

令和4年度 修士論文

薄膜プラスチックシンチレータを用いた
KOTO 実験用荷電粒子検出器の開発

大阪大学大学院
理学研究科物理学専攻
山中卓研究室 博士前期課程2年
小野 啓太

2023年2月

概要

J-PARC KOTO 実験では、中性 K 中間子の稀な崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の探索を行なっている。背景事象の一つに、ビーム中に僅かに混在する荷電 K 中間子の崩壊による背景事象がある。この背景事象を削減するために、2020 年にビーム中に新たに 0.5 mm 厚の荷電粒子検出器 (UCV) が設置され、現在は荷電 K 中間子背景事象を 1/13 まで削減できている。標準理論感度に対しては、更なる削減が必要である。

本研究では、UCV に代わる、新しい荷電粒子検出器 (FilmUCV) を開発した。目標は、UCV に比べ、低物質で、高感度な検出器にすることである。FilmUCV では、0.2 mm 厚の薄膜プラスチックシンチレータを用いる。薄膜シンチレータの表面で全反射せず外に漏れ出た光を、12 μ m 厚のアルミ蒸着フィルムでできた集光機構で集光し、光電子増倍管で読み出して光量を獲得する。本研究では、検出器の集光機構を設計し、実機検出器を製作した。その後、電子ビームを用いてその性能を評価し、最小電離粒子 1 個の貫通あたり 20 光電子の獲得と荷電粒子検出効率 99.9% 以上を達成した。この結果、FilmUCV を設置することで、信号事象が 1 事象期待される感度における荷電 K 中間子背景事象数は 0.005 事象となる。

目次

| | | |
|--------------|---|-----------|
| 第 1 章 | 序論 | 1 |
| 1.1 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理 | 1 |
| 1.2 | KOTO 実験 | 2 |
| 1.2.1 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出方法 | 2 |
| 1.2.2 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号の事象選択： π^0 の再構成 | 3 |
| 1.2.3 | 実験施設の概要 | 3 |
| 1.2.4 | KOTO 検出器の概要 | 4 |
| | CsI 電磁カロリメータ | 5 |
| | Barrel Veto 検出器 | 5 |
| | Neutron Coller Counter (NCC) | 6 |
| | Charged Veto (CV) | 6 |
| 1.2.5 | 取得したデータの解析結果 | 6 |
| 1.3 | 荷電 K 中間子の崩壊による背景事象 | 8 |
| 1.3.1 | ビームラインでの荷電 K 中間子の生成 | 8 |
| 1.3.2 | 荷電 K 中間子背景事象を削減する方法 | 8 |
| 1.4 | 荷電粒子検出器 Upstream Charged Veto (UCV) | 8 |
| 1.5 | 現在の UCV の問題点 | 9 |
| 1.5.1 | 別の背景事象の増加 | 9 |
| 1.5.2 | 信号事象の偶発的損失の増加 | 10 |
| 1.5.3 | 荷電 K 中間子背景事象削減能力の不足 | 11 |
| 1.6 | UCV のアップグレード | 11 |
| 1.7 | 本研究の目的 | 12 |
| 第 2 章 | 薄膜シンチレータの光読み出しの検証 | 13 |
| 2.1 | 薄膜シンチレータの光検出 | 13 |
| 2.2 | 小型プロトタイプによる光量試験 | 14 |
| 2.2.1 | 測定セットアップ | 15 |
| 2.2.2 | 波形解析と事象選択 | 16 |
| 2.2.3 | 獲得光量 | 17 |

| | | |
|--------------|----------------------------|-----------|
| 2.2.4 | 荷電粒子検出効率 | 20 |
| 第 3 章 | 実機検出器の開発 | 21 |
| 3.1 | FilmUCV の設計 | 21 |
| 3.2 | 実機検出器の製作 | 23 |
| 3.2.1 | PMT の固定 | 23 |
| 3.2.2 | Optical box の製作方法 | 24 |
| 3.2.3 | 薄膜シンチレータの固定方法 | 25 |
| 3.3 | アルミミラーの有無による光量変化測定 | 25 |
| 3.3.1 | 測定方法 | 25 |
| 3.3.2 | 波形解析と事象選択 | 26 |
| 3.3.3 | 測定結果 | 27 |
| 3.4 | PMT の信号読み出し | 28 |
| 3.5 | アルミ蒸着フィルムと薄膜シンチレータのパラメータ測定 | 30 |
| 3.5.1 | アルミ蒸着フィルムの反射率測定 | 30 |
| | 測定方法 | 30 |
| | PMT 出力の線形性 | 30 |
| | 測定結果 | 31 |
| 3.5.2 | 薄膜シンチレータの減衰長測定 | 32 |
| | 実験セットアップ | 32 |
| | 波形解析 | 33 |
| | 解析方法 | 33 |
| | 測定結果 | 34 |
| 3.6 | 光学シミュレーションによる各機構の性能比較 | 35 |
| 3.6.1 | シミュレーションのモデル | 35 |
| 3.6.2 | シミュレーション方法 | 35 |
| 3.6.3 | 光電子数分布の作成 | 38 |
| 3.6.4 | 小型プロトタイプの実測結果との比較 | 38 |
| 3.6.5 | 各機構の性能比較 | 40 |
| 第 4 章 | 電子ビームを用いた性能評価 | 42 |
| 4.1 | ビーム試験の目的 | 42 |
| 4.2 | セットアップ | 42 |
| 4.3 | 波形解析 | 43 |
| 4.4 | 事象選択 | 43 |
| 4.5 | FilmUCV の獲得光量と荷電粒子検出効率 | 45 |
| 4.5.1 | 獲得光量 | 45 |

| | | |
|--------------|--|-----------|
| 4.5.2 | 荷電粒子検出効率 | 47 |
| 4.5.3 | 六角形タイプと長方形タイプの性能比較 | 50 |
| 4.6 | 光量の位置依存性 | 50 |
| 4.7 | 集光機構の形状変化による性能の安定性 | 51 |
| 4.8 | 時間分解能 | 53 |
| 第 5 章 | 実機検出器の改善と KOTO への導入 | 57 |
| 5.1 | 実機検出器の改善 | 57 |
| 5.1.1 | 薄膜シンチレータの固定 | 57 |
| 5.1.2 | 1 光電子較正のセットアップ | 57 |
| 5.1.3 | トリガーカウンターの設置 | 58 |
| 5.2 | 薄膜シンチレータの選定 | 59 |
| 5.2.1 | 薄膜シンチレータの厚み測定 | 60 |
| | 測定方法 | 60 |
| | 測定結果 | 60 |
| 5.2.2 | 薄膜シンチレータの発光量測定 | 60 |
| | 実験セットアップ | 61 |
| | 解析方法 | 62 |
| | 測定結果 | 63 |
| 5.2.3 | まとめ | 63 |
| 5.3 | 宇宙線を用いた光量測定 | 63 |
| 5.3.1 | 測定方法 | 64 |
| 5.3.2 | 1 光電子較正 | 64 |
| 5.3.3 | 測定結果 | 64 |
| 第 6 章 | FilmUCV 導入による影響 | 67 |
| 6.1 | 別の背景事象の増加 | 67 |
| 6.1.1 | ハロー K 中間子背景事象 | 67 |
| 6.1.2 | 中性子背景事象 | 67 |
| 6.2 | 信号事象の偶発的損失 | 68 |
| 6.2.1 | UCV へのヒットによる Accidental loss | 68 |
| 6.2.2 | 散乱粒子の他の veto 検出器へのヒットによる Accidental loss | 70 |
| 6.3 | 背景事象削減能力 | 71 |
| 第 7 章 | 考察 | 72 |
| 7.1 | 空気由来の光の寄与 | 72 |
| 7.2 | データと光学シミュレーションの乖離 | 73 |
| 7.2.1 | 絶対光量 | 73 |

| | | |
|-------|-----------------------------|----|
| 7.2.2 | 光電子数分布の形 | 75 |
| 7.2.3 | 0 光電子の割合 | 77 |
| 第 8 章 | 結論 | 78 |
| 付録 A | データ解析で予測された背景事象数の内訳 | 81 |
| A.1 | 2016-2018 年データ解析 | 81 |
| A.2 | 2021 年データ解析で予測されている背景事象数の内訳 | 81 |
| 参考文献 | | 83 |

目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラムの例 ([2] から引用) | 1 |
| 1.2 | $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の歴史 [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 21]。横軸は出版年、縦軸は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比の上限値 (90% C.L.) を表す。青線は標準理論で予測される $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比を表す。 | 2 |
| 1.3 | KOTO 実験検出器の概要図。赤色は電磁カロリメータ、灰色は veto 検出器を表す。 | 2 |
| 1.4 | KOTO 実験解析の概要 | 4 |
| 1.5 | J-PARC の概略図 [14] | 4 |
| 1.6 | KOTO 実験ビームライン概要図 [15] | 5 |
| 1.7 | KOTO 実験の検出器 | 5 |
| 1.8 | CsI 電磁カロリメータの全体像。ピンクの領域は 2.5 cm 角の小さな結晶、水色の領域は 5 cm 角の大きな結晶を表す。 | 6 |
| 1.9 | 2016-2018 物理ランの解析結果 [21]。横軸が再構成した π^0 の崩壊位置 Z_{vtx} 、縦軸が π^0 の横方向運動量 P_t 。黒色で書かれた数字はデータで観測された事象数、赤色で書かれた数字は予測された事象数。点線で囲まれた領域が信号領域である。 | 7 |
| 1.10 | 2021 物理ランの解析状況 [22]。横軸が再構成した π^0 の崩壊位置 Z_{vtx} 、縦軸が π^0 の横方向運動量 P_t 。黒色で書かれた数字はデータで観測された事象数、赤色で書かれた数字は予測された事象数。赤線で囲まれた領域が信号領域である。解析途中のため、blind region を隠している。 | 7 |
| 1.11 | ビームラインで荷電 K 中間子が生成される様子 | 8 |
| 1.12 | 荷電粒子検出器 UCV の設置位置と全体像 | 9 |
| 1.13 | (a) ハロー K 中間子背景事象の概念図。(b)UCV で散乱されたビーム中の K_L が、ハロー K 中間子背景事象となる例。 | 10 |
| 1.14 | (a) 中性子背景事象の概念図。(b)UCV で散乱されたビーム中の n が、中性子背景事象となる例。 | 10 |
| 1.15 | UCV が原因で信号事象が排除される例。(a) 信号事象と無関係な粒子が UCV にヒットする場合 (b) 信号事象と無関係な粒子が UCV で散乱されて他の veto 検出器にヒットする場合 | 11 |

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | 薄膜シンチレータの端面を光検出器につけて光を読み出す様子。 | 13 |
| 2.2 | 異なる物質間の境界における光の振る舞い。 n_0 はシンチレータの屈折率、 n_1 は 周囲物質の屈折率、 θ_c は臨界角を表す。入射 θ が臨界角より小さい場合、光は透 過してシンチレータの外へ逃げ出す。入射 θ が臨界角より大きい場合は、光は反 射される。 | 14 |
| 2.3 | シンチレータから漏れ出た光を反射材を用いて集光する様子。左図は、反射材を シンチレータに対して平行に置く様子。右図は、反射材を傾けて光を集光する様 子。 | 15 |
| 2.4 | 小型プロトタイプの写真。点線は薄膜シンチレータを表す。 | 15 |
| 2.5 | 実験セットアップの概略図 | 16 |
| 2.6 | 得られた PMT の波形の例と時間幅の定義。左図は、データで記録された波形の 例を表す。青線が最大値に対応する時間 t_{\max} を表す。右図は、 t_{\max} の分布を表す。 | 17 |
| 2.7 | 左図は Peak height の定義、右図は CFTime の定義を表す。 | 17 |
| 2.8 | カウンター 1 の CFTime t_1 とカウンター 2 の CFTime t_2 の時間差 Δt の分布。 ピークをガウシアンでフィットし (青線)、中心値と標準偏差を求めた。 | 18 |
| 2.9 | 1 光電子較正で得られた Peak height 分布。横軸は、Peak height [ADC count]、 縦軸はイベント数を表す。青線がフィットの線を表す。 | 19 |
| 2.10 | 得られた光量分布。横軸は得られた光量、縦軸はイベント数。縦軸は全イベント 数で規格化している。赤は、w/ mask、青は、w/o mask を表す。黒線はフィッ ティング線を表す。 | 19 |
| 2.11 | w/o mask の場合の不感率の閾値依存性。横軸は閾値 TH [p.e.]、縦軸は不感率 η を表す。赤線は、不感率 1% の線を表す。 | 20 |
| 3.1 | FilmUCV の概念図。 | 21 |
| 3.2 | Geant4 シミュレーションで求められた UCV 設置位置における、 K^+ の通過位置 分布。横軸は X [mm]、縦軸は Y [mm] を表す。 | 22 |
| 3.3 | 六角形タイプの Optical box の設計。 | 22 |
| 3.4 | 長方形タイプの Optical box の設計。 | 23 |
| 3.5 | PMT ホルダーのデザイン。 | 23 |
| 3.6 | PMT を支える構造。 | 24 |
| 3.7 | Optical box を二つのパーツに分ける様子。 | 24 |
| 3.8 | Optical box 製作の様子。左図は、Optical box の二つのパーツを表す。赤線は、 折り目をつける線を表す。右図のように橙色の領域を、PMT ホルダーにカプト ンテープで固定した。 | 25 |
| 3.9 | 薄膜シンチレータ固定の様子。フックは FilmUCV 全体を取り囲むレコフレーム に固定されている。 | 26 |
| 3.10 | (a) 実験セットアップの概要と (b) 実際の様子。 | 27 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.11 | オシロスコープで取得した PMT1 の波形の例。横軸は時間 [s]、縦軸は電圧 [V] を表す。 | 27 |
| 3.12 | Δt_{\max} の分布と、 C_A と C_B の H_{Peak} の分布 | 28 |
| 3.13 | 測定した $N_{\text{p.e.}}^{\text{tot}}$ の分布。赤は w/o mirror、青は w/ mirror の場合を表す。 | 29 |
| 3.14 | FilmUCV の信号読み出しに用いる信号増幅回路の回路図。 | 29 |
| 3.15 | 信号増幅回路の実際の様子。 | 29 |
| 3.16 | アルミ蒸着フィルムの反射率測定セットアップ。 | 31 |
| 3.17 | 無反射モードで得られた $\text{PMT}_{\text{Measure}}$ の H_{Peak} の分布の例。赤線は、分布をガウシアンでフィットした線を表す。 | 31 |
| 3.18 | $\text{PMT}_{\text{Measure}}$ 出力と $\text{PMT}_{\text{Monitor}}$ 出力 | 32 |
| 3.19 | 減衰長測定での光量に相当する量の定義。各サンプルの ADC 値から Pedestal を引いた値を、足上げた値 S_{chargeo} | 33 |
| 3.20 | 減衰長測定での光量に相当する量の定義。各サンプルの ADC 値から Pedestal を引いた値を、足上げた値 S_{chargeo} | 33 |
| 3.21 | $N_{\text{p.e.}}$ の分布の例。青線は、0 光電子のピークをガウシアンでフィットしている様子。 | 34 |
| 3.22 | 減衰長測定の結果 | 35 |
| 3.23 | 最小電離粒子 (MIP) が 0.2 mm 厚のプラスチックシンチレータを通過した際のエネルギー損失分布。 | 36 |
| 3.24 | シンチレーション光の反射、透過の様子。 | 37 |
| 3.25 | 反射ロスにより光子がシンチレータの外に逃げ出す様子。 | 37 |
| 3.26 | 一度シンチレータから逃げ出た光子がアルミ蒸着フィルムで反射され、もう一度シンチレータに入射する様子。 | 38 |
| 3.27 | シミュレーションで得た MIP1 個当たりの光電子数の期待値 W の分布。 | 39 |
| 3.28 | シミュレーションで得た小型プロトタイプの光電子数分布。 | 39 |
| 3.29 | 小型プロトタイプの補正後のシミュレーションで得た光電子数分布 (青) と実験で測定した光電子数分布 (黒)。 | 40 |
| 3.30 | シミュレーションで得た光電子数分布。赤は六角形タイプ、青は長方形タイプを表す。 | 41 |
| 3.31 | シミュレーションで得た閾値と不感率の関係。赤は六角形タイプ、青は長方形タイプを表す。 | 41 |
| 4.1 | ビーム試験時の FilmUCV とトリガーカウンタのセットアップ | 43 |
| 4.2 | FilmUCV の PMT 読み出しの組み合わせ。PMT には 0-13 の番号をつけた。例えば、ch0 は PMT0 と PMT1 の出力を足上げて一つの信号として読み出す。上図は六角形タイプ、下図は四角形タイプ。 | 44 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.3 | 各トリガーカウンターの Peak height 分布。赤線は、各カウンターで要求する閾値を表す。トリガーされた事象のうち、すべてのカウンターで閾値以上の Peak height を持つときの事象を抽出した。 | 44 |
| 4.4 | Peak height の事象選択後のカウンター間の時間差分布。 | 45 |
| 4.5 | FilmUCV の 1 光電子あたりの Peak height の測定方法。Optical box の中に、ファイバーを通して LED の光を入れて測定した。 | 46 |
| 4.6 | データで求めた六角形タイプの光電子数分布。 | 48 |
| 4.7 | 六角形タイプの光電子数分布のシミュレーションとデータの比較。赤はシミュレーション、黒はデータを表す。 | 48 |
| 4.8 | N_{MIP} で規格化した六角形タイプの光電子数分布 (左図) と、 TH と η の関係 (右図)。 | 49 |
| 4.9 | 波形解析した時間幅。緑の点線は、本来の時間幅を表す。赤は、PMT のノイズによる影響を確かめるために用いた時間幅。 | 49 |
| 4.10 | トリガーされた信号と関係ない時間幅で波形解析を行い求めた、 $N_{p.e.}^{tot}$ 分布。 | 50 |
| 4.11 | 六角形タイプと長方形タイプの性能比較。左図は光電子数分布、右図は不感率変化を表す。赤は六角形タイプ、青は長方形タイプをそれぞれ表す。 | 51 |
| 4.12 | FilmUCV の光量の位置依存性。左図は、FilmUCV の XY 平面の図。赤点の位置にビームを当ててデータを取得した。右図は、得られた獲得光量 $N_{MIP} p.e./MIP$ の位置依存性を示す。 | 51 |
| 4.13 | 電子ビームの照射位置と Optical box の変形領域。 | 52 |
| 4.14 | 3つの状態の概要。 | 52 |
| 4.15 | 3つの状態の光電子数分布 (左) と不感率と閾値の関係 (右)。赤は状態 0、緑は状態 1、青は状態 2 をそれぞれ表す。 | 53 |
| 4.16 | 時間補正の概要。 | 54 |
| 4.17 | Δt_{UCV}^1 の分布。 | 54 |
| 4.18 | ΔT_{UCV} 分布。 | 56 |
| 5.1 | 実際の薄膜シンチレータ固定の様子 | 58 |
| 5.2 | 実際のファイバー固定の様子。 | 58 |
| 5.3 | FilmUCV に取り付けるトリガーカウンターの様子。 | 59 |
| 5.4 | トリガーカウンター 1 モジュールの様子。 | 59 |
| 5.5 | 薄膜シンチレータ厚み測定のセットアップの概要。 | 60 |
| 5.6 | 薄膜シンチレータの厚みを測定する位置。 | 61 |
| 5.7 | 薄膜シンチレータの厚み測定の結果。厚みが最大の位置で規格化している。括弧の中で書かれた値は、測定した厚さを表す。左図はシンチレータ A、右図はシンチレータ B の結果を表す。 | 61 |
| 5.8 | 薄膜シンチレータ発光量測定セットアップの概要 | 62 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.9 | 薄膜シンチレータ発光量測定セットアップの実際の様子。 | 62 |
| 5.10 | 薄膜シンチレータ発光量測定の結果。光量の最大値で規格化している。括弧の数字は実際に求めた獲得光量の期待値。 | 63 |
| 5.11 | FilmUCV の実際の様子。 | 64 |
| 5.12 | 宇宙線試験の実験セットアップ。 | 65 |
| 5.13 | C_A と C_B の CFTime の時間差 Δt 分布、Peak height (H_{Peak}) の分布。 | 65 |
| 5.14 | 宇宙線試験で得られた光電子数分布。 | 66 |
| 6.1 | MC で作成した FilmUCV のエネルギー分布。右図の緑は γ 、青は中性子、黄は K_L 、赤は K_L の崩壊で生成された π^\pm 、水色はその他の荷電粒子を表す。左図の緑は 0.3 MIP 以上のイベントを表す。 | 69 |
| 6.2 | FilmUCV の閾値変化による Accidental loss の見積もり。 | 70 |
| 7.1 | FilmUCV に薄膜シンチレータを入れていない状態でデータで求めた空気由来の光の光電子数分布。この分布は、PMT のノイズの寄与では説明できない。 | 73 |
| 7.2 | FilmUCV の光電子数分布。黒が実際に観測した FilmUCV の光電子数分布、赤がデコンボリューションで得られた光電子数分布を表す。 | 74 |
| 7.3 | ビーム試験で取得した FilmUCV のあるチャンネルの波形の例。 | 74 |
| 7.4 | 六角形タイプでの光電子数分布の比較。 | 75 |
| 7.5 | Charge で換算した場合の光電子数分布と、MIP peak が揃うよう発光量を補正したシミュレーションの光電子数分布。黒線がデータ、赤線がシミュレーションを表す。 | 76 |
| 7.6 | ピークが 40 p.e. 相当であるとした時のデータとシミュレーションの比較。黒線がデータ、赤線がシミュレーションを表す。 | 76 |

第 1 章

序論

1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の物理

J-PARC KOTO 実験では中性 K 中間子の稀な崩壊 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の探索を行なっている。この崩壊は、C 変換 (荷電共役変換) と P 変換 (パリティ変換) を組み合わせた変換に対する対称性である CP 対称性を破る。現在実験室で観測されている CP 対称性の破れは標準理論によって説明できる。しかし、標準理論で説明される CP 対称性の破れの大きさだけでは、現在の物質優勢宇宙を説明するには不十分である [1]。そのため、標準理論を超えた新物理が存在するはずである。

図 1.1 に、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ の標準理論におけるファインマンダイアグラムを示す。図 1.1 に示すよ

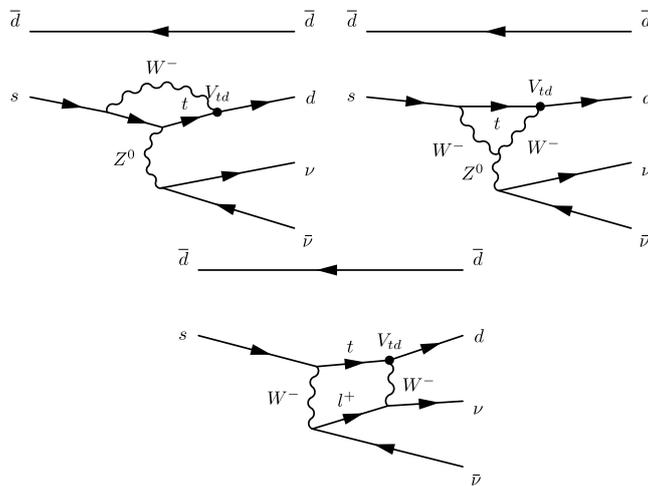


図 1.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ のファインマンダイアグラムの例 ([2] から引用)。

うに s クォークが d クォークに変化する、フレーバーを変化させる中性カレントを含む。そのため、標準理論で予測される $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比は 3×10^{-11} と小さく、崩壊分岐比の理論的誤差は 2% と小さい [3]。そのため $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊では、測定された崩壊分岐比が予測値と異なる場合、新物理の寄与を意味する。

図 1.2 に示すように、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊はこれまで様々な実験で探索されてきた。現在、KOTO 実験が世界最高感度を更新しながら探索を行っており、 3×10^{-9} (90% C.L.) の上限値を与えている [13]。

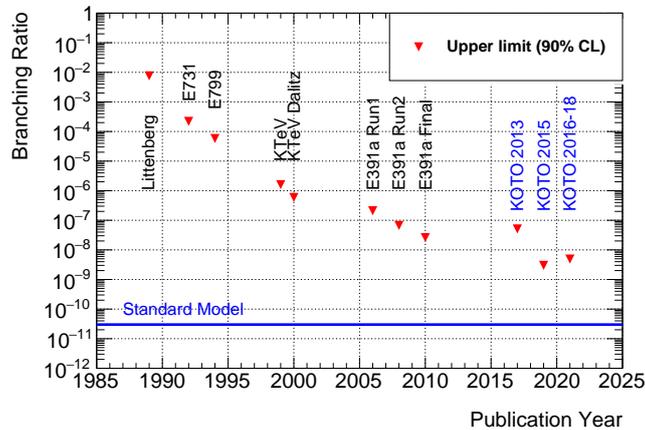


図 1.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索の歴史 [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 21]。横軸は出版年、縦軸は $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比の上限値 (90% C.L.) を表す。青線は標準理論で予測される $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の崩壊分岐比を表す。

1.2 KOTO 実験

KOTO 実験は 2013 年から J-PARC で行われている、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊探索実験である。この節では、KOTO 実験における $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の探索方法、実験施設、実験検出器、これまでの解析結果について述べる。

1.2.1 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の検出方法

KOTO 実験の検出器の概要を図 1.3 に示す。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊の終状態は、 π^0 粒子が崩壊して

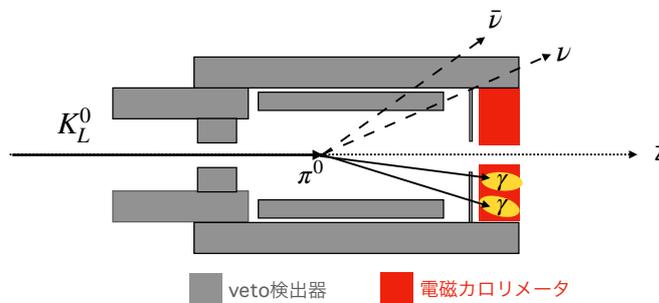


図 1.3 KOTO 実験検出器の概要図。赤色は電磁カロリメータ、灰色は veto 検出器を表す。

できる二つの γ 線とニュートリノである。ニュートリノは検出できないため、KOTO 実験では、 π^0 粒子が崩壊してできる二つの γ 線と他に何も粒子がないことを要求する。そのため実験装置は、二つの γ 線を検出するための電磁カロリメータと、他に何も粒子がないことを保証するための検出器 (veto 検出器) から構成されている。検出器の概要は 1.2.4 節で述べる。

