光量の小さい波長変換ファイバーを組み合わせる対策を行った場合の各シンチレータでの獲得光電子数(青色のヒストグラム)。赤のヒストグラムは、ポリマーライトガイドは使用するが、この対策は行わない場合の各シンチレータでの獲得光電子数。	62
5.3	獲得光電子数が最大となる場合と最小となる場合を示した図。光量の大きい波長変換ファイバー付近に粒子が入射したときは獲得光電子数は大きく、逆に光量の小さい波長変換ファイバー付近に粒子が入射したときは獲得光電子数は小さくなる。	62
5.4	シンチレーション光の広がり的大小を測定したセットアップ。PMT①で波長変換ファイバーを一本ずつ個別に読み出す。	64
5.5	18本すべての波長変換ファイバーの出力の和に対する各波長変換ファイバーの出力比 f_i 。	64
5.6	獲得光電子数が最小となる場合の各シンチレータの獲得光電子数 N_{min} の分布(青のヒストグラム)。赤のヒストグラムはポリマーライトガイドを使用せずに、5.1.1節でのべた組み合わせ方で波長変換ファイバーを各シンチレータに接着したときの、獲得光電子数が最小となる場合の各シンチレータの獲得光電子数 N_{min} の分布。	65
5.7	接着剤の塗布に用いた自動ステージとディスペンサー。	67
5.8	シンチレータの上に張った波長変換ファイバー。図の右にあるロールを降ろして波長変換ファイバーをシンチレータの溝に沈める。	67
5.9	積層したシンチレータと鉛板をステンレスのバンドで縛ってモジュール化した様子。	67
5.10	波長変換ファイバーをアクリル製のリングに束ねた様子。図中のリングは内径 13 mm のものである。	68
5.11	波長変換ファイバーとポリマーライトガイドの接続の概略図。図中のネジ状になっている治具を回転させることによって、両者を押し付けた。	69
5.12	下流側にのびたすべての波長変換ファイバーをポリマーライトガイドに接続した様子。	69
5.13	PMT に接続する波長変換ファイバー(左)とポリマーライトガイド(右)。直径 42 mm のアクリル製の筒にまとめて接着し端面を研磨した。	70
5.14	波長変換ファイバー、およびポリマーライトガイドと PMT の接続の概略図。PMT を固定する台に空けられたネジ穴にアクリル製の筒ごと固定した。	70

6.1	評価項目 1、3、4、5 のためのセットアップの概略図。	73
6.2	トリガー地点 A で宇宙線ミューオンが実機モジュールを貫通した事象の、FADC で記録された PMT の出力波形。図は FADC でデータを取り始めてから 130~200 ns の記録点を示している。	75
6.3	評価項目 2 のためのセットアップ。各トリガーカウンターは、トリガーカウンターの z 方向の中心が $z=105$ cm となるように設置した。 . . .	75
7.1	図 6.1 のセットアップで得た PMT② の Integrated ADC の値の分布。1000~4000 Integrated ADC counts に広がるピークが MIP ピークである。図中の赤線は MIP ピークをフィットした、ランダウ関数をガウシアンで畳み込んだ関数。	77
7.2	PMT② に 2500 V の電圧をかけ、LED を微弱に PMT に照射したときの Integrated ADC カウントの分布。図中の赤線は式 7.1 に示した関数でフィットした結果である。	78
7.3	一定の大きさの LED 光を PMT② に照射し、印加電圧を変えたときの PMT② の出力。図中の赤線は式 7.2 に示した関数でフィットした結果である。	79
7.4	シミュレーションで得られた、実機モジュールでのエネルギー損失の分布。図中の赤線は、ランダウ関数でフィットした結果である。 . . .	80
7.5	PMT①(赤点) と PMT②(青点) それぞれについて、領域 c の MIP_{meas} の大きさを規格化した各領域での MIP_{meas} の値。各点は x の値が小さい順に領域 a、b、c、d、e での出力に対応する。	81
8.1	図 3.1 に示したセットアップで測定した、波長変換ファイバー単体の相対光量と読み出し距離の相関。図中の赤線は式 8.1 に示した関数でフィットした結果である。	83
8.2	図 6.1 のセットアップで得た PMT①(赤点) と PMT②(青点) の 1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数と読み出し距離の相関。図中の点線は式 8.1 に示した関数 $f_a(d)$ でフィットした結果である。	83
8.3	読み出し時刻の決定方法の概略図。図中の黒点が FADC で記録された波形点を、赤線がもっとも ADC カウントが大きい点の波高の 1/2 の高さを表す。	84
8.4	トリガー地点 A で宇宙線ミューオンが実機モジュールを貫通した事象の、PMT① と PMT② の読み出し時刻の差 $t_2 - t_1$ の分布。この分布をガウシアンでフィットして得た平均値を PMT① と PMT② の読み出し時刻の差としてモジュール中の光の伝播速度の測定に用いた。 .	85
8.5	PMT① と PMT② の読み出し時刻の差と、読み出し距離の差 $d_2 - d_1$ の関係。図中の赤線がモジュール中の光の伝播速度を求めるために各点をフィットした一次関数である。	85

8.6	トリガー地点 A で宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通した事象における T_2 の分布。図中の赤線は、 σ_{T_2} を求めるためにフィットしたガウシアンを表す。	87
8.7	トリガー地点 A での上下のトリガーカウンターの読み出し時刻の差 $t_u - t_d$ の分布。図中の赤線は、 $\sigma_{t_u - t_d}$ を求めるためにフィットしたガウシアンを表す。	88
8.8	シミュレーションにおける、宇宙線ミュオンが実機モジュールに入射した位置の決定方法。図中の点線が実機モジュールの半分の厚みとなる面を、赤点が宇宙線ミュオンの入射位置を表している。	89
8.9	粒子の入射位置の z 方向の広がりによる、PMT① および PMT② の読み出し時刻のばらつき。この分布の RMS の値を $\sigma_{t_{pos}}$ として用いた。	89
8.10	各トリガー地点での時間分解能 σ_1, σ_2 と、PMT①、PMT②それぞれの獲得光電子数の相関。赤点(青点)が時間分解能 $\sigma_1(\sigma_2)$ と PMT①(PMT②)での獲得光電子数の相関を表す。図中の赤線は、図の各点を式 8.6 に示した関数 $\sigma(N)$ でフィットした結果である。	90
9.1	シグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊において back-splash が起きた場合の概略図。図中の青色の矢印は back-splash による粒子が Inner Barrel 検出器に入射する様子を表す。	92
9.2	モンテカルロシミュレーションで得た、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊において CsI 電磁カロリメータに二つの γ 線が入射した事象の $t_{MB} - t_{CsI}$ と z_{MB} の相関。	93
9.3	モンテカルロシミュレーションで得た、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊において CsI 電磁カロリメータに二つの γ 線が入射した事象の $t_{MB} - t_{CsI}$ と z_{MB} の相関。	93
9.4	$E_{dep} = 1, 10, 100$ MeV それぞれの場合の z_{pos} と $\sigma_{z_{pos}}$ の相関関数。図中の緑、青、赤の線がそれぞれ $E_{dep} = 1, 10, 100$ MeV の場合の相関関数を表す。	94

表 目 次

1.1	K_L の主な崩壊モードとシグナル事象の崩壊分岐比	17
1.2	KOTO 実験における Veto 検出器	20
2.1	BCF-92 とその他の一般的な波長変換ファイバーの、発光の減衰時間 [13]。	39
4.1	セットアップ A およびセットアップ B での PMT の出力の大きさ . . .	58
6.1	各トリガー地点での読み出し距離 d_1 、 d_2 と、読み出し距離の差 $d_2 - d_1$	74

第1章 序論

この章では、中性K中間子の稀な崩壊モード $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索する KOTO 実験の概要と、本研究の目的を述べる。

1.1 KOTO 実験で探る物理

KOTO 実験は、CP 対称性を破る $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索する実験である。この崩壊モードの崩壊分岐比を測定することによって、CP 対称性の破れの大きさの精密な測定と、標準理論を超える新しい物理の探索を行うことができる。この節では、この $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の物理的背景について述べる。

1.1.1 CP 対称性の破れ

素粒子物理学において、粒子・反粒子に対して荷電共役変換 C とパリティ変換 P を同時に行う変換を CP 変換と呼ぶ。CP 変換は粒子と反粒子の変換を意味し、CP 対称性が保存するならば、粒子と反粒子に対して、物理法則は同じようにはたらく。

現在、K 中間子系と B 中間子系では、CP 対称性が破れていることが分かっている。この CP 対称性の破れは、素粒子の標準理論において、弱い相互作用におけるクォークフレーバーの混合を表す CKM 行列の複素成分によって説明される。

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

CKM 行列を Wolfenstein によるパラメータ [1] で書くと

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

と表され、 η が CP 対称性の破れの大きさを表すパラメータとなっている。

1.1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊

この節では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索する目的を述べる。そのために、中性 K 中間子の説明と、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の物理について述べる。

中性 K 中間子

中性 K 中間子には、 \bar{s} クォークと d クォークからなる K^0 中間子と、 s クォークと \bar{d} クォークからなる \bar{K}^0 中間子がある。

中性 K 中間子の CP 固有状態は、これらの線形結合として次のように K_1 、 K_2 と表せる。

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0) : CP \text{ 固有値} = +1$$
$$K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) : CP \text{ 固有値} = -1$$

K_1 、 K_2 の CP 固有値はそれぞれ $+1$ 、 -1 であるので、CP 対称性が保存されるならば、 K_1 が崩壊した場合の終状態は CP 固有値が $+1$ 、 K_2 が崩壊した場合の終状態は CP 固有値が -1 となる。また、 K_1 の寿命は 0.9×10^{-10} 秒、 K_2 の寿命は 5.2×10^{-8} 秒であり、 K_2 の寿命は K_1 の寿命に比べて 500 倍長い。

しかし、1964 年に Fitch と Cronin らが行った実験によって、CP の固有値が -1 であるはずの長い寿命をもつ中性 K 中間子が、CP 固有状態が $+1$ である終状態 $\pi^+ \pi^-$ に崩壊する事象が観測され、CP 対称性が破れていることが分かった。この CP 対称性の破れは、長い寿命をもつ中性 K 中間子が純粋な K_2 ではなく、CP 固有値が $+1$ である K_1 がわずかに混じっていることによって説明される。長い寿命をもつ中性 K 中間子 K_L の振幅は、 K_1 のわずかな混合の大きさ ϵ を用いて、

$$|K_L \rangle = \frac{1}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}} (|K_2 \rangle + \epsilon |K_1 \rangle) \quad (1.3)$$

と表せる。

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の物理

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊は、CP 固有値がほぼ -1 の K_L が CP 固有値 $+1$ の終状態に崩壊する、CP 対称性を破る崩壊モードである。標準理論における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラムを図 1.1 に示す。

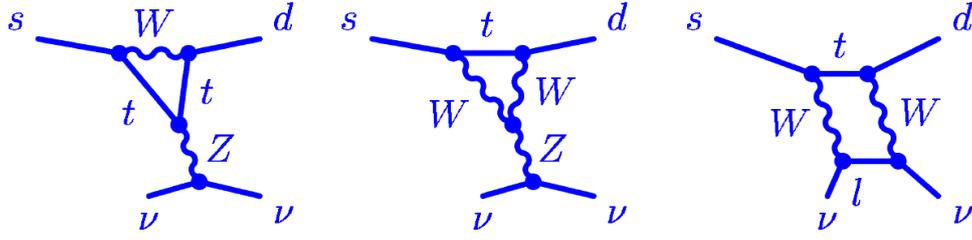


図 1.1: $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のファインマンダイアグラム

この崩壊分岐比は式 1.1 の行列要素と式 1.2 のパラメータを用いて、

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.20 \pm 0.07) \times 10^{-10} \left(\frac{\lambda}{0.2248} \right)^8 \left[\frac{Im(V_{ts}^* V_{td})}{\lambda^5} X(x_t) \right]^2 \quad (1.4)$$

と表される [2]。ここで $Im(V_{ts}^* V_{td}) = -A^2 \lambda^5 \eta$ であるので、1.4 式から $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比は η の二乗に比例する。したがって、この崩壊分岐比を測定すれば、CP 対称性の破れの大きさを表すパラメータ η を決定でき、標準理論によるこの崩壊分岐比の大きさは $Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (2.43_{-0.37}^{+0.40} \pm 0.06) \times 10^{-11}$ (ただし、誤差の第一項は代入されるパラメータの誤差¹、第二項は理論的不定性による誤差である) と予想されている [3]。

この崩壊の特徴は、崩壊分岐比の理論的不定性が 2% と小さいことである。これは

- $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊のハドロン行列要素が、実験的に良く知られた $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ 崩壊の崩壊分岐比の測定値によって決定できる
- 崩壊の途中に質量の大きい t クォークや W ボソン、 Z ボソンを媒介するため、QCD の結合定数を摂動的によく近似できる

からである。つまり、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比は標準理論を表す精度の良い「ものさし」となる。したがって、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比を測定すれば、標準理論の精密な検証を行うことができる。

また、もし標準理論以外の、CP 対称性を破る新たな機構が存在するならば、この崩壊分岐比は予測値と異なった値となる。ゆえに、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比の予測値と測定値を比較することにより、標準理論を超えた物理の探索を行うことができる。

現在、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の崩壊分岐比は、KEK E391a 実験により上限値

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 2.6 \times 10^{-8} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

¹このパラメータの誤差は、主に V_{cb} 、 η 、トップクォークの質量 m_t の誤差によるものである。それぞれの誤差の寄与は V_{cb} の誤差が 54%、 η の誤差が 39%、 m_t の誤差が 6% である。

が与えられている [4]。この他に、 $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比の測定値 [5] を用いて、アイソスピン対称性を仮定した理論的な上限値 [6]

$$Br(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 1.46 \times 10^{-9} \text{ (90\% C.L.)}$$

も与えられているが、標準理論による予測値より 2 ケタほど大きく、標準理論を超える物理が存在する可能性が残されている。

1.2 KOTO 実験

1.1.2 節で述べた $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索するため、茨城県東海村にある大強度陽子加速器施設 J-PARC において、KOTO 実験を行っている。この節では、KOTO 実験の測定原理と検出器について説明する。

1.2.1 測定原理

KOTO 実験では、「Step 1」として 8.0×10^{-12} の感度で、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を探索する。この目的を達成するためには、

- 7.3×10^{13} 個の K_L 中間子を生成し、
- シグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊を同定する

ことが必要である。

以下で、それぞれの方法について述べる。

J-PARC K_L ビームライン

J-PARC には、メインリング加速器と呼ばれる、周長 1600 m の陽子シンクロトロン加速器があり、30 GeV の陽子ビームを供給することができる。KOTO 実験では、J-PARC のメインリング加速器で加速された 30 GeV の陽子ビームをターゲットに衝突させて生成される、 K_L ビームを用いる。

この K_L ビームは、陽子ビームとターゲットの衝突で生成された 2 次粒子から、陽子ビームに対して 16° 方向に生成されたものをコリメータでターゲットからの立体角が $9 \mu\text{sr}$ になるようにしぼって取り出された後、電磁石によって荷電粒子を取り除いて作られる。メインリング加速器の設計値では、 K_L ビームは 3.3 秒の時間間隔で、0.7 秒かけて取り出される。この 0.7 秒の間に取り出されるビームをスピルと呼び、陽子ビームの強度が 330 kW となったとき、1 スピルあたりビームラインの終端部で 8.1×10^6 個の K_L が得られる。

シグナル事象の同定方法

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊では、一つの π^0 と二つのニュートリノが K_L の崩壊によって生成される。 π^0 は生成された後すぐに二つの γ 線に崩壊する。一方、ニュートリノは本実験の検出器では観測されない。したがって、KOTO 実験におけるシグナル事象の終状態では、 π^0 由来の二つの γ 線のみが観測される。

終状態で観測される粒子が二つの γ 線のみとなる K_L の崩壊モードは、シグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の他に、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊がある。これら二つの崩壊モードは、「終状態で二つの γ 線のみが観測された」という情報だけでは区別することはできない。そこで、これらの崩壊モードを、二つの γ 線のビーム軸に垂直な方向の運動量 (横方向運動量) の和の大きさによって区別する。シグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ は、終状態にニュートリノを含むため、この崩壊で生成される π^0 の横方向運動量は図 1.2 に示すように、比較的高い値を持つ。

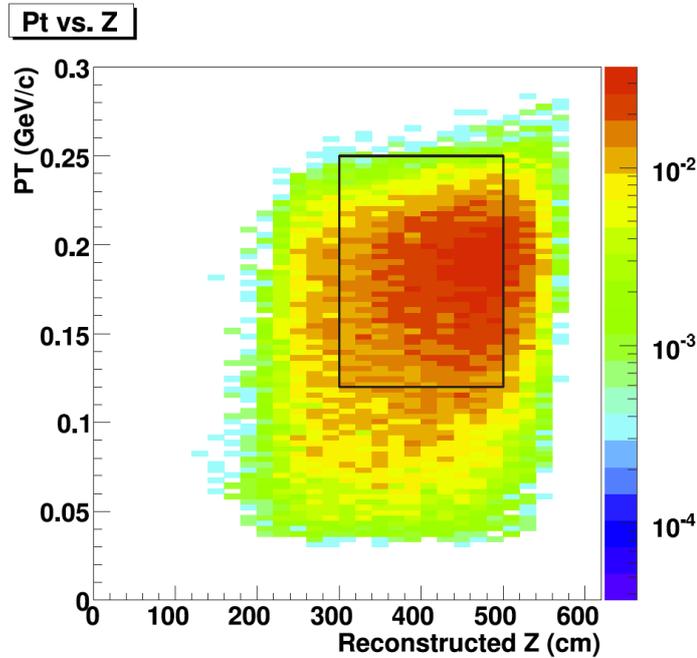


図 1.2: モンテカルロシミュレーションで得た、シグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で生成された π^0 の横方向運動量の大きさと、再構成された位置の分布 [2]。グラフの横軸が再構成された位置、縦軸が π^0 の横方向運動量の大きさである。

一方、 $K_L \rightarrow 2\gamma$ 崩壊は二体崩壊であるため、 K_L ビームがビーム軸に対して完全に平行であれば、この崩壊モードで生成された二つの γ 線の横方向運動量の和の大きさはゼロである。実際には、 K_L ビームが有限の大きさを持つために、この二つの

γ 線の横方向運動量の和の大きさは完全にゼロにはならないが、シグナル事象により生成される π^0 の横方向運動量の大きさよりも十分に低い値となる。

以上のことから、KOTO実験では、得られた K_L 崩壊事象に対して次の2つの条件

条件1： 終状態に、二つの γ 線以外の粒子が観測されない

条件2： 終状態の二つの γ 線が、高い横方向運動量をもった π^0 に由来する

を課すことによって、シグナル事象の同定を行う。

条件1を課すため、図1.3に示すように K_L の崩壊領域の周りを覆うように検出器を設置する。これらの検出器が何も粒子を検出せず²、かつ K_L ビームの下流に設置された、CsI結晶で構成されるCsI電磁カロリメータで二つの γ 線が検出された事象を選択する。

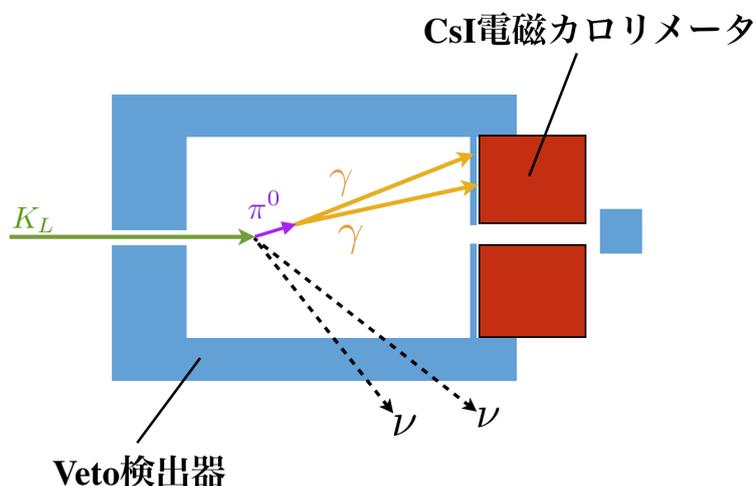


図 1.3: KOTO 実験で用いる検出器とシグナル事象の概念図。

また、条件2に関する情報として、 π^0 の崩壊位置と π^0 の横方向運動量を、二つの γ 線から再構成する。そのために、二つの γ 線のエネルギーと入射位置を、図1.3に示したCsI電磁カロリメータで測定する。「二つの γ 線から再構成した質量が π^0 の質量となる」と「 π^0 がビーム軸上で崩壊する」ことを仮定すると、 π^0 崩壊位置が決まる。さらに、この崩壊位置とCsI電磁カロリメータ上での入射位置から、ビーム軸に対する γ 線の角度を求め、 π^0 の横方向運動量を再構成する。以上の手順で得られた π^0 の崩壊位置と π^0 の横方向運動量に対し、「 π^0 崩壊位置が崩壊領域にあり、かつ π^0 の横方向運動量が120 MeV/c以上である」事象を選択することによって、条件2を要求する。

²本論文では以後、「検出器が粒子を検出した事象を排除する」ことを「Vetoする」と呼称し、そのための検出器を「Veto検出器」と呼ぶ。

1.2.2 背景事象

KOTO 実験における背景事象は、1.2.1 節で示したシグナル同定条件を満たす、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊以外の事象である。背景事象には、主に以下の2種類がある。

K_L の崩壊による背景事象

表 1.1 に K_L の主な崩壊モードとその分岐比を示す。 K_L の崩壊による背景事象は、シグナル事象以外の崩壊モードで生成された粒子を veto 検出器が検出し損ね、終状態があたかも「 π^0 由来の2つの γ 線のみ」に見えてしまうことで起こる。したがって、終状態に π^0 を含む $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊や $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊が背景事象の起源となる。ただし、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ 崩壊は、終状態に六個の γ 線を含むため、終状態が二つの γ 線のみに見える確率は低く、問題にならない。また、 $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊では、 π^+ と π^- を検出し損ねても、再構成される π^0 の横方向運動量は、シグナル事象で再構成される π^0 に比べて小さい。そのため、この崩壊モードによる背景事象は、横方向運動量に対する要求によっても落とすことができる。

表 1.1: K_L の主な崩壊モードとシグナル事象の崩壊分岐比

崩壊モード	崩壊分岐比
$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$	$40.55 \pm 0.11 \%$
$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$	$27.04 \pm 0.07 \%$
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$19.52 \pm 0.12 \%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$12.54 \pm 0.05 \%$
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(1.967 \pm 0.010) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$(8.64 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \gamma \gamma$	$(5.47 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$(2.43_{-0.37}^{+0.40} \pm 0.06) \times 10^{-11}$

$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊による背景事象は、終状態の二つの π^0 の崩壊によってできる四つの γ 線のうち、二つの γ 線を検出し損ねることによって起こる。二つある π^0 のうち、一つの π^0 から生成された二つの γ 線を検出し損ね、もう一方の π^0 から生成された二つの γ 線を CsI 電磁カロリメータで検出した場合、 π^0 が正しく再構成される。この過程で再構成された π^0 の横方向運動量は、シグナル事象で再構成される π^0 の横方向運動量と似た分布となってしまう。したがって、この背景事象を抑制するためには検出効率の高い veto 検出器が必要である。

ビーム中の中性子による背景事象

ビーム中の中性子による背景事象とは、ビーム中の中性子とビーム周りの検出器などの相互作用によって生成される π^0 による背景事象である。ここで生成された π^0 の崩壊による二つの γ 線が CsI 電磁カロリメータで検出されると、背景事象の原因となる。

1.2.3 検出器

ここでは、KOTO 実験に用いる検出器群の概要を簡単に述べた後、本研究と密接に関係する Main Barrel 検出器について詳しく述べる。

KOTO 実験に用いる検出器群の概要

図 1.4 に、KOTO 実験で用いる検出器の全体像を示す。KOTO 実験における検出器は、CsI 電磁カロリメータと Veto 検出器の、二つに大別される。 K_L ビーム中に存在する中性子が、空気と相互作用して π^0 を生成し、背景事象となることを防ぐため、これらの検出器はほとんどが真空容器内に設置される。ただし、図 1.4 において CC05 よりもビーム下流側に存在するものは大気中に設置される。

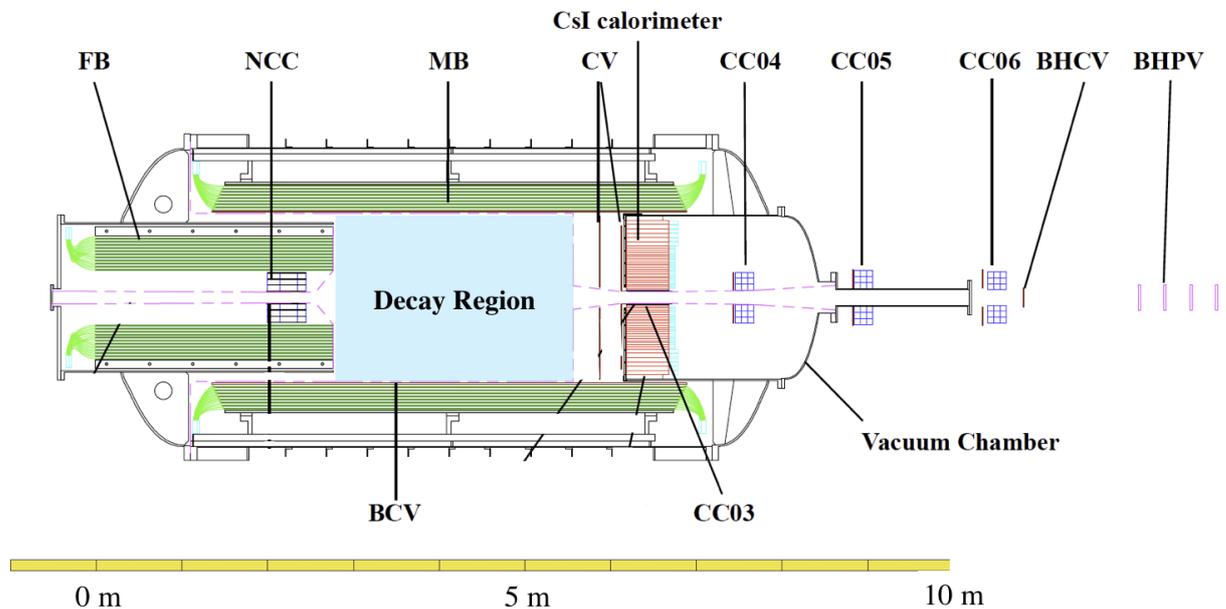


図 1.4: KOTO 実験における検出器群

CsI 電磁カロリメータは、 $5 \times 5 \times 50 \text{ cm}^3$ と $2.5 \times 2.5 \times 50 \text{ cm}^3$ の CsI 結晶を図 1.5 のように積み上げて直径 1.9 m の円筒形にした電磁カロリメータである。この電磁

カロリメータは、 γ 線による電磁シャワーを観測して、 γ 線のエネルギーと入射位置を測定する。CsI電磁カロリメータの特徴としては、

- 小さいCsI結晶で電磁カロリメータを構成することによって、 γ 線の入射位置を測定できること
- $27 X_0$ に相当する長さ50 cmのCsI結晶を使用することによって、 γ に対する不感率を下げ、かつ電磁シャワーの漏れを小さくし、高いエネルギー分解能を実現できること

の2つが上げられる。

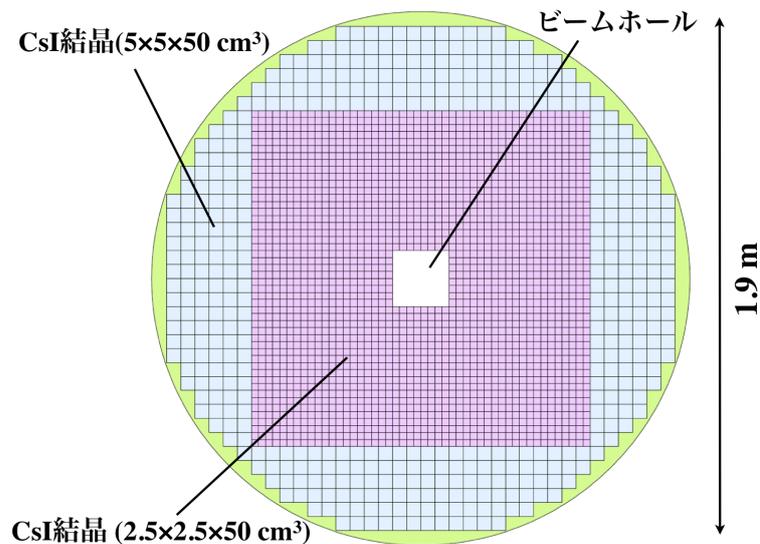


図 1.5: CsI電磁カロリメータの断面図。青で表示した領域は $5 \times 5 \times 50 \text{ cm}^3$ のCsI結晶、赤で表示した領域は $2.5 \times 2.5 \times 50 \text{ cm}^3$ のCsI結晶で構成される。中心の白色で表示した領域は、 K_L ビームを下流へ通すためのビームホール。

Veto検出器は、 K_L 崩壊の終状態に二つの γ 線以外の粒子が存在しないことを要求するための検出器であり、その目的によって次の三つの種類に分けられる。

- I型**：崩壊領域を覆って、 K_L 崩壊により生成される粒子を検出するもの
- II型**：崩壊領域よりビーム上流側で崩壊した K_L 由来の粒子を検出するもの
- III型**：図 1.5で示したビームホールを通過して、崩壊領域からビーム下流側へ出て行く粒子を検出するためのもの

表 1.2に、図 1.4中のそれぞれのVeto検出器の種類と、検出する対象の粒子についてまとめた。これらの検出器に共通して要求されることは、背景事象を減らすために、検出するべき粒子に対する不感率が小さいことである。

表 1.2: KOTO 実験における Veto 検出器

検出器名	種類	検出粒子
Charged Veto (CV)	I 型	荷電粒子
Main Barrel (MB)	I 型	γ
Barrel Charged Veto (BCV)	I 型	荷電粒子
Front Barrel (FB)	II 型	γ
Neutron Color Counter (NCC)	II 型	γ
Collar Counter 04 (CC04)	III 型	γ
Collar Counter 05 (CC05)	III 型	γ
Collar Counter 06 (CC06)	III 型	γ
Beam Hole Charged Veto (BHCV)	III 型	荷電粒子
Beam Hole Photon Veto (BHPV)	III 型	γ

Main Barrel 検出器

Main Barrel 検出器は、崩壊領域の側面を円筒形に覆って、 K_L 崩壊によって生成される γ 線を検出するための検出器である。Main Barrel 検出器は 32 個のモジュールを図 1.6 のように組み上げて、外径 2.8 m、内径 2.0 m、長さ 5.5 m の円筒形を形成する。

各モジュールは図 1.7 に示すように、45 枚の 5 mm 厚プラスチックシンチレータと 45 枚の鉛板を交互に積層したサンプリング-カロリメータである。鉛板の厚みは内側 15 層がそれぞれ 1 mm、外側 30 層がそれぞれ 2 mm であり、内側 15 層を「inner-module」、外側 30 層を「outer-module」と呼ぶ。inner-module と outer-module をあわせた厚みは、317.9 mm であり、 $13.5X_0$ に相当する。

Main Barrel 検出器では、プラスチックシンチレータに波長変換ファイバーが埋め込まれており、プラスチックシンチレータのシンチレーション光を波長変換ファイバーが吸収する。シンチレーション光を吸収した波長変換ファイバーは、シンチレーション光の波長と異なる波長の光を発生し、光電子増倍管まで光を導く。波長変換ファイバーはモジュール両端に設置された光電子増倍管に接続されており、この光を光電子増倍管で読み出すことによって、Main Barrel 検出器は γ 線を検出する。波長変換ファイバーの減衰長は 450 cm と、プラスチックシンチレータの減衰長 45 cm に比べて長いので、プラスチックシンチレータを直接読み出す場合に比べて、シンチレーション光を効率よく光電子増倍管へ導くことができる。

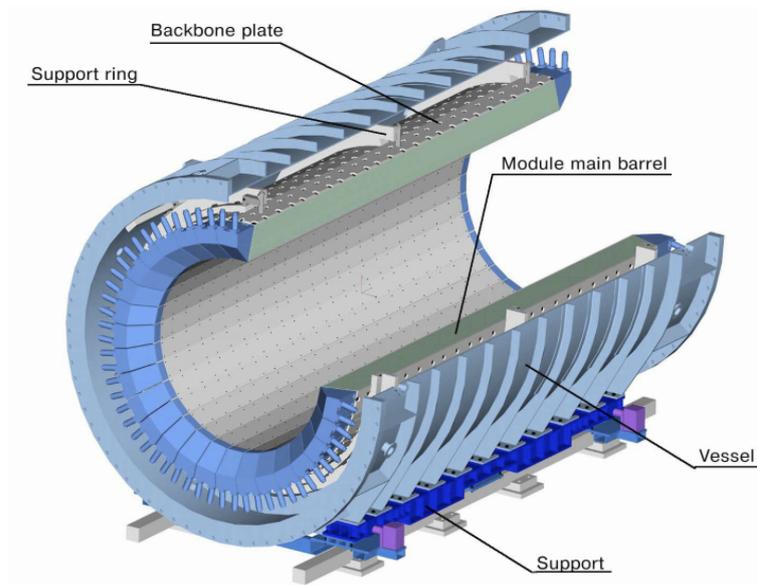


図 1.6: Main Barrel 検出器の全体像

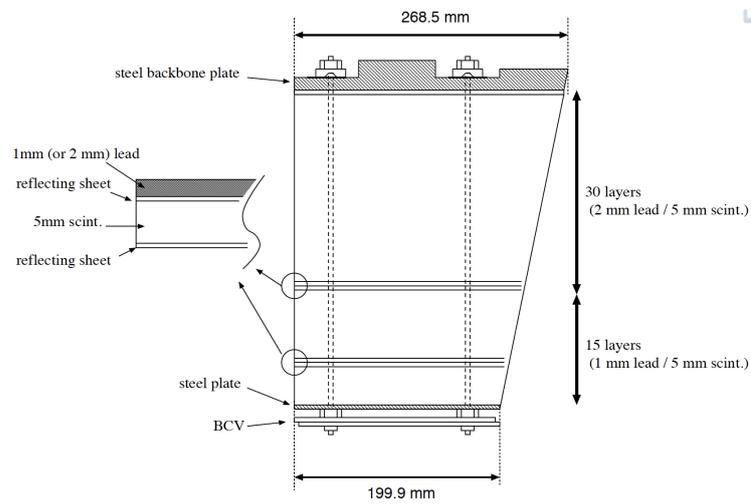


図 1.7: Main Barrel 検出器を構成するモジュールの断面図。

1.3 Inner Barrel 検出器の目的

KOTO 実験では、Veto 検出器として新たに Inner Barrel 検出器を設置する。Inner Barrel 検出器の目的は、 K_L の崩壊によって生成された γ 線を veto して、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊による背景事象を削減することである。この節では、Inner Barrel 検出器の基本的な設計概念と、Inner Barrel 検出器に課せられる要求について述べる。

1.3.1 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊による背景事象の削減

1.2.2 節で述べたように、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊による背景事象を抑制するためには、veto 検出器の検出効率を高くすることが重要である。そして、この背景事象数はすべての veto 検出器のうち、Main Barrel 検出器の検出効率にもっとも依存することが分かっている。したがって、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊による背景事象を効率よく抑制するためには、Main Barrel 検出器が覆う領域の γ 線に対する検出効率を高くする必要がある。

Main Barrel 検出器に入射する、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊で生成された π^0 由来の γ 線のエネルギー分布を図 1.8 に示す。図 1.8 に示すように、Main Barrel 検出器が検出すべき γ 線のエネルギーは 1~800 MeV である。このエネルギー領域の γ 線を検出できない事象には、次の三種類がある。

1. punch through

punch through とは、 γ 線が検出器に入射したにも関わらず、検出器と小さい相互作用せずに突き抜けてしまう事象のことである。当然、このとき検出器は γ 線を検出することはできない。

厚さ $x[X_0]$ の検出器の punch through に対する不感率は、10 MeV 以上の γ 線に対して

$$\text{Inefficiency} = \exp\left(-\frac{7}{9}x\right) \quad (1.5)$$

と表される。

2. sampling effect

sampling effect は、サンプリングカロリメータの不感領域である radiator 部 (Main Barrel 検出器の場合は、鉛板) でエネルギー損失があるために、入射した γ 線が実際に落としたエネルギー損失より、シンチレータで観測されるエネルギー損失が小さくなる効果である。radiator 部の物質量が大きくなるほど、この効果は大きくなる。

Main Barrel 検出器では特に、シンチレータへエネルギー損失が落とされる前に電磁シャワーの発展が radiator 部で止まってしまった場合が問題となる。この場合、電磁シャワーをシンチレータで観測できないため、入射 γ 線を検出できない。

3. 光核反応

光核反応とは、 γ 線が核子に吸収される反応のことである。 γ 線を吸収した核子は、中性子や陽子を放出する。しかし、Main Barrel 検出器は中性子に対して不感であるため、光核反応によって生成された2次粒子が中性子のみであるときは、 γ 線を検出することはできない。また、2次粒子として陽子が放出された場合でも、放出された陽子による検出器へのエネルギー損失は、図 1.9 に示すように、 γ 線が起こす電磁シャワーのエネルギー損失に比べて小さいことが分かっている [7]。そのため、Main Barrel 検出器で観測されるエネルギー損失がエネルギー閾値を下回り、入射した γ 線を検出できない事象の原因となる。

Main Barrel 検出器が覆う部分の検出効率を高くするためには、これらの γ 線不感事象を削減しなければならない。

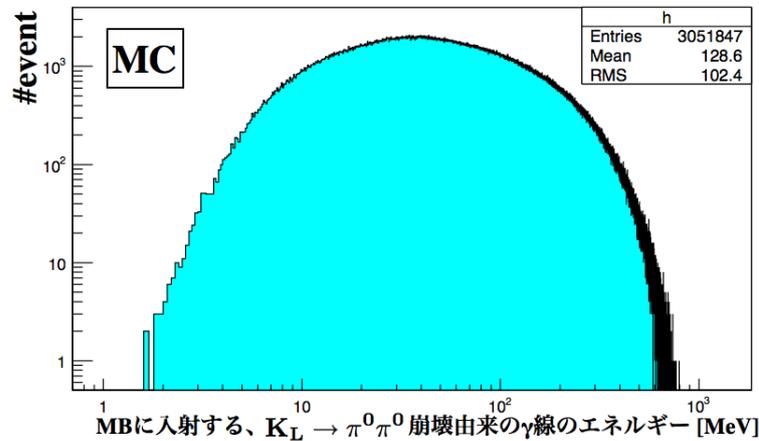


図 1.8: Main Barrel 検出器に入射する、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊で生成された π^0 由来の γ 線のエネルギー分布。このエネルギー分布は、モンテカルロシミュレーションで見積もったものである。

1.3.2 Inner Barrel 検出器の目的と基本設計

KOTO 実験では、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊による背景事象を削減するため、Main Barrel 検出器の内側に γ 線検出器 – Inner Barrel 検出器 – を新設する。Inner Barrel 検出器は Main Barrel 検出器と同様の、鉛とプラスチックシンチレータを積層したサンプリングカロリメータであり、波長変換ファイバーでシンチレーション光を読み出して γ 線を検出する。また、Inner Barrel 検出器の形状も Main Barrel 検出器と同様で、図 1.10 のように、32 個のモジュールを組みあげて円筒形にし、 K_L の崩壊領域を図 1.11 に示すように覆う。Inner Barrel 検出器の構造の詳細は、第 2 章で述べる。

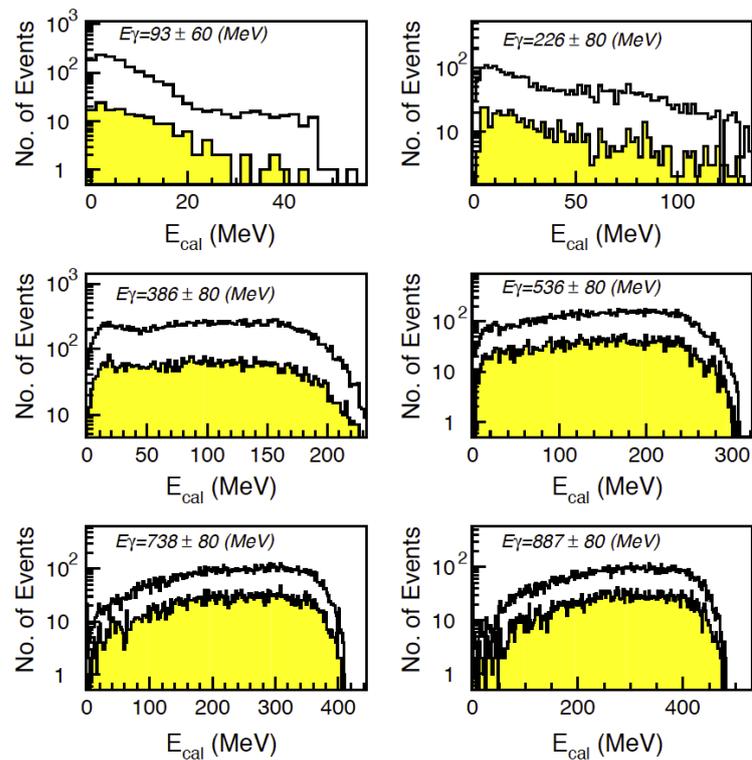


図 1.9: 入射した γ 線が光核反応を起こしたときの、鉛-シンチレータ積層型サンプリングカロリメータで観測されるエネルギー損失の分布 [7]。この実験で使用されたサンプリングカロリメータは、厚さ 1 mm の鉛と厚さ 3 mm のプラスチックシンチレータを交互に重ね合わせたもので、全体の厚みは 350mm である。 E_γ は入射した γ 線のエネルギー、 E_{cal} はサンプリングカロリメータで観測されたエネルギー損失を表す。図中の白 (黄色) のヒストグラムは、光核反応によって放出された中性子が 1 個以上 (2 個以上) 観測された事象の E_{cal} の分布を示す。

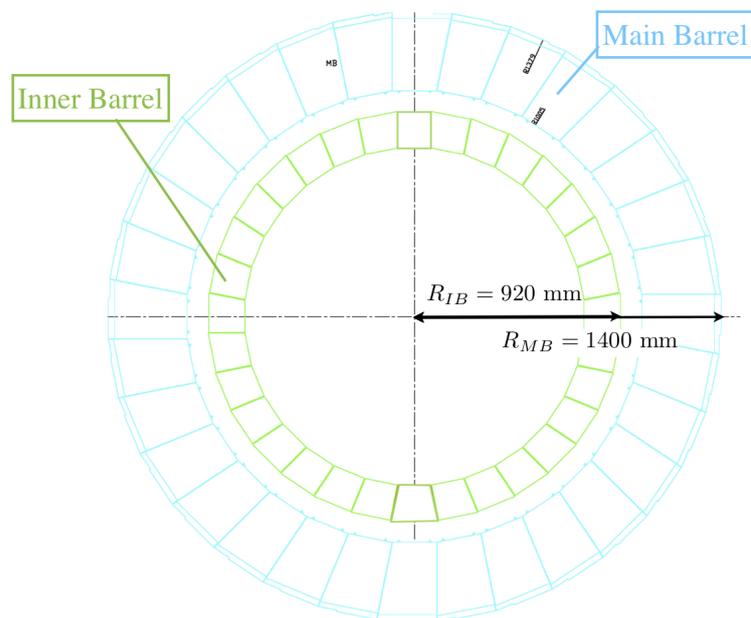


図 1.10: Main Barrel 検出器および Inner Barrel 検出器の断面図。

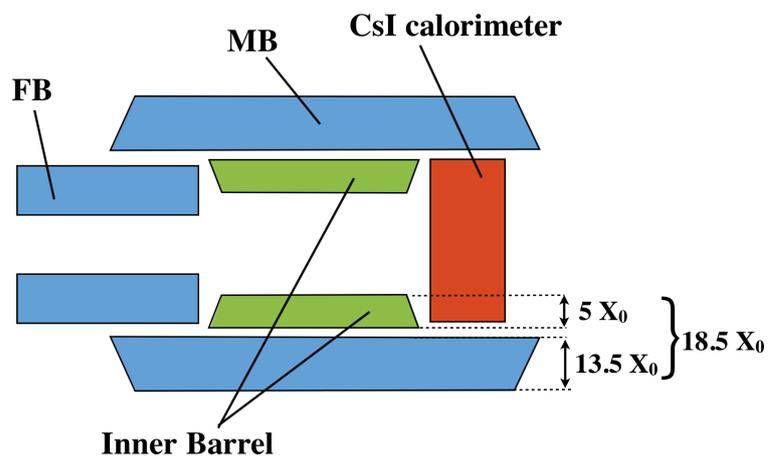


図 1.11: Inner Barrel 検出器が設置される位置の模式図。

Inner Barrel 検出器に求められることは、Main Barrel 検出器と同じく、入射 γ 線に対する検出効率が高いことである。Inner Barrel 検出器は 1.3.1 節であげた γ 線不感事象を削減するために以下の三つ対策を施して基本設計がなされた。

1. Inner Barrel 検出器のモジュールの厚さを $5 X_0$ にして、punch through 事象を減らす。

punch through 事象を減らすためには、検出器を構成する物質質量を増やして、 γ 線と相互作用する確率を上げればよい。Inner Barrel 検出器のモジュールの厚さを $5X_0$ にすることによって、Main Barrel 検出器も含めた厚みは $13.5 X_0$ から、 $18.5 X_0$ に増加する。これにより、式 1.5 を考えると、モジュールに垂直に入射する γ 線に対しては、punch through による不感率を 50 倍下げることができる。

2. Inner Barrel 検出器の鉛の厚さを 1 mm にし、Main Barrel 検出器の内側に追加することによって、sampling effect を小さくする。

1.2.3 節で述べたように、Main Barrel 検出器の inner-module の鉛板の厚さは 1 mm、outer-module の鉛板の厚さは 2 mm である。そのため、inner-module に比べ、outer-module の方が sampling effect は大きい。そこで Inner Barrel 検出器では、鉛の厚さは inner-module と同じ 1 mm にし、Main Barrel 検出器の inner-module の内側に Inner Barrel 検出器を設置する。このようにすることによって、Inner Barrel 検出器自身の sampling effect を小さくし、かつ outer-module の sampling effect の影響を受けないようにすることができる。

3. 観測されるエネルギー損失に対するエネルギー閾値を 0.5 MeV にすることで、光核反応による不感率を下げる。

入射した γ 線が光核反応を起こした場合、Inner Barrel 検出器に対するエネルギー損失は小さい。この影響により、図 1.12 に示すようにエネルギー閾値を高くするにつれて、背景事象数は増加していく。したがって、光核反応に対する検出効率を上げるためには、エネルギー閾値をできるだけ小さくする必要がある。ただし、エネルギー閾値を光電子増倍のアクシデンタルノイズ程度にまで下げてしまうと、 γ 線が入射していない事象も Veto してしまい、シグナル事象のアクセプタンスを下げる原因となる。そこで Inner Barrel 検出器では、Main Barrel 検出器での実績から実現できる最小のエネルギー閾値として、0.5 MeV のエネルギー閾値を設ける予定である。

モンテカルロシミュレーションでは、この基本設計のもとで Inner Barrel 検出器を設置すれば、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊による背景事象数を、Inner Barrel 検出器を設置しない場合に比べて 65 % 削減できると見積もられている [9]。

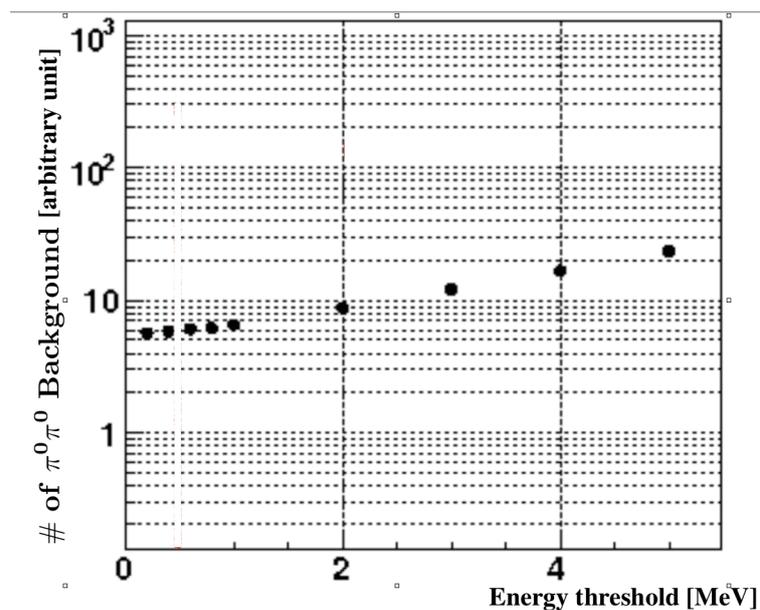


図 1.12: Inner Barrel 検出器のエネルギー閾値と、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ 崩壊による背景事象数の関係 [8]。

1.3.3 Inner Barrel 検出器に対する要求

前節で、Inner Barrel 検出器では、観測されるエネルギー損失に対するエネルギー閾値を、可能な限り小さく設定して γ 線を検出すると述べた。エネルギー閾値を小さく設定するにあたり、PMT での獲得光電子数の統計的ふらつきによる、 γ 線の不感事象を考慮しなければならない。以下では、獲得光電子数の統計的ふらつきによる不感事象、および、この不感事象の影響を小さくするために要求される光量について述べる。

光電子数の統計的ふらつきによる不感事象

光電子数の統計的ふらつきによる不感事象とは、PMT で得られる光電子数が Poisson 分布にしたがってふらつくために、 γ 線が入射しても、観測されるエネルギー損失がエネルギー閾値を下回って不感となる事象である。

ある事象が離散的に起こり、かつその事象の起こる確率が小さい場合、観測される事象数の分布は Poisson 分布となる。Inner Barrel 検出器では、シンチレータでシンチレーション光として生成された光子のうち、PMT の光電面で光電子として検出される確率は、 10^{-5} 程度である [10]。そのため、IB では、PMT で検出される光電子数は Poisson 分布にしたがう。

光電子数の統計的ふらつきによる不感事象をみるため、1 MeV のエネルギー損失に対して、平均で \bar{N} 個の光電子数を PMT で獲得できる場合を考える。1 MeV のエネルギー損失を得たとき、PMT で検出される光電子数が N となる確率 $P(N, \bar{N})$ は、Poisson 分布にしたがい、

$$P(N, \bar{N}) = \frac{e^{-\bar{N}} \bar{N}^N}{N!} \quad (1.6)$$

と表される。この場合、0.5 MeV のエネルギー閾値を設定することは、PMT での獲得光電子数を $0.5\bar{N}$ 個以上要求することに相当し、獲得光電子数が $0.5\bar{N}$ 個よりも小さい場合、入射粒子は検出されない。図 1.13 に $\bar{N} = 4$ のときの、 $P(N, \bar{N})$ の分布を示す。このとき、0.5 MeV のエネルギー閾値は、PMT での獲得光電子数が二個以上となることに対応し、図 1.13 から、たとえ 1 MeV のエネルギー損失があっても、0.5 MeV のエネルギー閾値を超えず、検出できない事象が存在することがわかる。これが、PMT での獲得光電子数の統計的ふらつきによる不感事象である。このとき、不感率は獲得光電子数が 0 個または一個となる確率で表され、その値は

$$\text{Inefficiency} = P(0, 4) + P(1, 4) = 9.16 \times 10^{-2}$$

である。図 1.14 に、1 MeV のエネルギー損失に対する獲得光電子数の平均値 \bar{N} と、0.5 MeV のエネルギー閾値に対する統計的ふらつきによる不感率の関係を示す。図 1.14 から、光電子数の統計的ふらつきによる不感率は、1 MeV のエネルギー損失に対する獲得光電子数 \bar{N} の平均が大きくなるにつれて小さくなることがわかる。したがって、光電子数の統計的ふらつきによる不感率を小さくするためには、PMT に伝達される光量を大きくすれば良い。光量をどれだけ大きくすれば光電子数の統計的ふらつきによる不感事象を抑えられるかについては、次に述べる。

Inner Barrel 検出器に要求される光量

Inner Barrel 検出器では、両端に設置されたそれぞれの PMT がシンチレーション光を観測した時間の差を用いて、 γ 線の入射位置を求める予定である。そのために、Inner Barrel 検出器では両端の PMT がどちらも 0.5 MeV のエネルギー閾値を超えたとき、 γ 線を検出したと判断する。したがって、上流側、下流側それぞれの PMT で光電子数の統計的ふらつきによる不感事象を考慮しなければならない。

Inner Barrel 検出器では、上流側の PMT と下流側の PMT はそれぞれ、図 1.15 に示す位置に設置される。PMT で得られる光量は、ファイバー中の光の減衰の効果によって、 γ 線の入射位置から PMT までの距離 (この距離を読み出し距離と呼ぶ) が長くなるほど小さくなる。Inner Barrel 検出器において、読み出し距離がもっとも長くなる場合は、Inner Barrel 検出器のもっとも上流側に入射した γ 線を下流側の PMT が検出する場合で、その距離は最大で 5 m となる。したがって、Inner Barrel 検出器

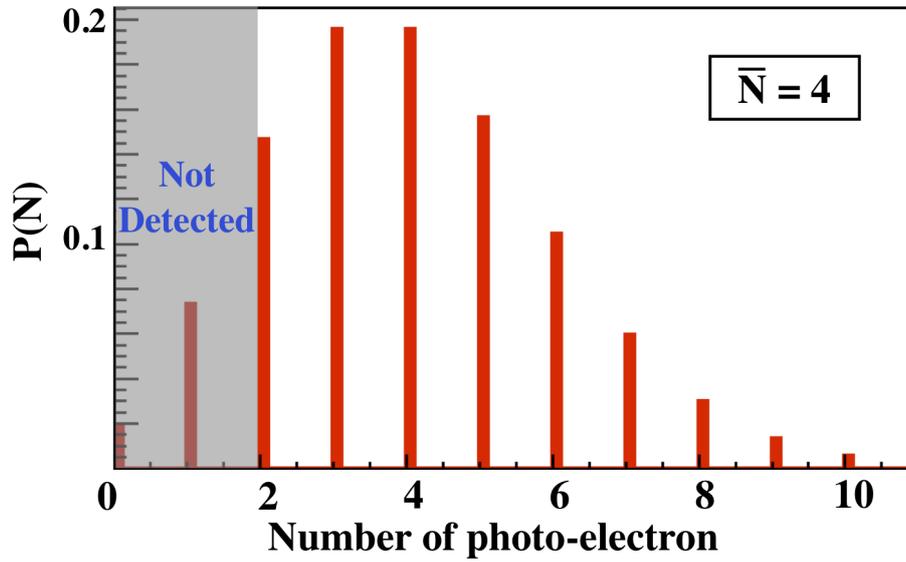


図 1.13: $\bar{N} = 4$ のときの $P(N, \bar{N})$ の分布。0.5 MeV のエネルギー閾値は、獲得光電子数が二個以上であることに相当し、灰色の網掛けで覆われた部分がエネルギー閾値を超えず、不感となる事象である。