1.2.2 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号の事象選択 : π^0 の再構成

KOTO 実験では、電磁カロリメータの情報を用いて $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号の事象選択を行っている。

図 1.4 に $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号の π^0 の再構成の概要を示す。座標系はビーム軸下流向きを z 軸、ビーム軸に対して鉛直上向きを y 軸として右手系をなすように定義する。まず、電磁カロリメータで検出された二つの γ を再構成する。二つの γ のエネルギーを E_1 と E_2 、運動量を \mathbf{p}_1 と \mathbf{p}_2 、二つの γ の開き角を θ とする。 γ の場合、 $|\mathbf{p}| = E$ であることに注意すると、エネルギー・運動量保存則から次の式が成り立つ。

$$M_{\gamma\gamma}^2 = E_1 E_2 - \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2 \quad (1.1)$$

$$= 2E_1 E_2 (1 - \cos\theta) \quad (1.2)$$

$$\cos\theta = 1 - \frac{M_{\gamma\gamma}^2}{2E_1 E_2} \quad (1.3)$$

ここで、 $M_{\gamma\gamma}$ は、二つの γ の不変質量である。この時、「 π^0 がビーム軸上で崩壊したこと」と「 $M_{\gamma\gamma}$ は π^0 の質量と等しいこと」を仮定すると、開き角 θ が決まり、 π^0 が崩壊した位置 Z_{vtx} が一意に決まる。さらに、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊では、二つのニュートリノが運動量を持ち去るため、 π^0 は横方向の運動量成分 P_t をもつ。そこで図 1.4 下部のように、信号領域を、再構成された π^0 の P_t と Z_{vtx} を用いて定義する。解析は、人間の恣意が入るのを防ぐため、信号領域より大きな領域 (blind region) を隠して行う。

全ての解析が終了した後に、blind region を開け、信号領域内で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象を探す。

1.2.3 実験施設の概要

KOTO 実験は茨城県那珂郡東海村にある Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC) という加速器実験施設で行われている。図 1.5 に概略図を示す。Main Ring (MR) と呼ばれる陽子シンクロトロンで 30 GeV まで加速された陽子をハドロン実験施設まで導く。図 1.6 に示すように、加速された陽子を金の標的 (T1 target) に衝突させ、 K_L を含む二次粒子を生成する。KOTO 実験では、生成された二次粒子のうち、陽子ビームラインに対して 16 度の方向にきた粒子を取り出す。

KOTO ビームラインには、 K_L 以外の粒子を減らすために、いくつかの装置がある。まず、ビーム中の γ 線を減らすために、厚さ 7 cm の鉛 (Photon Absorber) がある。また、2 つのコリメータ (1st Collimator, 2nd Collimator) が約 $80 \times 80 \text{ mm}^2$ の断面の細いビームを作る。また、ビーム中の荷電粒子を減らすために、2 つのコリメータの間に 1.2 T の磁場をかける磁石 (Sweeping

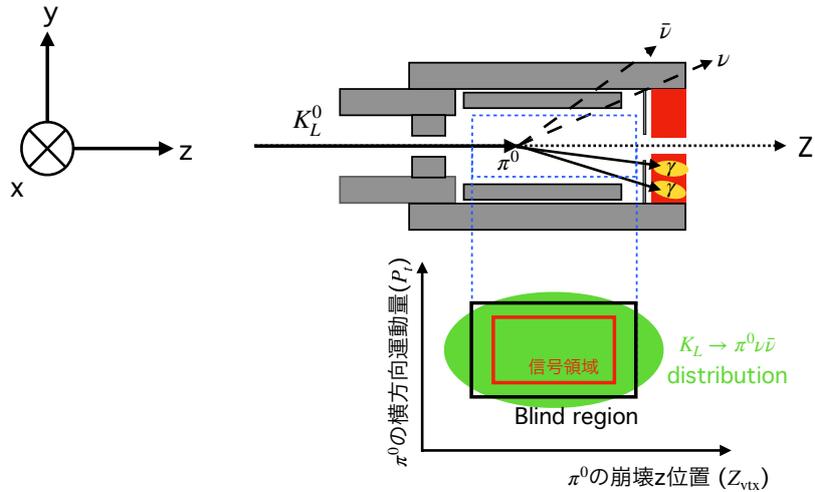


図 1.4 KOTO 実験解析の概要

Magnet) がある。KOTO ビームラインは標的から検出器まで全長 21.5 m ある。よって、 K_S などの短寿命粒子は、検出器に到達する前に崩壊する。最終的に KOTO 検出器へ入射する主な粒子は、 K_L 、中性子、 γ である。

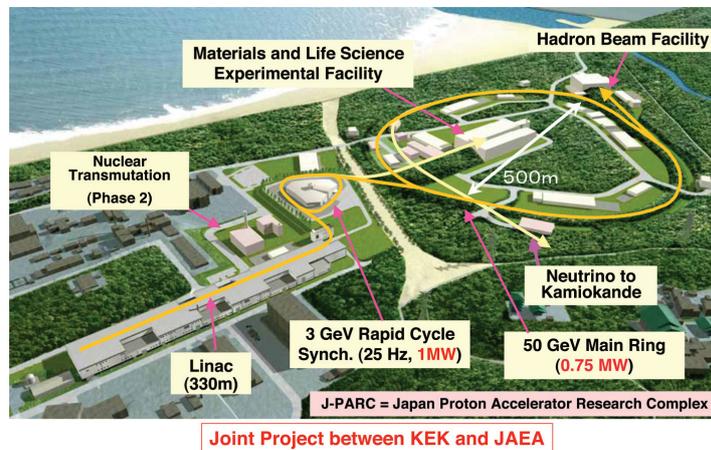


図 1.5 J-PARC の概略図 [14]

1.2.4 KOTO 検出器の概要

KOTO 実験検出器の概要を図 1.7 に示す。ビーム中に含まれる中性粒子と空気との相互作用を防ぐために、 K_L が崩壊する領域 (以下、崩壊領域と呼ぶ) は真空中に保たれている必要がある。また、崩壊領域と検出器を構造体で仕切った場合、崩壊してできた γ などが構造体で相互作用し、veto

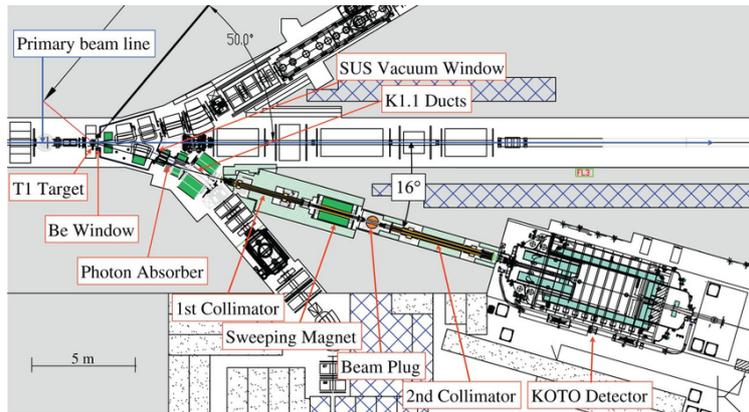


図 1.6 KOTO 実験ビームライン概要図 [15]

検出器で測定できない場合がある。そのため、KOTO 実験では、崩壊領域を含む検出器全体を真空タンクの中に入れている。以下で CsI 電磁カロリメータと、veto 検出器のうち、Barrel Veto 検出器、Neutron Coller Counter、Charged Veto の概要について述べる。

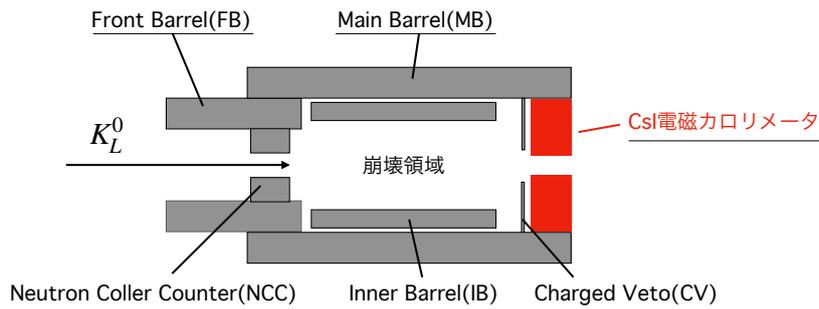


図 1.7 KOTO 実験の検出器

CsI 電磁カロリメータ

図 1.8 に CsI 電磁カロリメータの全体像を示す。CsI 電磁カロリメータは、ドープされていない純粋な CsI 結晶 2716 本からなる。CsI 結晶 2716 本のうち 2240 本は 2.5 cm 角の小さな結晶であり、476 本は 5 cm 角の大きな結晶である。どちらの大きさの結晶も、50 cm の長さ ($27 X_0$) である。また、ビームが通り抜けられるように、中心の 15 cm 角の領域をビームホールとしてあけている [16]。

Barrel Veto 検出器

Barrel Veto 検出器は円筒形型の γ 線検出器である。上流部に Front Barrel (FB)、中流部に Main Barrel (MB)[17]、Inner Barrel (IB)[18] と呼ばれる検出器がある。Barrel Veto 検出器はプ

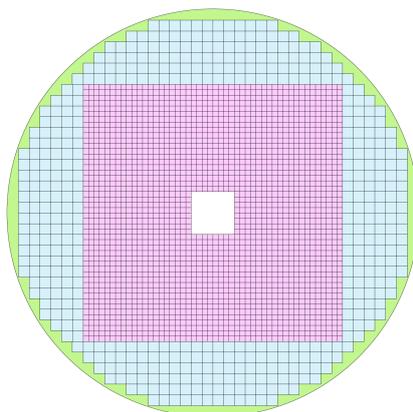


図 1.8 CsI 電磁カロリメータの全体像。ピンクの領域は 2.5 cm 角の小さな結晶、水色の領域は 5 cm 角の大きな結晶を表す。

プラスチックシンチレータと鉛の積層構造でできたサンプリングカロリメータである。シンチレーション光はシンチレータに埋め込まれた波長変換ファイバーで読み出している。

Neutron Coller Counter (NCC)

Neutron Coller Counter (NCC) は、上流部ビーム中心付近にある検出器である。NCC は崩壊領域よりも上流側で崩壊してできた γ 線を veto するための検出器である。NCC は、ドーブされていない純粋な CsI 結晶から成り、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いる。また、中心の 13.7 cm 角の領域をビームホールとしてあけている [19]。

Charged Veto (CV)

Charged Veto (CV) は、CsI カロリメータのすぐ上流にある [20]。 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 崩壊では、荷電粒子は生成されない。しかし、 K_L の崩壊モードの中には $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ 崩壊や $K_L \rightarrow \pi^- e^+ \bar{\nu}$ 崩壊のように、荷電粒子を伴う崩壊がある。CV は、 K_L の崩壊で荷電粒子が生成された場合、その荷電粒子を veto するための検出器である。CV は 2 層の 3 mm 厚のプラスチックシンチレータからなり、シンチレータに埋め込まれた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いる。

1.2.5 取得したデータの解析結果

KOTO 実験では、2016 年から 2018 年にかけて取得したデータの解析を行なった [21]。図 1.9 にその $P_t - Z_{\text{vtx}}$ プロットを示す。Single Event Sensitivity (SES)^{*1}が 7.2×10^{-10} のデータに対して、信号領域内に 3 事象が観測された。見積もられた背景事象数 1.22 ± 0.26 のうち、1.3 節で

*1 崩壊分岐比が B である事象は、 B/SES 事象観測されると期待される。

述べる荷電 K 中間子 K^+ の崩壊によるものが 0.87 ± 0.25 と、最大の背景事象であると見積もられた。

2018 年以降もデータを取得している。現在は、2021 年に取得したデータの解析を行なっている [22]。図 1.10 にその $P_t - Z_{\text{vtx}}$ プロットの状況を示す。SES が 7.9×10^{-10} のデータに対して、背景事象数は $0.325 \pm_{-0.070}^{+0.069}$ 事象と見積もられている。そのうち、荷電 K 中間子の崩壊による背景事象は 1.4 節で述べる対策を行い、 $0.043 \pm_{-0.022}^{+0.016}$ 事象となっている。

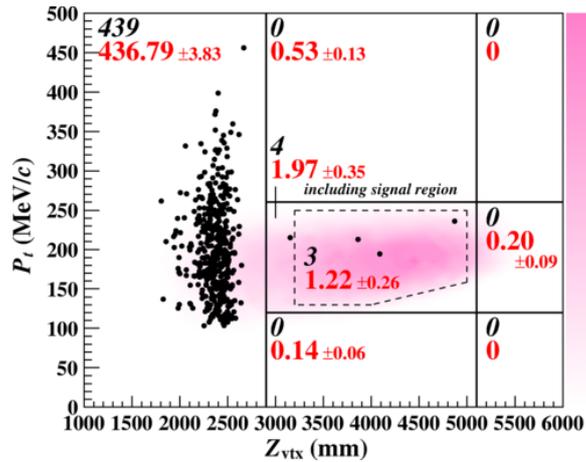


図 1.9 2016-2018 物理ランの解析結果 [21]。横軸が再構成した π^0 の崩壊位置 Z_{vtx} 、縦軸が π^0 の横方向運動量 P_t 。黒色で書かれた数字はデータで観測された事象数、赤色で書かれた数字は予測された事象数。点線で囲まれた領域が信号領域である。

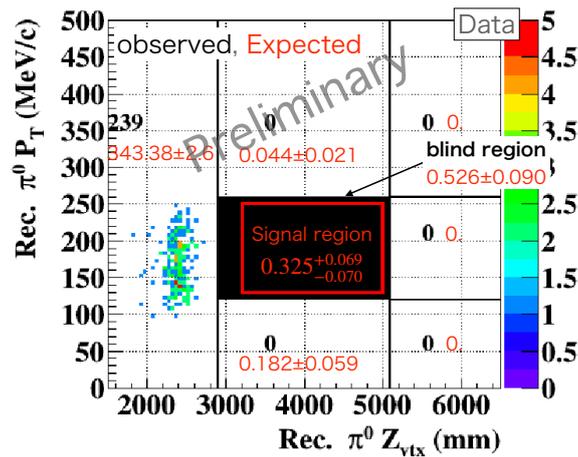


図 1.10 2021 物理ランの解析状況 [22]。横軸が再構成した π^0 の崩壊位置 Z_{vtx} 、縦軸が π^0 の横方向運動量 P_t 。黒色で書かれた数字はデータで観測された事象数、赤色で書かれた数字は予測された事象数。赤線で囲まれた領域が信号領域である。解析途中のため、blind region を隠している。

1.3 荷電 K 中間子の崩壊による背景事象

1.3.1 ビームラインでの荷電 K 中間子の生成

標的で作られた荷電粒子はビームラインの磁石で排除している。しかし、図 1.11 に示すように、 K_L が二次コリメータ (2nd Collimator) に当たると、荷電交換反応により K^+ が生成されることがある。この K^+ は、 K_L のフラックスに対して $(2.6 \pm 0.1) \times 10^{-5}$ の割合で混在している [21]。荷電 K 中間子が背景事象になりうる例として $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ 崩壊がある。 π^0 が崩壊してできる二つの γ 線が CsI カロリメータで検出され、生成された e^+ が Barrel Veto 検出器の不感領域に入射すると、この崩壊は背景事象になりうる。以降、この背景事象を荷電 K 中間子背景事象と呼ぶ。

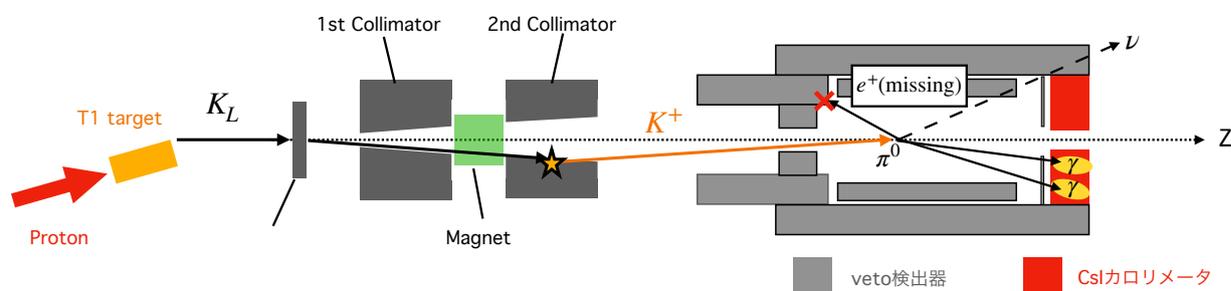


図 1.11 ビームラインで荷電 K 中間子が生成される様子

1.3.2 荷電 K 中間子背景事象を削減する方法

荷電 K 中間子背景事象の削減方法として、三つの対策が考えられた。

- 2nd Collimator を改善し、 K_L が二次コリメータ (2nd Collimator) に当たらないようにする。
- 2nd Collimator の下流に新たに磁石を設置し、 K^+ が KOTO 検出器に入れないようにする。
- KOTO 検出器最上流部のビーム中に荷電粒子検出器を設置し、 K^+ を検出する。

議論の結果、KOTO 検出器最上流部のビーム中に新たに荷電粒子検出器を設置した。1.4 節でこの荷電粒子検出器について述べる。

1.4 荷電粒子検出器 Upstream Charged Veto (UCV)

図 1.12 に示すように、2020 年に KOTO 検出器の最上流部、ビーム中に荷電粒子検出器 UCV (Upstream Charged Veto) を設置した。UCV は、図 1.12 の左図のように 0.5 mm 角のシンチレー

シオンファイバーを並べたものである。検出領域は、 $144 \times 160 \text{ mm}^2$ である。ファイバー間の不感領域を小さくするために、検出器を x 軸に対して 25 度傾けている。シンチレーション光は、側面の Multi Pixel Photon Counter (MPPC) で読み出される。2021 年に取得したデータの解析では、UCV の不感率が $(8 \pm 0.6(\text{stat}) \pm_{2.9}^{0.9}(\text{syst}))\%$ と評価された [23]。よって、荷電 K 中間子背景事象を 1/13 まで削減できている [23]。

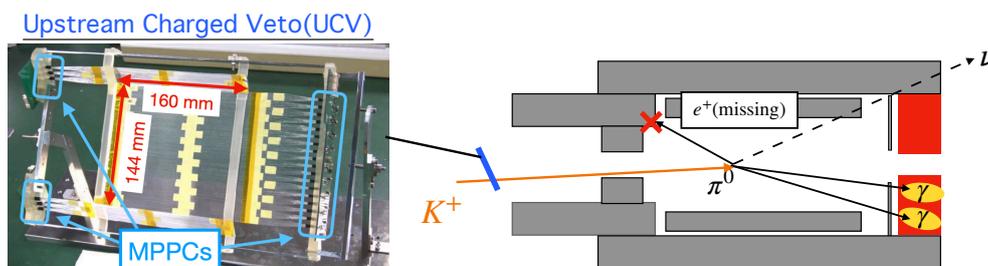


図 1.12 荷電粒子検出器 UCV の設置位置と全体像

1.5 現在の UCV の問題点

UCV を設置したことで三つの問題が生じた。この節ではこれらの問題点について述べる。

1.5.1 別の背景事象の増加

UCV を設置したことで別の背景事象が増加した。

一つ目は、ビーム軸からずれた K_L (ハロー K_L) の崩壊による背景事象である (ハロー K 中間子背景事象)。図 1.13(a) にハロー K 中間子背景事象の概念図を示す。ハロー K_L が図 1.13(a) のように二つの γ 線に崩壊する事象を考える。まず、二つの γ 線が CsI 電磁カロリメータで検出される。この時、他に粒子がないので veto 検出器では何も検出されない。また、ハロー K_L は崩壊前から横方向運動量を持つ。そのため、再構成された π^0 は P_t をもつ。また、 z 軸上で π^0 を再構成するため計算上の P_t はさらに大きくなる。よって、この事象は背景事象になりうる。

図 1.13(b) に示すように、ビーム中の K_L が UCV で散乱されると、ハロー K_L になる。加藤氏の研究によると、UCV の設置前に比べ、ハロー K_L のフラックスは 1.8 倍に増加した [24]。2021 年のデータ解析では、この背景事象は、 (0.025 ± 0.005) 事象と見積もられている [22]*2。

二つ目は、ビーム軸からずれた中性子 (ハロー中性子) による背景事象である (中性子背景事象)。図 1.14(a) に中性子背景事象の概念図を示す。図 1.14(a) のように、ハロー中性子が CsI 電磁カロリメータでシャワーを生成したのち、そのシャワーで生成された中性子がカロリメータの別の場所で相互作用することがある。この場合、CsI カロリメータで二つの中性子を二つの γ と見誤ると、背景事象になりうる。

*2 UCV で散乱でできたハロー K_L による背景事象は、Scatter K_L として見積もられている

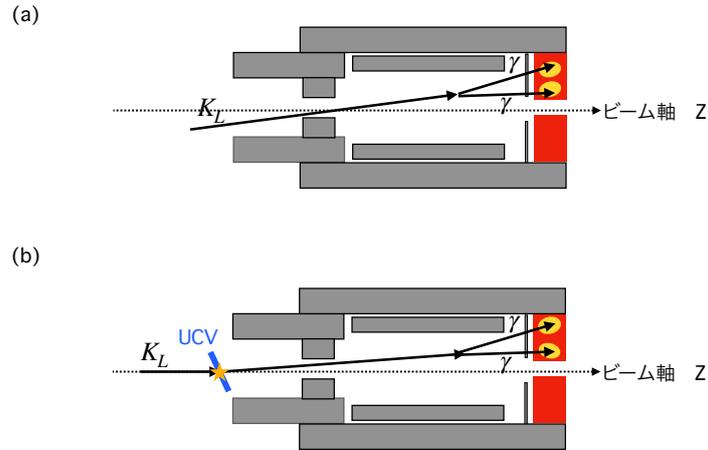


図 1.13 (a) ハロー K 中間子背景事象の概念図。(b)UCV で散乱されたビーム中の K_L が、ハロー K 中間子背景事象となる例。

図 1.14(b) に示すように、ビーム中の中性子が UCV で散乱されると、ハロー中性子が増加する。塩見氏の研究によると、UCV の設置前に比べ、ハロー中性子のフラックスは約 2 倍増加した。2021 年のデータ解析では、中性子背景事象は (0.042 ± 0.007) 事象と見積もられている [22]。

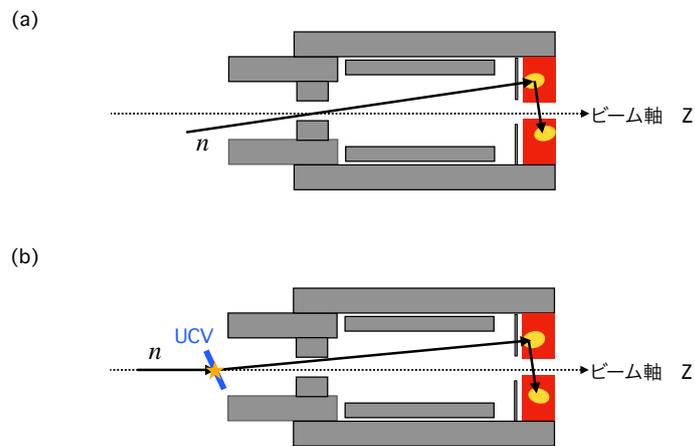


図 1.14 (a) 中性子背景事象の概念図。(b)UCV で散乱されたビーム中の n が、中性子背景事象となる例。

1.5.2 信号事象の偶発的損失の増加

UCV を設置したことで信号事象が偶発的に排除される割合 (Accidental Loss) が増加した。KOTO 実験では、veto 検出器にヒットがある事象は排除する。そのため、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 事象でも、事象と無関係な粒子が veto 検出器にヒットすると排除される。

Accidental Loss が増加した原因は二つある。

1. 信号事象と無関係な粒子が UCV をヒットする (図 1.15(a))。
2. 信号事象と無関係な粒子が UCV で散乱され、FB や NCC などの veto 検出器にヒットする (図 1.15(b))。

1 では約 5%、2 では約 6.6% の Accidental loss の増加につながった [23, 25]。

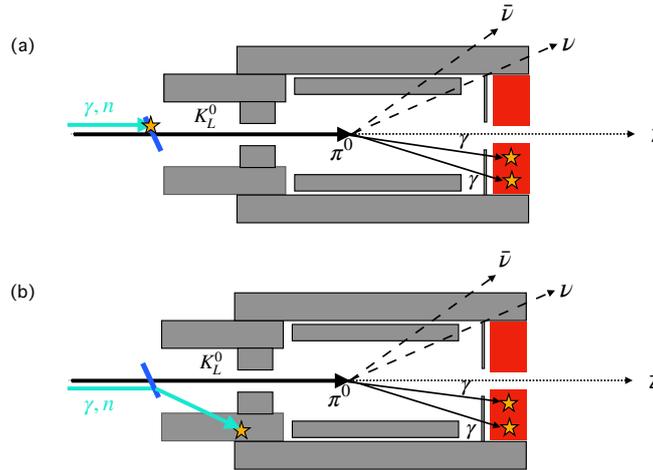


図 1.15 UCV が原因で信号事象が排除される例。(a) 信号事象と無関係な粒子が UCV にヒットする場合 (b) 信号事象と無関係な粒子が UCV で散乱されて他の veto 検出器にヒットする場合

1.5.3 荷電 K 中間子背景事象削減能力の不足

1.2.5 節で述べたように、2021 年に取得したデータの解析では、予測される荷電 K 中間子背景事象が 0.043 事象と、十分削減できている。しかし、標準理論による事象が 1 事象期待される感度では、荷電 K 中間子背景事象は 1.13 事象と見積もられ、現在の UCV の削減能力では不十分である。

1.6 UCV のアップグレード

1.5 節で述べた問題を改善するために、新しい UCV を開発する。新しい UCV は厚さをより薄くすることが重要である。厚さを薄くすると、中性粒子の散乱確率や反応確率が低くなる。そのため、0.5 mm より薄い、プラスチックシンチレータを用いる。