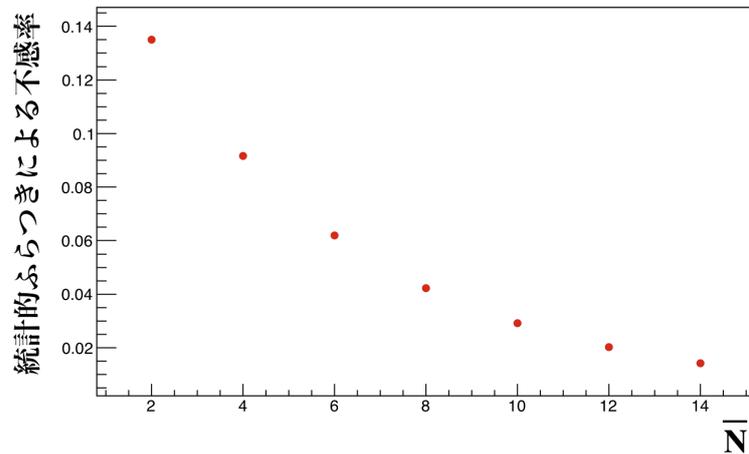


図 1.14: 1 MeV のエネルギー損失に対する獲得光電子数の平均値 \bar{N} と、0.5 MeV のエネルギー閾値に対する統計的ふらつきによる不感率の関係。

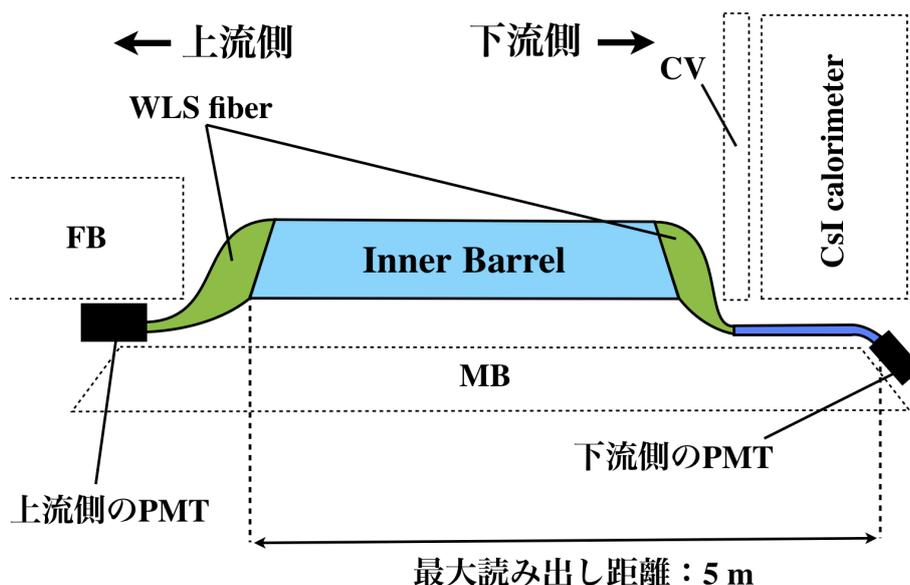


図 1.15: Inner Barrel 検出器のための PMT が設置される位置。上流側と下流側にそれぞれ一つずつ PMT が設置され、読み出し距離は最大で 5 m となる。WLS fiber は波長変換ファイバーの略。

では読み出し距離が 5 m となる場合に、光電子数の統計的ふらつきによる不感率をもっとも大きくなる。

Inner Barrel 検出器において、PMT の読み出し距離が 5 m である場合に、観測されるエネルギー損失 1 MeV あたりの PMT での獲得光電子数³を変化させたときの、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ による背景事象数の変化を図 1.16 に示す [9]。図 1.16 から、獲得光電子数が小さくなるにしたがって、背景事象数が増えることが分かり、1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数が 4 p.e./MeV を下回るとその影響が顕著になる。そのため、Inner Barrel 検出器には「読み出し距離が 5 m となる場合に、1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数が、5 p.e./MeV 以上となること」が要求される。また、光反応はどの層のシンチレータでも起こる可能性があるため、すべてのシンチレータがこの要求を満たさなければならない。

1.4 本研究の目的

本研究の目的は二つある。

一つ目の目的は、Inner Barrel 検出器が 1.3.3 節で述べた要求「読み出し距離が 5 m となる場合に、1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数が、5 p.e./MeV 以上

³本論文では以後、この物理量を単に「1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数」と呼び、単位は [p.e./MeV] で表す。

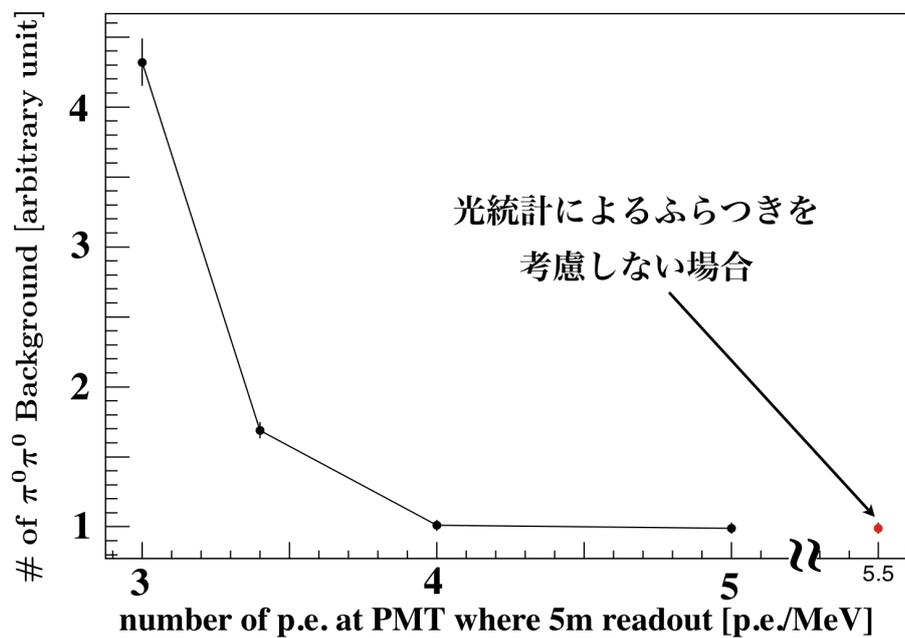


図 1.16: PMT の読み出し距離が 5 m である場合の、1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数 [p.e./MeV] と、 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ による背景事象数の関係 [9]。図中の赤点は、獲得光電子数によるふらつきがない場合の背景事象数を表している。

となること」を満たすように Inner Barrel 検出器を製作することである。この目的を達成するために、本研究ではまず、Inner Barrel 検出器に用いる部材の性能評価を行い、要求を満たすように Inner Barrel 検出器を製作するための検討と対策を行う。そして、Inner Barrel 検出器を構成する 32 個のモジュールのうちの 1 つを製作して宇宙線ミュオンを用いた試験を行い、先に述べた要求を満たしているかどうかを確認する。

もう一つの目的は、製作した 1 つのモジュールの基本性能を評価することである。物理ランの解析において、Inner Barrel 検出器に γ 線が入射した位置とタイミング、および観測したエネルギー損失は重要な物理量となる。これらの物理量を測定するため、またはその測定精度を知るためには次の基本性能を調べる必要がある。

- モジュール中の光の減衰長
- モジュール中の光の伝播速度
- 時間分解能と獲得光電子数の相関関数

本研究では、製作した 1 つのモジュールのこれらの基本性能を宇宙線ミュオンを用いて測定する。

第2章 Inner Barrel検出器

この章では、Inner Barrel 検出器の各モジュールの構造と γ 線を検出する原理について詳しく述べる。

2.1 Inner Barrel 検出器の構造

Inner Barrel 検出器は、鉛とプラスチックシンチレータを積層したサンプリングカロリメータであり、図 1.10 に示すように、32 個のモジュールを組み上げて、直径 2 m、長さ 3 m の円筒形を形成する。ここでは、Inner Barrel 検出器の各モジュールの構造について述べる。

Inner Barrel 検出器のモジュールの断面図を図 2.1 に、モジュールを横から見た全体像を図 2.2 示す。図 2.1 に示すように、各モジュールは 5 mm 厚のプラスチックシンチレータを 25 枚、1 mm 厚の鉛板を 24 枚、それぞれ交互に積層したものである。プラスチックシンチレータは、シンチレーション光をもれなく収集するために、反射材に挟まれている。また、積層されたシンチレータと鉛は、モジュールとして一体化するため、図 2.1、2.2 のように、計八ヶ所をステンレスのバンドで縛る。

シンチレーション光の減衰によって、獲得光量が少なくなる影響を小さくするため、Inner Barrel 検出器では、プラスチックシンチレータよりも減衰長が長い波長変換ファイバーを用いてシンチレーション光を読み出す。波長変換ファイバーは、各層のシンチレータに埋め込まれており、シンチレーション光は波長変換ファイバーを通じて PMT へと導かれる。シンチレータから上流側にのびた波長変換ファイバーは、直接 PMT に接続される。一方、下流側では、波長変換ファイバーはシンチレータの端から 250 mm 出たところでポリマーライトガイドに接続され、PMT にはポリマーライトガイドが接続される。

2.2 Inner Barrel 検出器の γ 線検出原理

Inner Barrel 検出器の検出対象は、 K_L の崩壊に由来する 2 MeV から 700 MeV 程度の γ 線である。このエネルギー領域の γ 線は、物質中で主に電磁シャワーを起こ

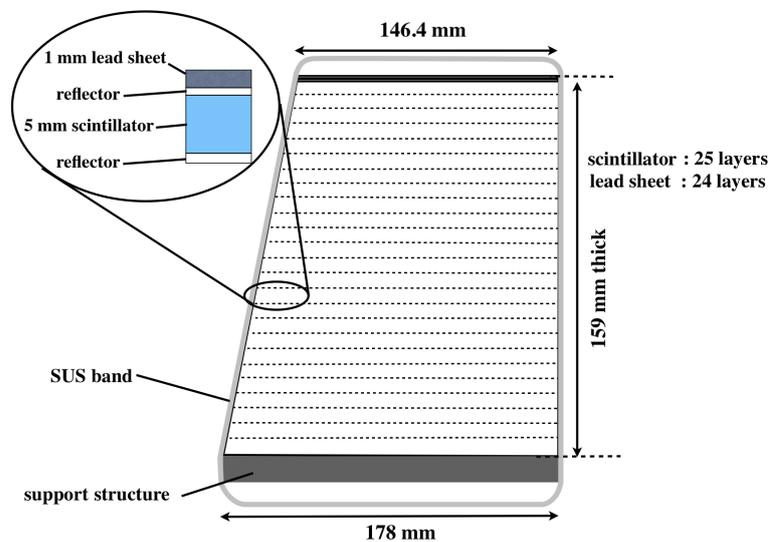


図 2.1: Inner Barrel 検出器のモジュールの断面図。

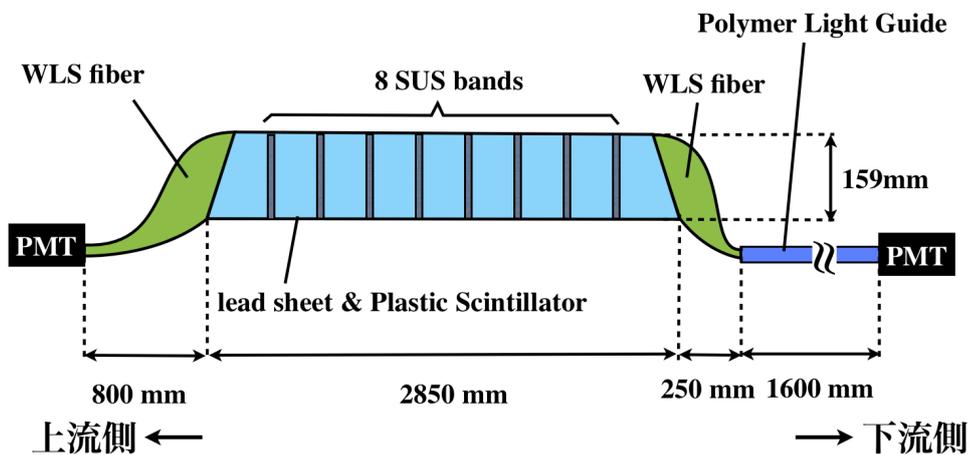


図 2.2: Inner Barrel 検出器のモジュールの全体像。

す¹。Inner Barrel 検出器は、電磁シャワーで発生した電子と陽電子をシンチレータで観測して、 γ 線を検出する。

図 2.3 に、Inner Barrel 検出器に入射した γ 線が電磁シャワーを起こした場合の、 γ 線が検出されるまでの過程を示す。

γ 線が検出されるまでの過程は、以下の四つの段階、(a)~(d)(図 2.3 参照)に分けられる。

段階 (a) 入射した γ 線、または電磁シャワーで発生した光子が電子・陽電子対生成を起こす。物質の原子番号が大きいほど、 γ 線と物質との電子・陽電子対生成断面積は大きくなるため、Inner Barrel 検出器では主に鉛板で電子・陽電子対生成が起こる。

段階 (b) 段階 (a) で発生した電子と陽電子は、イオン化によるエネルギー損失をシンチレータに落とす。シンチレータに与えられたエネルギー損失は、シンチレータによって波長が約 400 nm のシンチレーション光へと変換され、蛍光する。

段階 (c) 波長変換ファイバーに入ったシンチレーション光は、波長変換ファイバーに吸収される。シンチレーション光を吸収した波長変換ファイバーは、蛍光剤によって波長が 500nm の光を発光する。

段階 (d) 波長変換ファイバーで発光した光は、波長変換ファイバーの中を全反射しながら PMT へと導かれる。PMT がこの光を検出することによって、IB は γ 線を検出する。

2.3 Inner Barrel 検出器の構成要素

この節では、Inner Barrel を構成する各材料、部品について説明する。

2.3.1 プラスチックシンチレータ

モジュールの構造を形成するために必要な強度を保つため、Inner Barrel 検出器で用いるプラスチックシンチレータの母材には強度の強い MS(methylmetacrylate and styrene) 樹脂を用いる。また、シンチレータの製造法には、一般的な鋳造成形法ではなく、押し出し成型法を用いる。これは、シンチレータの長さが 3 m と長いために、鋳造成形法では押し出し成型法に比べて製造費用が大幅に増えるためである。ただし、押し出し成型法では高温でシンチレータを製造するため、シンチレータの蛍光剤の劣化とシンチレータの透明度の悪化を招く。そのために、押し出し成型法で製

¹ γ 線と物質との相互作用については、Appendix A 参照

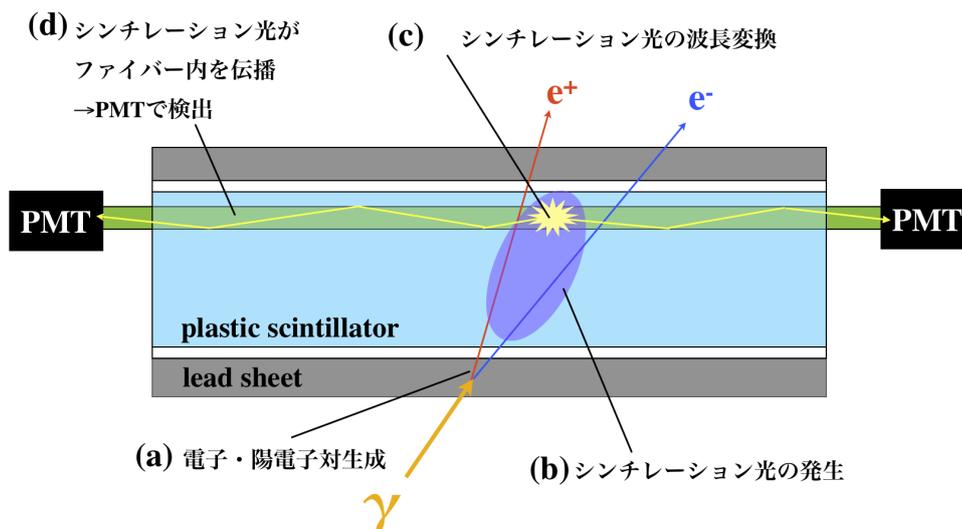


図 2.3: Inner Barrel 検出器に入射した γ 線が、電磁シャワーを起こした場合の、 γ 線が検出されるまでの過程。

造したシンチレータには、その発光量が鋳造成形法で製造したシンチレータの発光量の 60 % 程度になるという欠点がある [12]。

各シンチレータには波長変換ファイバーを埋め込むために、図 2.4 のように 10 mm 間隔で幅 1.7 mm、深さ 1.7 mm の溝を掘る。

シンチレータの発光波長スペクトラムは図 2.5 に示した通りであり、発光波長のピークは 415 nm である。

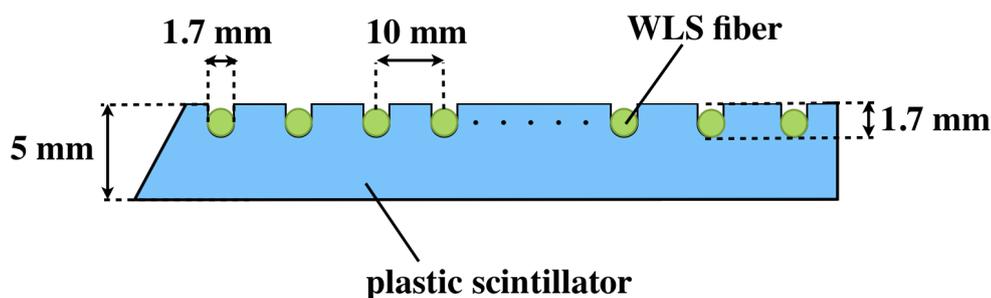


図 2.4: Inner Barrel 検出器に用いるプラスチックシンチレータの断面図。

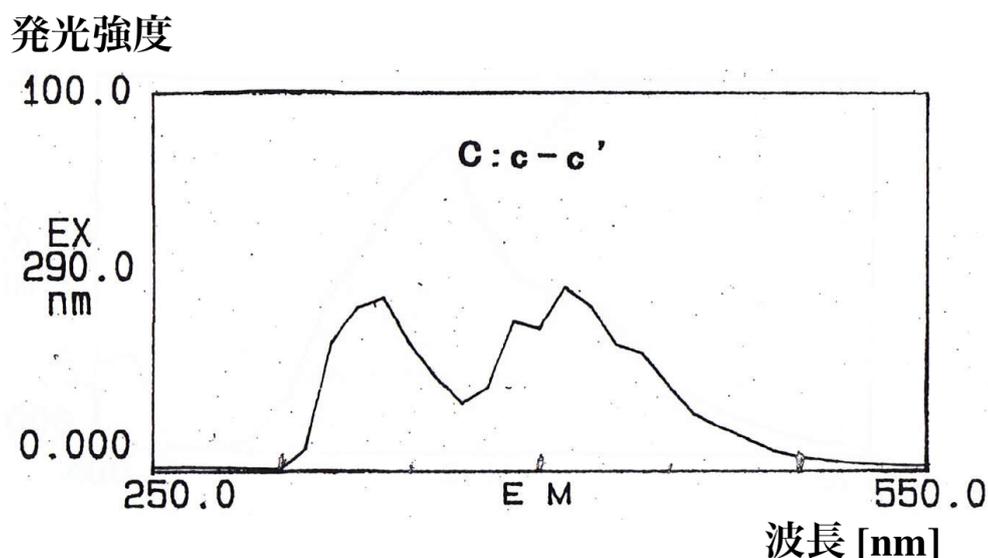


図 2.5: Inner Barrel 検出器に用いるプラスチックシンチレータの発光波長スペクトラム。このスペクトラムは日立製作所製の分光蛍光光度計 F4500 を用いて測定された。

2.3.2 波長変換ファイバー

Inner Barrel 検出器では、波長変換ファイバーとして St.Gobain 社製の BCF-92 を用いる²。この波長変換ファイバーの主な特徴は以下の二つである。

- 波長変換ファイバー中を伝わる光の減衰長が長い。
- 波長変換ファイバー中で発光する光の減衰時間が短い。

Inner Barrel 検出器に用いる波長変換ファイバーは直径が 1.5 mm で、図 2.6 のようにコアの周りを一層または二層のクラッドが覆っている。Inner Barrel 検出器では、全数の波長変換ファイバーのうち 15% をクラッドが一層の”single clad”タイプのもの、残りをクラッドが二層の”double clad”タイプのものを使用する。コアの屈折率に比べクラッドの屈折率の方が小さいため、ファイバー内を伝わる光は全反射を繰り返しながらファイバーを伝播する。このため、ファイバーの外に漏れだす光による損失を抑えることができる。さらに、波長変換ファイバーの吸収波長領域と発光波長領域は、図 2.7 に示すように、ほとんど重なっていない。したがって、一度波長変換ファイバー内で発光した光は、ふたたび波長変換ファイバーに吸収されることなく、ファイバー内を伝わってゆく。また、吸収波長は図 2.5 に示したシンチレータの発光波長領域に合っているため、シンチレーション光は効率よく波長変換ファイバーに吸収される。

²Main Barrel 検出器に用いた波長変換ファイバーは、KURARAY 社製の Y-11 である。

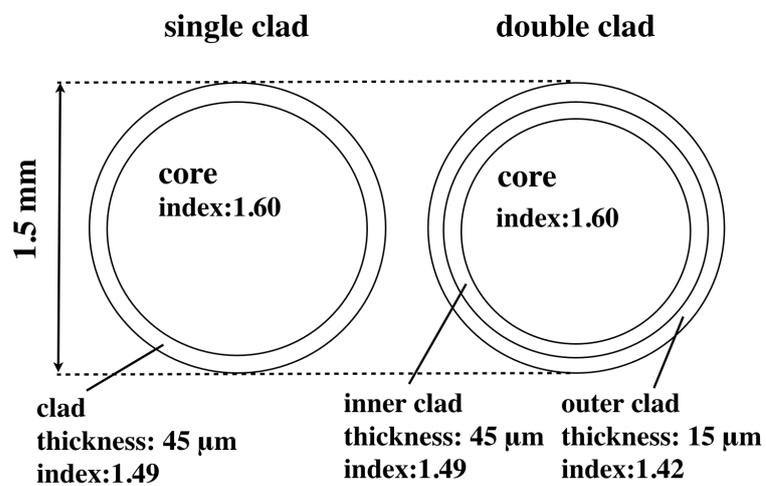


図 2.6: 波長変換ファイバー BCF-92 の断面図。左がクラッドが一層のみある single clad タイプ。右がクラッドが二層ある double clad タイプ。 [15]

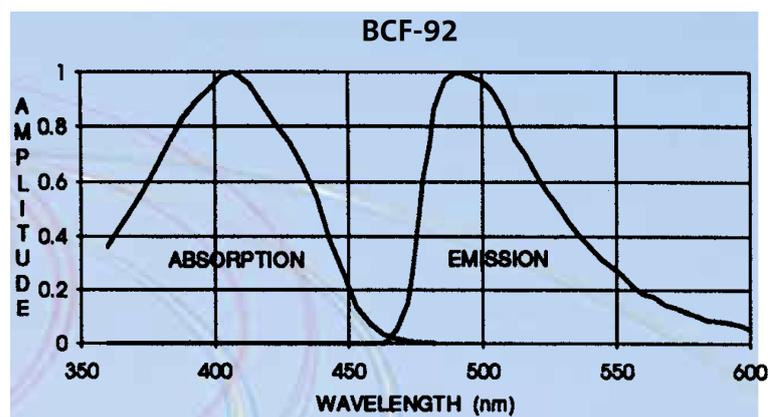


図 2.7: 波長変換ファイバー BCF-92 の吸収・発光波長スペクトラム [15]。

波長変換ファイバーのもう一つの特徴は、ファイバー内での発光の減衰時間が短いことである。BCF-92 とその他の一般的な波長変換ファイバーの、発光の時間推移を図 2.8 に、発光の減衰時間を表 2.1 に示す。表 2.1 に示すように、BCF-92 の減衰時間が 2.4 ns と最も短く、Main Barrel 検出器に用いられている Y-11 の減衰時間の三分の一程度である。波長変換ファイバーの発光は離散的な光子がファイバー中に発生して起こり、これらの光子によって PMT が発光を検出するタイミングが決まる。したがって、PMT の獲得光電子数が数個となるような小さい光量の場合は、PMT が光を受け取るタイミングのばらつきは減衰時間の長いほど大きくなる。このため、減衰時間が短いものを使用することによって、より良い時間分解能を得られることが期待できる。

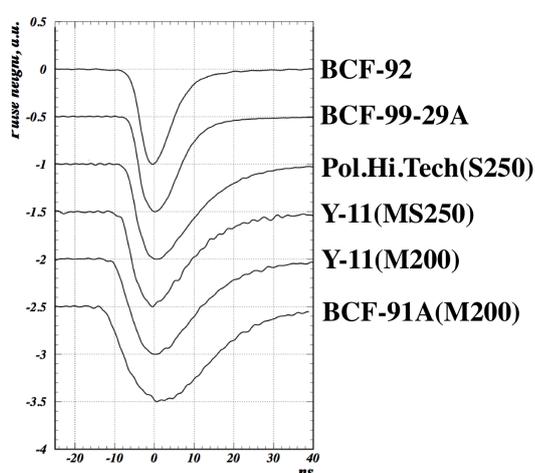


図 2.8: BCF-92 とその他の一般的な波長変換ファイバーの、発光の時間推移 [13]。

表 2.1: BCF-92 とその他の一般的な波長変換ファイバーの、発光の減衰時間 [13]。

波長変換ファイバーの種類	発光の減衰時間 [ns]
BCF-92	2.4 ± 0.4
BCF-99-29-A	3.5 ± 0.4
Pol.Hi.Tech. (S250)	7.3 ± 1.1
Y-11(MS250)	7.2 ± 1.1
Y-11(M200)	8.8 ± 1.5
BCF-91A	10.8 ± 2.3

2.3.3 ポリマーライトガイド

Inner Barrel 検出器の当初の計画では、上流側、下流側ともに波長変換ファイバーを PMT までのばして、直接 PMT に接続する予定であった。しかし、Inner Barrel 検出器で用いる波長変換ファイバーの発光量にはばらつきがあり、光量に対する要求を満たさないものが存在する³ことが分かった。そこで、Inner Barrel 検出器では下流側にのばす予定であった波長変換ファイバーを、途中でポリマーライトガイドに接続することによって、波長変換ファイバーの使用量を減らし、より光量が多い波長変換ファイバーのみを使用する。

ポリマーライトガイドは、アクリル系の合成樹脂でできた光ファイバーである。Inner Barrel 検出器では、一つのモジュールに対して直径 14 mm のポリマーライトガイドを 7 本、5.1 mm のポリマーライトガイドを 5 本使用し、一つのモジュールから下流側にのびている 400 本の波長変換ファイバーに、これらを接続する。ポリマーライトガイドは、波長変換ファイバーと同様に、コアの周りをコアの屈折率よりも屈折率が小さいクラッドが覆っており、光はライトガイド内を全反射しながら伝播する。

2.3.4 プリズム状光電面をもつ光電子増倍管

Inner Barrel 検出器で用いる PMT は、浜松ホトニクス社製の R329-EGPX である。この PMT は、E391a 実験において、Main Barrel 検出器および Front Barrel 検出器を読み出すために開発されたものであり、獲得光電子数を増やすため、主に以下の二つの工夫がなされている。

- 光電面をプリズム状にする。
一般的な PMT の光電面は平面であるが、R329-EGPX は図 2.9 のようにプリズム状に加工されている。光電面をプリズム状にすることによって、PMT に入射した光子が光電面を通過する距離が長くなり、光子が光電効果を起こす確率が増える。そのため、より多くの光電子数を獲得することができる。
- 光電面に Extended-green タイプのものを用いる。
光電面に、仕事関数の低いアルカリ金属を用いることによって、波長変換ファイバーの発光波長 (500 nm 付近) に対する量子効率を高くする。

以上の二つの工夫により、図 2.10 に示すように、波長変換ファイバーの発光波長領域で R329-EGPX は工夫が施されていない同型の PMT (R329) に比べて 1.8 倍の光電子数が得られる [11]。

³波長変換ファイバーの光量の測定法と結果については 3 章で詳しく説明する。

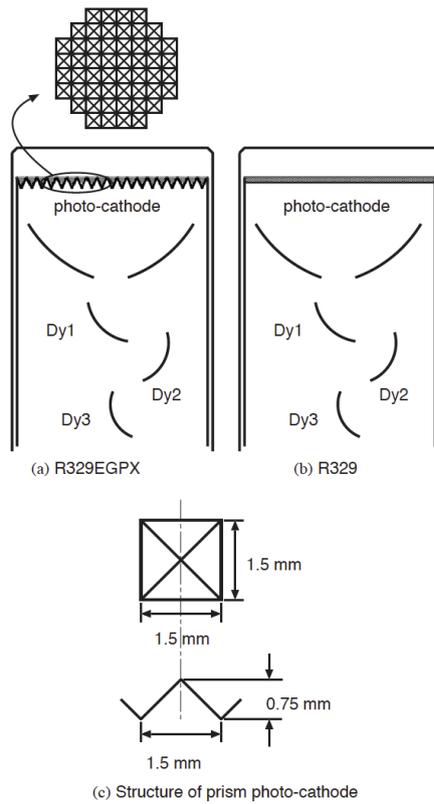


図 2.9: (a) 光電面にはプリズム加工が施されている R329-EGPX。(b) 光電面にプリズム加工が施されていない R329。(c) R329-EGPX の光電面に施されたプリズム加工の構造 [11]。

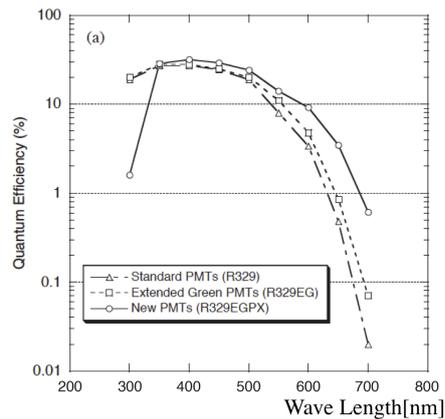


図 2.10: R329(丸点)、R329-EG(四角点)、R329-EGPX(三角点) の、各波長に対する量子効率の比較 [11]

2.4 要求される性能を満たすために調べるべきこと

Inner Barrel 検出器が獲得する光量が節で述べた要求を満たすようにするために、調査すべき項目として以下の二つがある。

- 波長変換ファイバーの光量

Inner Barrel 検出器には、総数約 13000 本もの大量の波長変換ファイバーが用いられる。また、Inner Barrel 検出器で獲得できる光量は、波長変換ファイバーの発光量に大きく左右される。したがって、これらの波長変換ファイバーの光量に、どれくらいのばらつきがあるのかを把握することが必要である。

- ポリマーライトガイドの透過率

2.3.3 節で述べたように、Inner Barrel 検出器では、ポリマーライトガイドを使用することによって、より高い光量をもった波長変換ファイバーのみを使用し、Inner Barrel 検出器が獲得する光量を増加させる。ただし、この効果は波長変換ファイバーの透過率に対するポリマーライトガイドの透過率の大きさに依存する。したがって、ポリマーライトガイドの透過率と波長変換ファイバーの透過率を比較する必要がある。

第3章 波長変換ファイバーの光量測定

本研究の目的を達成するためには、2.4節で述べたように、Inner Barrel 検出器に使用する波長変換ファイバーの光量のばらつきを把握する必要がある。この章では、Inner Barrel に用いる波長変換ファイバーの光量の測定方法と、その結果を述べる。

3.1 波長変換ファイバーの光量の定義

ある一定の強度の光を波長変換ファイバーに照射したとき、波長変換ファイバー内を一定の距離だけ進んで出てくる光の強度は、以下の二つに依存する。

発光強度

ある一定の強度の光を吸収した波長変換ファイバーが発光する光の強度。

減衰効果

波長変換ファイバー内を伝わるときに、光の強度が減衰する効果。

発光強度が大きく、減衰効果が小さい波長変換ファイバーほど、照射した光に対して、波長変換ファイバー内から出てくる光の強度は大きくなる。

本研究では、IBの最大読み出し距離が5 mであることを考慮して

- ある一定の強度の照射光に対して、波長変換ファイバー内を5 m進んで出てくる光の強度

を「波長変換ファイバーの光量」と定義する。この「波長変換ファイバーの光量」は発光強度と減衰効果に依存するが、本研究ではこれらの二つの効果を含めたものとして波長変換ファイバーの光量を評価する。

3.2 LEDを用いた波長変換ファイバーの光量測定

今回、前節で定義した波長変換ファイバーの光量を測定する方法として、紫外発光LEDと光電子増倍管を用いた測定方法を確立した。この方法の基本的な概念は、

- 波長変換ファイバーに紫外光を照射し、

- 波長変換ファイバーの端に取り付けた PMT で光量を測定して、

波長変換ファイバーの光量を評価するというものである。この節では、この測定方法と測定精度について詳しく述べる。

3.2.1 測定方法

波長変換ファイバーの光量測定時のセットアップの概略を、図 3.1 に示す。今回の測定では、クロックジェネレータから 100 ns の幅を持ったパルスを送り、LED 電源に送り、LED を 100 Hz で発光させた。また、この LED の発光波長ピークは 410 nm であり、波長変換ファイバーの吸収波長スペクトラムのピークに合っている。

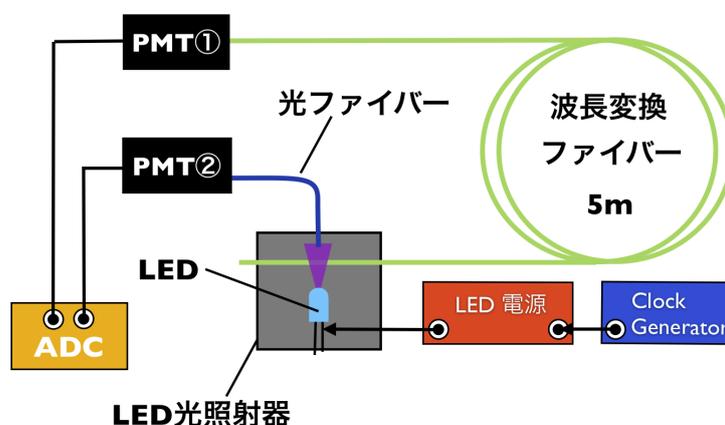


図 3.1: 波長変換ファイバーの光量測定のためのセットアップの概略図。

光量を測定する波長変換ファイバーの長さは 5 m で、両端面を磨いた。ファイバーの一端を図 3.2 に示す LED 光照射器にセットし、波長変換ファイバーの側面から LED 光を照射した。波長変換ファイバーは 2.2 節の段階 (c) と同様に LED 光を吸収し、波長が 500 nm 付近の光を発光する。5 m 先のもう一端まで伝播した光の強度を、PMT① によって測定した。波長変換ファイバーと PMT① は、図 3.3 のように波長変換ファイバーを直径 1.5 mm の穴に差し込んで固定し、接続した。

また、LED の発光出力の変動をモニターするために、光ファイバーを図 3.2 のようにセットし、LED 光の一部を光ファイバーに照射した。この光ファイバーは、PMT② に一端を接続し、この PMT で LED の発光出力を測定する。

PMT① と PMT② の出力は、それぞれ ADC (Analog Digital Converter) で読み出した。各 PMT で測定する光の強度は、LED を 5000 回発光させたときの ADC カウントの分布を、図 3.4 に示すようにガウシアンでフィットし、その中心値で定義する。

PMT① で測定される光の強度は、

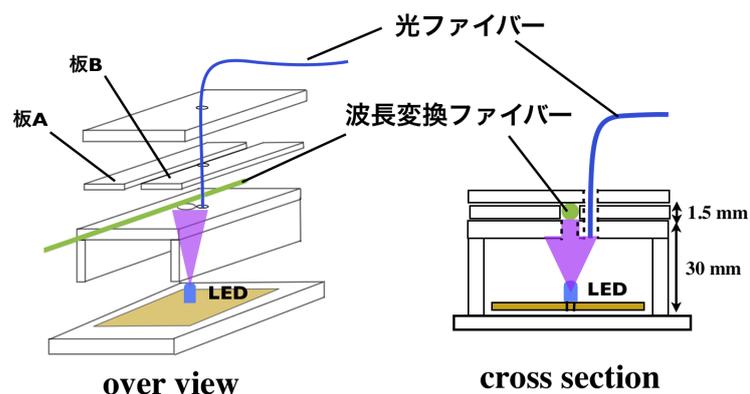


図 3.2: LED 光照射器。波長変換ファイバーを図中の板 A と板 B の間の溝に挿入し、波長変換ファイバーに LED 光を照射する。また、LED の発光出力をモニターするための光ファイバーは LED を上からのぞくように空けられた穴に埋め込む。

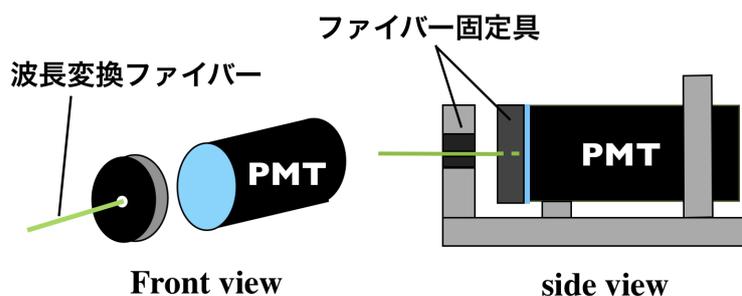


図 3.3: 波長変換ファイバーと PMT の接続の概略図。波長変換ファイバーは、厚さ 10 mm のポリエチレン製のディスクに空けられた直径 1.5 mm の穴に差し込む。

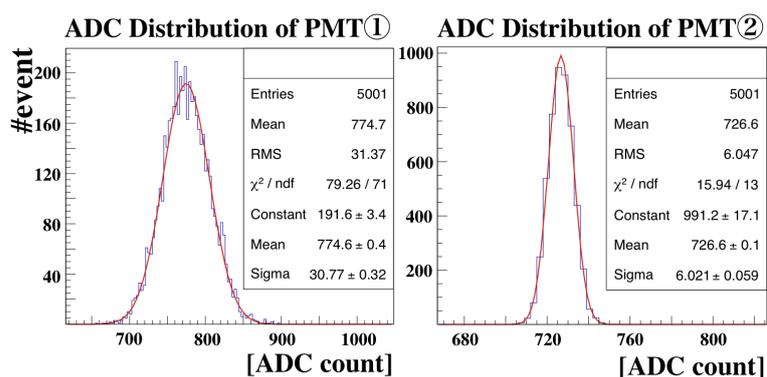


図 3.4: PMT① と PMT② の ADC カウントの分布を、ガウシアンでフィットした結果。

- 3.1 節で定義した波長変換ファイバーの光量の大きさと、
- 波長変換ファイバーに照射された LED の発光出力の大きさ

の二つに依存する。今回の測定で評価したいものは、波長変換ファイバーそのものの光量である。したがって、PMT①で測定した光の強度から、「波長変換ファイバーに照射された LED の発光出力の大きさ」の影響を取り除く必要がある。そこで、波長変換ファイバーそのものの光量を評価するため、LED 光をモニターしている PMT②の出力を用いて、波長変換ファイバーに照射している LED の光の大きさの影響を補正する。

同一の波長変換ファイバーに対して、LED に印加する電圧を変えて様々な LED の発光出力の大きさを測定を行った。図 3.5 に示すように、PMT①で測定した光の強度は、PMT②で測定した光の強度と比例関係にある。そこで、今回の測定方法では、3.1 節で定義した波長変換ファイバーの光量の大きさを、次の式 3.1 で評価する。

$$\text{波長変換ファイバーの相対光量} = \frac{\text{PMT①で測定する光の強度}}{\text{PMT②で測定する光の強度}} \quad (3.1)$$

本論文では以後、この式 3.1 で評価する波長変換ファイバーの光量の大きさを、波長変換ファイバーの「相対光量」と呼ぶ。

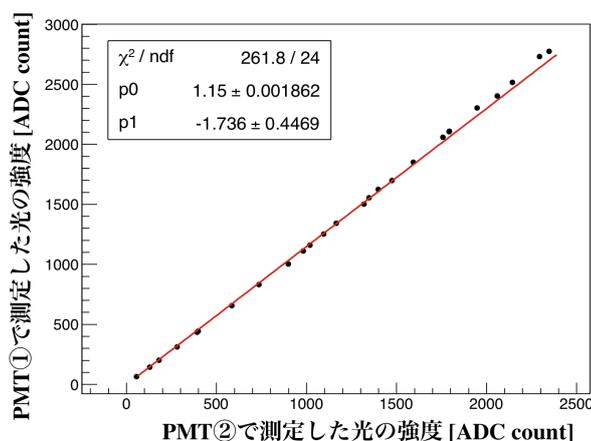


図 3.5: 同一の波長変換ファイバーに対して、LED に印加する電圧を変えて LED の発光量を変え、PMT①と PMT②で測定した光の強度の相関。

3.2.2 測定精度の評価

Inner Barrel 検出器に使用する波長変換ファイバーそのものの光量のばらつきを評価するにあたり、3.2 節で述べた測定方法の測定精度を知っておく必要がある。そこ

で、同一の波長変換ファイバーを60回測定し、その測定値のばらつきからこの測定方法の精度 $\sigma_{\text{測定精度}}$ を評価した。PMT①、およびLED光照射器へのセッティングの再現性も含めて評価するため、毎回の測定ごとに波長変換ファイバーのLED光照射器への挿入と、PMT①への接続を行った。測定の精度 $\sigma_{\text{測定精度}}$ は、波長変換ファイバーの相対光量の測定値の平均Meanと、二乗平均平方根RMSを用いて、次のように定義する。

$$\sigma_{\text{測定精度}} = \frac{\text{RMS}}{\text{Mean}} \quad (3.2)$$

図3.6に、この測定結果を示す。この測定結果から、式3.2で定義した測定方法の精度 $\sigma_{\text{測定精度}}$ は、1.3%である。

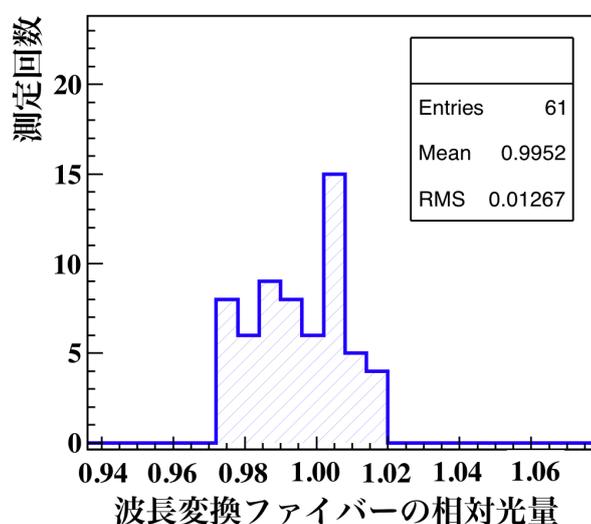


図 3.6: 同一の波長変換ファイバーを、PMT①、およびLED光照射器へのセッティングも含めて60回測定したときの、相対光量値の分布。

3.3 波長変換ファイバーの相対光量のサンプリング測定

Inner Barrel 検出器のために購入した波長変換ファイバーは、152個のバッチからなり、各バッチごとにリールに巻かれている。Inner Barrel 検出器には、各リールから切り出した4.5 mの波長変換ファイバーを合計13000本使用する。

3.2節で示した光量測定方法では、一本の波長変換ファイバーの測定に約10分かかる。13000本の波長変換ファイバーをすべて測定すると、6ヶ月以上の期間を要し、製作期間の観点からこれだけの期間をかけることはできなかった。そのため、各バッチから一本ずつ5 mの波長変換ファイバーを切り出し、それらの相対光量を測定することによって、すべての波長変換ファイバーの光量のばらつきを推定した。

この方法で、すべての波長変換ファイバーの光量のばらつきを推定するにあたり、一つのバッチ中での波長変換ファイバーの光量が、どのくらいばらついているのかを調べる必要がある。そこで、一つのバッチから 47 本の波長変換ファイバーを切り出し、その光量測定を行った。その測定結果を図 3.7 に示す。図 3.7 に示した測定値のばらつき $\sigma_{\text{測定値}}$ は、

- 測定精度 $\sigma_{\text{測定精度}}$ によるばらつきと
- バッチ中の波長変換ファイバーの光量のばらつき $\sigma_{\text{バッチ}}$

によるものである。したがって、 $\sigma_{\text{測定値}}$ と $\sigma_{\text{バッチ}}$ を式 3.2 と同様に平均値に対する RMS の割合で定義すると、誤差伝播則から次の関係が成り立つ。

$$\sigma_{\text{測定値}} = \sqrt{\sigma_{\text{測定精度}}^2 + \sigma_{\text{バッチ}}^2} \quad (3.3)$$

ここで、 $\sigma_{\text{測定値}}$ は図 3.7 に示した結果から 5.2 %、 $\sigma_{\text{測定精度}}$ は前節の結果から 1.3% であるため、式 3.3 から、プロダクションバッチ中の波長変換ファイバーの光量のばらつき $\sigma_{\text{バッチ}}$ は 5.0 % である。したがって、このサンプリング測定では各バッチごとに、波長変換ファイバーの光量を 5 % の精度で求めることができる。

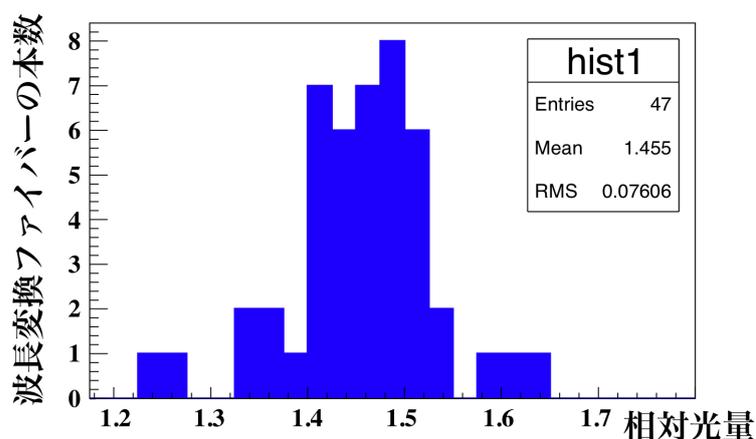


図 3.7: 同一のバッチである 47 本の波長変換ファイバーの相対光量分布。

152 個のバッチからそれぞれ一本ずつ切り出した各波長変換ファイバーの相対光量を測定し、各バッチごとの波長変換ファイバーの長さから予測した相対光量の分布を図 3.8 に示す。各バッチごとの光量のばらつきは 5 % であるため、すべての波長変換ファイバーの相対光量の分布は、図 3.8 を 5 % ぼやかしたものであると推定した。

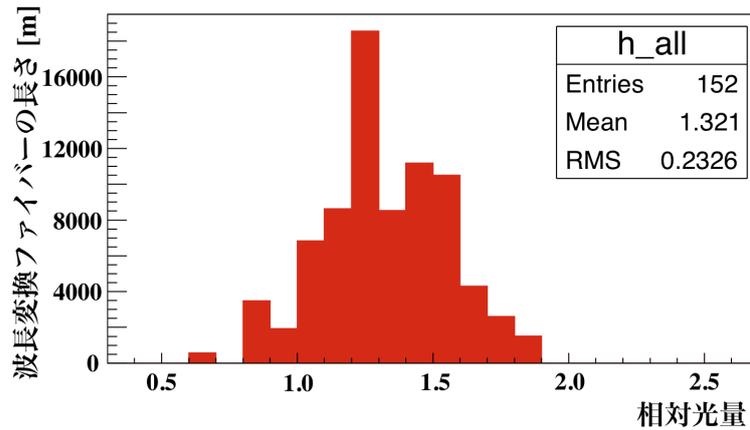


図 3.8: 152 個のバッチからそれぞれ一本ずつ切り出した各波長変換ファイバーの相対光量を測定し、各バッチごとの波長変換ファイバーの長さから予測した相対光量の分布。

3.4 相対光量と獲得光電子数の関係

3.3 節で推定した光量分布は、相対光量の分布である。この相対光量の値では、波長変換ファイバーが光量の要求値に対してどの程度の光量を持っているのかを評価することはできない。そのため、各相対光量値の波長変換ファイバーが

- シンチレータに接着されたとき、1 MeV のエネルギー損失に対して最大読み出し距離 5 m でどれだけの光電子数を獲得できるか

を知る必要がある。

そこで、式 3.1 で光量を測定した波長変換ファイバーを用いて、PMT での獲得光電子光量の評価を行った。以下、その評価方法と結果を述べる。

3.4.1 1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数

シンチレータに 1 MeV のエネルギー損失があったときの獲得光電子数を測定するため、波長変換ファイバーを接着した実機と同じ素材の、厚さ 5 mm のテスト用シンチレータを用意した。このシンチレータに、波長変換ファイバーを埋め込むための溝を掘り、相対光量の測定値が 1.44~1.49(平均 1.46) の 18 本の波長変換ファイバーを埋め込んだ。今回の測定では以下に示す三つの手順で測定、算出した物理量によって、シンチレータに 1 MeV のエネルギー損失があったときの獲得光電子数を評価する。

手順 1 シンチレータを貫通する宇宙線ミュオンノのテスト用シンチレータでのエネル

ギー損失のスペクトラムを ADC で測定し、MIP ピーク¹のピーク位置 MIP_{meas} を求める。

手順 2 PMT の光電面で光電子が一個生成されたときの ADC の出力値 $ADC_{p.e.}$ を測定する。

手順 3 モンテカルロシミュレーションで、手順 1 での宇宙線ミュオン¹の MIP ピークのピーク位置のエネルギー損失 MIP_{MC} を算出する。

1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数 $N_{p.e.}$ は、以上の手順で得られた MIP_{meas} 、 $ADC_{p.e.}$ 、 MIP_{MC} を用いて、

$$N_{p.e.}[\text{p.e./MeV}] = \frac{MIP_{meas}[\text{ADCcount}]}{MIP_{MC}[\text{MeV}] \times ADC_{p.e.}[\text{ADCcount/p.e.}]} \quad (3.4)$$

で評価できる。以下、これらの測定方法および算出方法について詳しく説明する。

宇宙線ミュオンのエネルギー損失スペクトラムの測定

図 3.9 に、宇宙線ミュオンのエネルギー損失スペクトラムを測定するためのセットアップを示す。

テスト用シンチレータを読み出す PMT には、IB 実機と同じ R329-EGPX を用いた。波長変換ファイバーは図 3.10 に示すようにたばねて接着・研磨し、シリコンクッキーで PMT に光学接続した。

また、読み出し距離が 5 m での獲得光電子数を評価するため、トリガーカウンター A、B を図 3.9 に示すように設置し、両者に宇宙線ミュオンのヒットを要求して、トリガーカウンターを設置した地点で宇宙線ミュオンがテスト用シンチレータを通過したイベントを選択した。トリガーカウンター A、B は、それぞれ図 3.9 中に示す大きさのプラスチックシンチレータであり、PMT(浜松ホトニクス製 H1161) で読み出した。

今回の測定では PMT で獲得できる光電子数が数個レベルであるため、テスト用シンチレータの ADC カウントの分布は、光統計によるふらつきによってランダウ関数がぼやけた分布となる。そこで、今回はランダウ関数をガウシアンで畳み込んだ関数でフィットして MIP ピークのピーク位置を求めた。図 3.11 に、図 3.9 に示したセットアップで取得したテスト用シンチレータの ADC カウントの分布を示す。190 ADC counts 付近にあるペDESTAL はガウシアンでフィットした。また、250 ~1200 ADC counts に広がる MIP ピークは、ガウシアンで畳み込んだランダウ関数でフィッティングした。

¹MIP とは、"Minimum Ionizing Particle" の略で、イオン化損失が最小となる粒子のことである。宇宙線のミュオンを 5 mm 程度の薄いシンチレータで観測した場合、そのエネルギー損失は MIP によるエネルギー損失をピークとするランダウ分布にしたがう。本論文では、このランダウ分布のことを MIP ピークと呼ぶ。

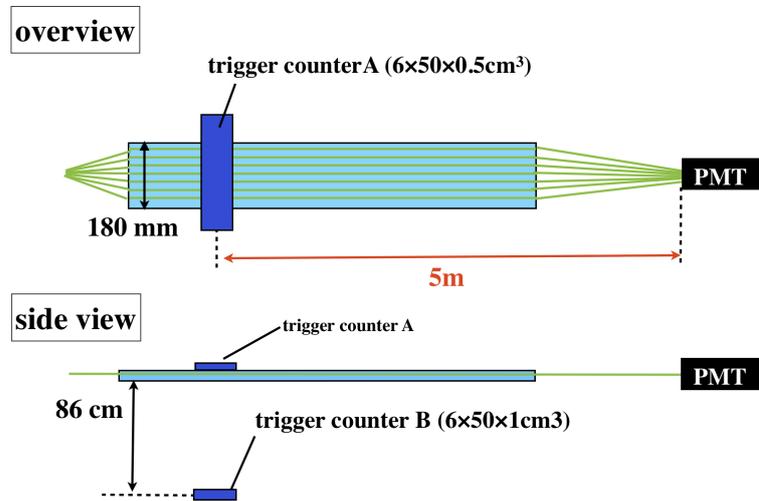


図 3.9: 宇宙線ミュオンのエネルギー損失スペクトラムを測定するためのセットアップ。

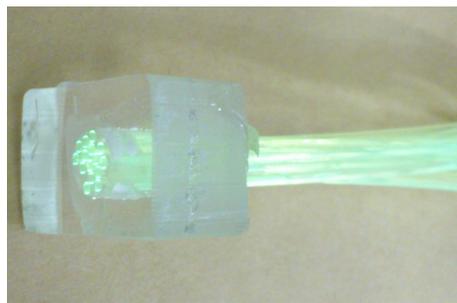


図 3.10: 接着剤でたばね、研磨した波長変換ファイバー。磨かれた面と PMT の間にシリコンクッキーをはさんで接続した。

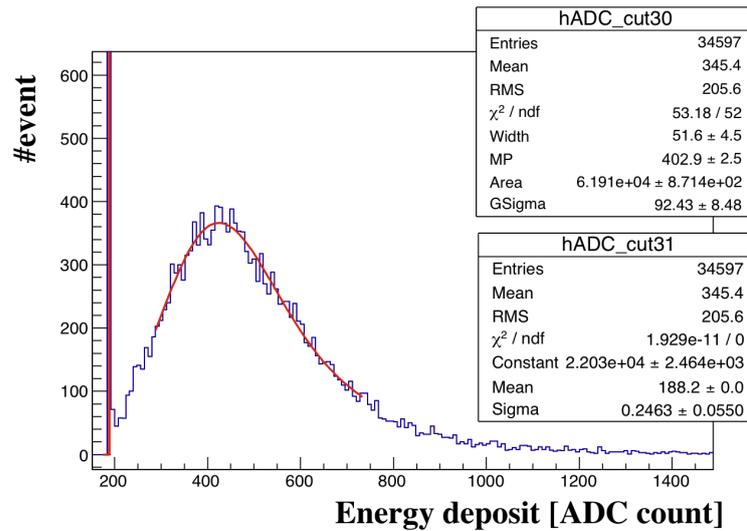


図 3.11: 図 3.9 に示したセットアップで取得したテスト用シンチレータの ADC カウントの分布。190 ADC counts 付近にあるピークはペDESTAL。250 ~1200 ADC counts に広がるカーブが MIP ピークである。