プラスチックシンチレータでは通常、内部伝播したシンチレーション光を、シンチレータの端面から読み出す。しかし、シンチレータが薄い場合、反射回数が増加するため、光の減衰が大きくなり、十分な光量が得られないことが予想される。よって、シンチレーション光の新たな読み出し方法が必要である。

そこで、シンチレータ端面からの光ではなく、表面から漏れ出る光を用いる。過去の研究では、反射面を持った空洞内に薄膜シンチレータを置いて、光を集光する研究がされていた [26, 27]。

1.7 本研究の目的

本研究の目的は、薄膜プラスチックシンチレータを用いた荷電粒子検出器 FilmUCV を開発し、その性能を評価することである。FilmUCV への要求は、現在の UCV より低物質、荷電粒子に対し高感度にするることである。具体的に、

- 検出器の厚さを UCV の半分以下にすること、
- 検出効率を 99% 以上にすること

である。

本研究では、0.2mm 厚の薄膜プラスチックシンチレータと反射材を用いて FilmUCV を開発した。まず小型プロトタイプを用いて、新しい読み出し方法の検証を行なった。次に、実機検出器を製作し、光学シミュレーションを用いてその性能を見積もった。その後、電子ビームを用いて FilmUCV の性能を評価した。

論文の構成は、以下のとおりである。

2 章では小型プロトタイプを用いた新しい読み出し方法、およびその検証について述べる。3 章では、実機検出器の開発について述べ、光学シミュレーションを用いた性能の見積もりについて述べる。4 章では、電子ビームを用いた FilmUCV の性能評価について述べる。5 章では実機検出器の改善と、宇宙線を用いた光量試験について述べる。6 章では、FilmUCV の設置による、1.5 節で述べた問題に対する影響について述べる。7 章では、上記の結果に基づく考察を行う。8 章では、本研究の結論を述べる。

第 2 章

薄膜シンチレータの光読み出しの検証

この章では、0.2 mm 厚の薄膜シンチレータから漏れ出る光の読み出し方法について述べ、小型プロトタイプを用いて、薄膜シンチレータの光読み出しの検証結果について述べる。

2.1 薄膜シンチレータの光検出

0.2 mm 厚の薄膜シンチレータの端面を光検出器につけ、内部伝播した光を読み出すことを考える。図 2.1 のように、薄膜シンチレータの厚さが薄いため、光の境界面での反射回数が多くなり、光検出器に到達する前に減衰する。よって、この方法では光量の獲得が困難になると考えた。

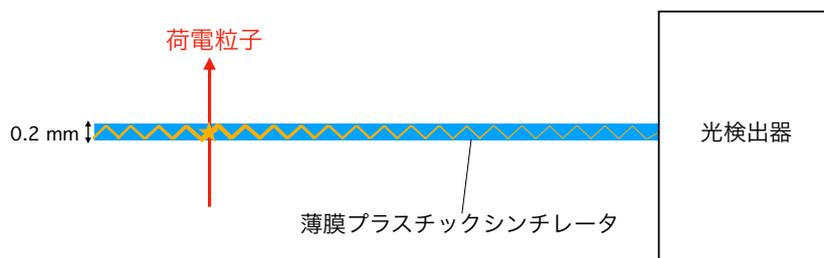


図 2.1 薄膜シンチレータの端面を光検出器につけて光を読み出す様子。

次にシンチレータの外へ漏れ出す光を読み出すことを考える。臨界角 (θ_c) より小さな入射角でシンチレータ表面に到達した光は、外へ逃げ出す。シンチレータの屈折率を n_0 、周囲の屈折率を n_1 とする。シンチレータの外に逃げ出す光子の数の割合 E は、図 2.2 に示すように、全立体角の

うち、光原点を頂点とした頂角 θ_c の二つの円錐の立体角の割合で表すことができる。

$$E = \frac{2 \int_0^{2\pi} \int_{\cos\theta_c}^1 d\cos\theta d\phi}{4\pi} \quad (2.1)$$

$$= \frac{2 \cdot 2\pi [\cos\theta]_{\cos\theta_c}^1}{4\pi} \quad (2.2)$$

$$= 1 - \cos\theta_c \quad (2.3)$$

$$= 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2} \quad (2.4)$$

と表せる。 $n_0 = 1.6$, $n_1 = 1$ とすると、22% の光がシンチレータの外に逃げ出す。

次に、図 2.3 のようにシンチレータの周りを反射材で覆い、シンチレータの表面から漏れ出た光を集めることを考える。しかし、図 2.3 左図のような、シンチレータに対し平行に置く配置では、反射材での反射回数が多くなり、光量が減ると考えた。そこで図 2.3 右図のように反射材を設置することによって、反射材での反射回数を最小限にして光を集め、光量を獲得する。

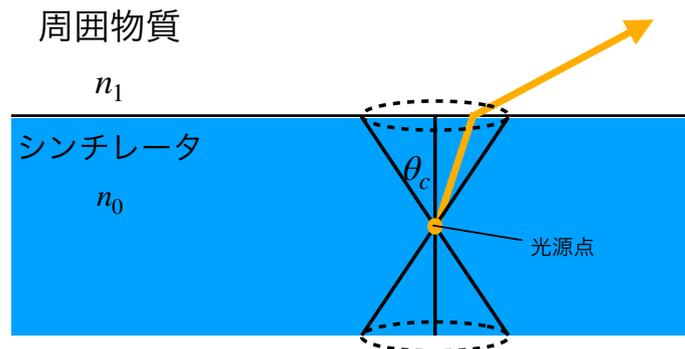


図 2.2 異なる物質間の境界における光の振る舞い。 n_0 はシンチレータの屈折率、 n_1 は周囲物質の屈折率、 θ_c は臨界角を表す。入射 θ が臨界角より小さい場合、光は透過してシンチレータの外へ逃げ出す。入射 θ が臨界角より大きい場合は、光は反射される。

2.2 小型プロトタイプによる光量試験^{*1}

この試験の目的は、2.1 節で述べた薄膜シンチレータの表面から漏れ出た光の読み出し方法が、内部伝搬した光の読み出し方法に比べ、何倍光量を稼げるか測定することである。薄膜シンチレータの内部を伝搬した光のみを検出する場合と、シンチレータの表面から漏れ出た光も検出する場合の光量をそれぞれ測定した。

*1 小型プロトタイプの光量試験は先行研究で行われていたが、本節では、私が行った試験結果について述べる。

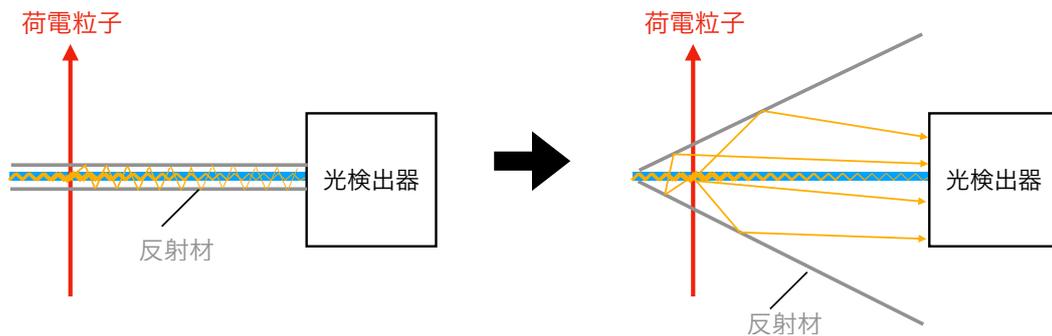


図 2.3 シンチレータから漏れ出た光を反射材を用いて集光する様子。左図は、反射材をシンチレータに対して平行に置く様子。右図は、反射材を傾けて光を集光する様子。

2.2.1 測定セットアップ

小型プロトタイプの詳細を図 2.4 に示す。小型プロトタイプは、 $100 \times 75 \times 0.2 \text{ mm}^3$ の薄膜シンチレータ、アルミ蒸着フィルム、外径 $\phi 60 \text{ mm}$ で光電面が $\phi 46 \text{ mm}$ の光電子増倍管 (PMT) からなる。薄膜シンチレータの端面は PMT の光電面に接している。薄膜シンチレータの半分の $50 \text{ mm} \times 75 \text{ mm}$ 領域は、アルミ蒸着フィルムで囲まれた領域に入っている。

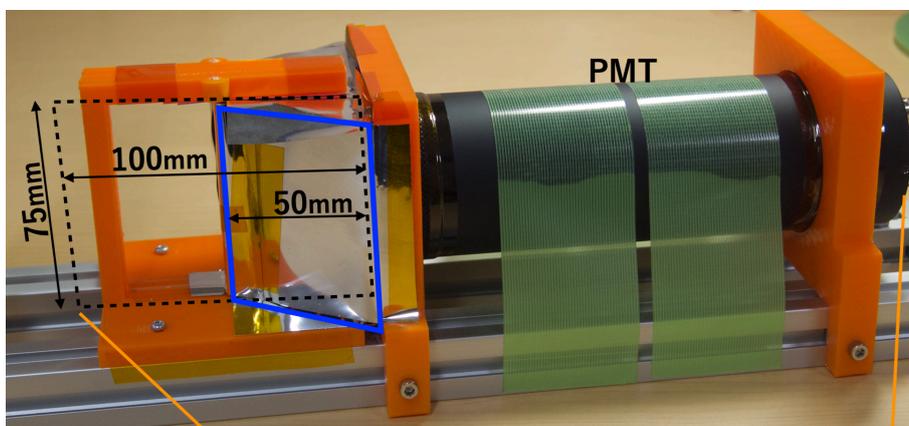


図 2.4 小型プロトタイプの写真。点線は薄膜シンチレータを表す。

図 2.5 に、実験セットアップの概略を示す。本測定では、 β 線源 (^{90}Sr) を用いて小型プロトタイプの光量を測定した。 β 線はアルミニウムのコリメータで、 $\phi 10 \text{ mm}$ に絞られている。小型プロトタイプの上流、下流には、幅 7 mm のトリガーカウンター (C1、C2) を設置した。トリガーカウンターは、 1 mm 角シンチレーションファイバー 7 本からなり、MPPC で光を読み出した。

二つのトリガーカウンターのコインシデンスをトリガーとして、波形取得用のサンプリング周波数 500 MHz の ADC で、小型プロトタイプと二つのトリガーカウンターの波形データを取得し

た。シンチレータの表面を黒紙で隠した場合 (w/ mask) と隠さなかった場合 (w/o mask) でそれぞれ測定した。

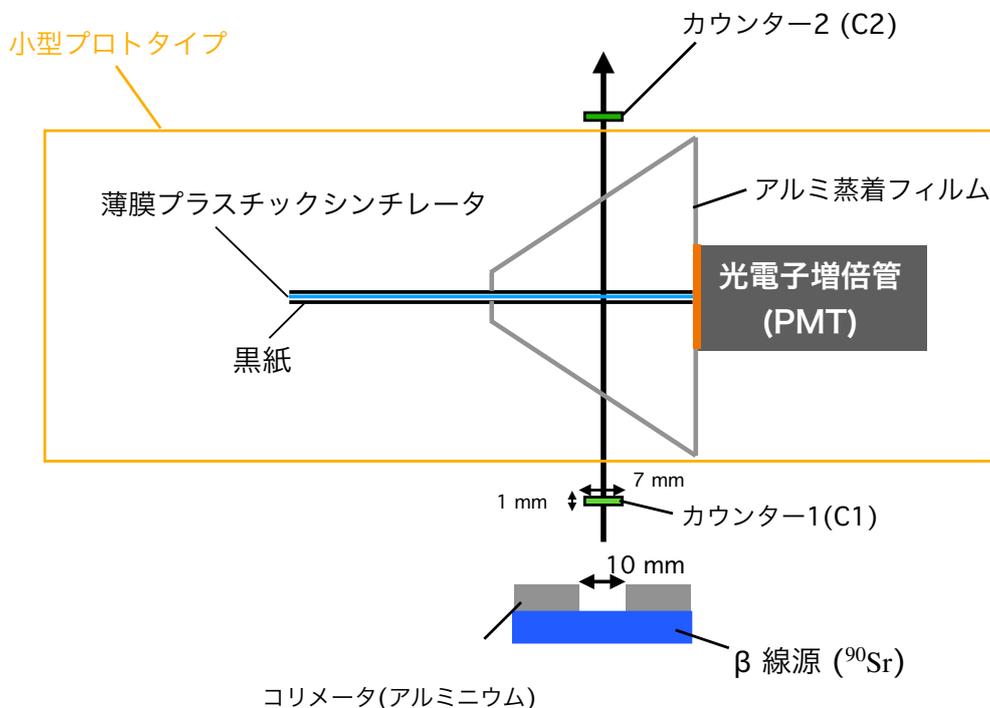


図 2.5 実験セットアップの概略図

2.2.2 波形解析と事象選択

図 2.6 左図に、ADC で記録された PMT の波形データの例を示す。解析する時間幅は、ADC 値の最大値の時間 t_{\max} の分布から、図 2.6 に示すような 60 ns の領域と定義した。また、サンプリング点の最初の 5 点、または最後の 5 点の ADC count の平均のうち、ADC count の標準偏差が小さい方を Pedestal として用いた。

光量を表わす量として Peak height は、図 2.7 左図に示すように、ADC の最大値から Pedestal を引いた値として定義した。

PMT や MPPC に信号が来た時間 CFTime は、図 2.7 右図のように、波形の立ち上がり部で連続した 2 つの点を結ぶ直線が、Peak height の半分の高さを超える時間として定義した。

C1 の CFTime t_1 と C2 の CFTime t_2 の時間差 $t_1 - t_2$ を Δt と定義する。図 2.8 に、 Δt の分布を示す。 e^- が小型プロトタイプを通過したことを保証するために、分布の中心をガウシアンでフィットし、 Δt が中心値から 3σ 以内であることを要求した。

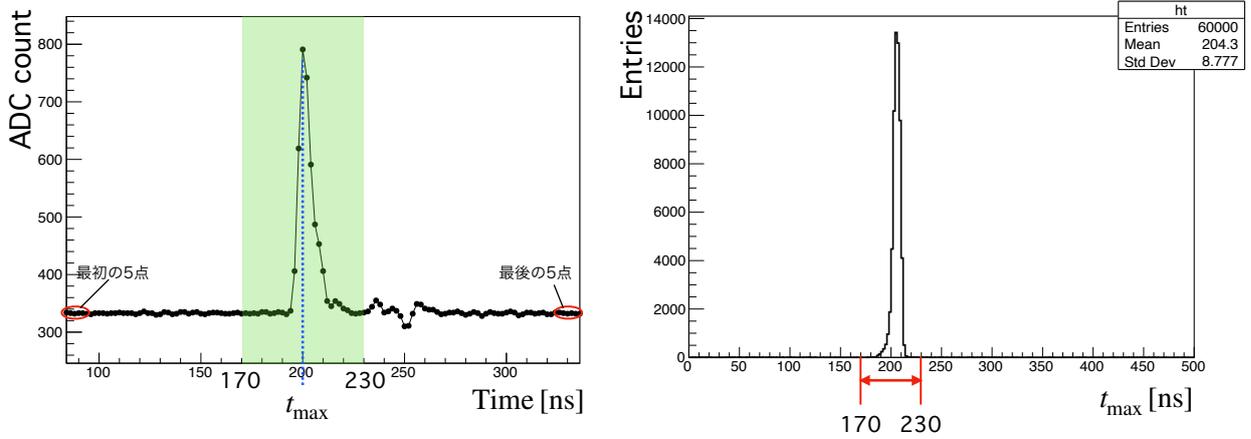


図 2.6 得られた PMT の波形の例と時間幅の定義。左図は、データで記録された波形の例を表す。青線が最大値に対応する時間 t_{\max} を表す。右図は、 t_{\max} の分布を表す。

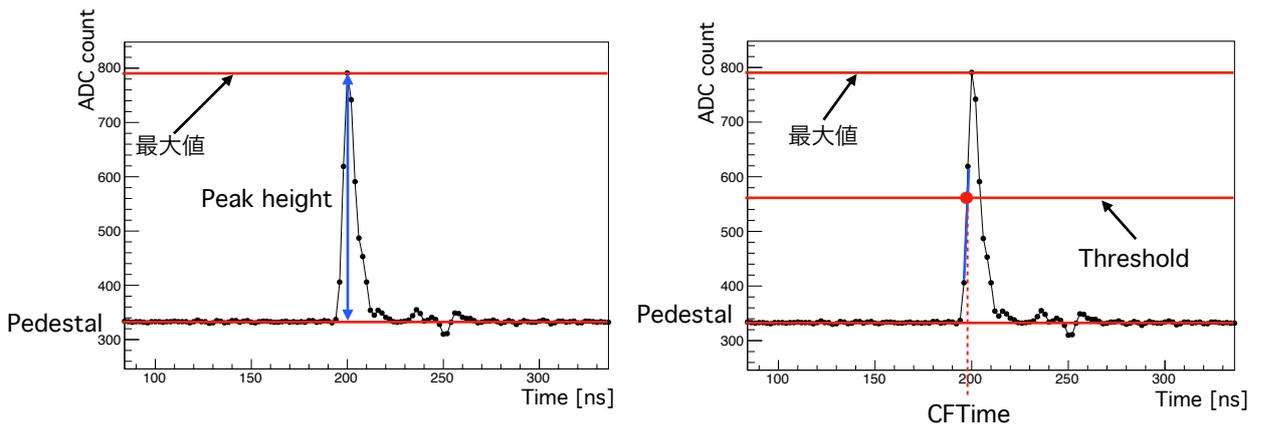


図 2.7 左図は Peak height の定義、右図は CFTime の定義を表す。

2.2.3 獲得光量

小型プロトタイプの獲得光量を、最小電離粒子 (MIP)1 個が通過した時の獲得光電子数を N_{MIP} [p.e./MIP] として定義する。 N_{MIP} は、以下の手順で求めた。

1. 事象選択後のイベントを用いて、PMT で得られた波形から Peak height(H_{Peak}) を計算する。
2. 光電子 1 個に相当する Peak height($C_{\text{p.e.}}$) を測定する (1 光電子較正)。
3. H_{Peak} を光電子数 $N_{\text{p.e.}}$ [p.e.] に換算し、 $N_{\text{p.e.}}$ 分布を求める。得られた $N_{\text{p.e.}}$ 分布のピークを中心値が N_{MIP} [p.e./MIP] となる。

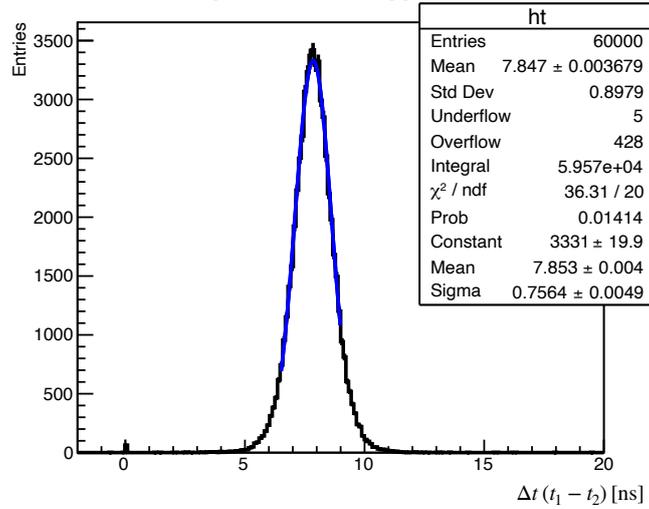


図 2.8 カウンター 1 の CFTime t_1 とカウンター 2 の CFTime t_2 の時間差 Δt の分布。ピークをガウシアンでフィットし (青線)、中心値と標準偏差を求めた。

以下で 2、3 の手順について説明する。

$C_{p.e.}$ の測定

$C_{p.e.}$ を測定するために、微弱な LED 光を PMT に照射し、得られた PMT の波形データから Peak height を計算した。図 2.9 に、得られた Peak height の分布を示す。光電子 1 個に相当するピークをガウシアンでフィットした結果、 $C_{p.e.}$ は 25.9 ± 0.2 [ADC counts/p.e.] であった。

獲得光量への換算

PMT で得られた Peak height を光電子数へ変換する。光電子数 $N_{p.e.}$ は、 H_{Peak} と $C_{p.e.}$ を用いて、

$$N_{p.e.} [\text{p.e.}] = \frac{H_{Peak} [\text{ADC counts}]}{C_{p.e.} [\text{ADC counts/p.e.]}}$$

と計算した。図 2.10 に w/mask の場合と w/o mask の場合の、それぞれの $N_{p.e.}$ 分布を示す。得られた分布のピークをガウシアンでフィットし、最小電離粒子 (MIP)1 個が通過した時の獲得光電子数 N_{MIP} を求めた。結果として、w/mask での獲得光量 $N_{MIP}^{w/mask}$ は (1.96 ± 0.01) p.e./MIP であるのに対し、w/o mask での獲得光量 $N_{MIP}^{w/o mask}$ は (10.7 ± 0.05) p.e./MIP であった。

薄膜シンチレータの表面から漏れ出た光を用いた場合の光量の増加量 R_{emit} を

$$R_{emit} = \frac{N_{MIP}^{w/o mask}}{N_{MIP}^{w/mask}}$$

と定義すると、 R_{emit} は 5.46 ± 0.04 となった。よって、シンチレータの表面から漏れ出た光を読み出す方法は、端面からの光を読み出す方法に比べ、光量が 5 倍以上増える。

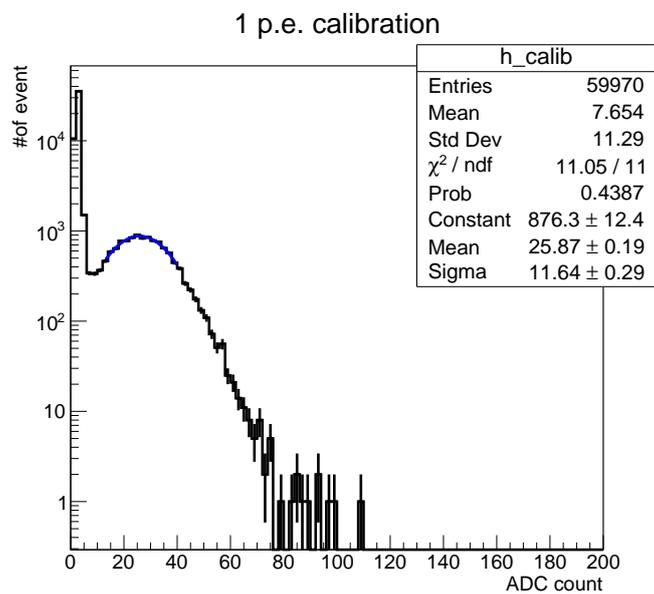


図 2.9 1 光電子校正で得られた Peak height 分布。横軸は、Peak height [ADC count]、縦軸はイベント数を表す。青線がフィットの線を表す。

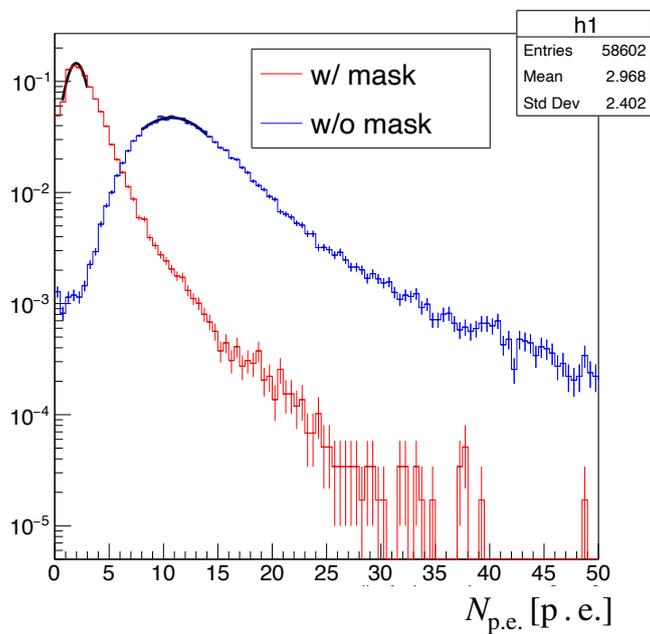


図 2.10 得られた光量分布。横軸は得られた光量、縦軸はイベント数。縦軸は全イベント数で規格化している。赤は、w/ mask、青は、w/o mask を表す。黒線はフィッティング線を表す。

2.2.4 荷電粒子検出効率

w/o mask の場合の小型プロトタイプの荷電粒子検出効率を評価した。不感率を η とすると、 $1 - \eta$ が荷電粒子検出効率となる。

η は、 $N_{p.e.}$ 分布から求めた。 $N_{p.e.}$ 分布の、ある光電子数を閾値 TH とするとき、 TH 以下のイベント数を N_{ineff} 、事象選択後の全イベント数を N_{tot} とし、不感率 η は

$$\eta = \frac{N_{ineff}}{N_{tot}}$$

と定義する。図 2.11 に、閾値 TH と不感率の関係を示す。結果として、3.5 p.e. の閾値で不感率 $(0.93 \pm 0.04) \times 10^{-2}$ を達成した。