MIP_{meas} は、MIP ピークをフィットしたランダウ関数のピーク値から、ペDESTAL をフィットしたガウシアンを中心値を引いたものと定義した。図 3.11 のフィッティング結果から、その値は $MIP_{meas} = 214.7 \pm 2.5[\text{ADCcount}]$ である。

光電子一個の出力測定

PMT の光電面で光電子が一個だけ生成されたときの ADC 出力を測定するため、微弱な LED 光を PMT に照射したときの出力を ADC で読み出した。その ADC カウントの分布を図 3.12 に示す。

光電子一個に相当するピークとペDESTAL をそれぞれガウシアンでフィットしたときの中心値の差を $ADC_{p.e.}$ であると定義した。図 3.12 のフィッティング結果から、 $ADC_{p.e.}$ は $41.5 \pm 0.6 [\text{ADC count}]$ である。

シンチレータへのエネルギー損失の見積もり

図 3.9 のセットアップでのテスト用シンチレータへのエネルギー損失は、Geant4 を用いたシミュレーションによって算出する。シミュレーションは、図 3.9 と同じ位置関係にトリガーカウンター A、B とテストシンチレータを設置して、宇宙線ミュオンがこれらすべてを貫通した事象を選択してエネルギー損失を見積もった。このとき、宇宙線ミュオンは地表付近での平均エネルギー 4 GeV[14] で飛来し、飛来す

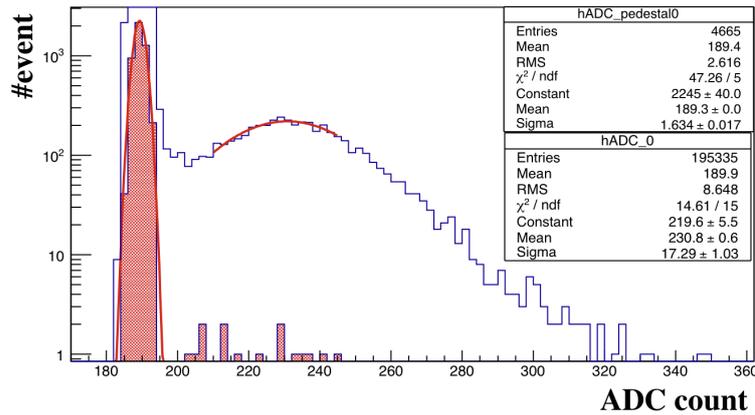


図 3.12: 微弱な LED 光を PMT に照射したときの ADC カウントの分布。230 ADC counts を中心とするピークが、光電子一個の出力に相当する。また、図中の赤の網掛け部分は、LED 光が照射されていないタイミングで取得された ADC カウントの分布であり、ペDESTAL に対応する。

る立体角あたりの角度の分布は天頂角 θ で $\cos^2\theta$ にしたがうとした。このシミュレーションで得られたテスト用シンチレータでのエネルギー損失の分布を、図 3.13 示すようにランダウ関数でフィットした。このフィッティングの結果から、テスト用シンチレータでのエネルギー損失の MIP ピークの値 MIP_{MC} は、 0.8833 ± 0.0006 MeV と算出した。

以上の結果から、獲得光電子数を式 3.4 を用いて評価する。その結果、平均で相対光量が 1.46 である波長変換ファイバーを用いた場合に、読み出し距離 5 m で 1 MeV のエネルギー損失あたりに獲得できる光電子数は、

$$N_{p.e.} = 5.8 \pm 0.1 \text{ [p.e./MeV]}$$

である。

また、波長変換ファイバーの相対光量と獲得光電子数が比例関係にあると仮定すると、この結果から、相対光量が 1 の波長変換ファイバーに対して 3.97 ± 0.07 個の獲得光電子数が見込める。

3.4.2 波長変換ファイバーの獲得光電子数の分布と、光量の要求を満たすための対策

前節で仮定した相対光量と獲得光電子数の関係を用いて、図 3.8 に示した波長変換ファイバーの相対光量の分布を、獲得光電子数の分布に変換したものを図 3.14 に示す。Inner Barrel 検出器の光量に対する要求は、「読み出し距離 5 m での獲得光電子

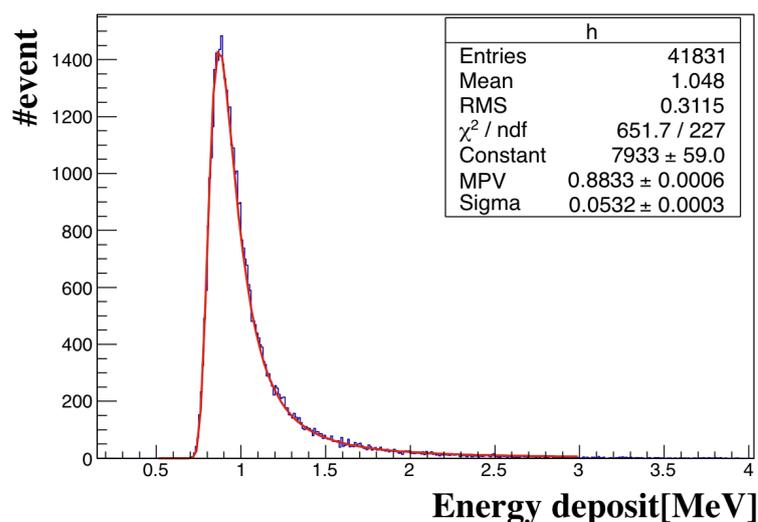


図 3.13: シミュレーションで得られた、テスト用シンチレータでのエネルギー損失の分布。

数が5 p.e./MeV 以上であること」である。図3.14に示したように、この要求を満たさない波長変換ファイバーが存在する。そこで、2.3.3節で述べたように、ポリマーライトガイドを用いて波長変換ファイバーの使用量を25%削減し、光量に対する要求を満たさない波長変換ファイバーの使用量を減らす。この処置によって、獲得光電子数が4.7p.e./MeV以上の波長変換ファイバーのみを用いることができる。

ただし、この処置による獲得光電子数を増やす効果の大きさは、ポリマーライトガイドの透過率に依存する。ポリマーライトガイドの透過率が波長変換ファイバーの透過率よりも大きければ、確実に獲得光電子数を増加させることができるが、逆に小さければ効果は小さくなる。したがって、ポリマーライトガイドを使用したときの、各光量の波長変換ファイバーの獲得光電子数の分布を予測するためには、ポリマーライトガイドの透過率と波長変換ファイバーの透過率を比較する必要がある。

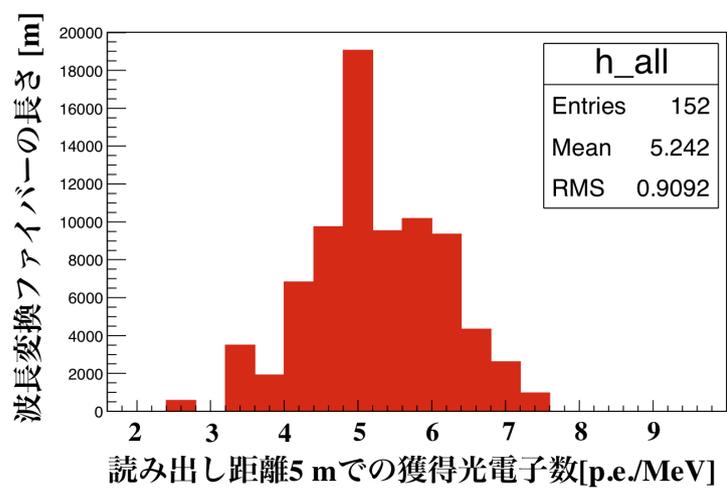


図 3.14: 相対光量と獲得光電子数が比例関係にあることを仮定した場合の、すべての波長変換ファイバーの獲得光電子数の分布。

第4章 ポリマーライトガイドの透過率測定

3.4.2節で述べたように、実際にポリマーライトガイドを使用したときの獲得光電子数を知るためには、ポリマーライトガイドの透過率と波長変換ファイバーの透過率を比較する必要がある。この章では、ポリマーライトガイドの透過率と波長変換ファイバーの透過率の比較方法と、その結果について述べる。

4.1 ポリマーライトガイドの透過率と波長変換ファイバーの透過率の比較方法

3.4.1節で述べたテスト用シンチレータに ^{90}Sr 線源からの β 線を照射し、ポリマーライトガイドを介してテスト用シンチレータを読み出す場合と、ポリマーライトガイドを介さずにテスト用シンチレータを読み出す場合の、それぞれのPMTの出力を比較することによって、ポリマーライトガイドと波長変換ファイバーの透過率を比較した。 ^{90}Sr 線源からの β 線によるテスト用シンチレータへのエネルギー損失のスペクトラムを測定したセットアップを図4.1に示す。図4.1中のAは波長変換ファイバーのみを用いて測定したときのセットアップ、図4.1中のBがポリマーライトガイドを介して測定したときのセットアップである。この測定では、直径14 mm、長さ2 mのポリマーライトガイドを用いた。 ^{90}Sr 線源から出てくる β 線は直径10 mmの円形にコリメートし、セットアップA、Bのどちら場合でも読み出し距離が5 mとなる位置に照射した。PMTはInner Barrel検出器実機と同じR329EGPXであり、ADCを用いて出力を読み出した。図4.1中のセットアップBにおいて、波長変換ファイバーとポリマーライトガイドは図4.2示すように厚さ5 mmのシリコンクッキーをはさみ、両者を押し付けて接続した。トリガーカウンターは $7 \times 30 \times 1 \text{ cm}^3$ の大きさのプラスチックシンチレータであり、PMT(浜松ホトニクス製、H1161)で読み出した。このトリガーカウンターのヒットを要求して、 β 線がテスト用シンチレータを貫通した事象を選択した。

PMTの出力の大きさは、ADCで読み出した ^{90}Sr 線源によるエネルギー損失のスペクトラムのピーク付近をガウシアンでフィットし、フィットしたガウシアンの中心値からペDESTALを引いたものと定義した。波長変換ファイバーの透過率に対する

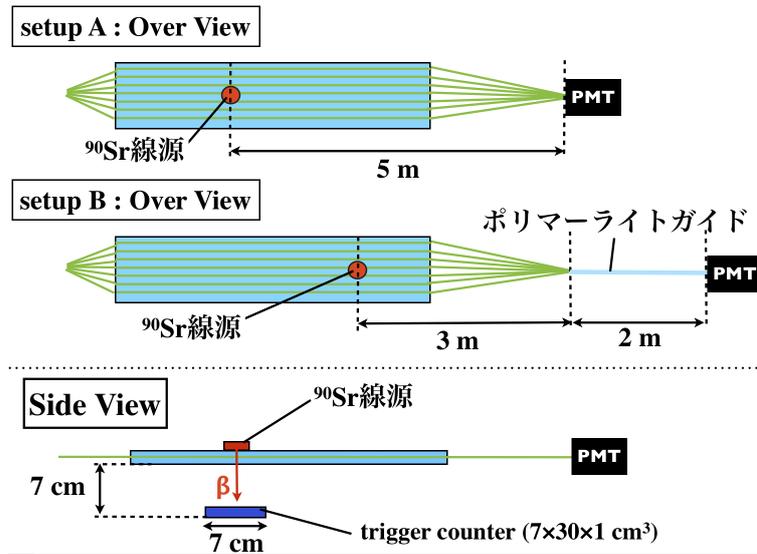


図 4.1: テスト用シンチレータへの ^{90}Sr 線源によるエネルギー損失のスペクトラムを測定したセットアップ。図中のセットアップ A は波長変換ファイバーのみで読み出す場合のセットアップ。セットアップ B は 2 m のポリマーライトガイドを用いて読み出す場合のセットアップである。

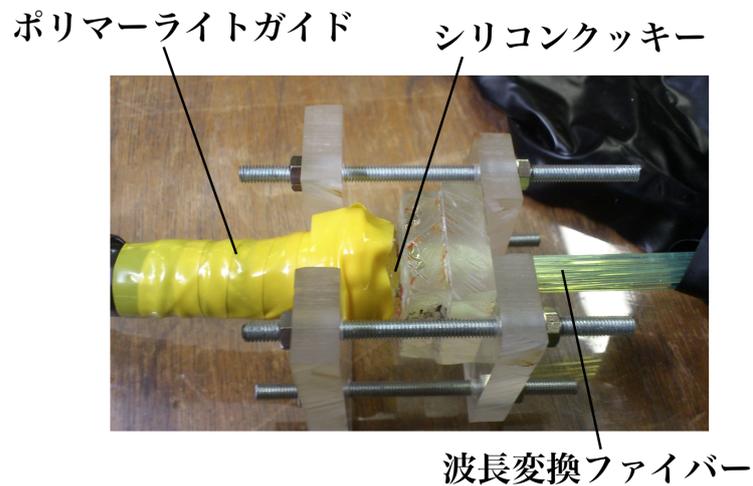


図 4.2: 波長変換ファイバーとポリマーライトガイドの接続部。両者の間にシリコンクッキーをはさみ、治具を用いてネジで押さえつけている。

ポリマーライトガイドの透過率の比を

$$R = \frac{\text{セットアップ B での PMT の出力の大きさ}}{\text{セットアップ A での PMT の出力の大きさ}} \quad (4.1)$$

と定義した。 R が1より大きければ、ポリマーライトガイドの透過率の方が波長変換ファイバーの透過率より大きく、 R が1より小さければ、ポリマーライトガイドの透過率の方が波長変換ファイバーの透過率より小さいことを意味する。

4.2 測定結果

図4.3にセットアップA、Bで得たそれぞれのADCカウン트의分布と、それをフィットした結果を示す。また、図4.3のフィット結果から算出したセットアップA、BのPMTの出力の大きさの値を表4.1に示す。表4.1に示した値から、式4.1で定義した R の値は 0.99 ± 0.01 である。この結果から、ポリマーライトガイドと波長変換ファイバーの透過率は誤差の範囲内で同じであるとし、本研究ではポリマーライトガイドを使用することにした。

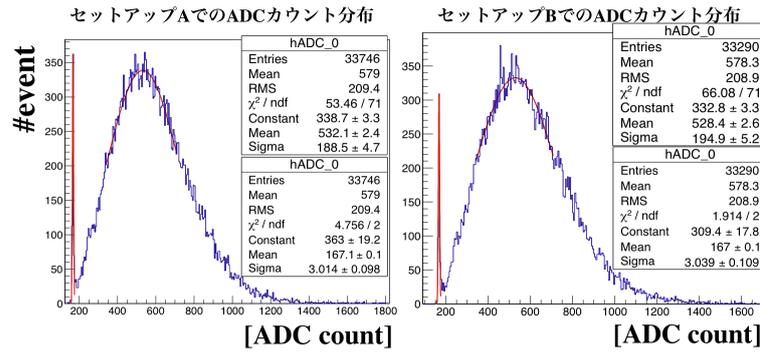


図 4.3: セットアップA、Bで得たそれぞれのADCカウン트의分布。160~170ADC countsにあるピークがペDESTAL。200~1000ADC countsに広がるピークが ^{90}Sr 線源によるテスト用シンチレータへのエネルギー損失のスペクトラムである。

表 4.1: セットアップAおよびセットアップBでのPMTの出力の大きさ

セットアップ	PMTの出力の大きさ [ADC count]
セットアップA	365 ± 2.4
セットアップB	361 ± 2.6

4.3 ポリマーライトガイドを使用したときの獲得光電子数の分布

前節で述べたように、式 4.1 で定義した波長変換ファイバーの透過率に対する、ポリマーライトガイドの透過率の比 R の値は 0.99 ± 0.01 である。そこで、ポリマーライトガイドの透過率は波長変換ファイバーの 0.99 倍であるとして、ポリマーライトガイドを用いたときの獲得光電子数の分布を予測した。その結果を図 4.4 に示す。図 4.4 に示したように、ポリマーライトガイドを使用しない場合の獲得光電子数の平均値 5.22 個に対して、ポリマーライトガイドを使用する場合の獲得光電子数の平均値は 5.57 個であり、ポリマーライトガイドを使用することによって獲得光電子数が 6% 向上する。ポリマーライトガイドを使用しても、獲得光電子数が 5 p.e./MeV を下回る波長変換ファイバーもあるが、これについての対策は次章で説明する。

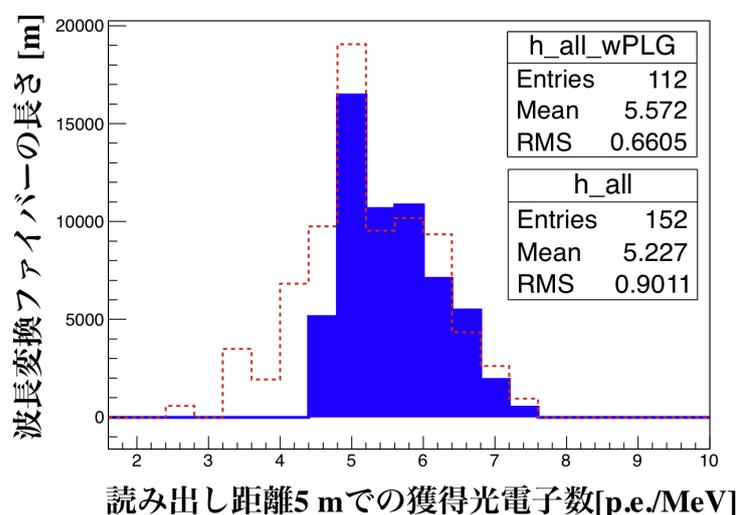


図 4.4: ポリマーライトガイドを使用した場合の波長変換ファイバーの獲得光電子数の分布 (青のヒストグラム)。赤の点線はポリマーライトガイドを使わない場合の獲得光電子数分布。

第5章 実機モジュールの製作

この章では、波長変換ファイバーを光量ごとに各シンチレータに組み合わせる方法と実機モジュールの製作について述べる。

5.1 波長変換ファイバーの光量のばらつきを平均化する方法と各シンチレータでの獲得光電子数

この節では、波長変換ファイバーを光量ごとに各シンチレータへ組み合わせる方法と、粒子の入射位置によって光量が小さくなる場合の獲得光電子数の評価方法について述べる。

5.1.1 波長変換ファイバーの光量のばらつきを平均化する方法

Inner Barrel 検出器では、すべてのシンチレータが光量に対する要求「読み出し距離 5 m での獲得光電子数が 5 p.e./MeV 以上」を満たす必要がある。しかし、図 4.4 に示したように、ポリマーライトガイドを使用しても光量に対する要求を満たしていない波長変換ファイバーが存在する。そこで、光量の大きい波長変換ファイバーと光量の小さい波長変換ファイバーを組み合わせることで各シンチレータへ接着するという対策をとった。以下で、その組み合わせ方法を簡単に説明する。

光量の大きい波長変換ファイバーと光量の小さい波長変換ファイバーを組み合わせる方法の概念を図 5.1 に示す。ここでは、簡単のために波長変換ファイバーのバッチは $a \sim h$ の八個だけあるとする。これらの組み合わせは、以下の三つの手順により行う。

1. すべてのバッチを光量の大きい順に並べる。
2. 「一番光量が大きいバッチと一番光量が小さいバッチ」、「二番目に光量が大きいバッチと二番目に光量が小さいバッチ」...のように、光量が大きいバッチと光量が小さいバッチの二つを組み合わせる。
3. 各シンチレータに組み合わせた二つのバッチを、交互にシンチレータの溝に接着する。

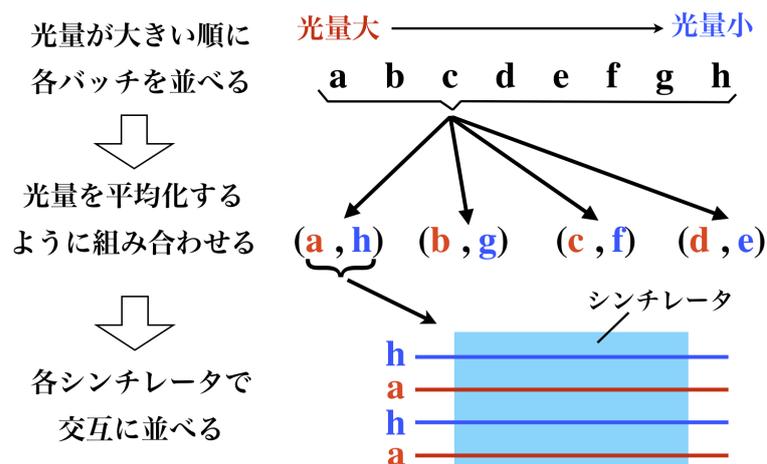


図 5.1: 波長変換ファイバーを各バッチの光量にしたがって、シンチレータへの組み合わせの決め方。

この対策によって、波長変換ファイバーのバッチごとの光量のばらつきを平均化し、さらにシンチレータ上での光量の場所依存性も最小限に抑えることができる。

Inner Barrel 検出器の製作では、この方法で全 112 バッチの波長変換ファイバーを二つずつ組み合わせて各シンチレータへ接着した。各シンチレータで得られる獲得光電子数は組み合わせた二つのバッチの光量の平均値であると仮定したときの、各シンチレータでの獲得光電子数分布を図 5.2 に示す。図 5.2 に示したように、この対策を行うことによって光量のばらつきが平均化され、すべてのシンチレータが光量に対する要求を満たしている。ただし、獲得光電子数が粒子の入射位置によって図 5.2 に示した値より小さくなる場合がある。この場合の獲得光電子数の評価方法は、次の節で述べる。

5.1.2 シンチレーション光の広がりを考慮した、シンチレータでの獲得光電子数の評価

シンチレータは、粒子がシンチレータ中に落とすイオン化損失エネルギーによってシンチレーション光を発生するが、その広がりの大きさは有限である。そのため、シンチレータ全体での獲得光電子数は、シンチレーション光が発生した付近の波長変換ファイバーの光量に大きく反映される。したがって、前節で述べた方法でシンチレータを製作すると、図 5.3 に示すように粒子が入射する位置によって獲得光電子数に差が出る。シンチレーション光の広がりが大きい場合はこの差は小さく、逆にシンチレーション光の広がりが小さい場合はこの差は大きくなる。

Inner Barrel 検出器では、シンチレータのすべての領域で光量の要求を満たさなけ

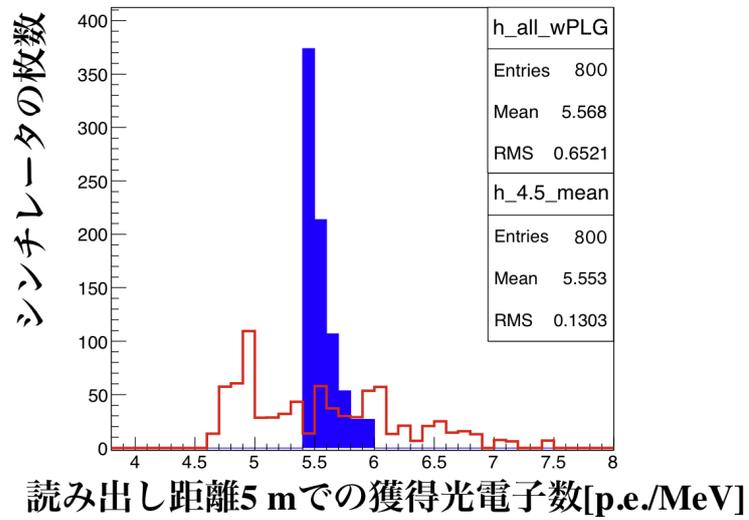


図 5.2: 光量の大きい波長変換ファイバーと光量の小さい波長変換ファイバーを組み合わせる対策を行った場合の各シンチレータでの獲得光電子数 (青色のヒストグラム)。赤のヒストグラムは、ポリマーライトガイドは使用するが、この対策は行わない場合の各シンチレータでの獲得光電子数。

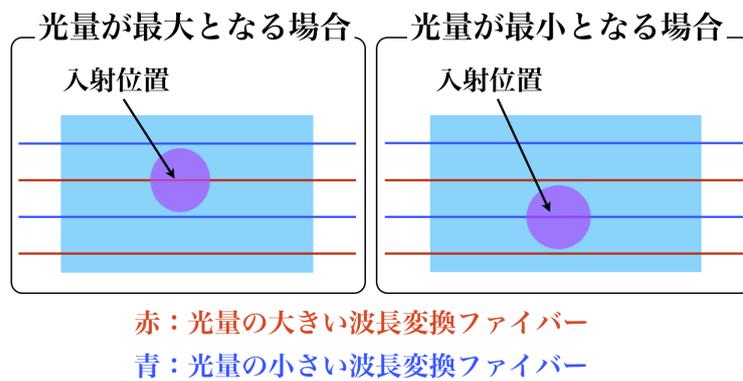


図 5.3: 獲得光電子数が最大となる場合と最小となる場合を示した図。光量の大きい波長変換ファイバー付近に粒子が入射したときは獲得光電子数は大きく、逆に光量の小さい波長変換ファイバー付近に粒子が入射したときは獲得光電子数は小さくなる。

ればならない。したがって、図 5.3 に示した「獲得光電子数が最小となる場合」でも光量の要求を満たす必要がある。そこで、テスト用シンチレータを用いてシンチレーション光の広がり大きさを測定し、図 5.3 に示した「獲得光電子数が最小となる場合」での各シンチレータの獲得光電子数を調べた。以下の節で、その方法と結果について述べる。

シンチレーション光の広がり評価方法

シンチレーション光の広がり大きさを測定は、 ^{90}Sr 線源と 3.4.1 節で述べたテスト用シンチレータを用いて行った。シンチレーション光の広がり、次のように評価した。

- テスト用シンチレータに ^{90}Sr 線源を置き、線源の位置を変えずにシンチレータに接着した 18 本の波長変換ファイバーを一本ずつ個別に PMT で読み出す。
- ^{90}Sr 線源を置いた位置から測定した波長変換ファイバーまでの距離と、測定した波長変換ファイバーの PMT の出力を比較する。

この測定のセットアップを図 5.4 に示す。図 5.4 に示すように、テスト用シンチレータの波長変換ファイバーの番号を fiber# と表記し、図 5.4 のファイバーを上側から順に fiber#1~18 とした。 ^{90}Sr 線源からの β 線は、直径 2 mm の穴のあいた厚さ 1 mm の鉛板でコリメートし、fiber#9 の真上から照射した。PMT① と PMT② は実機と同じ R329EGPX を使い、それぞれ ADC で読み出した。PMT① と個別に読み出す波長変換ファイバーは、図 3.3 に示したようにポリエチレン製のディスクに空けた 1.5 mm の穴に通して接続した。トリガーカウンターは $6 \times 10 \times 0.5 \text{ cm}^3$ の大きさのプラスチックシンチレータであり、PMT(浜松ホトニクス製、H1161) で読み出した。トリガーカウンターでのヒットと、PMT② での ADC 出力値がペDESTAL よりも十分に大きいことを要求して、 β 線がテスト用シンチレータを貫通した事象を選択した。

波長変換ファイバーを一本ずつ個別に読み出す PMT① の出力の大きさは、ADC で読み出した ADC カウント分布の Mean 値で定義した。また、18 本すべての波長変換ファイバーの出力の和に対する、fiber# i の出力比 f_i を

$$f_i = \frac{\text{fiber\#}i \text{ の出力}}{\sum_{j=1}^{18} \text{fiber\#}j \text{ の出力}} \quad (5.1)$$

と定義した。図 5.5 に各波長変換ファイバーの出力比 f_i を示す。図 5.5 に示したように、線源に最も近い fiber#9 の出力比 f_9 が最も大きく約 27% である。この各波長変換ファイバーの出力比 f_i を用いて、次節で獲得光電子数が最小となる場合の評価を行う。