よって、我々の目標とする荷電粒子検出効率 99% を達成できる。

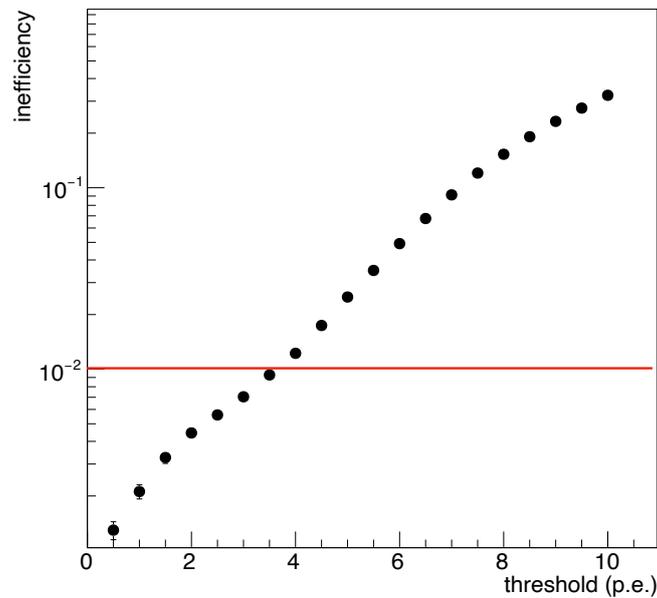


図 2.11 w/o mask の場合の不感率の閾値依存性。横軸は閾値 TH [p.e.]、縦軸は不感率 η を表す。赤線は、不感率 1% の線を表す。

第3章

実機検出器の開発

この章では、実機検出器の設計および開発、シミュレーションを用いた性能の見積もりについて述べる。

3.1 FilmUCV の設計

図 3.1 に FilmUCV の概念図を示す。実機検出器は、0.2 mm 厚の薄膜プラスチックシンチレータ (BC400) と、反射材として 12 μm 厚のアルミ蒸着フィルムを用いた。シンチレーション光を読み出すための光検出器は、ノイズレベルが低く、放射線ダメージに強い光電子増倍管 (浜松フォトニクス社 R14095) を用いた。外径の大きさは $\phi 52\text{ mm}$ 、光電面の大きさは $\phi 46\text{ mm}$ である。PMT の詳細については北川氏の修士論文で述べられている [28]。

図 3.2 に、過去に Geant4 シミュレーションで求められた UCV 設置位置における K^+ の通過位置分布を示す。 K^+ が NCC の穴を通り、崩壊領域に入ることを要求すると、UCV の設置位置では 100 mm \times 100 mm の領域に分布する。よって、この K^+ の通過位置を十分に覆うために、薄膜シンチレータの大きさは 160 mm \times 160 mm とした。

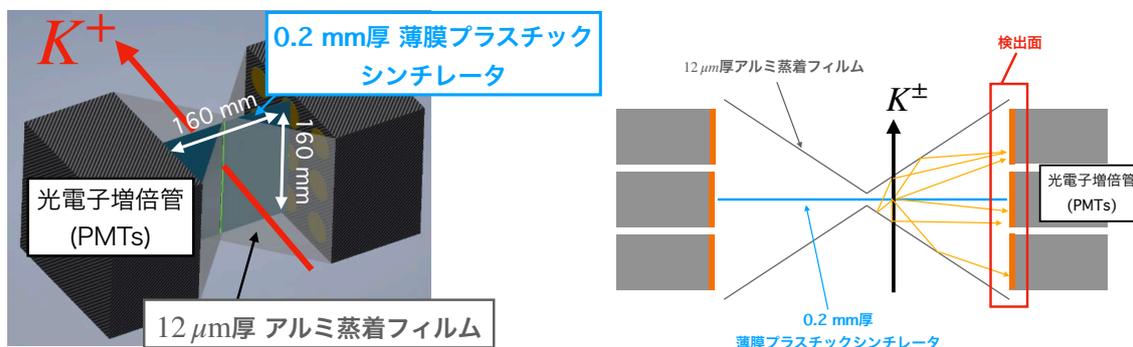


図 3.1 FilmUCV の概念図。

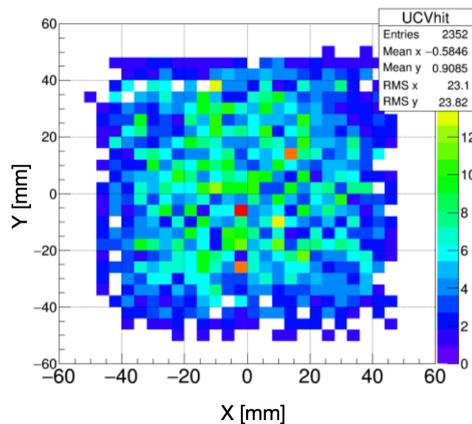


図 3.2 Geant4 シミュレーションで求められた UCV 設置位置における、 K^+ の通過位置分布。横軸は X [mm]、縦軸は Y [mm] を表す。

薄膜シンチレータから漏れ出た光を、少ない反射回数で光を読み出す面 (検出面) に集光できるように、アルミ蒸着フィルムを用いた集光機構 (Optical box) を作成した。Optical box としては、二つの設計を考えた。一つ目は、図 3.3 に示す六角形タイプである。六角形タイプは、検出面が六角形の形をしており、検出面の片側につき、PMT を 7 本使用する。PMT の配置が最密構造となっているため、検出面の光電面の割合が高いタイプになっている。二つ目は、図 3.4 に示す長方形タイプである。長方形タイプは、検出面が長方形の形をしており、検出面の片側につき、PMT を 6 本使用する。六角形タイプより、形を単純化し、作りやすさを考慮したタイプである。

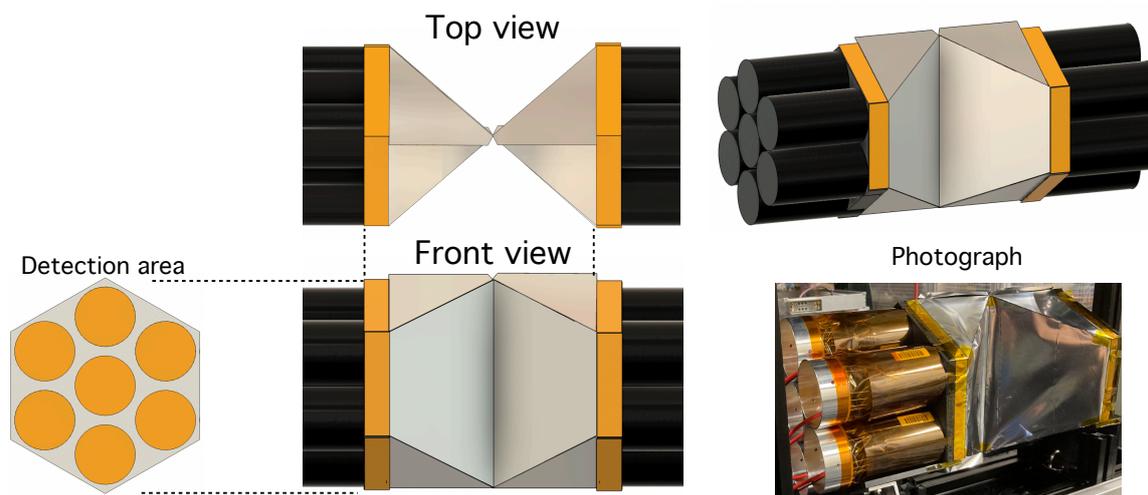


図 3.3 六角形タイプの Optical box の設計。

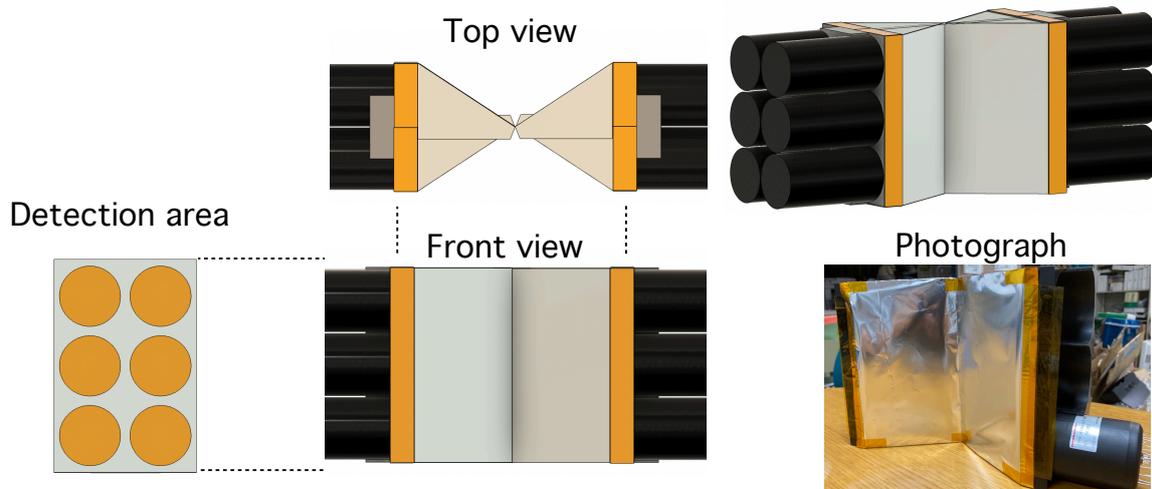


図 3.4 長方形タイプの Optical box の設計。

3.2 実機検出器の製作

実機検出器の製作について、この節では、六角形タイプを用いて、PMT の固定、Optical box の製作方法、薄膜シンチレータの固定方法などについて述べる。

3.2.1 PMT の固定

PMT は、ABS 樹脂で作った図 3.5 に示すような構造物 (PMT ホルダー) の穴に差し込むことで保持する。

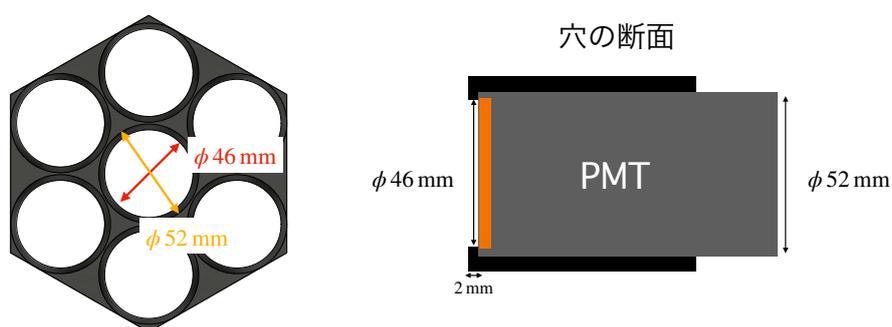


図 3.5 PMT ホルダーのデザイン。

PMT ホルダーは、図 3.6 に示すように樹脂パーツ A、樹脂パーツ B、アルミパーツで構成された台に固定される。

検出面は、六角形タイプの場合、検出面の 65% の領域が光電面となっている (長方形タイプの

場合は 57%)。光電面以外の領域は、図 3.6 右図のように 0.5 mm 厚の反射率 85% のアルミミラーを取り付け、より光量を稼げるようにした。3.3 節でアルミミラーを取り付けたことによる光量の変化について述べる。

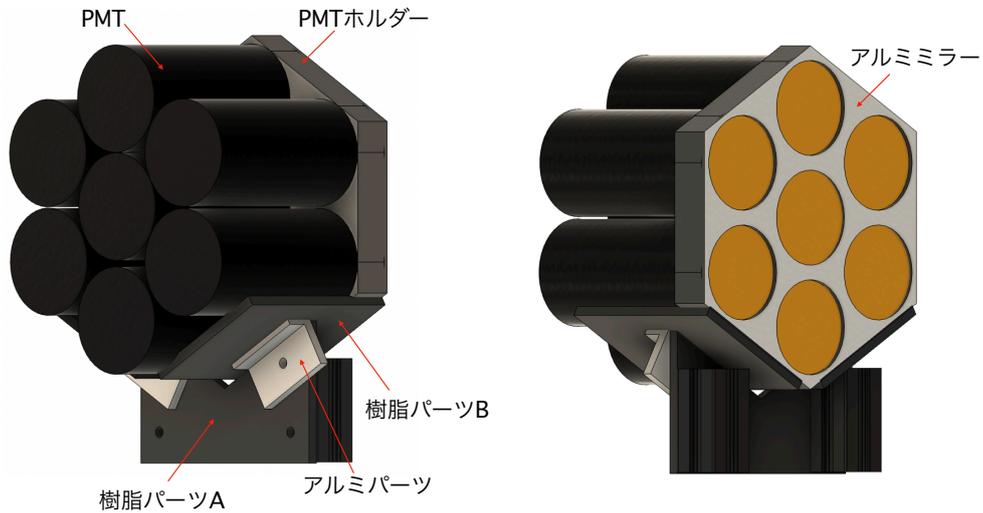


図 3.6 PMT を支える構造。

3.2.2 Optical box の製作方法

12 μm 厚のアルミ蒸着フィルムを用いて、Optical Box を製作した。Optical box は図 3.7 に示すように二つのパーツに分けた。図 3.8 に、六角形の場合のパーツの図面を示す。アルミ蒸着フ

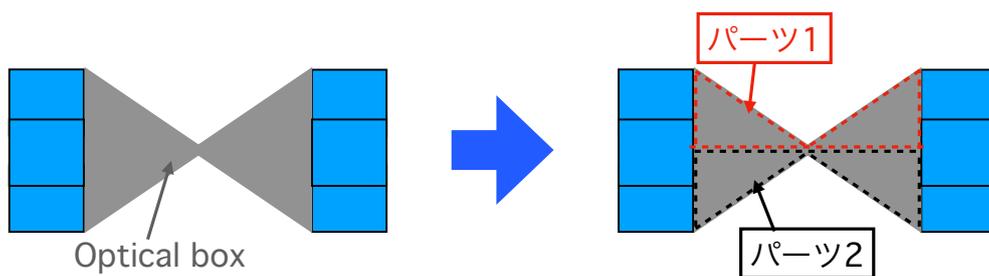


図 3.7 Optical box を二つのパーツに分ける様子。

ィルムを図 3.8 左図に示すような形に切り取り、赤線部を折り曲げ、図 3.8 右図に示すように Optical box の形状を作った。その後、橙色の領域部分を 3.2.1 節で述べた PMT 固定用のホルダーにカプトンテープで固定した。力学的に破れやすい部分は、カプトンテープを用いて補強した。

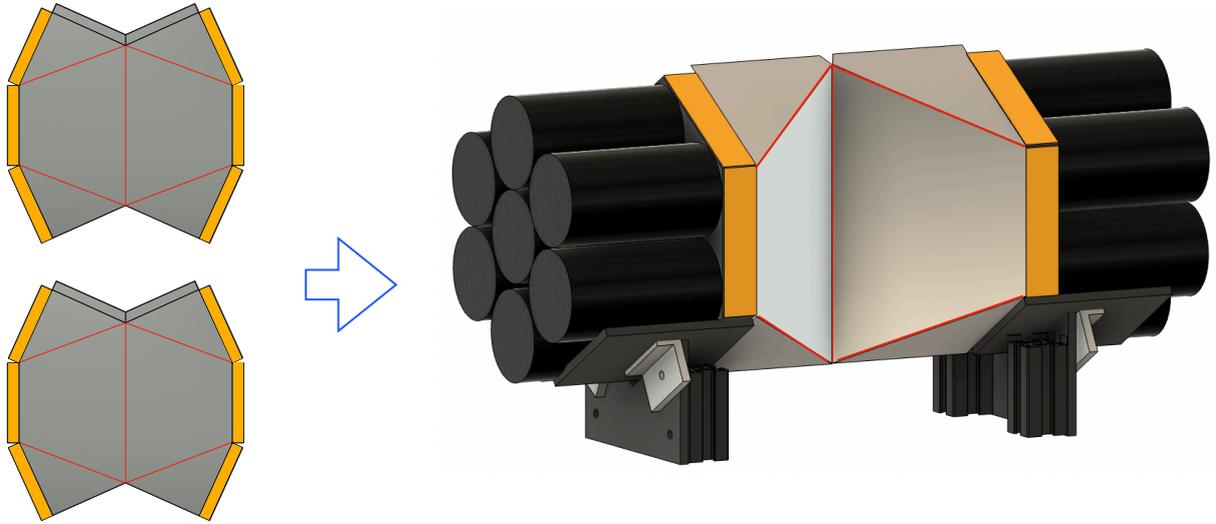


図 3.8 Optical box 製作の様子。左図は、Optical box の二つのパーツを表す。赤線は、折り目をつける線を表す。右図のように橙色の領域を、PMT ホルダーにカプトンテープで固定した。

3.2.3 薄膜シンチレータの固定方法

図 3.9 に、固定された薄膜シンチレータの様子を示す。薄膜シンチレータは、各四隅を引っ張って固定した。

まず、シンチレータの四隅に $\phi 1$ mm の穴を開けた。その穴に $\phi 0.235$ mm のつり糸を通した。この時薄膜シンチレータへの負荷を軽減するために、図 3.9 に示すように 0.5 mm 厚のアルミ板にもつり糸を通し、Optical cement でアルミ板と薄膜シンチレータを接着した。その後、そのつり糸で輪ゴムを固定した。最後に上面にある Optical box の隙間から薄膜シンチレータを挿入する。四隅の輪ゴムを図 3.9 の赤丸で示すフックにかけ、輪ゴムの張力で四隅を引っ張って固定した。

3.3 アルミミラーの有無による光量変化測定

1.2.1 節で述べたように、光量を稼ぐために検出面の光電面以外の領域にアルミミラーを取り付けた。アルミミラーの有効性を調べるために、アルミミラーを取り付けた場合 (w/ mirror) と取り付けなかった場合 (w/o mirror) でそれぞれ光量を、宇宙線を用いて測定した。

3.3.1 測定方法

図 3.10 に実験セットアップの概要とその実際の様子を示す。本測定の FilmUCV では、六角形タイプの Optical box を用いた。本測定時点では、実験に使用できる PMT の数が限られていた。

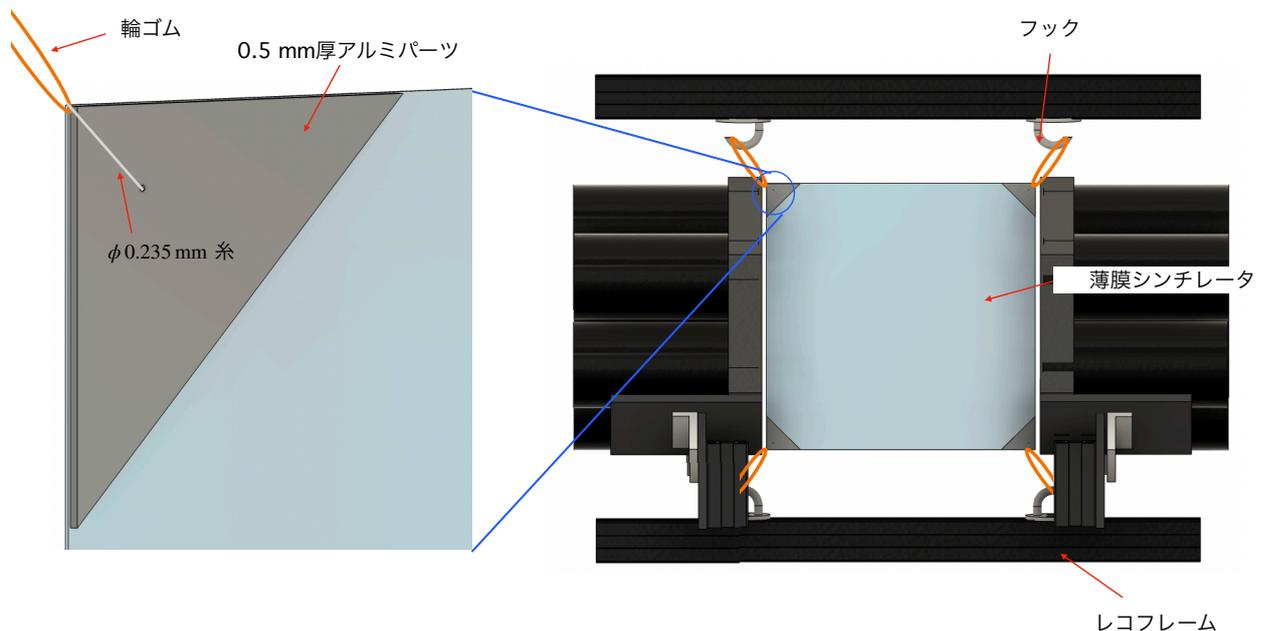


図 3.9 薄膜シンチレータ固定の様子。フックは FilmUCV 全体を取り囲むレコフレームに固定されている。

よって、本測定では、二つの PMT を用いた。図 3.10 に示すように、六角形タイプの片側に二つの PMT (PMT1、PMT2) を設置し、二つの PMT から読み出される光量を測定した。FilmUCV の上と下には、40 mm × 80 mm のトリガーカウンター (C_A 、 C_B) がそれぞれ設置されている。 C_A 、 C_B は、5 mm 厚のプラスチックシンチレータとアクリルでできたライトガイド、PMT からなる。トリガーは、 C_A と C_B のコインシデンスを用いた。 C_A 、 C_B 、FilmUCV の二つの PMT の波形は、オシロスコープで記録した。測定内容は、

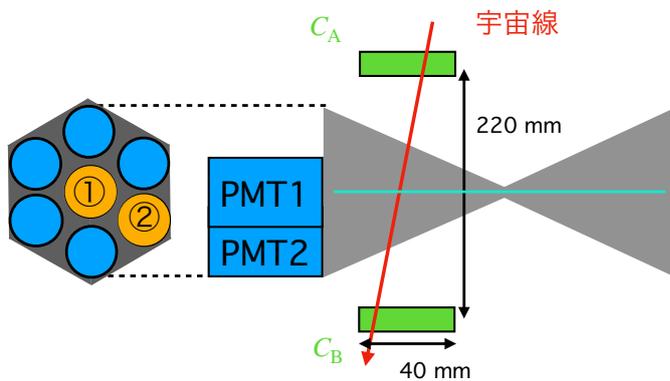
- 検出面にアルミミラーを取り付けなかった場合 (w/o mirror)
- 検出面にアルミミラーを取り付けた場合 (w/ mirror)

である。それぞれ取得したデータを波形解析し、獲得光量をそれぞれ計算した。

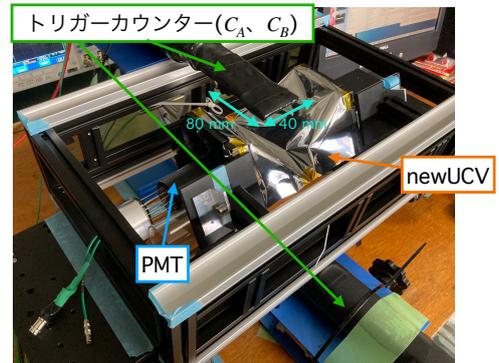
3.3.2 波形解析と事象選択

図 3.11 に、オシロスコープで記録された PMT1 の波形の例を示す。ADC count に相当する量は電圧 [V] となっている。2.2.2 節で述べた波形解析を用いて、Peak height H_{Peak} を求めた。PMT の信号読み出し時間は、電圧値が最大の時間 t_{max} を用いた。

C_A と C_B の時間差を $\Delta t_{\text{max}} = t_{\text{max}}^A - t_{\text{max}}^B$ と定義する。図 3.12 に、 Δt_{max} の分布と、 C_A と C_B の H_{Peak} の分布を示す。 Δt_{max} の分布に 3 つのピークが見られる。このうち、左側と右側のピークのイベントは、次のようなイベントである。宇宙線がライトガイドを通過するとチェレンコ



(a)



(b)

図 3.10 (a) 実験セットアップの概要と (b) 実際の様子。

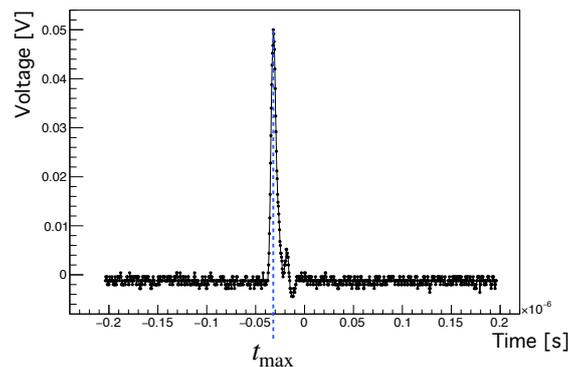


図 3.11 オシロスコープで取得した PMT1 の波形の例。横軸は時間 [s]、縦軸は電圧 [V] を表す。

フ光が発生する。よって、例えば 宇宙線が C_A でライトガイドに入射し、 C_B でプラスチックシンチレータに入射すると、 Δt_{\max} がずれて観測される。また、この時発生するチェレンコフ光は、シンチレータで発生するシンチレーション光より光量が小さい。 H_{Peak} は光量に比例するため、チェレンコフ光由来の H_{Peak} は小さい。本測定では、両方のカウンターでプラスチックシンチレータを通ったイベントのみを各カウンターの H_{Peak} と Δt_{\max} を用いて抽出した。 Δt_{\max} の中央のピークをガウシアンでフィットし、 Δt_{\max} が中心値から 3σ 以内であることを要求した。また、 C_A と C_B の H_{Peak} は、図 3.12 の赤線で示す閾値以上であることを要求した。

3.3.3 測定結果

FilmUCV の獲得光量は次のように計算した。まず、2.2.3 節で述べたように光電子 1 個が生成されたときの Peak Height (C_{Peak}) を微弱な LED 光を当てて測定した。PMT1、PMT2 の

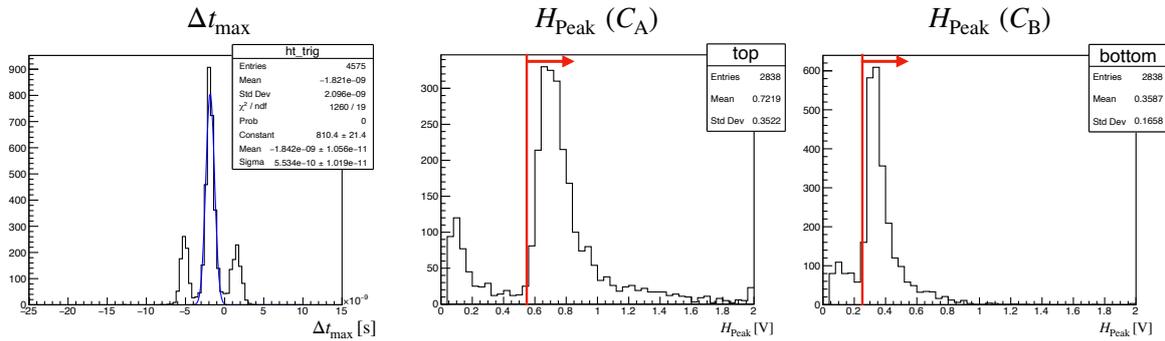


図 3.12 Δt_{\max} の分布と、 C_A と C_B の H_{Peak} の分布

C_{Peak} mV はそれぞれ、 (18.31 ± 0.79) mV、 (20.35 ± 0.58) mV となった。次に、PMT1 と PMT2 で計算した H_{Peak} を、光電子数 $N_{\text{p.e.}}$ に変換した。FilmUCV で獲得した光電子数 $N_{\text{p.e.}}^{\text{tot}}$ は、PMT1 と PMT2 の光電子数の和として計算した。