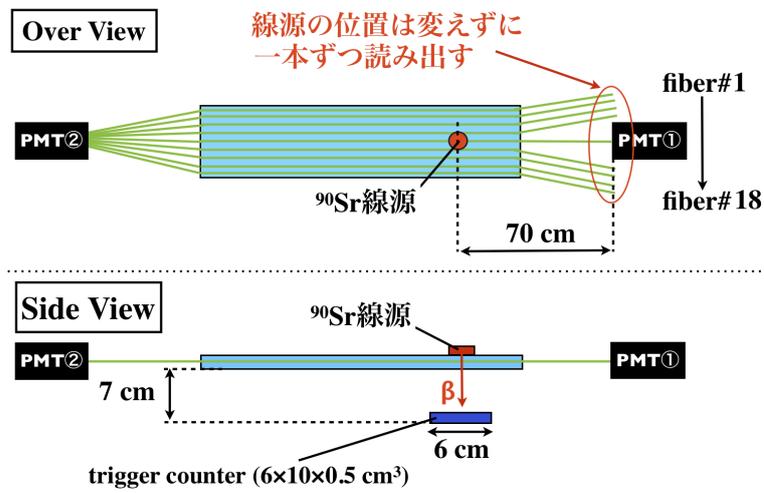


図 5.4: シンチレーション光の広がり的大小を測定したセットアップ。PMT①で波長変換ファイバーを一本ずつ個別に読み出す。

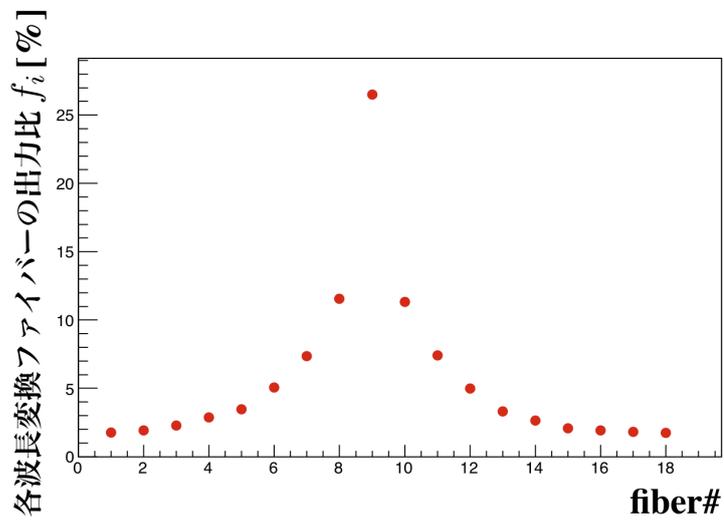


図 5.5: 18本すべての波長変換ファイバーの出力の和に対する各波長変換ファイバーの出力比 f_i 。

獲得光電子数が最小となる場合の、各シンチレータでの獲得光電子数

図 5.4 において、fiber# が奇数の位置に光量が小さい波長変換ファイバーを接着し、fiber# が偶数の位置に光量が大きい波長変換ファイバーを接着した場合、光量が小さいファイバーがもっとも線源の位置に近づくため、獲得光電子数がもっとも小さくなる。シンチレータに接着する二つのバッチの波長変換ファイバーのうち、光量が小さい方の波長変換ファイバーの獲得光電子数を a [p.e./MeV]、光量が大きい方の波長変換ファイバーの獲得光電子数を b [p.e./MeV] とする。このとき、獲得光電子数が最小となる場合のシンチレータ全体での獲得光電子数 N_{min} を、

$$N_{min} [p.e./MeV] = \sum_{k=0}^{k=8} f_{2k+1} \times a + \sum_{k=1}^{k=9} f_{2k} \times b \quad (5.2)$$

と定義した。この定義のもとに計算した、各シンチレータの N_{min} の分布を図 5.6 に示す。図 5.6 に示したように、獲得光電子数が最小となる場合でもすべてのシンチレータが Inner Barrel 検出器に対する要求「5 p.e./MeV」を満たす。一方、ポリマーライトガイドを使用しなかった場合は、図 5.6 中の赤のヒストグラムが示すように、光量の大きい波長変換ファイバーと光量の小さい波長変換ファイバーを組み合わせる対策をとっても、5 p.e./MeV を満たさないシンチレータが存在する。

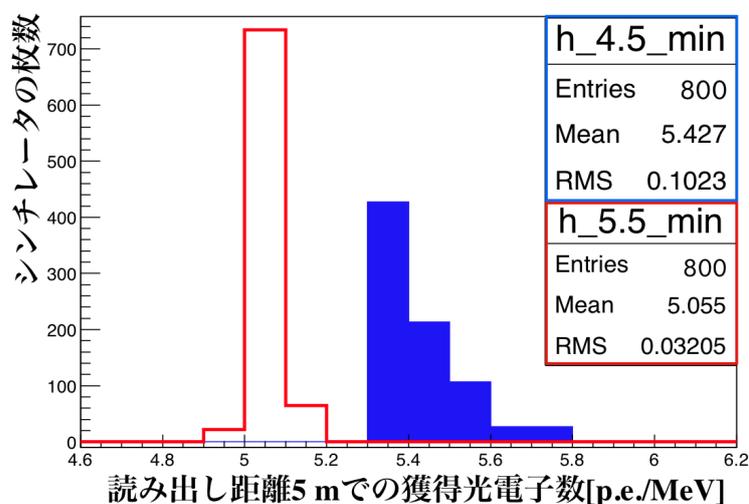


図 5.6: 獲得光電子数が最小となる場合の各シンチレータの獲得光電子数 N_{min} の分布 (青のヒストグラム)。赤のヒストグラムはポリマーライトガイドを使用せずに、5.1.1 節でのべた組み合わせ方で波長変換ファイバーを各シンチレータに接着したときの、獲得光電子数が最小となる場合の各シンチレータの獲得光電子数 N_{min} の分布。

5.2 実機モジュールの製作過程

実機モジュールの製作は、すべてKEKの第二機材収納庫において行った。実機モジュールの製作手順は、以下に示すとおりである。

1. 波長変換ファイバーを各バッチのリールから切り出し、バッチの光量にしたがって各シンチレータへ組み合わせる。
2. 波長変換ファイバーをシンチレータに埋め込み接着する。
3. 波長変換ファイバーを接着したシンチレータと鉛板、反射材をモジュール化する。
4. 波長変換ファイバーおよびポリマーライトガイドを束ねて接着・研磨しPMTに接続する。

以下、各手順について説明する。

5.2.1 シンチレータと波長変換ファイバーの接着

2.3.1節で述べたように、Inner Barrel 検出器には波長変換ファイバーを埋め込むための溝を掘ったプラスチックシンチレータを用いる。この溝に波長変換ファイバーを接着するための接着剤として、紫外線で硬化する接着剤(Norland社、NOA 61)を用いた。接着剤は、図5.7に示すように、ディスペンサーを自動ステージとともにシンチレータの溝の上で移動させながら塗布した。接着剤を塗布したシンチレータは、図5.8のように張った波長変換ファイバーの下に置き、ファイバーを支えているロールを降して波長変換ファイバーをシンチレータの溝に沈めた。その後、約1時間紫外線を照射して接着剤を硬化させた。

5.2.2 モジュールの組み立て

モジュールは、シンチレータと鉛板を積層し、それらを圧縮してモジュール化した。積層はシンチレータ→反射材→鉛板→反射材→シンチレータ…という順番で行い、すべてを積層した後、油圧機を用いて2トンの力をかけて圧縮した。圧縮した状態で半日間放置した後、加圧したままでステンレスのバンドで八カ所を図5.9に示すように縛った。

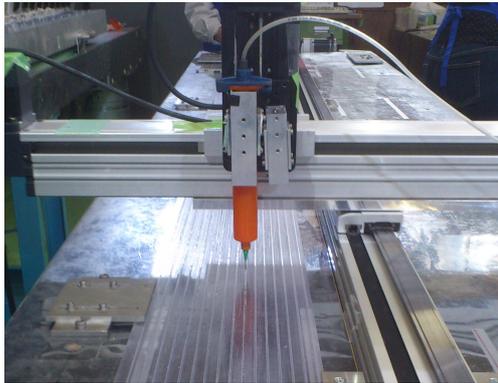


図 5.7: 接着剤の塗布に用いた自動ステーションとディスペンサー。

図 5.8: シンチレータの上に張った波長変換ファイバー。図の右にあるロールを降ろして波長変換ファイバーをシンチレータの溝に沈める。



図 5.9: 積層したシンチレータと鉛板をステンレスのバンドで縛ってモジュール化した様子。

5.2.3 波長変換ファイバーとポリマーライトガイドの接続

2.3.3 節で述べたように、Inner Barrel 検出器では下流側にのびた波長変換ファイバーを、7本の直径14 mm(コア径13 mm)のポリマーライトガイドと、5本の直径5.1 mm(コア径4.7 mm)のポリマーライトガイドに接続する。そのために、下流側にのびた400本の波長変換ファイバーを図5.10のように7個の内径13 mmの亚克力製リングと、5個の内径4.7 mmの亚克力製のリングでたばねて接着し、端面を磨いた。亚克力製のリングでたばねた波長変換ファイバーとポリマーライトガイドを接続するために、ネジ式の接続治具を製作した。図5.11に接続の概略図を示す。ポリマーライトガイドと波長変換ファイバーの間には、光学接続のために厚さ1 mmのシリコンクッキーをはさんだ。図5.12に、下流側にのびたすべての波長変換ファイバーをポリマーライトガイドに接続した様子を示す。

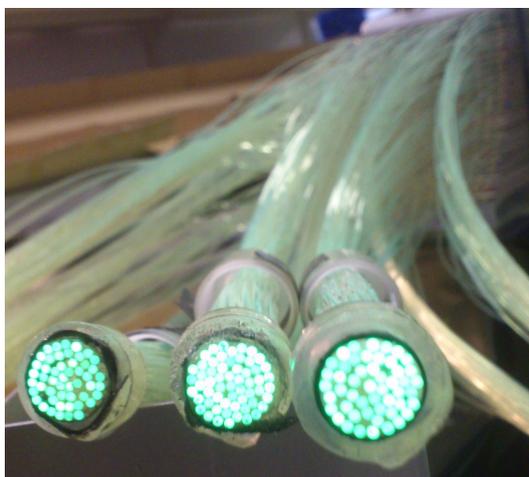


図 5.10: 波長変換ファイバーを亚克力製のリングに束ねた様子。図中のリングは内径13 mmのものである。

5.2.4 波長変換ファイバー、およびポリマーライトガイドとPMTの接続

Inner Barrel 検出器では、上流側は波長変換ファイバーをPMTに、下流側はポリマーライトガイドをPMTに接続する。PMTに接続する波長変換ファイバー、およびポリマーライトガイドは図5.13のように直径42 mmの亚克力製の筒にまとめて接着し端面を研磨した。研磨した後、図5.14に示すようにPMTを固定した台にネジで亚克力製の筒ごと固定し、厚さ3 mmのシリコンクッキーをはさんで接続した。

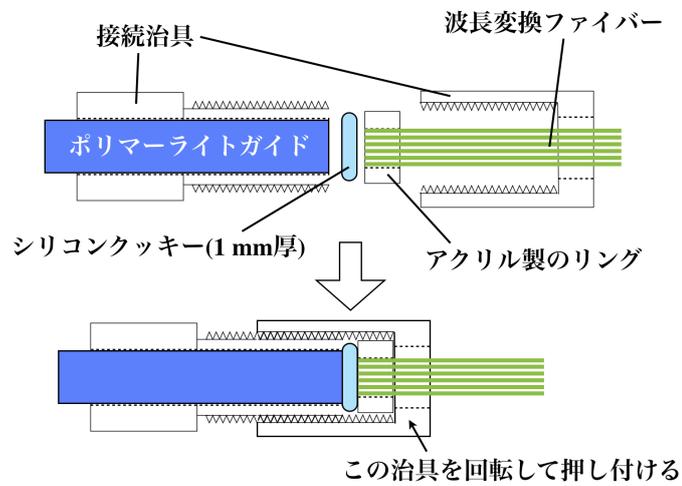


図 5.11: 波長変換ファイバーとポリマーライトガイドの接続の概略図。図中のネジ状になっている治具を回転させることによって、両者を押し付けた。



図 5.12: 下流側にのびたすべての波長変換ファイバーをポリマーライトガイドに接続した様子。

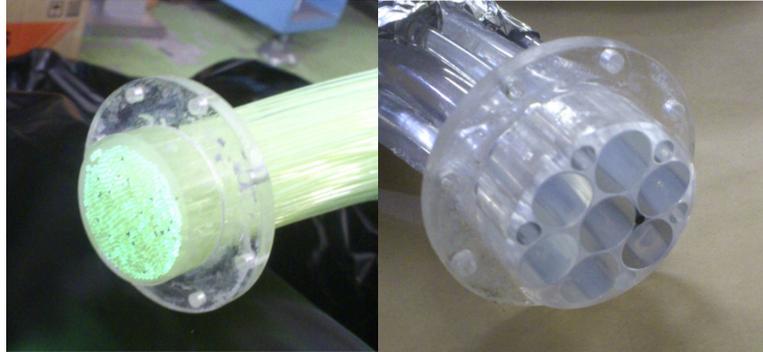


図 5.13: PMT に接続する波長変換ファイバー (左) とポリマーライトガイド (右)。直径 42 mm のアクリル製の筒にまとめて接着し端面を研磨した。

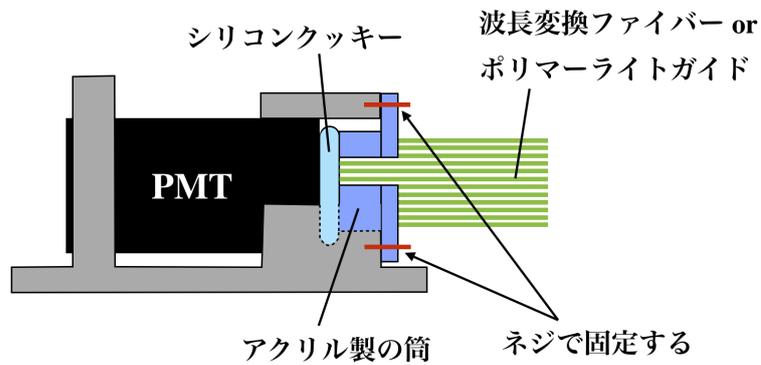


図 5.14: 波長変換ファイバー、およびポリマーライトガイドと PMT の接続の概略図。PMT を固定する台に空けられたネジ穴にアクリル製の筒ごと固定した。

第6章 宇宙線ミュオンを用いた実機モジュールの性能評価試験

この章では、前章で製作した実機モジュールの宇宙線ミュオンを用いた性能評価試験の目的と評価項目、およびそのセットアップについて述べる。

6.1 目的と評価項目

実機モジュールの性能評価を行う目的は次の二つである。

目的 1： 実機モジュールが獲得光電子数の要求を満たすかどうか調べる。

目的 2： 1.4 節でのべた実機モジュールの基本性能を調べる。

以下、それぞれの目的に対する評価項目を述べる。

目的 1 のための評価項目

Inner Barrel 検出器に課せられた要求は「読み出し距離 5 m で、1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数が 5 p.e./MeV 以上であること」である。また、この要求は Inner Barrel 検出器の幅方向の位置にも依らず満たされなければならない。そこで、実機モジュールがこの要求を満たすかどうかを確認するために、次の評価項目 1、2 を設定した。

- 評価項目 1：読み出し距離 5 m での、1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数
- 評価項目 2：PMT の出力がモジュール幅方向の粒子の入射位置にどの程度依存するか

目的 2 のための評価項目

1.4 節であげた基本性能として、以下の三つの評価項目 3~5 を設定した。

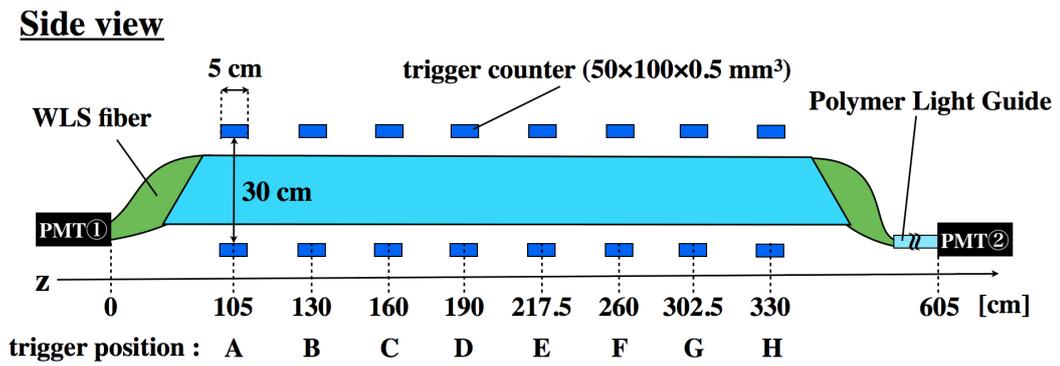
- 評価項目 3：モジュール中の光の減衰長
- 評価項目 4：モジュール中の光の伝播速度
- 評価項目 5：モジュールの時間分解能と獲得光電子数の相関関数

6.2 性能評価のためのセットアップ

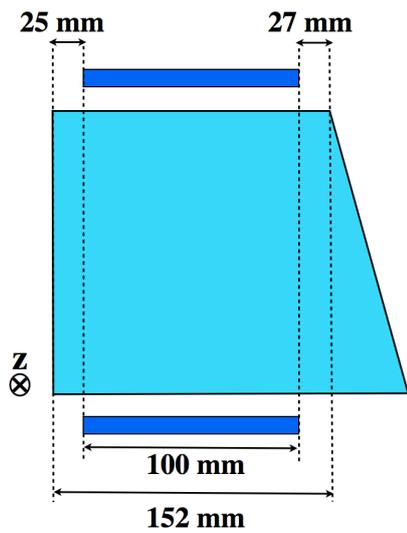
ここでは、前節で述べた評価項目 1~5 を測定するためのセットアップについて述べる。

評価項目 1、3、4、5 のためのセットアップ

評価項目 1、3、4、5 は、宇宙線ミューオンが実機モジュールを貫通するときのエネルギー損失および、シンチレーション光が PMT に到達するタイミングを用いて測定した。そのためのセットアップを図 6.1 に示す。実機モジュールを読み出す PMT① および PMT② には R329EGPX を用いた。ポリマーライトガイドと波長変換ファイバーの PMT との接続は 5.2.4 節で述べたとおりである。宇宙線ミューオンが実機モジュールを貫通した事象のデータを取得するため、トリガーカウンターを図 6.1 のように八つのトリガー地点 A~H に設置した。各トリガー地点から PMT①、PMT② までの読み出し距離 d_1 、 d_2 と、読み出し距離の差 $d_2 - d_1$ を表 6.1 に示す。それぞれの地点での上下のトリガーカウンターに宇宙線ミューオンがヒットした事象をデータ取得のためのトリガーとし、地点 A~H それぞれで宇宙線ミューオンが実機モジュールを貫通した事象のデータを取得した。なお、今回の試験ではトリガーカウンターを八つしか準備できなかったため、実際のデータ取得は A、C、E、G の四地点と B、D、F、H の四地点の二回に分けてデータを取得した。トリガーカウンターは、すべて $5 \times 10 \times 0.5 \text{ cm}^3$ の大きさのプラスチックシンチレータであり、PMT(浜松ホトニクス製 H1161) で読み出した。このセットアップで用いたすべての PMT の出力は、サンプリングレートが 500 MHz の Flash ADC(以下 FADC) で読み出した。この FADC は、PMT の出力波形を 512 ns の間、2 ns ごとに計 256 点記録する。また、データを取得するタイミングは図 6.2 に示すように、FADC が記録する 512 ns の間に PMT の出力波形が十分に収まるように合わせた。



Cross section



Over view

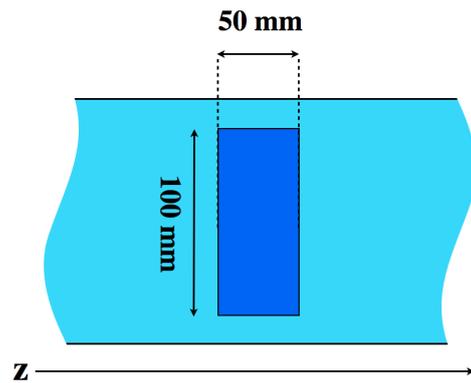


図 6.1: 評価項目 1、3、4、5 のためのセットアップの概略図。

表 6.1: 各トリガー地点での読み出し距離 d_1 、 d_2 と、読み出し距離の差 $d_2 - d_1$

トリガー地点	d_1 [cm]	d_2 [cm]	$d_2 - d_1$ [cm]
A	105	500	395
B	130	475	345
C	160	445	285
D	190	415	225
E	217.5	387.5	170
F	260	345	85
G	302.5	302.5	0
H	330	275	-55

評価項目 2 のためのセットアップ

PMT の出力がモジュール幅方向の粒子の入射位置にどの程度依存するのかを調べるために、八つのトリガーカウンターを実機モジュールの上下に四つずつ、図 6.3 のように重ね合わせて設置した。このようにトリガーカウンターを設置することによって、宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通する領域を図 6.3 の x 軸方向に幅 2.5 cm の五つの領域 a~e に区切った。図 6.3 において、 $z = 105$ cm の地点からの PMT① および PMT② の読み出し距離はそれぞれ 105 cm、500 cm である。トリガーカウンターは他の評価項目のために用いたものと同じであり、すべての PMT の出力も他の評価項目と同様に FADC を用いて読み出した。

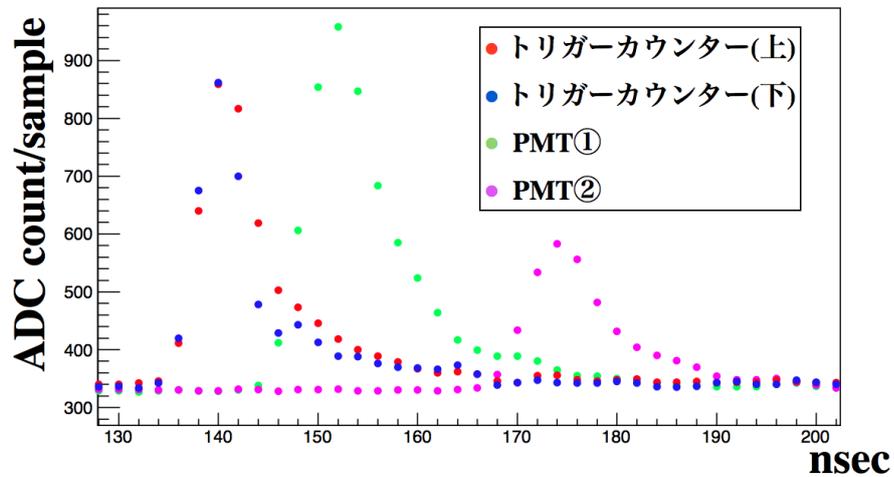
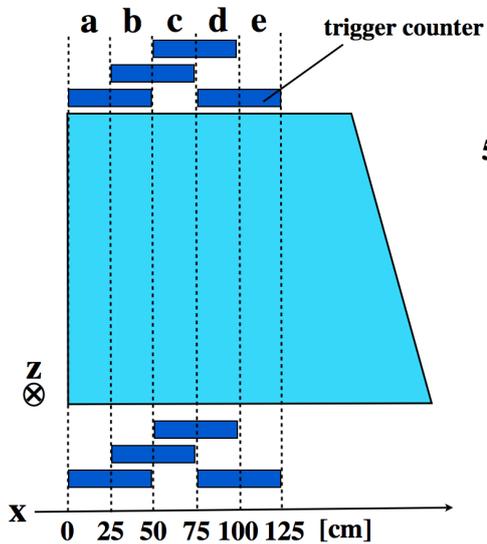


図 6.2: トリガー地点 A で宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通した事象の、FADC で記録された PMT の出力波形。図は FADC でデータを取り始めてから 130~200 ns の記録点を示している。

Cross section



Over view

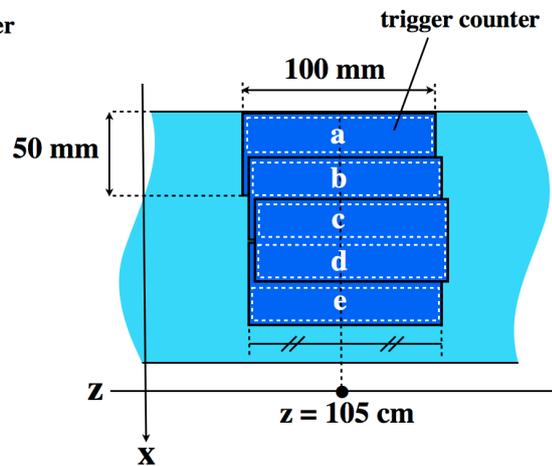


図 6.3: 評価項目 2 のためのセットアップ。各トリガーカウンターは、トリガーカウンターの z 方向の中心が $z=105$ cm となるように設置した。

第7章 実機モジュールの獲得光電子数の評価

この章では、6.1節で述べた目的1を達成するための評価項目1「読み出し距離5 mでの、1 MeVのエネルギー損失あたりの獲得光電子数」および評価項目2「獲得光電子数の、粒子の幅方向の入射位置による依存性」の測定方法と、その結果について述べる。

7.1 実機モジュールの獲得光電子数の測定方法と測定結果

評価項目1「読み出し距離5 mでの、1 MeVのエネルギー損失あたりの獲得光電子数」の基本的な測定方法は3.4.1節で述べた手順1~3と同じであり、 MIP_{meas} 、 $ADC_{p.e.}$ 、 MIP_{MC} を測定、算出して式3.4で1 MeVのエネルギー損失に対する獲得光電子数を求める。以下で、それぞれの物理量の測定方法、および算出方法とその結果について述べる。

7.1.1 1 MeVのエネルギー損失あたりの獲得光電子数の測定方法

宇宙線ミュオンエネルギー損失スペクトラムの測定

読み出し距離5 mでの獲得光電子数を評価するため、図6.1のトリガー地点Aで宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通した事象の、PMT②の出力を用いた。FADCで記録した波形の初めの二点のADCカウントの値の平均値をペDESTALと定義し、各点のADCカウントの値からペDESTALを引き、それらを計256点にわたって足し合わせたものを「Integrated ADC」としてその値を解析に用いた。

図7.1に、図6.1に示したセットアップで取得したPMT②のIntegrated ADCの値の分布を示す。図7.1で1000~4000 Integrated ADC countsに広がるMIPピークを、ランダウ関数をガウシアンで畳み込んだ関数でフィットし、そのランダウ関数のピーク位置を MIP_{meas} と定義する。フィットの結果、 MIP_{meas} は 1852 ± 6.3 [Integrated ADC counts]である。

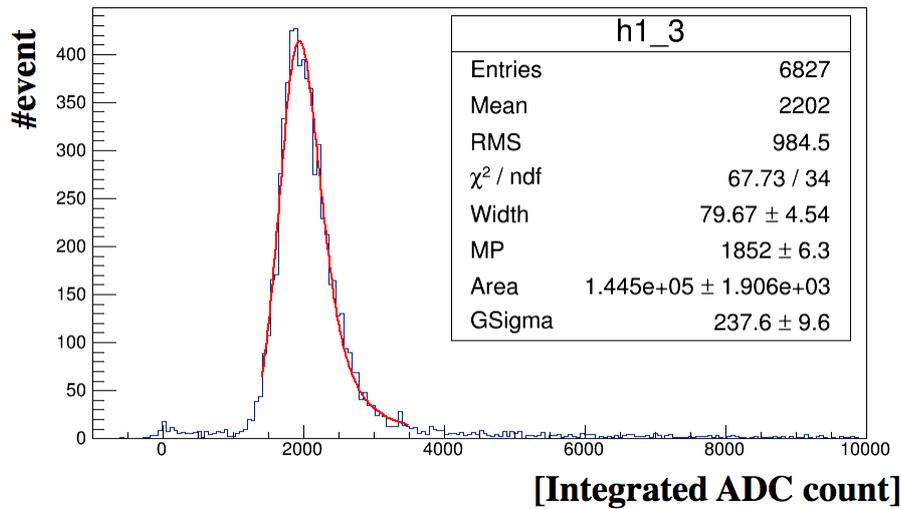


図 7.1: 図 6.1 のセットアップで得た PMT② の Integrated ADC の値の分布。1000~4000 Integrated ADC counts に広がるピークが MIP ピークである。図中の赤線は MIP ピークをフィットした、ランダウ関数をガウシアンで畳み込んだ関数。