図 3.13 に、w/o mirror の場合と w/ mirror の場合の $N_{\text{p.e.}}^{\text{tot}}$ の分布を示す。得られた分布のピークをそれぞれガウシアンでフィットし、FilmUCV の獲得光量 N_{MIP} を求めた。w/o mirror の場合の光量は $N_{\text{MIP}}^{\text{w/o mirror}} = (4.72 \pm 0.08)$ p.e./MIP、w/ mirror の場合の光量は $N_{\text{MIP}}^{\text{w/ mirror}} = (5.88 \pm 0.14)$ p.e./MIP であった。

したがって、獲得光量の増加量は、

$$\frac{N_{\text{MIP}}^{\text{w/ mirror}}}{N_{\text{MIP}}^{\text{w/o mirror}}} = 1.25 \pm 0.04 \quad (3.1)$$

であった。よって、アルミミラーをつけると、獲得光量は 1.25 倍増加するため、アルミミラーは有効である。

3.4 PMT の信号読み出し

FilmUCV で用いられる PMT 本数は、六角形タイプは 14 本、四角形タイプは 12 本である。しかし、KOTO 実験での実際の運用では、ADC のチャンネル数が足りないため、信号読み出しを 8 チャンネル以下にする必要がある。

そこで、FilmUCV では、2 つの PMT の信号を、1 つのチャンネルとして読み出す。この読み出しは、図 3.14、3.15 に示す信号増幅回路を用いて行なった。この信号増幅回路は、差動出力となっており、信号の伝送過程で生じるノイズを抑制している。信号増幅回路は、南條氏、川田氏、柴田氏によって製作された。

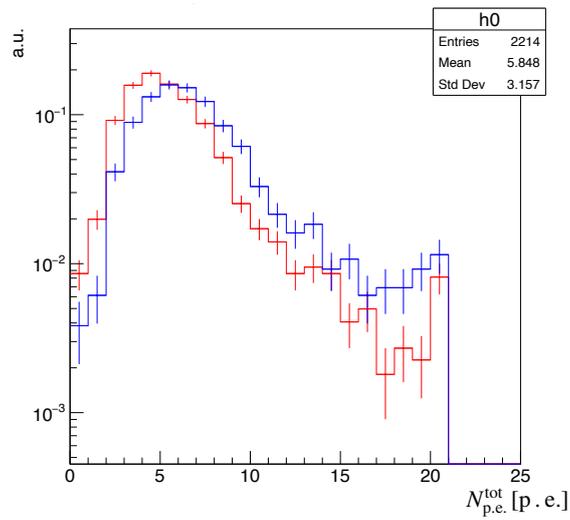


図 3.13 測定した $N_{\text{p.e.}}^{\text{tot}}$ の分布。赤は w/o mirror、青は w/ mirror の場合を表す。

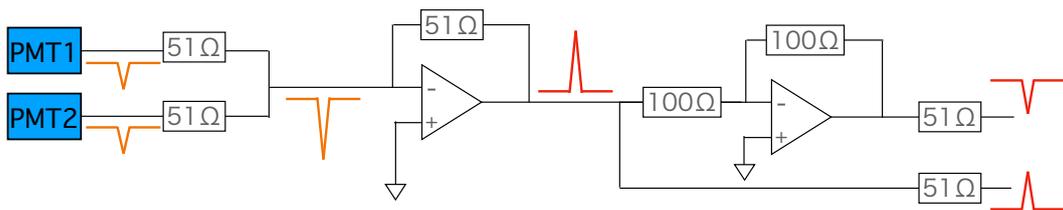


図 3.14 FilmUCV の信号読み出しに用いる信号増幅回路の回路図。

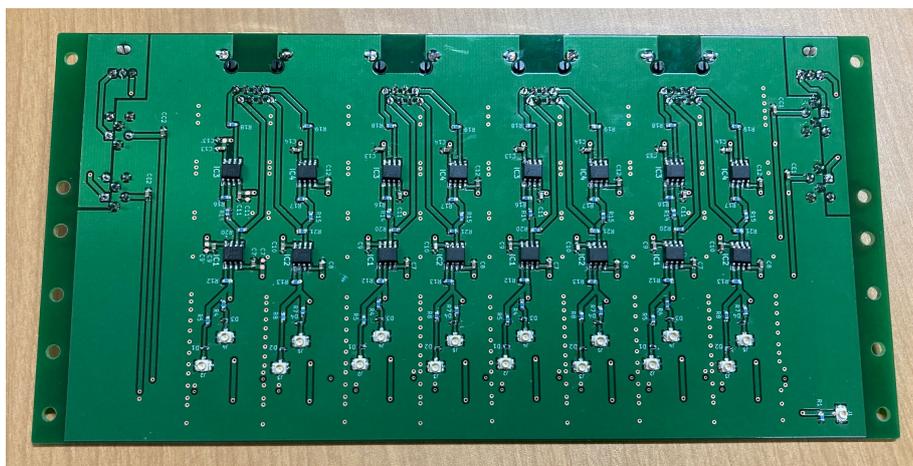


図 3.15 信号増幅回路の実際の様子。

3.5 アルミ蒸着フィルムと薄膜シンチレータのパラメータ測定

3.5 節では、シミュレーションを用いて実機検出器の性能を見積もる。シミュレーションでは、アルミ蒸着フィルムなどのパラメータが必要である。そこで、シミュレーションの前段階として、シミュレーションに用いるアルミ蒸着フィルムの反射率と、薄膜シンチレータの減衰率を測定した。この節では、これらの測定方法と結果について述べる。

3.5.1 アルミ蒸着フィルムの反射率測定

測定方法

図 3.16 にアルミ蒸着フィルムの反射率測定のためのセットアップの概要を示す。光源には、波長がシンチレーション光に近い 444 nm のパルスレーザーを用いた。レーザーは、コリメータで $\phi 1$ mm 以下に絞った。レーザーは測定途中で強度が変化した。そのため、図 3.16 に示すように、レーザーをハーフミラー (アクリル板) で二方向に分けた。一方向は、モニター用 PMT (PMT_{Monitor}) で光を読み出し、レーザー強度をモニターした。もう一方向のレーザーは、測定用に用いた。直進したレーザーは、強度が高すぎたため、PMT の出力が飽和してしまい、PMT での強度の線形性が保てない。そこで、ハーフミラーのすぐ下流に透過率 23.4% の ND フィルターを設置した。ND フィルターを通過後のレーザーの強度を、測定用 PMT (PMT_{Measure}) で測定した。トリガーはレーザー装置から出力されるトリガー信号を用いた。PMT の波形はオシロスコープで取得した。

本測定では、二つのモードでレーザーの強度を PMT_{Measure} で測定し、反射率を求めた。まず、一つ目のモードでは、図 3.16 左図に示すように、アルミ蒸着フィルムを設置せず、ND フィルターから直進してきたレーザーの強度を測定した (無反射モード)。次に、二つ目のモードでは、図 3.16 右図に示すように、アルミ蒸着フィルムを設置して、反射したレーザーの強度を測定した (反射モード)。

取得した波形の Peak height (H_{Peak}) を測定した。図 3.17 に、無反射モードで得られた PMT_{Measure} の H_{Peak} の分布の例を示す。得られた分布のピークをガウシアンでフィットして得られた中央値をレーザー強度 I とする。無反射モードと反射モードで測定した、レーザー強度 I をそれぞれ $I_{\text{No-R}}$ 、 I_{R} 、モニターで測定したレーザー強度 I を $I_{\text{No-R}}^{\text{Monitor}}$ 、 $I_{\text{R}}^{\text{Monitor}}$ とし、反射率 P を次のように計算した。

$$P = \frac{I_{\text{R}}/I_{\text{R}}^{\text{Monitor}}}{I_{\text{No-R}}/I_{\text{No-R}}^{\text{Monitor}}} \quad (3.2)$$

PMT 出力の線形性

PMT_{Monitor} による補正が正しいことを確かめるために、PMT_{Monitor} と PMT_{Measure} の出力の線形性を調べた。無反射モードで、レーザーの強度を変化させながら、PMT_{Measure} の出力 $I_{\text{No-R}}$

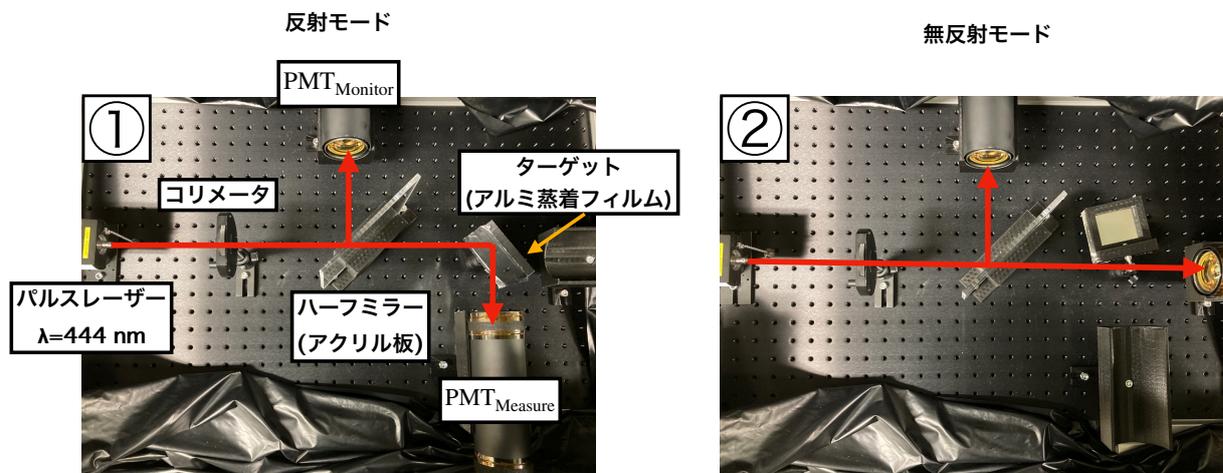


図 3.16 アルミ蒸着フィルムの反射率測定セットアップ。

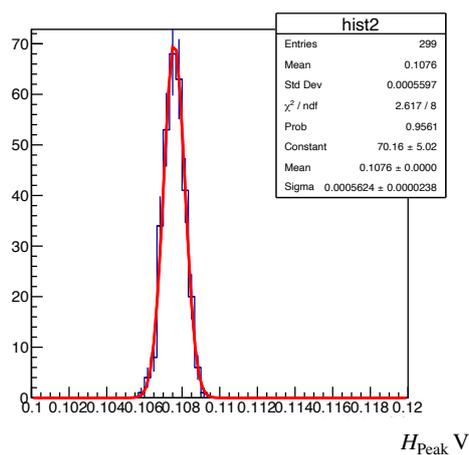


図 3.17 無反射モードで得られた $\text{PMT}_{\text{Measure}}$ の H_{Peak} の分布の例。赤線は、分布をガウシアンでフィットした線を表す。

と $\text{PMT}_{\text{Monitor}}$ の出力 $I_{\text{No-R}}^{\text{Monitor}}$ の相関を調べた。図 3.18 にその結果を示す。 $I_{\text{No-R}}$ と $I_{\text{No-R}}^{\text{Monitor}}$ で線形性が保たれている。

測定結果

測定は、無反射モードで測定後、反射モードで測定し、反射率 P を計算した。この試行を 5 回行った。表に反射率測定の結果を示す。5 回の反射率の平均は、 $(84.6 \pm 0.4)\%$ となった。次節のシミュレーションでは、この値をアルミ蒸着フィルムの反射率として用いた。

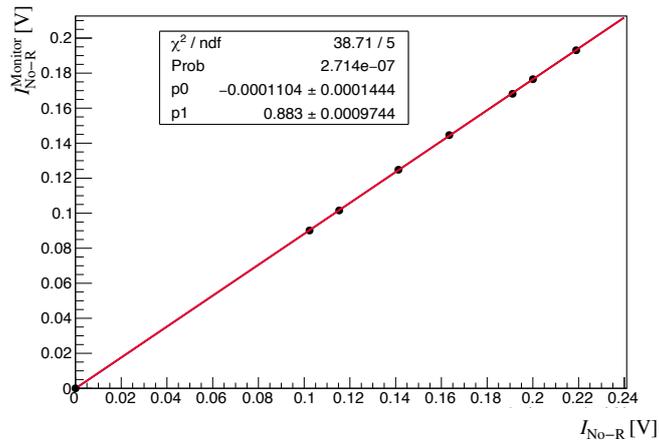


図 3.18 PMT_{Measure} 出力と PMT_{Monitor} 出力

| | $I_{\text{No-R}}$ V | I_{R} V | P % |
|---|---------------------|------------------|-------|
| 1 | 0.0925 | 0.0779 | 84.25 |
| 2 | 0.0923 | 0.0784 | 84.96 |
| 3 | 0.0966 | 0.0804 | 83.26 |
| 4 | 0.0978 | 0.08379 | 85.67 |
| 5 | 0.1001 | 0.0848 | 84.71 |

表 3.1 反射率を 5 回測定した結果。 $I_{\text{No-R}}$ と I_{R} V は I^{Monitor} で補正後の値である。

3.5.2 薄膜シンチレータの減衰長測定

実験セットアップ

減衰長測定では、薄膜シンチレータの内部を伝播してくる光だけを読み出すことが重要である。図 3.19 に、実験セットアップの概要を示す。セットアップは、2 章で用いた小型プロトタイプとトリガーカウンターを用いた。ただし、本測定では、小型プロトタイプのアルミ蒸着フィルムを外している。図 3.19 に示すように、薄膜シンチレータの端面は PMT の端面に接している。PMT には、図 3.19 右図のように黒紙で読み出す光の位置を幅 10 mm に限定した。これは、発光位置によるアクセプタンスの変化を小さくするためである。トリガーカウンターは、下流に一つだけ設置した。 β 線とトリガーカウンターの位置を変えながら、PMT で読み出される光量を測定した。

トリガーには、下流のカウンターの信号を用いた。 β 線がない時のレートは、約 3 Hz だったのに対し、 β 線がある時のレートは約 120 Hz であった。よって、偽のトリガーによる影響は十分小さい。PMT の波形は、ADC で記録した。

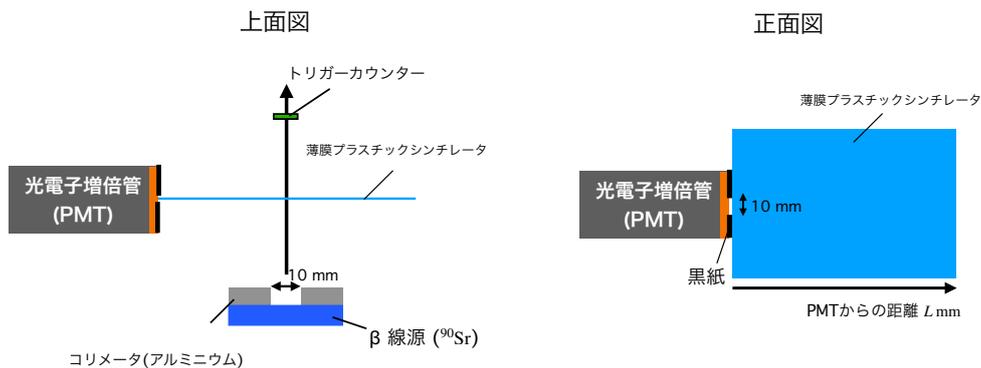


図 3.19 減衰長測定での光量に相当する量の定義。各サンプルの ADC 値から Pedestal を引いた値を、足し上げた値 S_{charge} 。

波形解析

図 3.20 に、観測した波形の例を示す。本測定では、光量に相当する量として、図のように、時間幅の各サンプルの ADC 値から Pedestal を引いた値を、足し上げた値 S_{charge} を用いる。

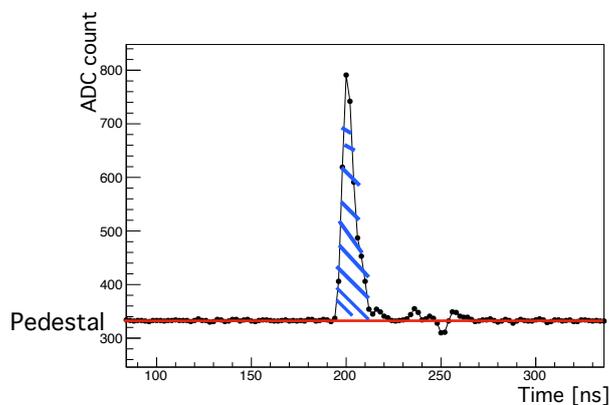


図 3.20 減衰長測定での光量に相当する量の定義。各サンプルの ADC 値から Pedestal を引いた値を、足し上げた値 S_{charge} 。

解析方法

本測定では、まず、光電子数 $N_{\text{p.e.}}$ の分布を作った。図 3.21 に実際に求めた $N_{\text{p.e.}}$ の分布の例を示す。図 3.21 に示すように、今回の測定では、0 光電子を観測する確率が高いため、獲得光量を以下のように求めた。

まず、0 光電子数を観測する確率 $P(0)$ を求める。0 光電子数を観測する回数 N_0 は、分布の 0 光電子のピークをガウシアンでフィットし、中心値から 3σ 以内のイベントとした。分布の全イベン

トを N_{total} とすると、

$$P(0) = \frac{N_0}{N_{total}} \quad (3.3)$$

となる。ここで、光電子数分布はポアソン分布に従うと仮定する。

$$P(k) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^k}{k!} \quad (3.4)$$

λ は光量の期待値、 $P(k)$ は、期待値 λ で k 個の光電子が観測される確率を表す。3.3、3.4 式より、

$$P(0) = e^{-\lambda} \quad (3.5)$$

$$\lambda = -\log(P(0)) = -\log\left(\frac{N_0}{N_{total}}\right) \quad (3.6)$$

となり、光量の期待値 λ を求めることができる。本測定では、 λ を獲得光量とした。

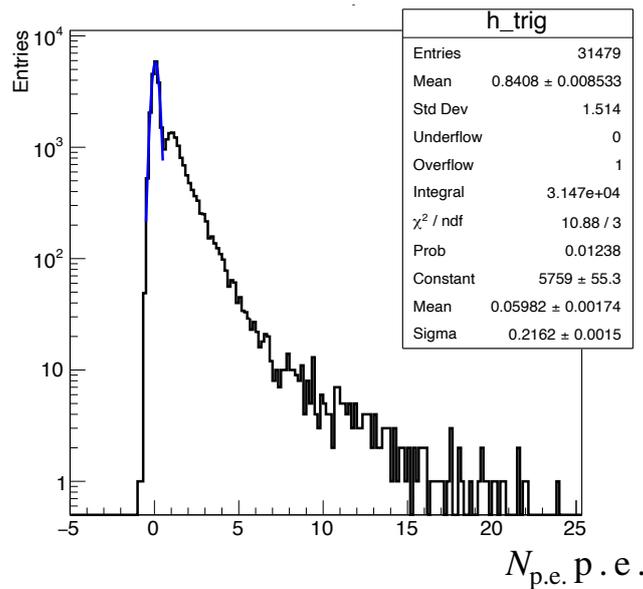


図 3.21 $N_{p.e.}$ の分布の例。青線は、0 光電子のピークをガウシアンでフィットしている様子。

測定結果

図 3.22 に、測定で得られた光量の距離変化のグラフを示す。測定した点のうち、アクセプタンス変化が小さいと考えた領域を exponential でフィットし、減衰長は $55 \pm 3 \text{ mm}$ となった。フィットした領域でもアクセプタンス変化による効果は無視できない可能性があるが、今回はこの値を薄膜シンチレータの減衰長とした。

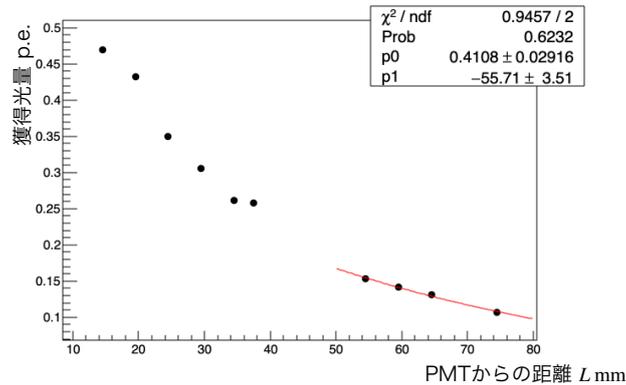


図 3.22 減衰長測定の結果

3.6 光学シミュレーションによる各機構の性能比較

この節では、設計した FilmUCV の性能をシミュレーションを用いて見積もる。最終的に、六角形タイプと長方形タイプの光量の比を評価した。

3.6.1 シミュレーションのモデル

このシミュレーションでは、光電子数分布を求め、FilmUCV で期待される獲得光量を見積もる。シンチレータ内で発生したシンチレーション光の光子 1 個 1 個を、PMT に検出されるまでトレースして、光電子数の期待値を計算する。

シンチレーション光の減衰には、シンチレータ内の自己吸収による効果 (バルクロス) と、表面反射でシンチレータの外に逃げる効果 (反射ロス) がある。このうち、バルクロスによる減衰長は 2.5 m と 3.5.2 節で得られた減衰長に比べ十分長い [29]。よって、測定して得られた減衰長は、反射による減衰長とした。

3.6.2 シミュレーション方法

まず、0.2 mm 厚薄膜シンチレータ内で荷電粒子のエネルギー損失分布に応じたシンチレーション光を発生させる。図 3.23 に、最小電離粒子 (以下 MIP) が 0.2 mm 厚薄膜シンチレータを通過した時のエネルギー損失分布を示す。このエネルギー損失分布は、Geant4 を用いたモンテカルロシミュレーションで作った。プラスチックシンチレータでは、100 eV の損失で 1 個の光子が生成されるとした。薄膜シンチレータ内での MIP のエネルギー損失を E eV とすると、薄膜シンチレータ内で発生させる光子の数の期待値 N は、

$$N = \frac{E}{100} \quad (3.7)$$

となる。実際に発生させる光子の数は、期待値を N としたポアソン分布の乱数で決定した。実際に生成した光子数を n とする。また、発生させる光子の位置は、深さ方向で一様とした。発生させた光子の進行方向は、一様に振った。

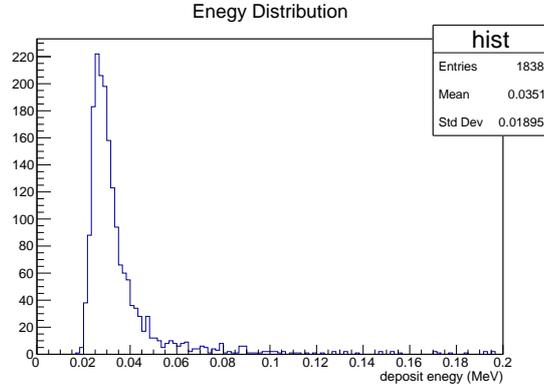


図 3.23 最小電離粒子 (MIP) が 0.2 mm 厚のプラスチックシンチレータを通過した際のエネルギー損失分布。

次に、薄膜シンチレータの面で空気とシンチレータとの境界条件を考える。図 3.24 に示すように、光子がシンチレータの表面に到達した時、入射角 α を計算する。この境界面では、 $\alpha <$ 臨界角のとき、フレネル反射に従うとした。フレネル反射の式より、屈折角を β とすると反射率 R は、

$$R_p = \left(\frac{n_2 \cos \alpha - n_1 \cos \beta}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} \right)^2 \quad (3.8)$$

$$R_s = \left(\frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} \right)^2 \quad (3.9)$$

$$R = \frac{R_p + R_s}{2} \quad (3.10)$$

と計算した。ここで、 R_p は電場の方向が入射面と平行な p 偏光の反射率、 R_s は電場の方向が入射面に対して垂直な s 偏光の反射率である。シンチレータの屈折率 n_1 は 1.58、真空の屈折率 n_2 は 1.00 と設定した。0 から 1 の乱数を振り、その値が R より大きい時、光子は透過してシンチレータから逃げ出し、それ以外の場合は反射する。

次に、境界面で反射したと判定された光子は、図 3.24 に示す、シンチレータの表面に沿った伝播距離 L を用いてシンチレータ内に残る確率を計算する。シンチレータの表面は、実際は平面ではない。平面でないことで、入射角が変化し、光子がシンチレータの外に逃げ出す場合がある。本シミュレーションでは、これを減衰長を用いてモデル化した。図 3.25 に示す様に、光子がシンチレータに沿って L 進んだ時、シンチレータの中に残る確率 P_{trap} を、

$$P_{trap} = \exp\left(-\frac{L}{\lambda}\right) \quad (3.11)$$

と計算した。ここで、 λ は、減衰長である。 λ は、実験で得られた値を用いた。0 から 1 の乱数を

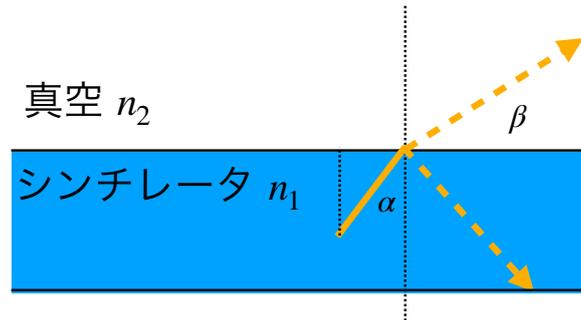


図 3.24 シンチレーション光の反射、透過の様子。

振り、その値が P_{trap} より小さい時、光子はシンチレータの中に反射され、伝播していく。 P_{trap} より大きい時、光子は、シンチレータの外へそのままの方向で逃げ出すとした。

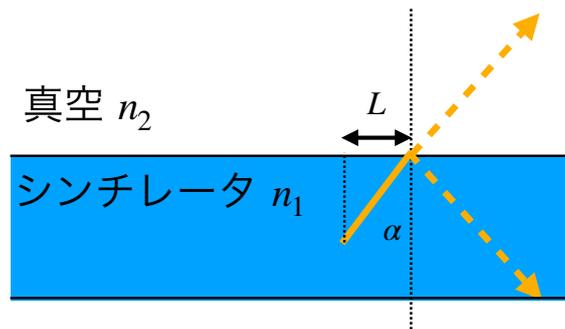


図 3.25 反射ロスにより光子がシンチレータの外に逃げ出す様子。

シンチレータの外へ逃げ出した光子は、Optical box を定義する平面で反射し、Optical box 内を伝播する。アルミ蒸着フィルムの反射率を P_r 、アルミミラーの反射率を P_m とする。 P_r は 3.5.1 節で求めた値、 P_m は 85%^{*1}とした。また、図に示す様に、シンチレータから逃げ出た光が反射材で反射し、もう一度シンチレータに入射する場合がある。本シミュレーションでは、もう一度シンチレータに入射し、透過する確率を $P_{pass} = 90\%$ と仮定した。光子が PMT の光電面に到達するまでの反射回数を N_r とする。 N_r のうち、アルミ蒸着フィルムで反射した回数を N_r^{mylar} とする。また、PMT に到達するまでにシンチレータを N_{pass} 回通過したとすると、シンチレータの外に出た 1 光子が PMT に到達する確率 w は、

$$w = (P_r)^{N_r^{mylar}} \times (P_m)^{N_r - N_r^{mylar}} \times (P_{pass})^{N_{pass}} \quad (3.12)$$

である。

^{*1} アルミミラーの反射率は公称値を用いた。

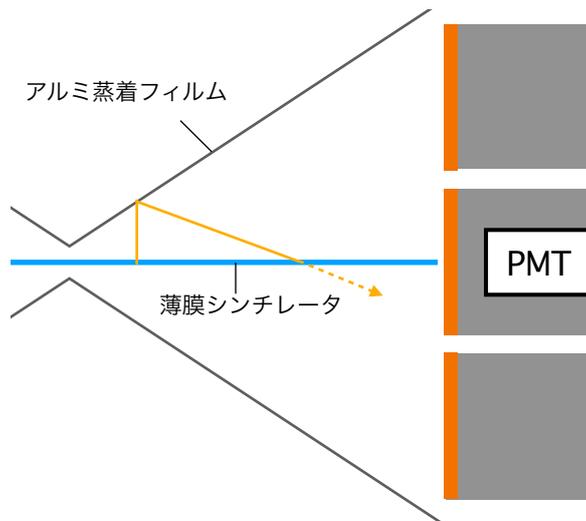


図 3.26 一度シンチレータから逃げ出た光子がアルミ蒸着フィルムで反射され、もう一度シンチレータに入射する様子。

最後に、真空と PMT のガラス面との境界条件を考える。(3.10) 式を用いて、PMT のガラス面で反射する確率 R_{PMT} を計算する。0 から 1 の乱数を振り、 R_{PMT} より大きい時、光子は、PMT の中に入ったとし、それ以外の場合は、再び PMT に到達するまでトレースする。PMT の中に入った光子の w に PMT の量子効率 QE をかけたものが期待される光電子数である。

最終的に、シンチレータの中を伝播して PMT に到達する光子の数の期待値と、シンチレータの外に逃げ、反射されて PMT に到達する光子の数の期待値の和に QE をかけたものが MIP1 個当たりの光電子数の期待値 W となる。

$$W = QE \times \sum_i^n w_i \quad (3.13)$$

ここで w_i は n 個生成された光子のうち、PMT に到達する i 番目にトレースした光子の期待値である。また、 QE は波長依存性は考慮せず、25% とした。

3.6.3 光電子数分布の作成

光電子分布は、前節で求めた図 3.27 に示すような MIP1 個当たりの光電子数の期待値 W の分布をポアソン分布で smearing して作成した。

3.6.4 小型プロトタイプの実測結果との比較

シミュレーションの妥当性を評価するために、2 章で測定した小型プロトタイプの実験データとシミュレーションで求めた光電子数分布を比較した。図 3.28 に、シミュレーションで作成した小型プロトタイプの光電子数の分布を示す。ピーク付近をガウシアンでフィットして得た獲得光量

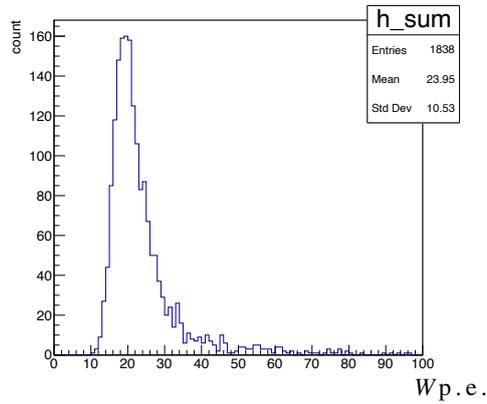


図 3.27 シミュレーションで得た MIP1 個当たりの光電子数の期待値 W の分布。

は、19.8 p.e. であり、実験結果に比べ 1.85 倍大きい。この光量の違いについては、7 章で考察する。そこで、以下のようにシンチレータ内の発光量を補正して実験結果に合わせた。実験で得た獲

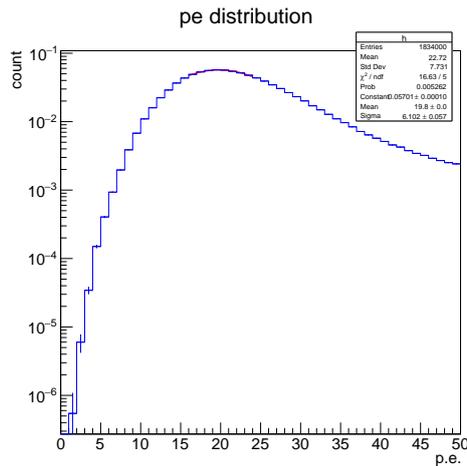


図 3.28 シミュレーションで得た小型プロトタイプの光電子数分布。

得光量を $N_{\text{MIP}}^{\text{data}}$ 、シミュレーションで得た獲得光量を $N_{\text{MIP}}^{\text{MC}}$ とすると、初めに発生させる光子の発光量の期待値 N を以下のように補正した。

$$N \times \frac{N_{\text{MIP}}^{\text{data}}}{N_{\text{MIP}}^{\text{MC}}} \quad (3.14)$$

補正項は、小型プロトタイプのデータとシミュレーションの獲得光量の比を用いた。この補正項は、次節の実機検出器の性能見積にも用いた。図 3.29 に、補正後のシミュレーションで得た光電子数分布とデータの光量分布を示す。補正後の結果、特に光電子数が 10 p.e. 以下の領域でデータとシミュレーションがあていない。この分布の違いについても、7 章で考察する。

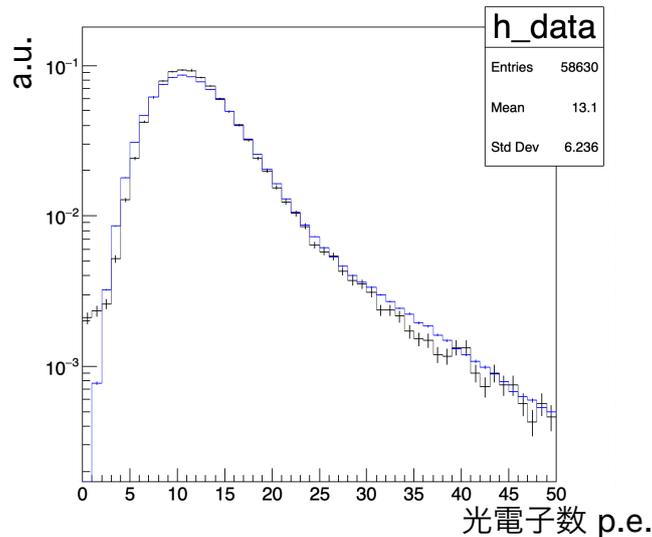


図 3.29 小型プロトタイプの補正後のシミュレーションで得た光電子数分布 (青) と実験で測定した光電子数分布 (黒)。

3.6.5 各機構の性能比較

図 3.30 に、シミュレーションで求めた六角形タイプと長方形タイプの光電子数分布を示す。結果、六角形タイプの獲得光量は、20.7 p.e. であったのに対し、長方形の獲得光量は 18.7 p.e. となった。長方形タイプに対する六角形タイプの獲得光量の比は 1.11 である。よって、シミュレーションで、六角形タイプの方が長方形タイプより 10% 以上の光量を獲得できると見積もった。

次に、不感率を見積もった。不感率は、2.2.4 節と同様に、光電子数分布のうち、ある閾値以下の事象数と全事象数の比で評価した。図 3.31 に、各タイプの閾値と不感率 η の関係を示す。不感率でも、六角形タイプの方がより高い閾値で不感率 1% 以下を達成できる。また、閾値を低くすれば、不感率 0.1% 以下を達成できることも予想できる。

以上のように、シミュレーション上では、実機検出器は、十分な性能があると見積もった。FilmUCV の性能を実験データで評価するために、実際に製作した FilmUCV をビーム試験した。次節で、ビーム試験による性能評価について述べる。

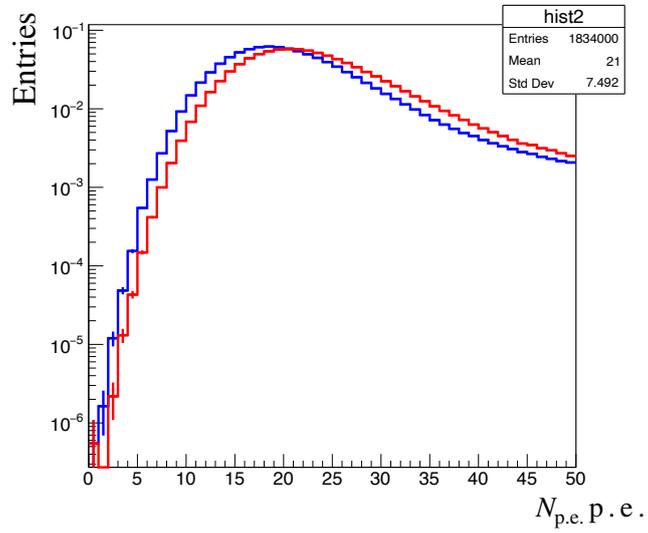


図 3.30 シミュレーションで得た光電子数分布。赤は六角形タイプ、青は長方形タイプを表す。

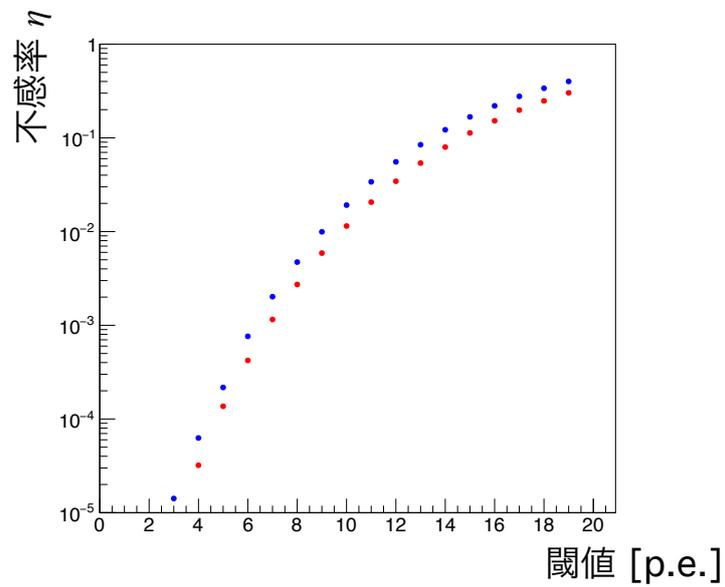


図 3.31 シミュレーションで得た閾値と不感率の関係。赤は六角形タイプ、青は長方形タイプを表す。

第 4 章

電子ビームを用いた性能評価

3 章で説明したように製作した実機検出器を、電子ビームを用いて試験した。ビーム試験は、東北大電子光物理学研究センター ELPH でおこなった。この章では、このビーム試験を用いた性能評価について述べる。

4.1 ビーム試験の目的

このビーム試験では、600 MeV/c の電子ビームを用いた。ビーム試験の主な目的は、実機の FilmUCV の性能を評価することである。具体的に、FilmUCV の光量、不感率、時間分解能を測定した。また、FilmUCV のさまざまな位置に照射し、光量の一様性も測定した。さらに、六角形タイプと長方形タイプの両方で測定を行い、実際の光量、不感率の観点から本番に用いる集光機構のタイプを決定した。

4.2 セットアップ

図 4.1 に、ビーム試験のセットアップを示す。座標系はビーム軸下流向きを Z 軸、ビーム軸に対して鉛直方向上向きを Y 軸として、右手系をなすように定義する。

FilmUCV の上流と下流には、トリガーカウンターを設置した。カウンターにはいずれもプラスチックシンチレータを用いた。上流には、5 mm 厚の 20 mm × 30 mm のカウンター (C₁) と 10 mm 厚の 50 mm × 65 mm のカウンター (C₂) を設置した。下流には、5 mm 厚の 20 mm × 30 mm のカウンター (C₃) を設置した。C₁ と C₃ は、一つの PMT で光を読み出すが、C₂ は、二つの PMT で光を読み出すため、チャンネルが二つある。

FilmUCV は、XY 軸方向に移動可能なステージの上に固定した。ステージは、X 軸方向に移動可能な自動ステージと Y 軸方向を調節するためのジャッキからなる。

FilmUCV では、最大 14 本の PMT を使用し、PMT に 0 から 13 の番号をつけた。図 4.2 に、FilmUCV の各タイプでの PMT の配置図を示す。PMT 読み出しは、二つの PMT のシグナルを足し上げて一つのチャンネルとした。ただし、六角形タイプのチャンネルのうち、2 チャンネ

ルでは、それぞれ一つの PMT の信号を読み出した。図 4.2 に示すように、ビームに対して同じ側の PMT 同士を足して読み出すようにした。読み出しチャンネル総数は、六角形タイプでは 8 チャンネル、長方形タイプでは 6 チャンネルとなった。トリガーは、三つのカウンターのコインシデンスを用いた。トリガーカウンターと FilmUCV の波形は、波形取得用のサンプリング周波数 500 MHz の ADC で記録した。

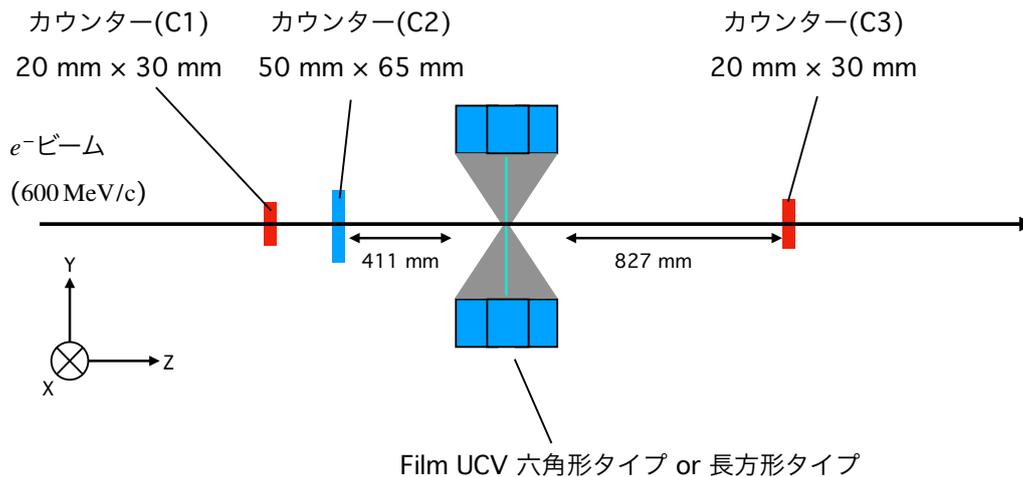


図 4.1 ビーム試験時の FilmUCV とトリガーカウンターのセットアップ

4.3 波形解析

測定した波形データの解析は、2.2.2 節と同様の方法でおこない、時間幅、CFTime、Peak height を計算した。

4.4 事象選択

電子が FilmUCV にヒットしたことを保証するために、以下で述べるような C_1, C_2, C_3 の Peak height 分布や、カウンター間の時間差分布を用いて、事象選択した。

図 4.3 に各トリガーカウンターの Peak height 分布を示す。各分布の右側で事象数が多いのは、ADC count のオーバーフローによるものである。また、Peak height がピークに比べ小さい事象は、3.3.2 節で述べたトリガーカウンターのライトガイドを通過して発生するチェレンコフ光の事象であった。そこで、電子がライトガイドを通過した事象を除くために、ピーク付近をガウシアンでフィットし、中心値から 3σ 低い値を閾値とした。各トリガーカウンターの Peak height が図 4.3 に示す閾値以上であることを要求した。

C_i の CFTime を t_{C_i} とし、 C_i と C_j の CFTime の時間差 $t_{C_i} - t_{C_j}$ を Δt_{ij} と定義する。ただし、 Δt_{22} は、 C_2 の二つのチャンネルの CFTime $t_{C_2}^{\text{ch1}}$ と $t_{C_2}^{\text{ch2}}$ の時間差を表す。図 4.4 に Δt_{ij} の分

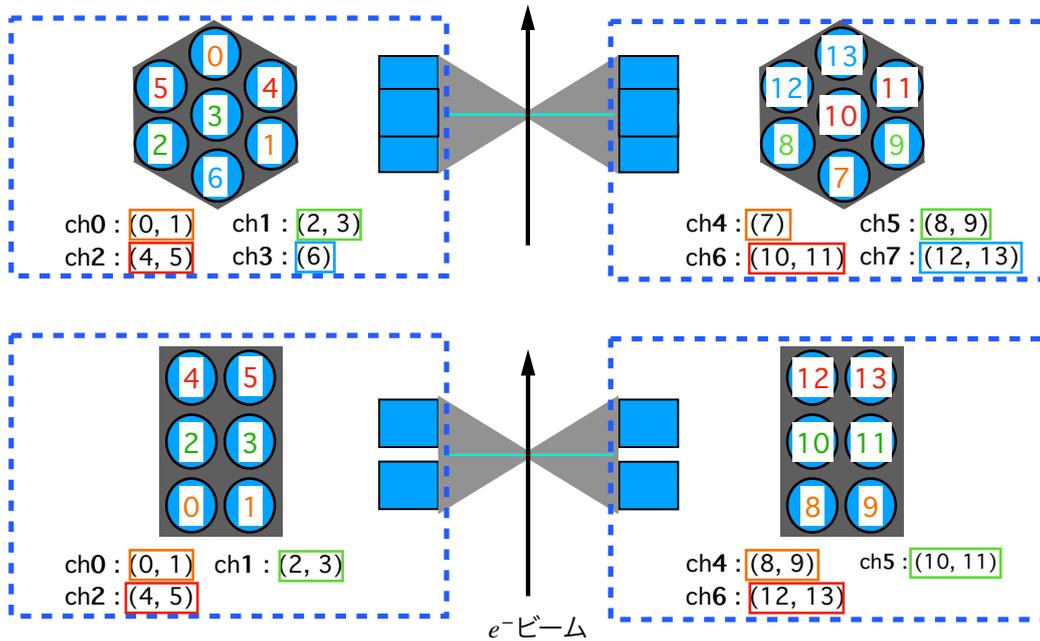


図 4.2 FilmUCV の PMT 読み出しの組み合わせ。PMT には 0-13 の番号をつけた。例えば、ch0 は PMT0 と PMT1 の出力を足し上げて一つの信号として読み出す。上図は六角形タイプ、下図は四角形タイプ。

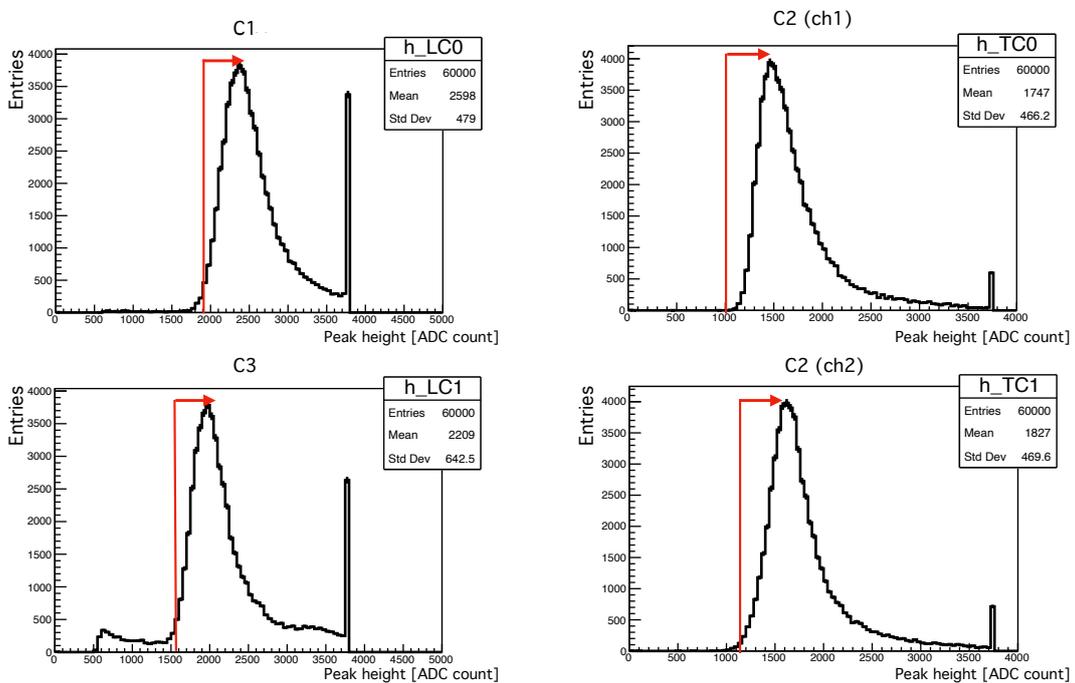


図 4.3 各トリガーカウンターの Peak height 分布。赤線は、各カウンターで要求する閾値を表す。トリガーされた事象のうち、すべてのカウンターで閾値以上の Peak height を持つときの事象を抽出した。

布を示す。 Δt_{12} 、 Δt_{23} における t_{C_2} は、 $t_{C_2}^{\text{ch}1}$ と $t_{C_2}^{\text{ch}2}$ の平均を用いた。得られた各分布のピークをガウシアンでフィットし、時間差が中心値から 3σ 以内であることを要求して、Peak height の事象選択で除ききれなかった、電子が片方のカウンターのライトガイドを通過し、もう片方のカウンターでシンチレーターを通過した事象を除いた。

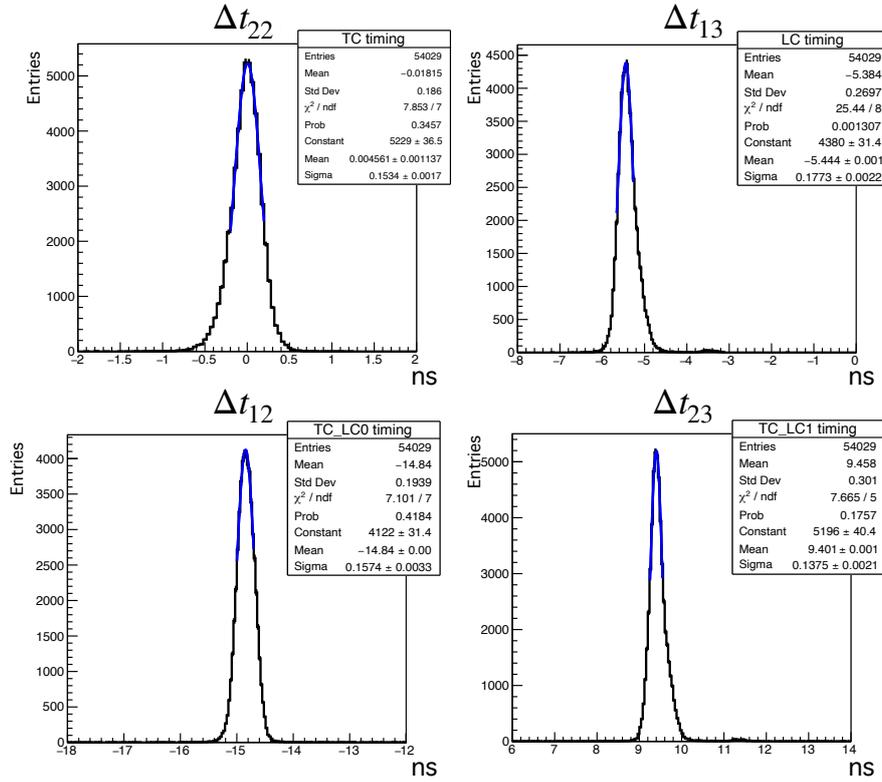


図 4.4 Peak height の事象選択後のカウンター間の時間差分布。

4.5 FilmUCV の獲得光量と荷電粒子検出効率

事象選択後の事象を用いて、FilmUCV の獲得光量と荷電粒子検出効率を六角形タイプで評価した。FilmUCV の中心の 20 mm × 30 mm 領域に電子ビームを当てた時のデータを用いた。その後、六角形タイプと長方形タイプの獲得光量と荷電粒子効率をそれぞれ比較し、本番に用いる Optical box を決定した。

4.5.1 獲得光量

FilmUCV の獲得光量 N_{MIP} は以下の手順で求めた。

1. FilmUCV の各チャンネルごとに、得られた波形から Peak height ($H_{\text{p.e.}}^{\text{ch}}$) を計算する。

2. PMT ごとに光電子が 1 個生成された時の Peak height($C_{p.e.}^{\text{ch}}$) 求め、各チャンネルの $H_{p.e.}^{\text{ch}}$ を光電子数 $N_{p.e.}^{\text{ch}}$ に変換する。
3. $N_{p.e.}^{\text{ch}}$ の総和 ($N_{p.e.}^{\text{tot}}$) を計算し、その分布を求める。得られた $N_{p.e.}^{\text{tot}}$ の分布のピークを N_{MIP} とした。

以下で、2、3 について説明する。

光電子数への換算

図 4.5 に示すように、FilmUCV の Optical box の上面にある隙間から $\phi 1 \text{ mm}$ のファイバーを挿入した。発光波長 470 nm の LED 光をファイバーを通して Optical box の中にいれ、各 PMT で、光電子が 1 個生成された時の Peak height($C_{p.e.}$) を測定した。

まず、奇数番号の PMT の電圧を 0 にし、偶数番号の PMT の $C_{p.e.}$ を測定した。その後、偶数番号の PMT の電圧を落とし、奇数番号の PMT の $C_{p.e.}$ を測定した。FilmUCV で獲得する光量を計算するために、足し上げる二つの PMT のゲインを可能な限り揃えた。表 4.1 に PMT の 1 光電子あたりの Peak height $C_{p.e.} \text{ ADCcount/p.e.}$ の結果を示す。各チャンネルの 1 光電子あたりの Peak height ($C_{p.e.}^{\text{ch}}$) は、足し上げる二つの PMT の $C_{p.e.}$ の平均を用いた。ただし、六角形タイプの ch6 と長方形タイプの ch4 は、10 番と 11 番の PMT のゲインを揃えられなかった。そのため、系統誤差を評価することが必要であるが、現段階ではできていない。

その後、 $C_{p.e.}^{\text{ch}}$ を用いて各チャンネルで計算した $H_{p.e.}$ を、2.2.3 節で述べたような方法で光電子数 $N_{p.e.}^{\text{ch}}$ に換算した。

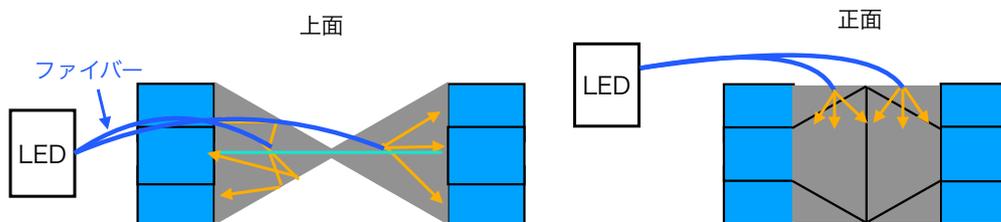


図 4.5 FilmUCV の 1 光電子あたりの Peak height の測定方法。Optical box の中に、ファイバーを通して LED の光を入れて測定した。

獲得光量の計算

各チャンネルの光電子数の総和 $N_{p.e.}^{\text{tot}}$ は、各チャンネルで求めた光電子数 $N_{p.e.}^{\text{ch}}$ を用いて次のように計算した。

$$N_{p.e.}^{\text{tot}} = \sum_{\text{ch}} N_{p.e.}^{\text{ch}} \quad (4.1)$$

$N_{p.e.}^{\text{ch}}$ は、信号が来ていない場合でも Peak height は、有限の値を持つ。これは、Peak height が時間幅内の最大値から Pedestal を引いた値であるからである。そのため、 $N_{p.e.}^{\text{tot}}$ は、 $N_{p.e.}^{\text{ch}}$ が 0.5 p.e.