光電子一個の Integrated ADC カウントの測定

図 7.1 に示したセットアップでは、PMT② に 1600 V の電圧をかけた。この印加電圧では、出力が小さいために光電子一個に相当する Integrated ADC カウントの分布をペDESTAL と分別することは困難である。そこで、今回の測定では、

- PMT② に 2500 V の電圧をかけ、微弱に光らせた LED を PMT に照射して光電子一個に相当する Integrated ADC カウントを測定し、
- 一定の大きさの LED 光を照射したまま PMT② にかける電圧を変え、印加電圧が 1600 V での出力と 2500 V での出力の比を算出して、

PMT② に 1600 V の電圧をかけたときの、光電子一個に対する Integrated ADC の出力 $ADC_{p.e.}$ を求めた。

光電子数一個あたりの Integrated ADC カウントを求めるために、LED 光を光ファイバーを通じて PMT に照射し、PMT で同時に 2 個程度の光電子を観測できる LED 光の強度での Integrated ADC カウントの分布を取得した。LED 光が光ファイバーを通じて PMT に到達し、さらに光電面で光電子が励起される確率は小さいため、PMT で励起される光電子数の分布は Poisson 分布にしたがう。ただし、PMT の出力には有限の大きさの分解能があるため、実際の Integrated ADC カウントの分布は Poisson

分布をガウシアンで畳み込んだ次の関数

$$y = A \sum_{N=1}^{N=\max} \frac{e^{-\bar{N}} \bar{N}^N}{N!} \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}\sigma}} \exp\left(-\frac{(x - pN - q)^2}{2N\sigma^2}\right) \quad (7.1)$$

にしたがう。ここで、 A は規格化定数、 \bar{N} は平均光電子数、 σ はPMTの出力の分解能による幅、 x はIntegrated ADCカウント、 p は光電子一個あたりのIntegrated ADCカウント、 q はペDESTALのIntegrated ADCカウントである。PMT②に2500 Vの電圧をかけ、LEDを微弱にPMTに照射したときのIntegrated ADCカウントの分布を図7.2に示す。図7.2に示すように、式7.1でこのIntegrated ADCカウントの分布をフィットした結果、光電子一個あたりのIntegrated ADCの値は 650 ± 19.8 [Integrated ADC counts]である。

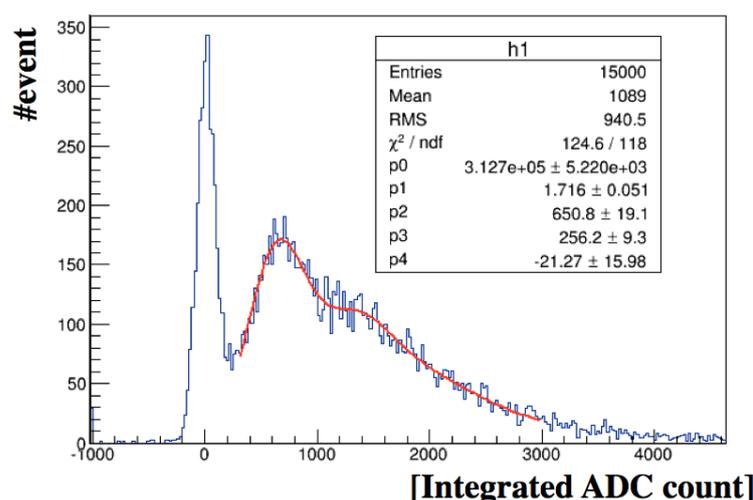


図 7.2: PMT②に2500 Vの電圧をかけ、LEDを微弱にPMTに照射したときのIntegrated ADCカウントの分布。図中の赤線は式7.1に示した関数でフィットした結果である。

一定の大きさのLED光をPMT②に照射し、印加電圧を変えたときのPMT②の出力を図7.3に示す。PMT②の出力はIntegrated ADCカウントの分布の平均値で定義した。PMT②の出力の大きさ G は、PMT②にかけた電圧 V の関数

$$G = aV^b \quad (7.2)$$

にしたがうとして、図7.3に示したカーブをフィットした。ここで、 a 、 b はフィッティングパラメータである。このフィット結果から、1600 Vの電圧をかけた場合のPMT②の出力は、2500 Vの電圧をかけた場合の 0.021 ± 0.001 倍である。

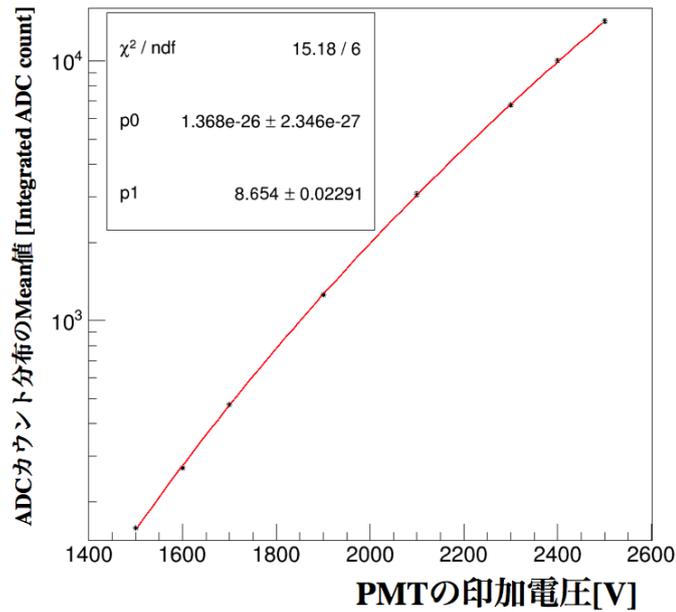


図 7.3: 一定の大きさの LED 光を PMT② に照射し、印加電圧を変えたときの PMT② の出力。図中の赤線は式 7.2 に示した関数でフィットした結果である。

以上の結果から、PMT② に 1600 V の電圧をかけたときの、光電子一個に対する Integrated ADC の値は $ADC_{p.e.} = (650 \pm 19.8) \times (0.021 \pm 0.001) = (13.6 \pm 0.5)$ [Integrated ADC counts] である。

実機モジュールへのエネルギー損失の見積もり

図 6.1 のセットアップでの宇宙線ミュオンが実機モジュールに落とすエネルギー損失は、Geant4 を用いたシミュレーションによって算出した。シミュレーションは、図 6.1 と同じ位置関係にトリガーカウンターと実機モジュールを設置して、宇宙線ミュオンがこれらを貫通した事象を選択してエネルギー損失を見積もった。シミュレーションで降らせた宇宙線ミュオンのエネルギーと入射角度の分布は、3.4.1 節と同じ値および分布を用いた。このシミュレーションで得られた実機モジュールでのエネルギー損失の分布を、図 7.4 に示す。図 7.4 の MIP ピークをランダウ関数でフィットした。その結果から、実機モジュールの MIP ピークでのエネルギー損失 MIP_{MC} は 24.2 MeV と算出した。

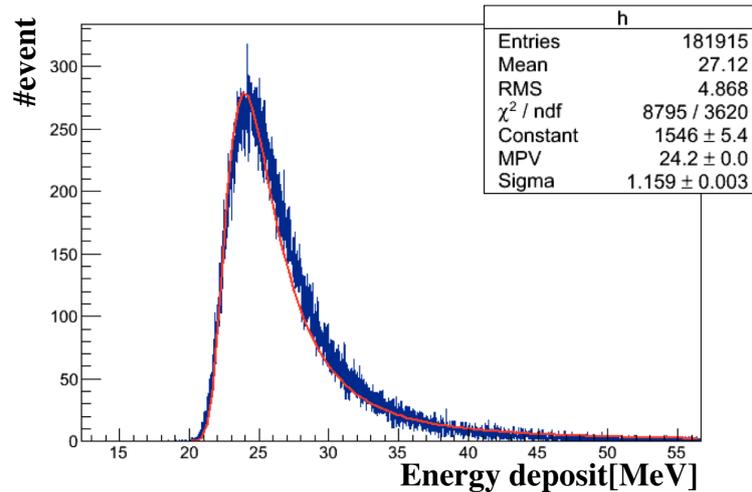


図 7.4: シミュレーションで得られた、実機モジュールでのエネルギー損失の分布。図中の赤線は、ランダウ関数でフィットした結果である。

7.1.2 測定結果

前節で得た MIP_{meas} 、 $ADC_{p.e.}$ 、 MIP_{MC} の値と式 3.4 より、実機モジュールの読み出し距離 5 m での 1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数は 5.6 ± 0.2 p.e./MeV であった。この結果は、Inner Barrel 検出器に対する要求「読み出し距離 5 m での 1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数が 5 p.e./MeV 以上」を満たすものである。

7.2 獲得光電子数の幅方向の入射位置による依存性の測定方法と測定結果

図 6.3 の領域 a~e で宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通したそれぞれの事象の、PMT① と PMT② の ADC カウントの分布から 7.1.1 節と同様に MIP_{meas} を求め、それらを比較することによって獲得光電子数の幅方向の入射位置による依存性を評価した。

図 7.5 に、PMT① と PMT② それぞれについて、領域 c の MIP_{meas} の大きさと規格化した各領域での MIP_{meas} の値を示す。図 7.5 での x 座標は図 6.3 の x 軸に対応し、各点は x の値が小さい順に領域 a、b、c、d、e での出力に対応する。図 7.5 に示すように、PMT①、PMT② とともにモジュールの中央部である領域 c に宇宙線ミュオンが入射した場合にもっとも出力が大きく、中央部から離れるにしたがって出力が小さくなる。中央部と端部の出力の差がもっとも大きくなるのは、PMT② で 3% で

あった。図 6.3 のセットアップでの PMT② の読み出し距離は 5 m であるため、この結果から、7.1.2 節で得た読み出し距離 5 m での獲得光電子数 5.6 p.e./MeV が、もっとも出力が大きい中央部で得たものであったとしても、端部で 5.4 p.e./MeV の獲得光電子数が得られる。したがって、これらの結果からすべての領域で獲得光電子数の要求を満たすことを保証できる。

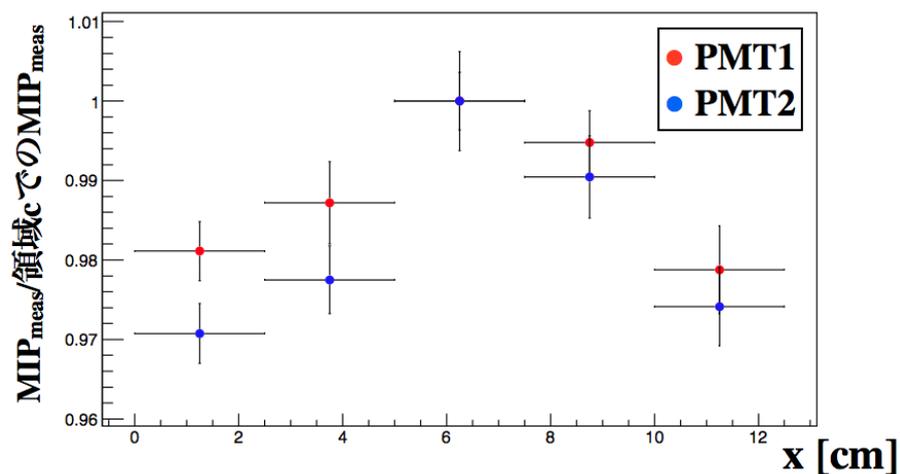


図 7.5: PMT①(赤点) と PMT②(青点) それぞれについて、領域 c の MIP_{meas} の大き
 さいで規格化した各領域での MIP_{meas} の値。各点は x の値が小さい順に領域 a、b、c、
 d、e での出力に対応する。

第8章 実機モジュールの基本性能の測定方法と結果

この章では6.1節で述べた目的2「実機モジュールの基本性能の評価」のための各評価項目の測定方法とその結果について述べる。

8.1 実機モジュール中の光の減衰長の測定方法と結果

今回の試験に先立ち、Inner Barrel 検出器で用いる波長変換ファイバー単体の光の減衰長を求めた。図3.1に示したセットアップでLED光照射器の位置を動かし、波長変換ファイバーの読み出し距離を変えて測定を行って、読み出し距離と相対光量の相関を得た。その結果を図8.1に示す。図8.1から分かるように、減衰長には短い成分と長い成分の二つが存在する。そこで、この相関を次の関数

$$f_a(d) = A_1 \exp\left(\frac{-d}{L_1}\right) + A_2 \exp\left(\frac{-d}{L_2}\right) \quad (8.1)$$

でフィットした。ここで、 d は発光点からPMTまでの距離、 A_1 、 A_2 は規格化定数、 L_1 、 L_2 は減衰長の短い成分と長い成分を表す。図8.1に示すように、式8.1に示した関数 $f_a(d)$ は各測定点をよくフィットできている。このフィッティングの結果から、波長変換ファイバー単体の減衰長の短い成分は (66 ± 5) cm、長い成分は (418 ± 13) cmである。

次に、実機モジュールの光の減衰長も図6.1の各トリガー地点A~Hそれぞれに宇宙線ミューオンが入射した事象を用いて求めた。PMT①およびPMT②での1 MeVのエネルギー損失あたりの獲得光電子数と、各トリガー地点からのPMTの読み出し距離の相関を図8.2に示す。この相関を式8.1でフィットした結果、実機モジュールの減衰長の短い成分 L_1 は (59 ± 25) cm、減衰長の長い成分 L_2 は (389 ± 13) cmであった。減衰長の短い成分の誤差が大きい理由は、実機モジュールでは読み出し距離80 cm以下で測定ができず、短い読み出し距離での測定点が取れていないためである。

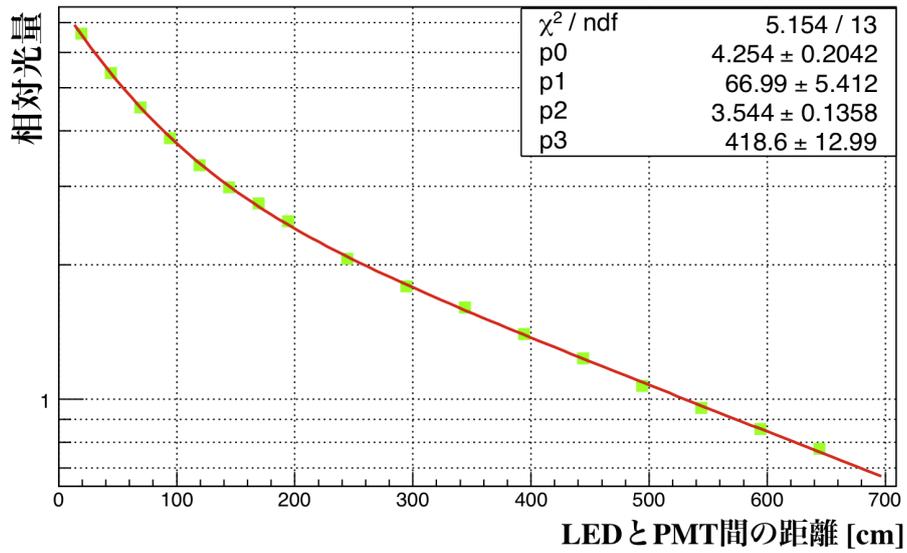


図 8.1: 図 3.1 に示したセットアップで測定した、波長変換ファイバー単体の相対光量と読み出し距離の相関。図中の赤線は式 8.1 に示した関数でフィットした結果である。

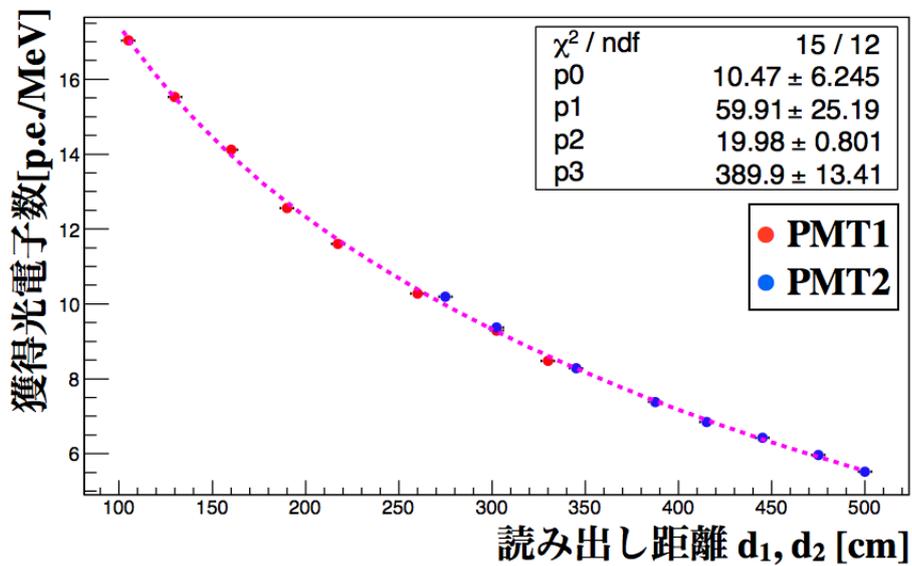


図 8.2: 図 6.1 のセットアップで得た PMT①(赤点) と PMT②(青点) の 1 MeV のエネルギー損失あたりの獲得光電子数と読み出し距離の相関。図中の点線は式 8.1 に示した関数 $f_a(d)$ でフィットした結果である。

8.2 実機モジュール中の光の伝播速度の測定方法と結果

あるトリガー地点で宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通したとき、PMT①およびPMT②の読み出し距離の差によって、シンチレーション光が各PMTに到達する時刻(以下、この時刻を「読み出し時刻」と呼称する。)に差ができる。この時刻の差は読み出し距離の差に比例し、その比例係数がモジュール中の光の伝播速度 c_{mod} に対応する。

まず、PMTでの読み出し時刻の決定方法について述べる。今回の試験では、FADCによって記録したPMTの波形点のうち、もっともADCカウントが大きい点の半分の波高となる立ち上がり時刻を読み出し時刻とした。具体的には、図8.3のように、もっともADCカウントが大きい点の波高の1/2の高さと、それを超える前後の波形点を結んだ直線が交わる時刻を読み出し時刻とした。

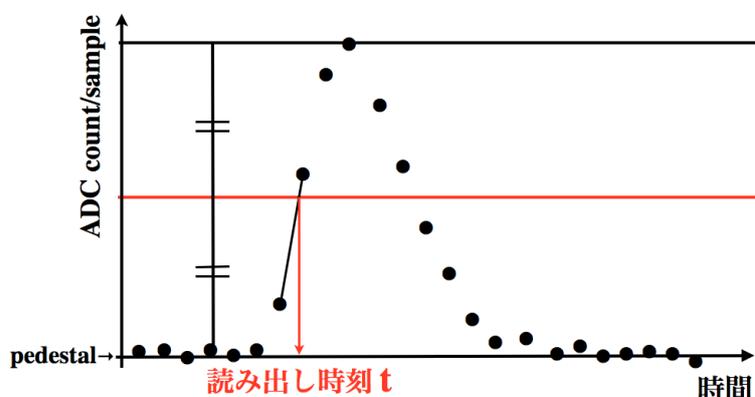


図 8.3: 読み出し時刻の決定方法の概略図。図中の黒点がFADCで記録された波形点を、赤線がもっともADCカウントが大きい点の波高の1/2の高さを表す。

トリガー地点Aを宇宙線ミュオンが通過した場合の、PMT①およびPMT②の読み出し時刻 t_{m1} と t_{m2} の差 $t_{m2} - t_{m1}$ の分布を図8.4に示す。図8.4に示すように読み出し時刻の差はイベントごとにばらつきがあるため、この分布をガウシアンでフィットして得た平均値をモジュール中の光の伝播速度 c_{mod} の測定に用いた。PMT①とPMT②の読み出し時刻の差と、読み出し距離の差 $d_2 - d_1$ の関係を図8.5に示す。図8.5の各点を一次関数でフィットした結果、モジュール中の光の伝播速度 c_{mod} は (17.37 ± 0.02) cm/ns である。

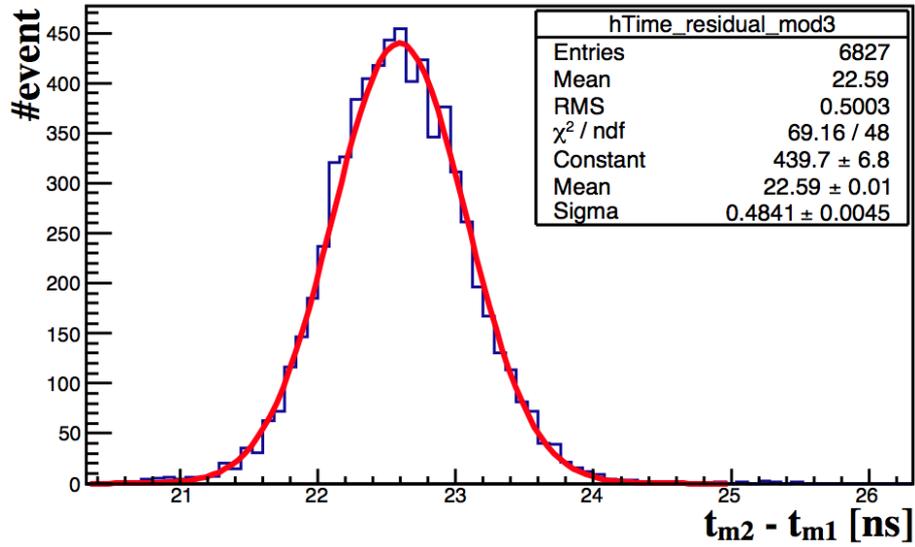


図 8.4: トリガー地点 A で宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通した事象の、PMT①とPMT②の読み出し時刻の差 $t_2 - t_1$ の分布。この分布をガウシアンでフィットして得た平均値をPMT①とPMT②の読み出し時刻の差としてモジュール中の光の伝播速度の測定に用いた。

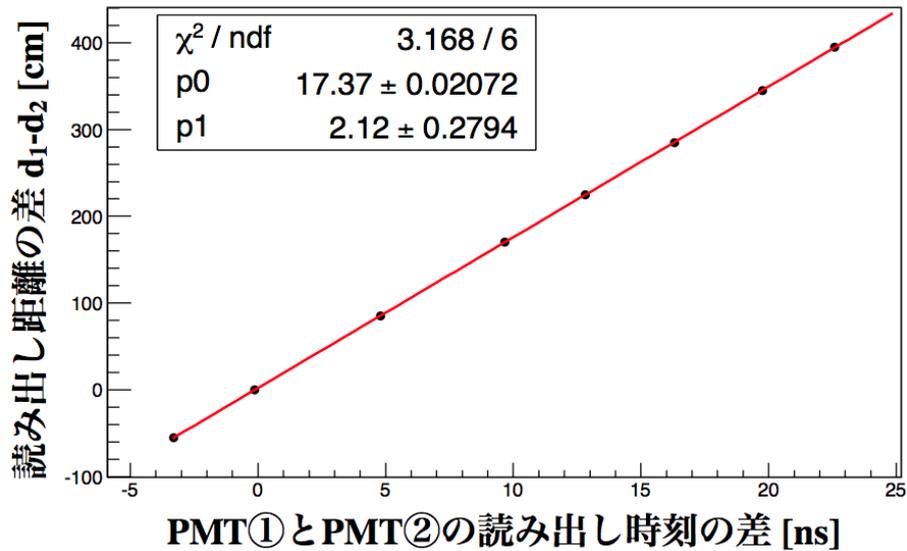


図 8.5: PMT①とPMT②の読み出し時刻の差と、読み出し距離の差 $d_2 - d_1$ の関係。図中の赤線がモジュール中の光の伝播速度を求めるために各点をフィットした一次関数である。

8.3 モジュールの時間分解能と獲得光電子数の相関関数の測定方法と結果

実機モジュールの時間分解能の大きさは、実機モジュールを読み出すPMTでの獲得光電子数と相関がある。この相関関数を求めるため、図6.1に示したセットアップの各トリガー地点で宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通した事象を用いて、実機モジュールの時間分解能を測定した。実機モジュールを読み出すPMTでの獲得光電子数は、モジュール中の光の減衰のために各トリガー地点で異なるため、この測定によって実機モジュールの時間分解能と獲得光電子数の相関を得ることができる。以下で、その方法と結果について述べる。

8.3.1 実機モジュールの時間分解能の測定方法

まず、実機モジュールの時間分解能である、図6.1のPMT①およびPMT②の時間分解能 σ_1 、 σ_2 の測定方法について述べる。 σ_1 と σ_2 は、それぞれ実機モジュールのある一地点に粒子が入射したときのPMT①とPMT②の読み出し時刻のばらつきの大きさである。そこで、前節で定義したPMT①とPMT②の読み出し時刻 t_{m1} と t_{m2} のばらつきの大きさ $\sigma_{t_{m1}}$ 、 $\sigma_{t_{m2}}$ を用いて実機モジュールの時間分解能の評価を行った。ただし、図6.1のトリガーカウンターはz方向に5cmの幅を持つために、粒子の入射位置のz方向の広がりによる読み出し時刻のばらつき $\sigma_{t_{pos}}$ が $\sigma_{t_{m1}}$ と $\sigma_{t_{m2}}$ には含まれている。そのため、実機モジュールの時間分解能は、それぞれ $\sigma_{t_{m1}}$ および $\sigma_{t_{m2}}$ から $\sigma_{t_{pos}}$ を除いた次の式

$$\sigma_i = \sqrt{\sigma_{t_{mi}}^2 - \sigma_{t_{pos}}^2} \quad (i = 1, 2) \quad (8.2)$$

で書ける。今回の試験では、 $\sigma_{t_{m1}}$ および $\sigma_{t_{m2}}$ と $\sigma_{t_{pos}}$ を算出し、式8.2を用いて実機モジュールの時間分解能を求めた。以下、これらの算出方法について述べる。

$\sigma_{t_{m1}}$ と $\sigma_{t_{m2}}$ の算出

$\sigma_{t_{m1}}$ と $\sigma_{t_{m2}}$ を算出するため、次の時間 T_1 、 T_2 を導入した。

$$T_i = \frac{(t_{mi} - t_u) + (t_{mi} - t_d)}{2} = t_{mi} - \frac{(t_u + t_d)}{2} \quad (i = 1, 2) \quad (8.3)$$

ここで t_u と t_d は、それぞれ各トリガー地点で実機モジュールの上、および下に設置したトリガーカウンターの読み出し時刻である。 T_1 、 T_2 のばらつき σ_{T_1} 、 σ_{T_2} は、誤

差伝播則により $\sigma_{t_{m1}}$ および $\sigma_{t_{m2}}$ と、上下のトリガーカウンターの時間分解能 σ_{t_u} 、 σ_{t_d} とを用いて次の式

$$\sigma_{T_i} = \sqrt{\sigma_{t_{mi}}^2 + \frac{(\sigma_{t_u}^2 + \sigma_{t_d}^2)}{4}} \quad (8.4)$$

で書ける。そこで、 σ_{T_1} および σ_{T_2} と、 $\sigma_{t_u}^2 + \sigma_{t_d}^2$ を測定することによって、式 8.4 から $\sigma_{t_{m1}}$ と $\sigma_{t_{m2}}$ を求めた。