表 4.1 各 PMT の 1 光電子あたりの Peak height ($C_{p.e.}$)。このうち、PMT6 は、他の PMT に比べ低いゲインになったが、他の PMT の信号と足し合わせていないため問題ない。PMT 11 もゲインを揃えられなかった。そのため、六角形の ch6 と長方形タイプの ch4 は系統誤差を評価する必要があるが、現段階ではできていない。

| 六角形タイプ | 長方形タイプ | PMT 番号 | 各 PMT の $C_{p.e.}$ ADC count/p.e. |
|--------|--------|--------|-----------------------------------|
| ch0 | ch0 | 0 | 32.25 ± 0.49 |
| | | 1 | 31.38 ± 1.02 |
| ch1 | ch1 | 2 | 27.64 ± 0.83 |
| | | 3 | 31.17 ± 0.44 |
| ch2 | ch2 | 4 | 29.86 ± 0.71 |
| | | 5 | 26.85 ± 0.21 |
| ch3 | | 6 | 8.27 ± 0.23 |
| ch4 | | 7 | 31.19 ± 0.51 |
| ch5 | ch3 | 8 | 29.62 ± 0.46 |
| | | 9 | 28.45 ± 0.76 |
| ch6 | ch4 | 10 | 28.18 ± 0.44 |
| | | 11 | 63.09 ± 1.43 |
| ch7 | ch5 | 12 | 28.79 ± 0.41 |
| | | 13 | 30.59 ± 0.38 |

以上の値を持つチャンネルのみを足し上げて求めた。図 4.6 に、六角形タイプの $N_{p.e.}^{tot}$ 分布を示す。得られた分布のピークをガウシアンでヒットし、 N_{MIP} を求めた。結果として、六角形タイプでの獲得光量 $N_{MIP}^{Hexagon}$ は (20.27 ± 0.06) p.e./MIP となった。空気由来の光による寄与については 7 章で考察する。

図 4.7 に、シミュレーションで得られた六角形タイプの光電子数分布との比較を示す。シミュレーションでは、小型プロトタイプの光量で補正後の $N_{MIP}^{Hexagon}$ は 20.7 p.e./MIP でありデータとほぼ一致している。しかし、データのほうが分布の幅が大きいことがわかる。この分布の形の違いについても、7 章で考察する。

4.5.2 荷電粒子検出効率

FilmUCV の荷電粒子検出効率を 2.3.3 節で述べたように不感率 η で評価する。 $N_{p.e.}^{tot}$ 分布の事象のうち、ある閾値以下の事象数を N_{ineff} 、全事象数を N_{tot} とすると、 η は

$$\eta = \frac{N_{ineff}}{N_{tot}} \quad (4.2)$$

と求めた。閾値 TH [MIP] は、 $N_{p.e.}^{tot}$ を N_{MIP} で規格化した値 (MIP) で表わす。図 4.8 に、 N_{MIP} で規格化した六角形タイプの光電子数分布と、 TH と η の関係を示す。結果として、 TH が 0.6 MIP 以下では不感率 0.1% 以下を達成した。

次に、次節以降の解析で使用する閾値を固定した。閾値に対する要求は、大きく二つある。一つ目は、実験中に起こりうる光電子数分布の変動に対し、不感率が大きく変動しないことである。図 4.8 に示すように、閾値が 0.4 MIP より高いと、不感率は図 4.8 左図に示す光電子数分布の立ち

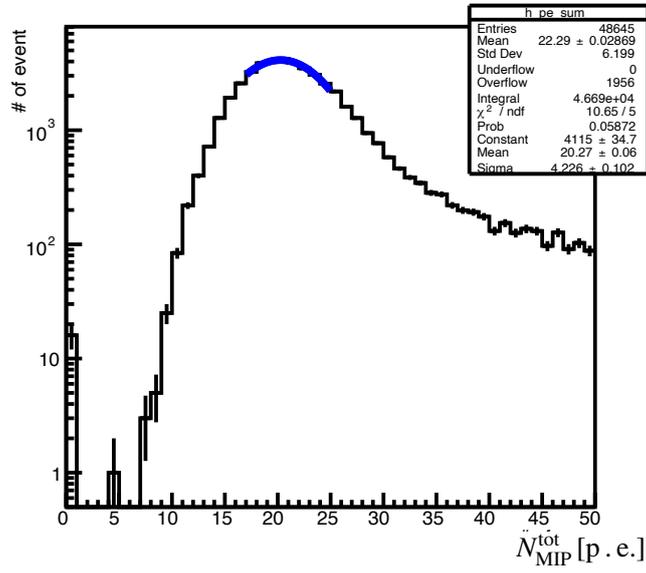


図 4.6 データで求めた六角形タイプの光電子数分布。

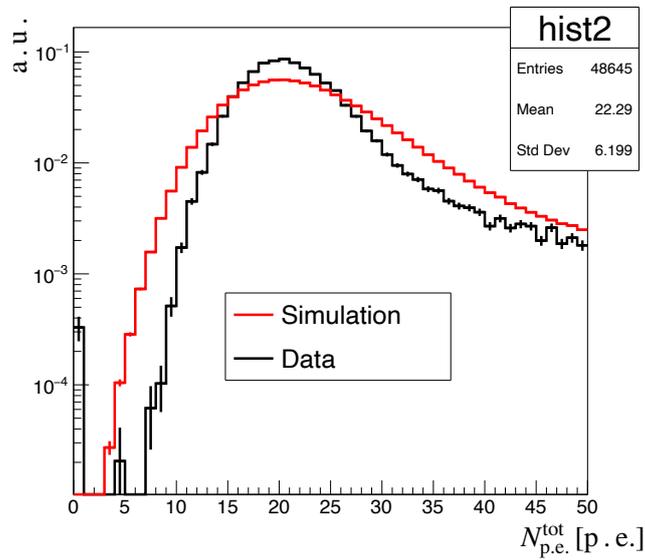


図 4.7 六角形タイプの光電子数分布のシミュレーションとデータの比較。赤はシミュレーション、黒はデータを表す。

上がり部の形に依存して変化する。この立ち上がり部は、4.7節で述べる Optical box の形状変化やシンチレータの放射線ダメージによる劣化により光量が小さくなると変化する。また、PMT のゲインの変動によっても変化する。よって、この要求に対しては、閾値の位置は 0.4 MIP 以下である。

二つ目は、PMT のノイズによる影響を無視できる位置にすることである。PMT のノイズによる寄与が閾値を超えると、偽の検出効率を生み出す可能性がある。そこで、PMT のノイズによる影響を確かめるために、図 4.9 に示すように、トリガーされた信号と関係ない 40 ns から 100 ns の時間の部分で波形解析を行い、 $N_{p.e.}^{tot}$ 分布を求めた。図 4.10 に、その $N_{p.e.}^{tot}$ の分布を示す。この分布から、PMT のノイズによる寄与を十分抑えられる位置は 0.2 MIP 以上である。

よって、閾値は、二つの要求を満たす 0.3 MIP とし、不感率 η を $(3.5 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ と評価した。以降は、閾値を 0.3 MIP とする。

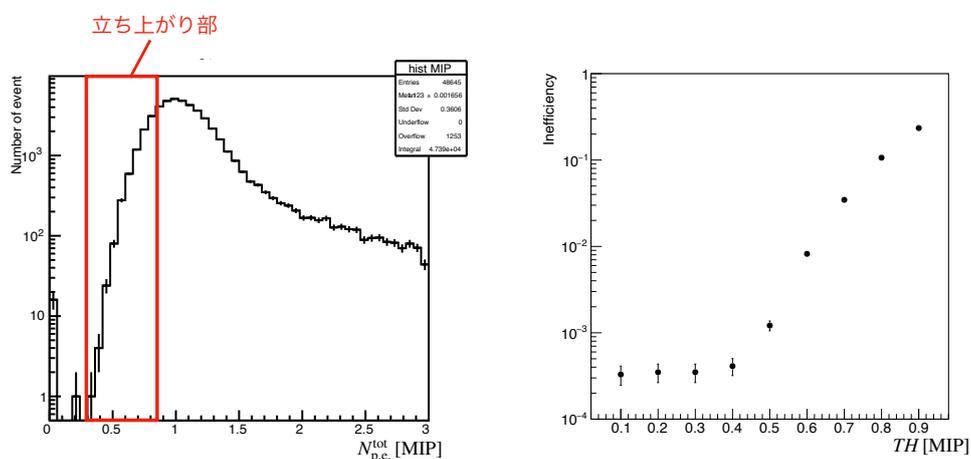


図 4.8 N_{MIP} で規格化した六角形タイプの光電子数分布 (左図) と、 TH と η の関係 (右図)。

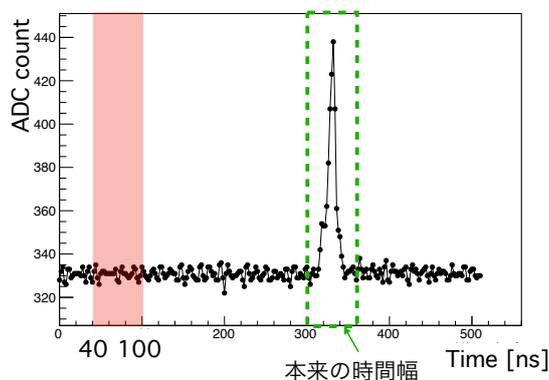


図 4.9 波形解析した時間幅。緑の点線は、本来の時間幅を表す。赤は、PMT のノイズによる影響を確かめるために用いた時間幅。

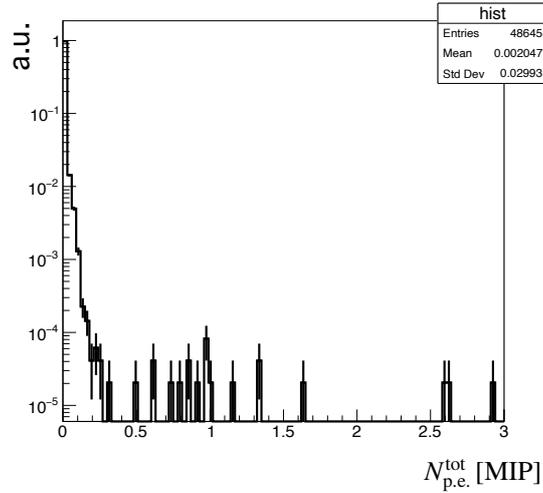


図 4.10 トリガーされた信号と関係ない時間幅で波形解析を行い求めた、 $N_{\text{p.e.}}^{\text{tot}}$ 分布。

4.5.3 六角形タイプと長方形タイプの性能比較

図 4.11 左図に、六角形タイプと長方形タイプのそれぞれの $N_{\text{p.e.}}^{\text{tot}}$ 分布を示す。六角形タイプでの獲得光量 $N_{\text{MIP}}^{\text{Hexagon}}$ は (20.27 ± 0.06) p.e./MIP であるのに対し、長方形タイプでの獲得光量 $N_{\text{MIP}}^{\text{Rectangle}}$ は (17.55 ± 0.06) p.e./MIP であった。 $N_{\text{MIP}}^{\text{Rectangle}}$ に対する $N_{\text{MIP}}^{\text{Hexagon}}$ の比をとると、 1.15 ± 0.005 となった。よって、六角形タイプは長方形タイプに比べ、光量を 15% 多く獲得できる。シミュレーションでは、 $N_{\text{MIP}}^{\text{Rectangle}}$ に対する $N_{\text{MIP}}^{\text{Hexagon}}$ の比は 1.11 であり、誤差の範囲で一致はしていないが、概ね一致している。

次に、図 4.11 右図に不感率 η の閾値に対する依存性を示す。不感率の観点では、構造による差はあるが、閾値を 0.3 MIP で用いる観点では、差はない。よって、本番に用いる Optical box は、光量をより多く獲得できるという観点から六角形タイプにした。次の節以降の性能評価は、六角形タイプを用いておこなった。

4.6 光量の位置依存性

4.5 節では、ビームを FilmUCV の中心に当てたときのデータを用いて、獲得光量、検出効率を評価した。この節では、FilmUCV の性能の位置依存性について述べる。

FilmUCV の位置 (X, Y) を 40 mm 間隔で変化させ、図 4.12 左図に示す 9 点をビーム中心として、 $20 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ 領域をトリガーしてデータ取得し、獲得光量 N_{MIP} の一様性を評価した。図 4.12 右図に、各位置における N_{MIP} の分布を示す。獲得光量ばらつきは 10% 以下であり、ほぼ一様である。また、このばらつきは、閾値が 0.3 MIP での検出効率には影響しない。

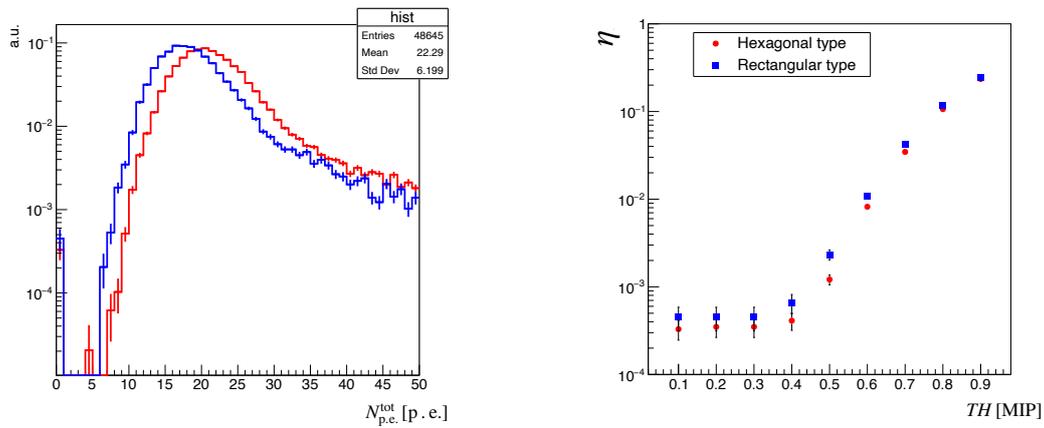


図 4.11 六角形タイプと長方形タイプの性能比較。左図は光電子数分布、右図は不感率変化を表す。赤は六角形タイプ、青は長方形タイプをそれぞれ表す。

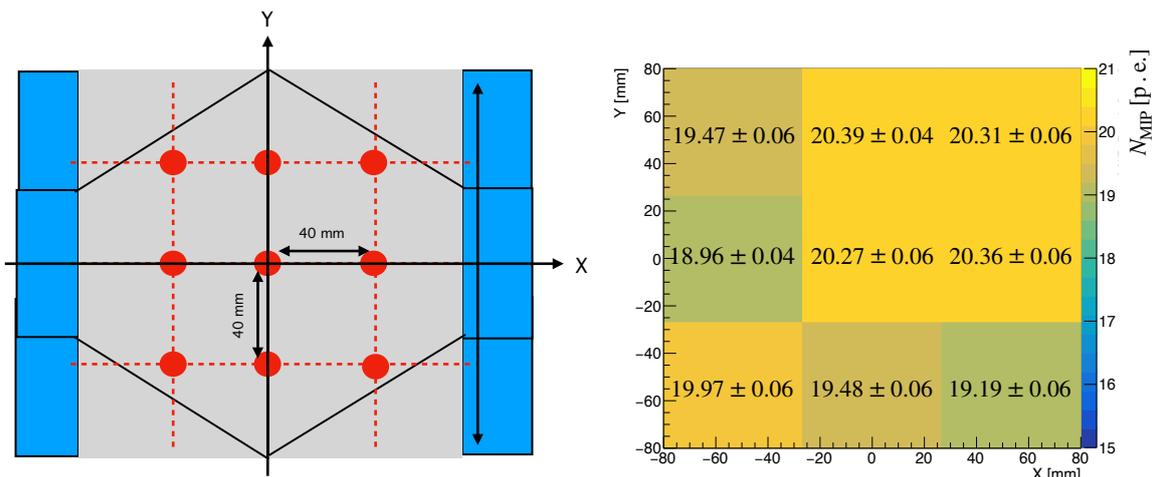


図 4.12 FilmUCV の光量の位置依存性。左図は、FilmUCV の XY 平面の図。赤点の位置にビームを当ててデータを取得した。右図は、得られた獲得光量 N_{MIP} p.e./MIP の位置依存性を示す。

4.7 集光機構の形状変化による性能の安定性

Optical box は、 $12 \mu\text{m}$ 厚のアルミ蒸着フィルムでできているため、Optical box の形状が変化すると、性能が変化する可能性がある。そこで、今回の試験では、Optical box の形状を変化させ、獲得光量と、不感率を測定した。ビームを当てる位置は、図 4.13 に示す様に $X = -40 \text{ mm}$ 、 $Y = 0 \text{ mm}$ の位置で測定し、 $X < 0$ の領域の Optical box の形状を変化させた。

図 4.14 に Optical box の形状変化の様子を示す。初めの状態を状態 0 とする。まず、状態 0 か

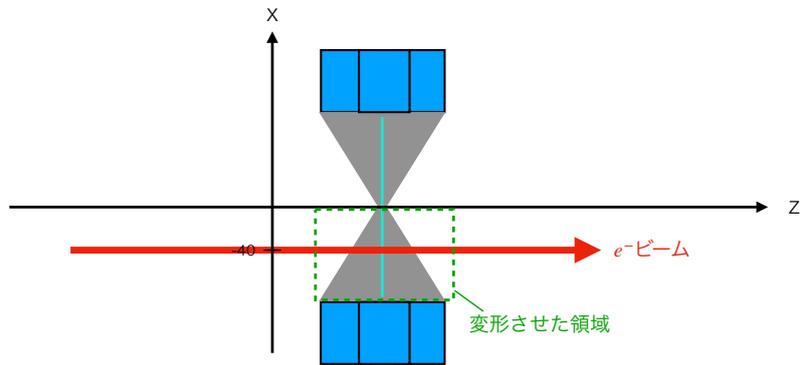


図 4.13 電子ビームの照射位置と Optical box の変形領域。

ら図 4.14 左図に示すような位置を約 10 mm 凹ませた (状態 1)。次に、状態 1 から図 4.14 右図に示すように、Optical box の上の隙間を約 10 mm 広げた (状態 2)。これらの変形は、実際に起こりうる範囲の変形である。この 3つの状態でデータを取得し、獲得光量を求めた。

状態 i における獲得光量を N_{MIP}^i とし、状態 0 の獲得光量に対する状態 i の獲得光量の減少率 V_i を、

$$V_i = \frac{N_{\text{MIP}}^0 - N_{\text{MIP}}^i}{N_{\text{MIP}}^0} \quad (4.3)$$

と定義する。図 4.15 に、3つの状態の光電子数分布と不感率の閾値依存性、表 4.2 に N_{MIP}^i 、 V_i 、閾値 TH が 0.3 MIP での η の結果を示す。結果、Optical box の変形で、光量が $4.8 \pm 0.5\%$ 減った。一方、不感率は閾値を 0.3 MIP にしていると、分布の立ち上がり部の変化の影響を受けず、誤差の範囲で一致する。よって集光機構の実際に起こりうる形状変化の範囲で、光量は約 5% 変化するが、検出効率には影響しない。

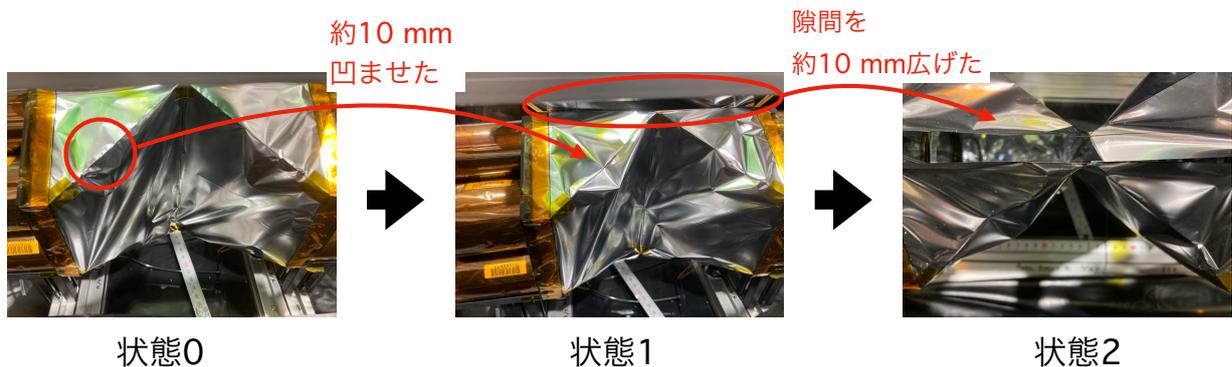


図 4.14 3つの状態の概要。

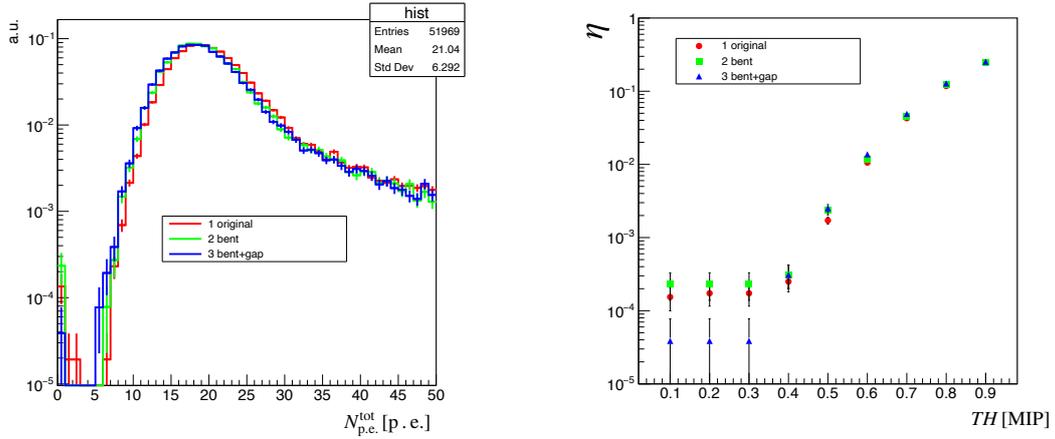


図 4.15 3つの状態の光電子数分布 (左) と不感率と閾値の関係 (右)。赤は状態 0、緑は状態 1、青は状態 2 をそれぞれ表す。

表 4.2 各状態における N_{MIP}^i 、 V_i および η 。

| | 状態 0 | 状態 1 | 状態 2 |
|-------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|
| N_{MIP}^i [p.e./MIP] | 18.96 ± 0.04 | 18.28 ± 0.06 | 18.1 ± 0.1 |
| V_i [%] | 0 | 3.6 ± 0.4 | 4.8 ± 0.5 |
| η | $(1.7 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ | $(2.34 \pm 0.96) \times 10^{-4}$ | $(0.4 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ |

4.8 時間分解能

FilmUCV には、チャンネル数が 8 チャンネルあり、各チャンネルそれぞれに信号の読み出し時間がある。FilmUCV の時間分解能を評価するために、FilmUCV の各チャンネルの信号読み出し時間を用いて、一つの FilmUCV の信号読み出し時間 T_{UCV} を定義する。

まず、FilmUCV の 8 チャンネルの信号読み出し時間 $t_{\text{UCV}}^{\text{ch}}$ の間でタイミングを揃えた。図 4.16 に示すように、各チャンネルの $t_{\text{UCV}}^{\text{ch}}$ の分布は、ばらついている。そこでチャンネル 0 のタイミングに、各チャンネルのタイミングを揃えた。まず、各チャンネルごとに時間差 $\Delta t_{\text{UCV}}^{\text{ch}} = t_{\text{UCV}}^{\text{ch}} - t_{\text{UCV}}^0$ を計算する。図 4.17 に例として Δt_{UCV}^1 の分布を示す。 $\Delta t_{\text{UCV}}^{\text{ch}}$ の分布のピークを、ガウシアンでフィットして得られる中心値を $t_{\text{offset}}^{\text{ch}}$ とした。 $t_{\text{offset}}^{\text{ch}}$ を $t_{\text{UCV}}^{\text{ch}}$ から差し引き、タイミングを補正した。