σ_{T_1} および σ_{T_2} は、各トリガー地点で宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通した事象における T_1 、 T_2 の分布を、それぞれ図 8.6 に示すようにガウシアンでフィットして得た標準偏差の値と定義して求めた。また、 $\sigma_{t_u}^2 + \sigma_{t_d}^2$ は、各トリガー地点の上下のトリガーカウンターの読み出し時刻の差 $t_u - t_d$ の分布の幅 $\sigma_{t_u - t_d}$ を用いて求めた。 $\sigma_{t_u - t_d}$ は、誤差伝播則によって $\sigma_{t_u}^2 + \sigma_{t_d}^2$ と次の関係

$$\sigma_{t_u - t_d} = \sqrt{\sigma_{t_u}^2 + \sigma_{t_d}^2} \quad (8.5)$$

を持つ。 $\sigma_{t_u - t_d}$ は、各トリガー地点での $t_u - t_d$ の分布を図 8.7 に示すようにガウシアンでフィットして得た標準偏差と定義して求めた。

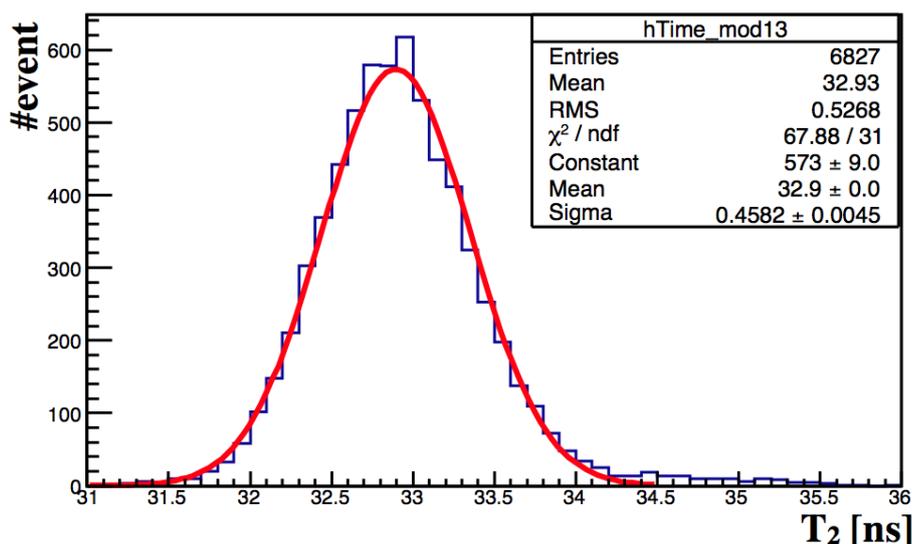


図 8.6: トリガー地点 A で宇宙線ミュオンが実機モジュールを貫通した事象における T_2 の分布。図中の赤線は、 σ_{T_2} を求めるためにフィットしたガウシアンを表す。

$\sigma_{t_{pos}}$ の算出

次に、粒子の実機モジュールへの入射位置の z 方向の広がりによる、PMT① および PMT② の読み出し時刻のばらつき $\sigma_{t_{pos}}$ を算出する方法について述べる。 $\sigma_{t_{pos}}$ を算出するためには、

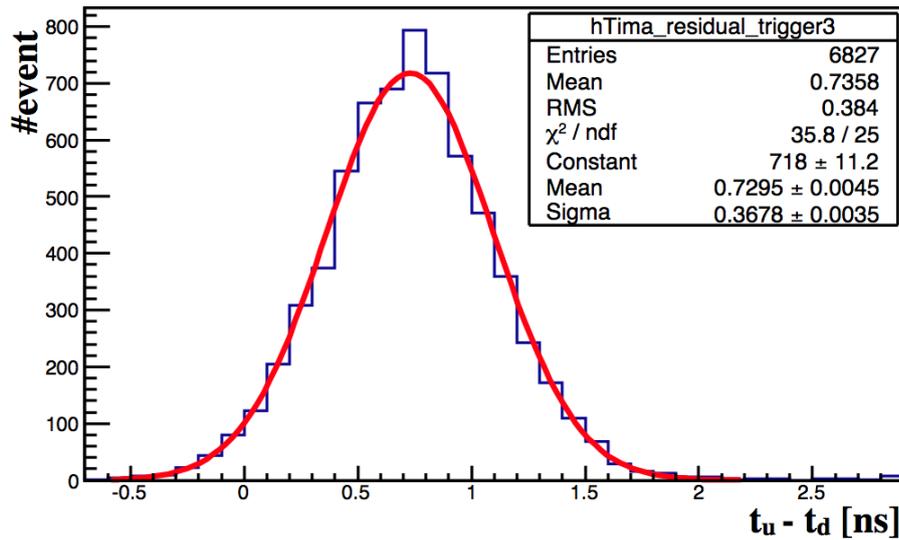


図 8.7: トリガー地点 A での上下のトリガーカウンターの読み出し時刻の差 $t_u - t_d$ の分布。図中の赤線は、 $\sigma_{t_u - t_d}$ を求めるためにフィットしたガウシアンを表す。

- 宇宙線ミュオンが実機モジュールに入射した位置の分布と、
- モジュール中の光の伝播速度

が必要である。宇宙線ミュオンが実機モジュールに入射した位置の分布はシミュレーションにより求めた。このシミュレーションでは、図 6.1 と同じ位置関係にトリガーカウンターと実機モジュールを設置して宇宙線ミュオンがこれらを貫通した事象を選択し、図 8.8 に示すように上下のトリガーカウンターの通過位置を結んだ直線と、実機モジュールの半分の厚みとなる面が交わる点を宇宙線ミュオンの入射位置と定義した。なお、シミュレーションで降らせた宇宙線ミュオンが飛来する立体角あたりの角度の分布は、3.4.1 節と同じ分布を用いた。また、モジュール中の光の伝播速度は前節で求めた値を用いた。

以上の手続きにより算出した、粒子の実機モジュールへの入射位置の z 方向の広がりによる、PMT① および PMT② の読み出し時刻のばらつきを図 8.9 に示す。 σ_{pos} は、図 8.9 に示した分布の RMS の値 66.3 ps と定義した。

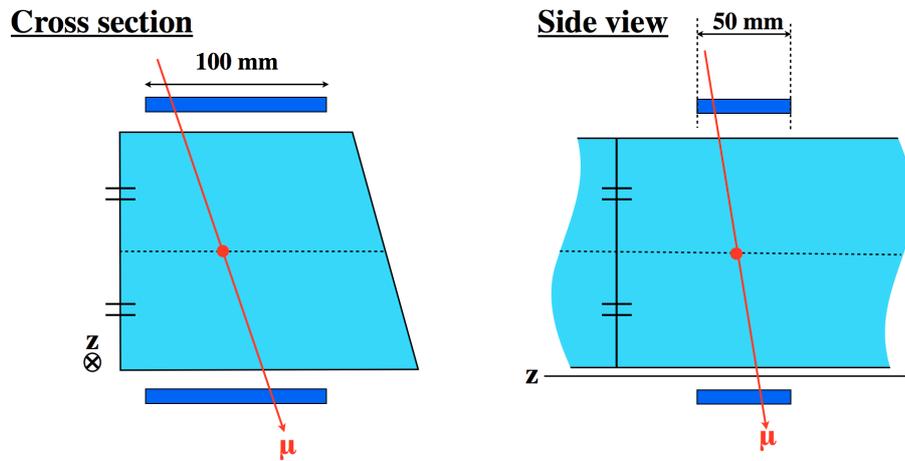


図 8.8: シミュレーションにおける、宇宙線ミュオンが実機モジュールに入射した位置の決定方法。図中の点線が実機モジュールの半分の厚みとなる面を、赤点が宇宙線ミュオンの入射位置を表している。

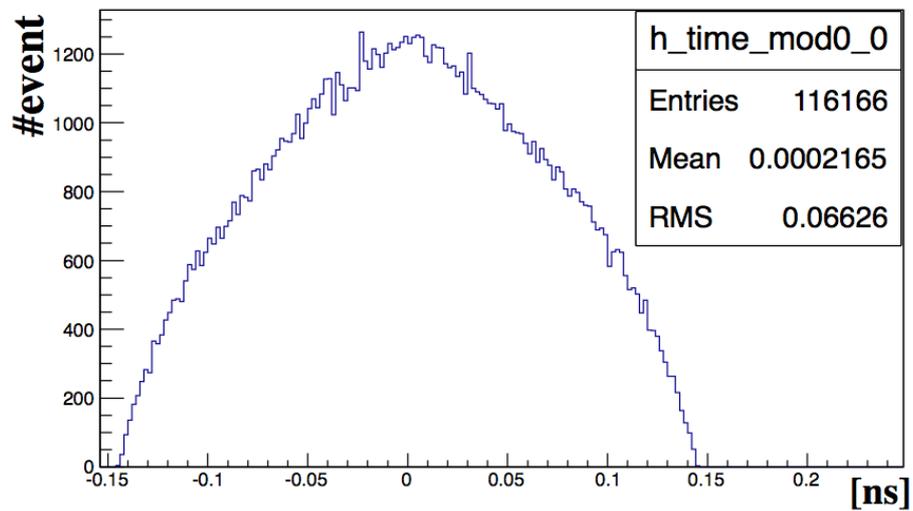


図 8.9: 粒子の入射位置の z 方向の広がりによる、PMT① および PMT② の読み出し時刻のばらつき。この分布の RMS の値を $\sigma_{t_{pos}}$ として用いた。

8.3.2 実機モジュールの時間分解能と獲得光電子数の相関関数の測定結果

各トリガー地点での時間分解能 σ_1 および σ_2 と、PMT① および PMT② それぞれの獲得光電子数の相関を図 8.10 に示す。この相関を次の関数

$$\sigma(N) = \frac{a}{\sqrt{N}} \quad (8.6)$$

でフィットした。ここで、 σ は時間分解能、 N は獲得光電子数、 a はフィッティングパラメータを表す。フィットの結果、フィッティングパラメータ a の値は $a = 4850 \pm 30$ [ps/p.e.] である。

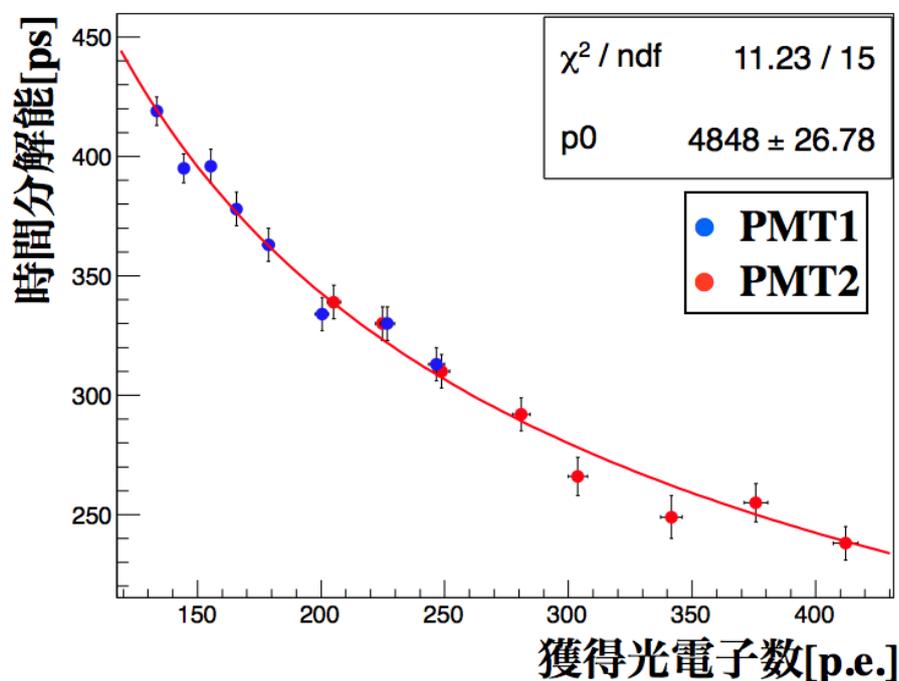


図 8.10: 各トリガー地点での時間分解能 σ_1 、 σ_2 と、PMT①、PMT② それぞれの獲得光電子数の相関。赤点 (青点) が時間分解能 σ_1 (σ_2) と PMT① (PMT②) での獲得光電子数の相関を表す。図中の赤線は、図の各点を式 8.6 に示した関数 $\sigma(N)$ でフィットした結果である。

第9章 今後の課題

獲得光電子数について

本研究では製作した一つのモジュールの獲得光電子数を測定し、このモジュールが Inner Barrel 検出器に課せられた要求を満たすことを確認した。ただし、これはあくまで今回製作したモジュールについてのみ確認しただけであるため、今後 Inner Barrel 検出器を構成する残りの 31 モジュールについても同様に製作して獲得光電子数を測定し、要求を満たすかどうかを確認する必要がある。また、Inner Barrel 検出器は真空容器内に設置するため、獲得光電子数が真空による影響を受けるかどうかにも確認しなければならない。

back-splash の識別能力について

1.3.3 節で述べたように、KOTO 実験では Inner Barrel 検出器の両端に設置された PMT に届いたシンチレーション光の時間差を用いて、Inner Barrel 検出器に入射した粒子の入射位置を測定する予定である。これは、CsI 電磁カロリメータに入射した γ 線が起す電磁シャワーの一部が、Inner Barrel 検出器に漏れだす「back-splash」を識別するためである。図 9.1 に、シグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊において back-splash が起きた場合の概略図を示す。この場合、CsI 電磁カロリメータで二つの γ 線が観測される他に、Inner Barrel 検出器で back-splash 由来の γ 線および電子、陽電子が観測されるため、この事象はシグナル事象であるにもかかわらず veto され、シグナルアクセプタンスの損失につながる。したがって、back-splash によるシグナルアクセプタンスの損失を抑えるためには、back-splash が起きた事象を識別する必要がある。

back-splash が起きた事象を識別する方法の一つに、CsI 電磁カロリメータに粒子が入射した時刻と Inner Barrel 検出器に粒子が入射した時刻の差と、Inner Barrel 検出器に粒子が入射した位置の相関図を用いる方法がある。今回は、Inner Barrel 検出器を考慮したモンテカルロシミュレーションを準備できなかったため、以下では CsI 電磁カロリメータに粒子が入射した時刻と Main Barrel 検出器に粒子が入射した時刻の差 $t_{MB} - t_{CsI}$ と、Main Barrel 検出器に粒子が入射した位置のビーム軸方向成分 z_{MB} の相関図を用いて、この識別方法について述べる。 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊と $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊それぞれについて、CsI 電磁カロリメータに二つの γ 線が入射した事象の $t_{MB} - t_{CsI}$

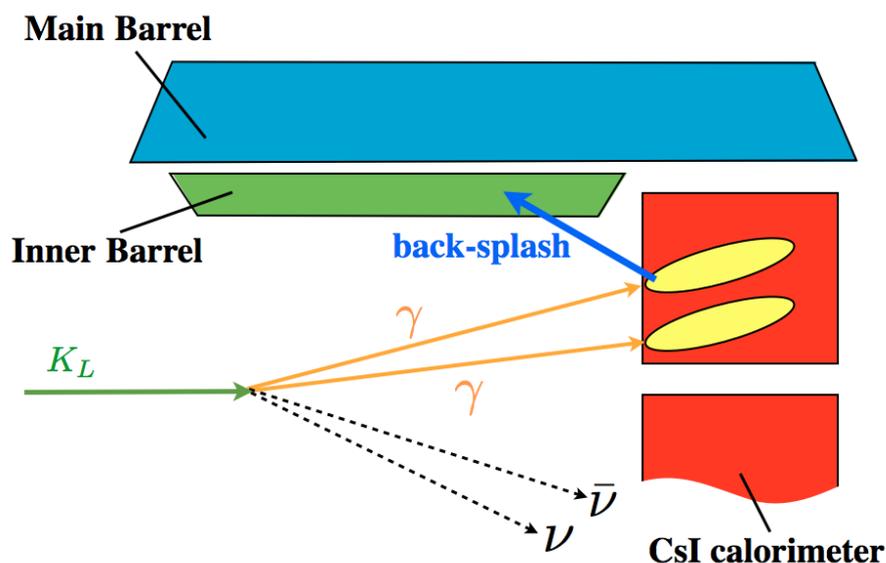


図 9.1: シグナル事象である $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊において back-splash が起きた場合の概略図。図中の青色の矢印は back-splash による粒子が Inner Barrel 検出器に入射する様子を表す。

と z_{MB} の相関をモンテカルロシミュレーションで調べた。図 9.2 に示す分布は、その相関を $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊で生成された π^0 由来の γ 線について見たものである。一方、図 9.3 に示す分布は、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊で起きた back-splash について見たものである。図 9.2 と図 9.3 から分かるように、これらは異なる領域に分布を持つため、この相関図平面において選別条件を設定することにより、back-splash が起きた事象をある程度識別することが可能である。ただし、実際に実験データで得られるこれらの分布は、時間分解能と位置分解能の大きさだけぼやけたものとなる。この「ぼやける」影響が大きいと、これらの分布が重なり合う領域が増えて back-splash の識別能力が悪化する。したがって、back-splash の識別能力を評価するためには、Inner Barrel 検出器の時間分解能と位置分解能が必要である。Inner Barrel 検出器の時間分解能については、8.3.2 節で述べたとおり時間分解能と獲得光電子数の相関関数を求めた。一方、Inner Barrel 検出器の位置分解能は、8 章で得た基本性能の測定結果を用いて評価することが可能である。今回は、back-splash の識別能力を評価の足がかりとして Inner Barrel 検出器の位置分解能の評価を行った。以下で、Inner Barrel 検出器の位置分解能の評価方法とその結果について述べる。

Inner Barrel 検出器の位置分解能を評価するため、図 6.1 において実機モジュールへの入射粒子が E_{dep} のエネルギー損失を実機モジュールに与えた場合の、粒子の入射位置の z 方向成分 z_{pos} とその位置分解能 $\sigma_{z_{pos}}$ の相関関数を求めた。 z_{pos} は、読み

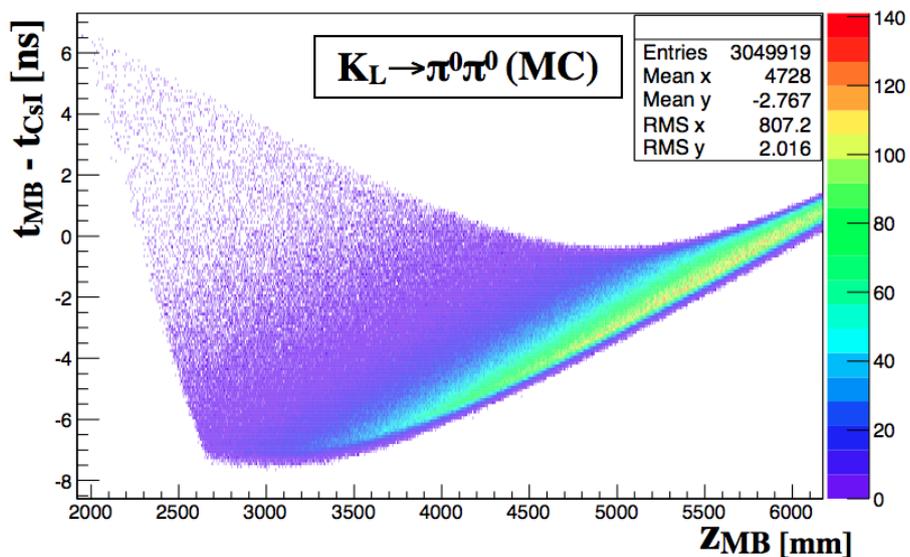


図 9.2: モンテカルロシミュレーションで得た、 $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ 崩壊において CsI 電磁カロリメータに二つの γ 線が入射した事象の $t_{MB} - t_{CsI}$ と z_{MB} の相関。

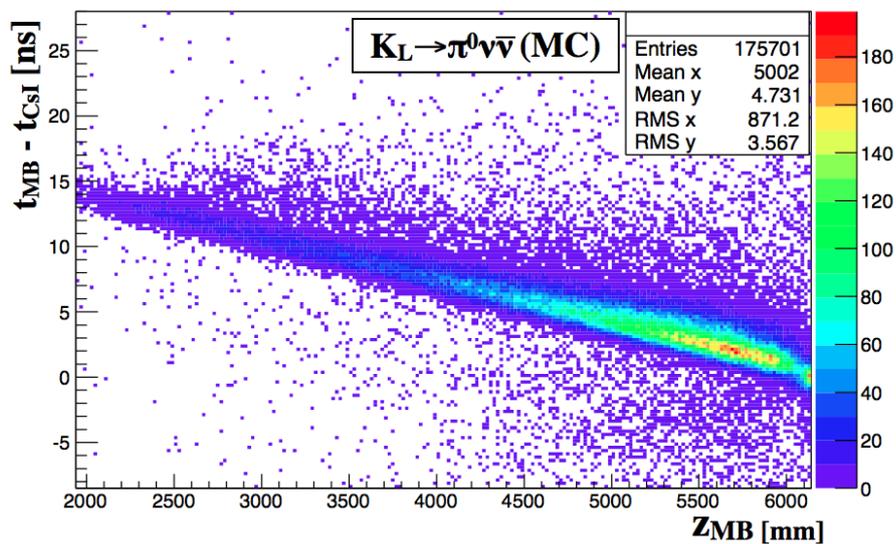


図 9.3: モンテカルロシミュレーションで得た、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊において CsI 電磁カロリメータに二つの γ 線が入射した事象の $t_{MB} - t_{CsI}$ と z_{MB} の相関。

出し時刻の差とモジュール中の光の伝播速度を用いて次の式

$$z_{pos} = \frac{c_{mod}(t_{m1} - t_{m2} + l)}{2} \quad (9.1)$$

で求めた。ここで、 l はPMT①およびPMT②の読み出し距離 d_1 、 d_2 の和 $d_1 + d_2$ であり、その値は605 cmである。このとき、 z_{pos} の分解能 $\sigma_{z_{pos}}$ は次の式

$$\sigma_{z_{pos}} = \frac{c_{mod}}{2} \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (9.2)$$

で書ける。実機モジュールの時間分解能 σ_1 および σ_2 は、PMT①およびPMT②での獲得光電子数 N_1 、 N_2 から、8.3.2節で求めた相関関数 $\sigma(N)$ を用いて求めた。ここで、 N_1 、 N_2 は??節の実機モジュールの減衰長測定で求めた関数 $f_a(d)$ から次の式

$$N_i = E_{dep} f_a(d_i) \quad (i = 1, 2) \quad (9.3)$$

で求めた。以上の手順で得た、 $E_{dep} = 1, 10, 100$ MeVそれぞれの場合の z_{pos} と $\sigma_{z_{pos}}$ の相関関数を図9.4に示す。

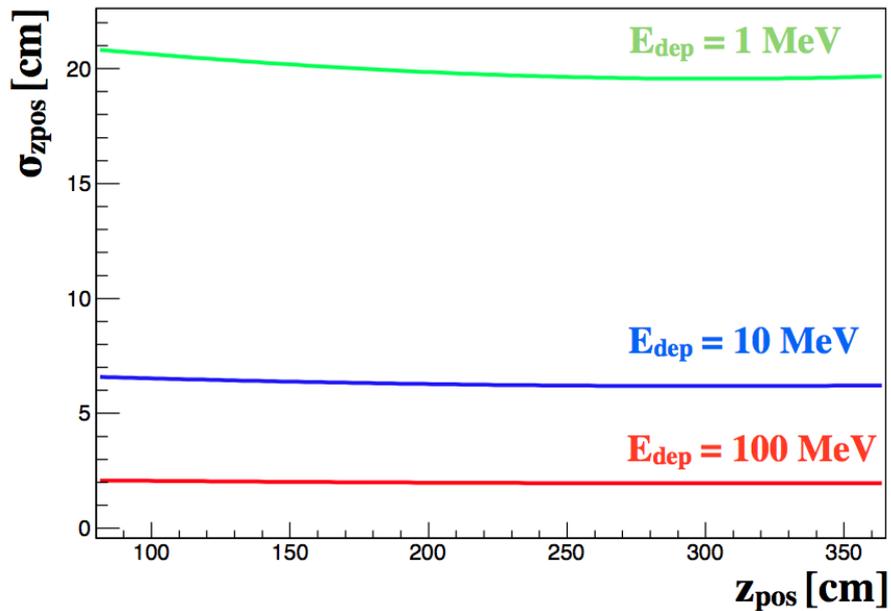


図 9.4: $E_{dep} = 1, 10, 100$ MeV それぞれの場合の z_{pos} と $\sigma_{z_{pos}}$ の相関関数。図中の緑、青、赤の線がそれぞれ $E_{dep} = 1, 10, 100$ MeV の場合の相関関数を表す。

Inner Barrel 検出器へ入射した粒子のエネルギー損失と入射位置から、この相関関数を用いて位置分解能を求めることができる。今後の課題は、図9.2および図9.3に示した分布を、時間分解能と位置分解能の大きさだけぼやかした上で、シグナル事象の感度がもっとも高くなるような $t_{MB} - t_{CSl}$ と z_{IB} の相関図平面における選別条件を求めることである。

第10章 結論

KOTO実験で新たに追加する「Inner Barrel 検出器」を構成する全32モジュールのうちの一つのモジュールを製作した。Inner Barrel 検出器に課せられた要求は「読み出し距離5 mで、1MeVのエネルギー損失に対する獲得光電子数が5p.e./MeV以上」となることである。この要求を満たすために次の対策を行った。

- Inner Barrel 検出器で用いる波長変換ファイバーの光量を測定し、そのばらつきを把握した。
- ポリマーライトガイドを使用して、光量の小さい波長変換ファイバーの使用量を減らした。
- 光量の大きい波長変換ファイバーと光量の小さい波長変換ファイバーを組み合わせ、各シンチレータに接着し、すべてのシンチレータが獲得光電子数の要求を満たすようにした。

製作したモジュールの獲得光電子数を宇宙線ミュオンを用いて測定し、読み出し距離5 mで1MeVのエネルギー損失に対する獲得光電子数が 5.6 ± 0.2 p.e./MeVであることを確認した。この結果は、Inner Barrel 検出器に課せられた要求を満たすものである。

また、製作した実機モジュールの基本性能として次の3つの項目

- 実機モジュール中の光の減衰長
- 実機モジュール中の光の伝播速度
- 実機モジュールの時間分解能

を、宇宙線ミュオンを用いて測定した。さらに、この測定により得た実機モジュールの基本性能から、back-splashの識別能力を評価する足がかりとして、実機モジュールに入射する粒子の入射位置の位置分解能の評価も行った。

参考文献

- [1] L.Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983).
- [2] Proposal for $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ Experiment at J-Parc, http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/~taku/jparcKL/jparc_E14_proposal.pdf .
- [3] Joachim Brod, Martin Gorbahn, and Emmanuel Stamou, Phys. Rev. D **83**, 034030 (2011).
- [4] E391a Collaboration, J.K.Ahm, *et al.*, Phys. Rev. D **81**, 072004 (2010).
- [5] E949 Collaboration, A.V. Artamonov *et al.*, Phys. Rev. D **79**. 092004 (2008).
- [6] Y.Grossman and Y.Nir, Phys.Lett. B **398**, 163 (1997).
- [7] S.Ajimura *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **552**, 263 (2005).
- [8] 村山理恵, KOTO コラボレーションミーティング (2012年5月12日) 発表スライド.
- [9] 村山理恵, KOTO Inner Barrel ミーティング (2013年7月18日) 発表スライド.
- [10] 有賀雄一, E391a バレル部カウンターの応答特性の研究, 修士論文, 山形大学 (2002).
- [11] M.Itaya *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **522**, 477 (2004).
- [12] Y.Yoshimura *et al.*, Nucl. Instrum. Meth, A **406**, 435-441 (1998).
- [13] V.Brekhovskih, R.Dzhelyadin, A.Konoplyannikov, V.I.Rykaline, The WLSF Fiber Properties Study (2000), <http://cds.cern.ch/record/691514> .
- [14] J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [15] Saint-Gobain Crystals, Scintillation Products Scintillating Optical Fiber, <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20Fibers%20Brochure.pdf> .