タイミングを揃えた後、一つの FilmUCV の信号読み出し時間 T_{UCV} を定義する。チャンネルの信号の読み出し時間は、得られた光電子数が小さいほど、シンチレータの発光の減衰時間による、光子の伝達時間のばらつきの影響を受け、時間分解能を悪くする。よって、 T_{UCV} は、各チャンネル

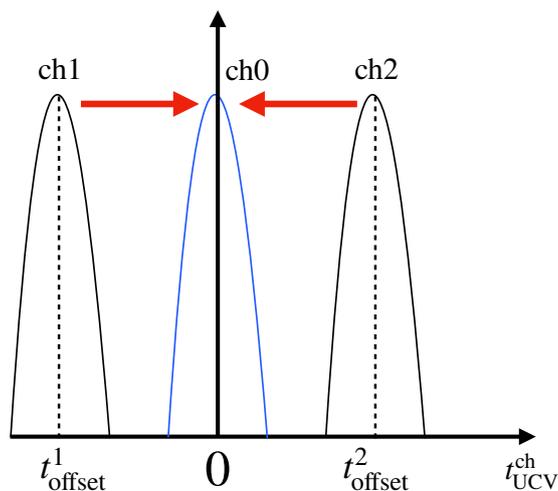


図 4.16 時間補正の概要。

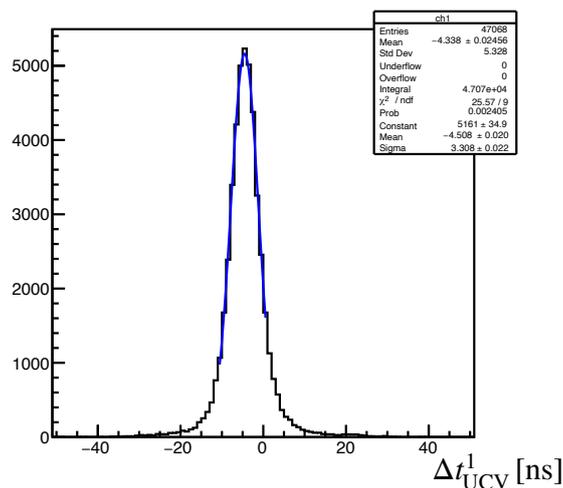


図 4.17 Δt_{UCV}^1 の分布。

ルの t_{UCV}^{ch} 、光電子数 $N_{p.e.}^{ch}$ を用いて、光電子数の加重平均とした。

$$T_{UCV} = \frac{\sum_{ch} N_{p.e.}^{ch} \cdot t_{UCV}^{ch}}{\sum_{ch} N_{p.e.}^{ch}} \quad (4.4)$$

ある時間原点を $T_{reference}$ とすると、時間差 ΔT_{UCV} を

$$\Delta T_{UCV} = T_{UCV} - T_{reference} \quad (4.5)$$

と求める。このとき、 ΔT_{UCV} の分布のピークをガウシアンでフィットして標準偏差を求める。この標準偏差から $T_{reference}$ の時間分解能を差し引いたものを FilmUCV の時間分解能 σ_{UCV} と定義する。

$T_{\text{reference}}$ には時間分解能が高い C_2 の読み出し時間を用いた。 C_2 は、シンチレータの厚みが他のトリガーカウンターに比べ2倍厚い。シンチレータが厚いほど、シンチレータ内での荷電粒子のエネルギー損失が大きくなり、光量が多くなる。光量が多くなることで、読み出す光電子数の相対的な統計的ふらつきが小さくなり、読み出し時間の分解能が上がる。そのため、時間原点は、 C_2 の二つのチャンネルの CFTime $t_{C_2}^1$ 、 $t_{C_2}^2$ の平均

$$T_{\text{reference}} = \frac{t_{C_2}^1 + t_{C_2}^2}{2} \quad (4.6)$$

とした。

4.5 式を用いて、 ΔT_{UCV} の分布を求めた。図 4.18 に、 ΔT_{UCV} の分布を示す。 ΔT_{UCV} の分布には、 $N_{\text{p.e.}}^{\text{tot}}$ が 0.3 MIP 以上のイベントのみを用いた。ピークをガウシアンでフィットすると、標準偏差は (1.11 ± 0.02) ns であった。この標準偏差を σ_{Measure} とする。

σ_{Measure} から C_2 の読み出し時間の分解能を差し引いて、FilmUCV の時間分解能 σ_{UCV} を求める。 $t_{C_2}^1$ 、 $t_{C_2}^2$ の時間分解能 σ_1 、 σ_2 は、等しいとした ($\sigma_{C_2} = \sigma_1 = \sigma_2$)。 σ_{C_2} は、図 4.4 の Δt_{22} の分布から求め $\sigma_{22} = (0.1534 \pm 0.0017)$ ns であった。これより、 σ_{C_2} は

$$\sigma_{22} = \sqrt{(\sigma_1)^2 + (\sigma_2)^2} = \sqrt{2}\sigma_{C_2} \quad (4.7)$$

$$\sigma_{C_2} = \frac{\sigma_{22}}{\sqrt{2}} = (0.1085 \pm 0.0012) \text{ ns} \quad (4.8)$$

と求まる。よって、 $T_{\text{reference}}$ の時間分解能 $\sigma_{\text{reference}}$ は、

$$\sigma_{\text{reference}} = \frac{\sqrt{(\sigma_1)^2 + (\sigma_2)^2}}{2} = \frac{\sqrt{2\sigma_{C_2}^2}}{2} = (0.0767 \pm 0.0008) \text{ ns} \quad (4.9)$$

となる。よって、FilmUCV の時間分解能 σ_{UCV} は、

$$\sigma_{\text{Measure}} = \sqrt{\sigma_{\text{UCV}}^2 + \sigma_{\text{reference}}^2} \quad (4.10)$$

$$\sigma_{\text{UCV}} = \sqrt{\sigma_{\text{Measure}}^2 - \sigma_{\text{reference}}^2} \quad (4.11)$$

となる。計算すると、FilmUCV の時間分解能 $\sigma_{\text{UCV}} = (1.10 \pm 0.02)$ ns であった。この時間分解能の原因は、シンチレーション光の発光の減衰時間による効果や、光電子の PMT での伝達時間、FilmUCV の時間補正の精度がある。

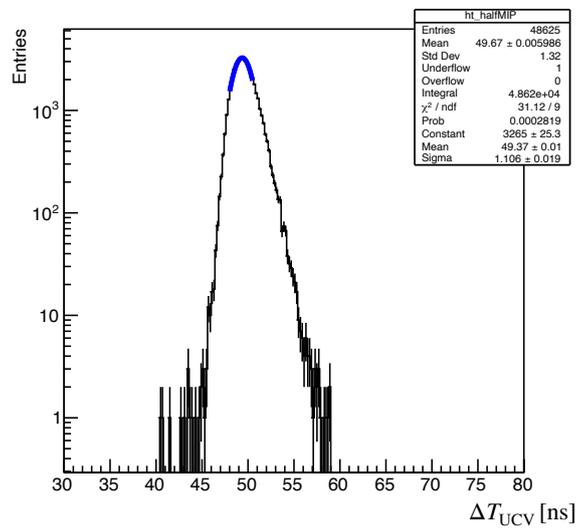


图 4.18 ΔT_{UCV} 分布。

第 5 章

実機検出器の改善と KOTO への導入

ビームテストの性能評価により、FilmUCV が我々の目標を達成できることがわかった。この章では、ビームテスト以降に行った実機検出器やその周りの改善、宇宙線を用いた最終測定について述べる。

5.1 実機検出器の改善

ビームテストでの性能評価の結果、集光機構は六角形タイプに決定した。この節では、ビームテスト以降に行った実機検出器やその周りの改善について述べる。

5.1.1 薄膜シンチレータの固定

3 章では、輪ゴムを用いて各頂点から均等な力で引っ張って薄膜シンチレータを固定していた。しかし、本番では、FilmUCV は真空中に設置される。ゴムは真空中で劣化してしまうため、輪ゴムの代わりに、糸を用いることにした。この糸は、アラミド樹脂でできており、十分な強度がある。この糸で、同じ半径の輪を作り、薄膜シンチレータの四つの頂点に固定する。図 5.1 に実際に薄膜シンチレータの固定の様子を示す。

5.1.2 1 光電子校正のセットアップ

ビームテストでは、4 章で述べたように、LED 光をファイバーを通して Optical box の中にいれ、1 光電子校正をおこなった。このとき、ファイバーは Optical box の隙間へ挿入していたが、ファイバーの向きが変わると、PMT に当たる光の量が変化するという問題があった。そこで、本番用検出器では、PMT ホルダーに、ファイバーの径と同じ $\phi 1 \text{ mm}$ の穴を開けて、その穴にファイバーを挿入して、ファイバーの向きを固定した。

図 5.2 に、実際にファイバーを PMT ホルダーに固定している様子を示す。

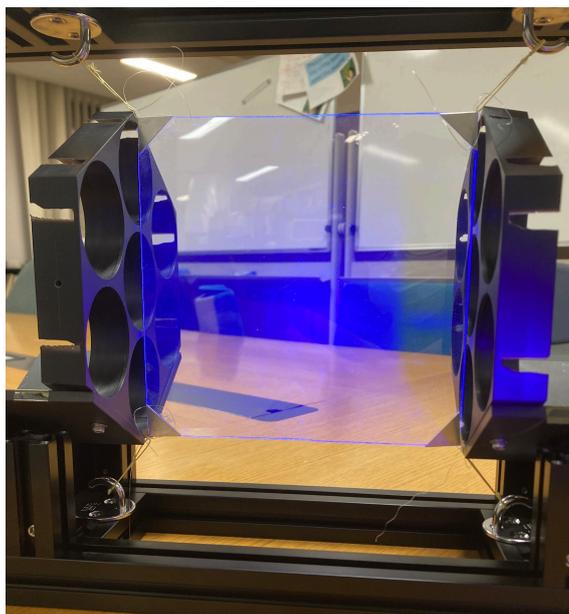


図 5.1 実際の薄膜シンチレータ固定の様子

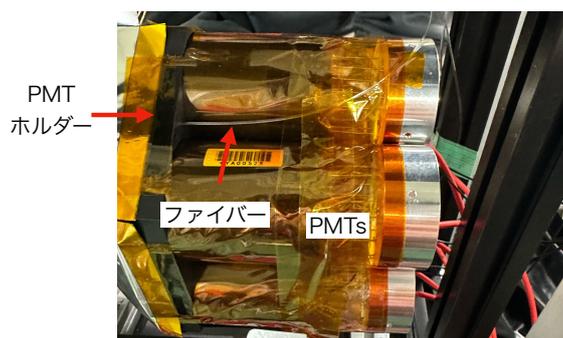


図 5.2 実際のファイバー固定の様子。

5.1.3 トリガーカウンターの設置

本番では、不感率を正確に見積もることが重要である。そこで、図 5.3 に示すように FilmUCV の上流と下流に $130\text{ mm} \times 40\text{ mm}$ 、厚さ 3 mm のトリガーカウンタを設置する。このトリガーカウンタは、可動式になっており、物理ランのデータを取得するときはビームから遠ざけることが可能である。KOTO ビームラインには、2 次粒子を止めるためのプラグ (ビームプラグ) が設置されている。KOTO 実験では、このビームプラグを閉じて行う特別なランがある (プラグクローズラン)。このランでは、貫通力のある μ などの MIP を効率よく集められる。プラグクローズランで、二つのカウンタにヒットがあることを要求した時の FilmUCV の信号を解析することにより、本

番環境で荷電粒子検出効率を正確に評価することができる。このトリガーカウンターは、小寺氏と Mario Gonzalez によってデザイン、製作された。

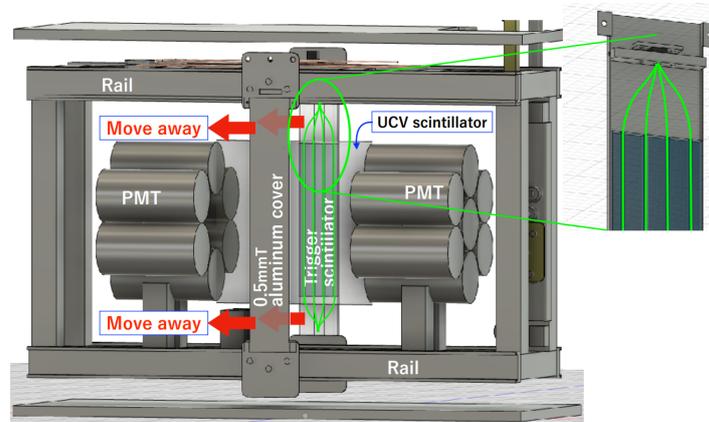


図 5.3 FilmUCV に取り付けられるトリガーカウンターの様子。

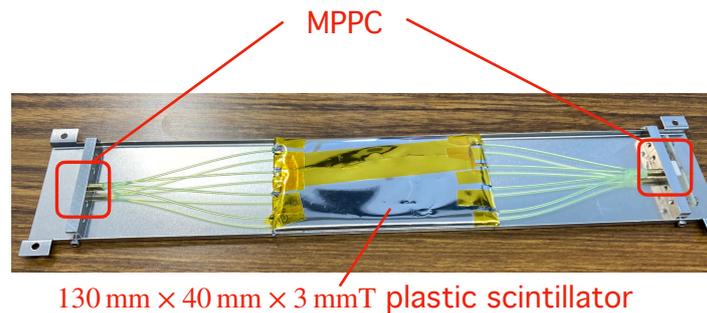


図 5.4 トリガーカウンター 1 モジュールの様子。

5.2 薄膜シンチレータの選定

5.1 節で述べた検出器の改善に加え、本番に用いる薄膜シンチレータの選定を行った。ビーム試験で用いた薄膜シンチレータを含め、2 枚の薄膜シンチレータがあった。本番に使用する薄膜シンチレータに対する要求は、以下の通りである。

- 厚みが一様であること
- 発光量が一様であること

薄膜シンチレータの厚みが位置によって異なると、中性粒子の散乱確率や反応確率が位置によって異なり、背景事象や Accidental loss の評価に誤差が生じる。また、薄膜シンチレータの発光量は、厚みや薄膜シンチレータに含まれる発光剤の一様性、表面の平面度合いに依存する。そこで、

- 薄膜シンチレータの厚み測定
- 薄膜シンチレータの発光量測定

を行い、最終的に本番に用いる薄膜シンチレータを選定した。

5.2.1 薄膜シンチレータの厚み測定

測定方法

図 5.5 に実験セットアップの概要を示す。薄膜シンチレータの厚みを正確に測定するためには、0.01 mm の測定精度が必要である。そこで、本測定では、マイクロメータを用いた。薄膜シンチレータを損傷させてしまわない様、図 5.5 のように、薄膜シンチレータをクオーツガラスではさみ、クオーツ 2 枚と薄膜シンチレータを合わせた厚みを測定した。クオーツ 2 枚の厚みはあらかじめ測定した。クオーツ 2 枚と薄膜シンチレータを合わせた厚みからクオーツガラス 2 枚の厚みの差を薄膜シンチレータの厚みとして評価した。

クオーツガラス 2 枚の厚みは、5 回測定した。その後、薄膜シンチレータは、図 5.6 に示すように 9 点の位置をそれぞれ 3 回測定した。以降、ビーム試験で用いた薄膜シンチレータをシンチレータ A、もう一枚の薄膜シンチレータをシンチレータ B とする。

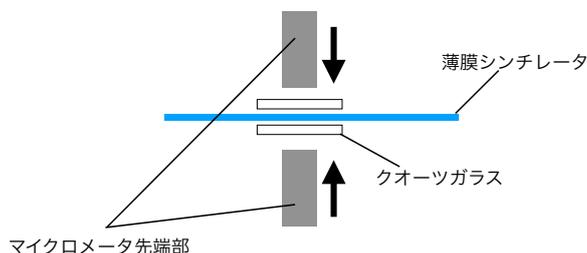


図 5.5 薄膜シンチレータ厚み測定のセットアップの概要。

測定結果

クオーツ 2 枚分の厚さの平均は、 1.168 ± 0.001 mm となった。図 5.7 に、クオーツ 2 枚分の厚さを差し引いて求めた、シンチレータ A とシンチレータ B の厚み測定の結果を示す。結果としては、どちらのシンチレータも厚みのばらつきは 10% 以下であり、一様性を確認した。よって、どちらのシンチレータでも問題なく使用できる。

5.2.2 薄膜シンチレータの発光量測定

シンチレーション光の発光量の位置依存性は、厚みの違いだけでなく、シンチレータに含まれる蛍光剤の一様性も関係する。そこで、本測定では、位置を変えながら β 線を当てて、シンチレーション光の発光量の位置依存性を測定した。

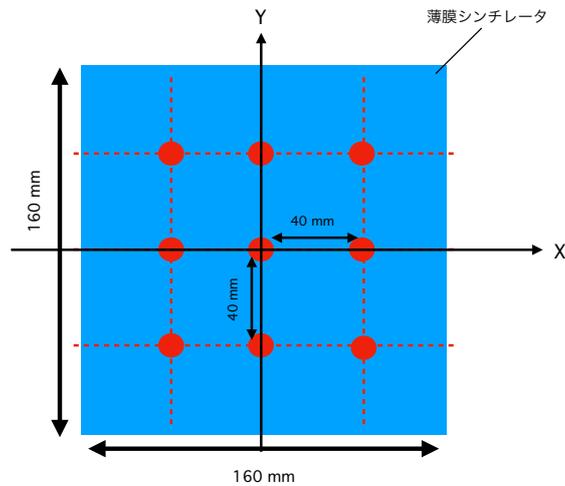


図 5.6 薄膜シンチレータの厚みを測定する位置。

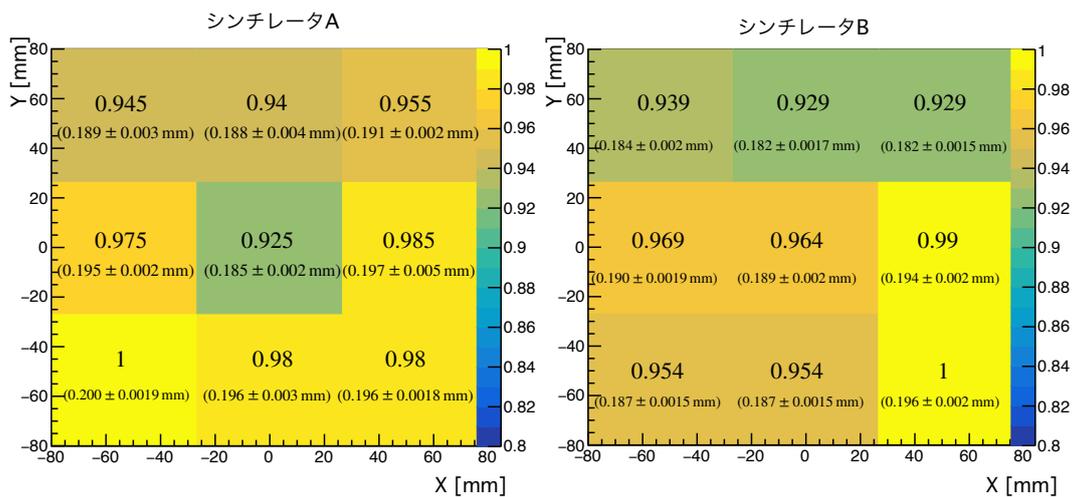


図 5.7 薄膜シンチレータの厚み測定の結果。厚みが最大の位置で規格化している。括弧の中で書かれた値は、測定した厚さを表す。左図はシンチレータ A、右図はシンチレータ B の結果を表す。

実験セットアップ

図 5.8 に実験セットアップの概要を示す。 $\phi 10$ mm に絞られた β 線を薄膜シンチレータに当て、シンチレータから漏れ出た光の一部を、図に示すような位置に固定された PMT で読み出し、光量を測定した。薄膜シンチレータの下流には、40 mm × 80 mm のトリガーカウンターを設置している。図 5.9 に、実際のセットアップの様子を示す。PMT、線源、トリガーカウンターの相対位置はフレームで固定されている (測定用セットアップ)。薄膜シンチレータは、図のようなフレーム (シ

ンチ用フレーム)に取り付けた。シンチ用フレームは、PMT、線源、トリガーカウンターを固定しているセットアップと独立しており、X方向、Y方向に動かすことができる。このフレームを動かすことで、 β 線を当てる位置を変えながら光量を測定した。測定位置は、5.2.2節で厚みを測定した位置を測定した。

トリガーは、1つのトリガーカウンターのみの信号を用いた。 β 線がない時の偽のトリガーレートは、約3Hzだったのに対し、 β 線がある時のトリガーレートは約1kHzであった。よって、偽のトリガーレートは、光量を測定する上で十分無視できる。トリガーカウンターとPMTの信号は、ADCで波形を記録した。

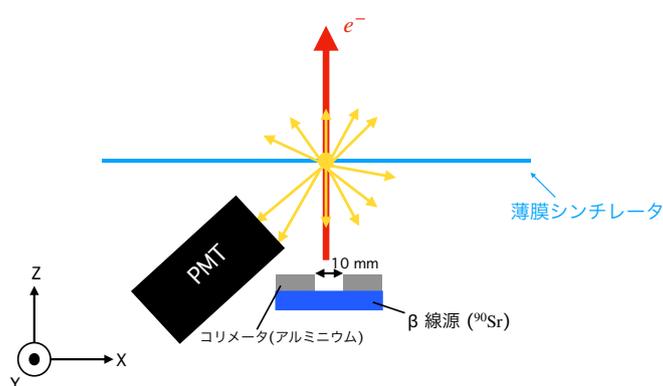


図 5.8 薄膜シンチレータ発光量測定セットアップの概要

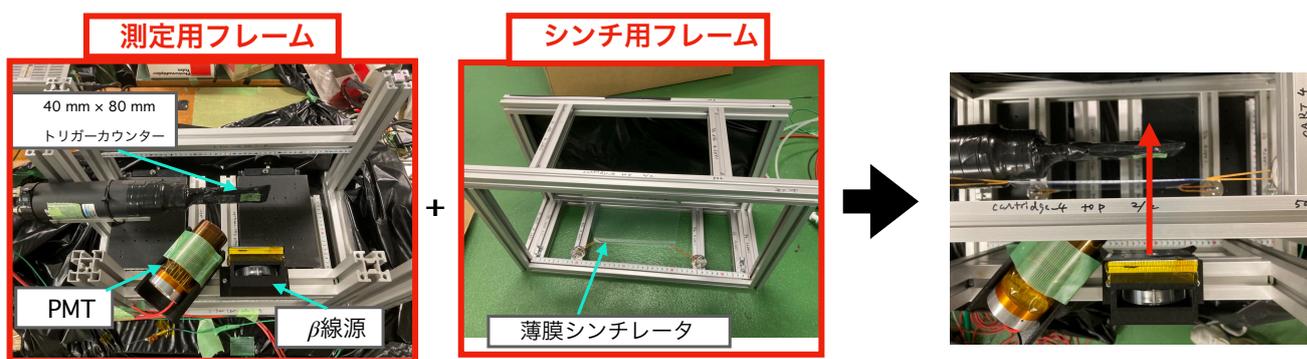


図 5.9 薄膜シンチレータ発光量測定セットアップの実際の様子。

解析方法

PMTで得られる光量は、薄膜シンチレータの表面から出た光の一部しか読み出さないため、0光電子を獲得する確率の方が高い。よって、波形の解析は、0光電子の割合を正しく評価するために、3.5.2節で述べたADCの積分値を用いた。ポアソン分布を仮定し、0光電子の割合から、獲得

光量の期待値を求めた。

測定結果

図 5.10 に測定結果を示す。シンチレータ A は、位置によって 10% 以上の光量のばらつきがあるのに対して、シンチレータ B では、5% 以内のばらつきになっている。よって、発光量の一様性の観点では、シンチレータ B が優れている。

また、各シンチレータの平均光量 $\bar{N}_{p.e.}$ を、9 点で測定した平均値とする。シンチレータ A の平均光量 $\bar{N}_{p.e.}^A$ は、1.63 p.e. となったのに対し、シンチレータ B の平均光量 $\bar{N}_{p.e.}^B$ は、1.53 p.e. となり、約 7% の光量の違いがあることがわかった。

ただし、シンチレータ A の結果は、4 章で述べた光量依存性の結果と一致しない。この原因については、現在調査中である。

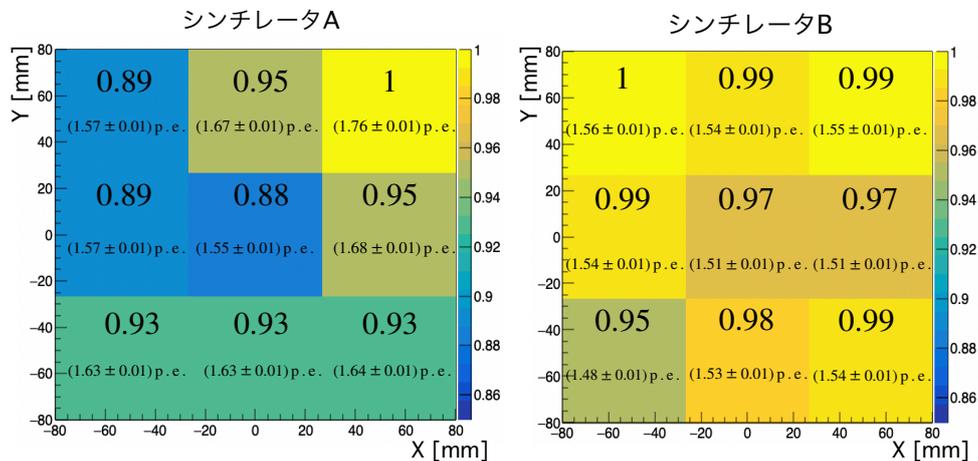


図 5.10 薄膜シンチレータ発光量測定の結果。光量の最大値で規格化している。括弧の数字は実際に求めた獲得光量の期待値。

5.2.3 まとめ

厚さの点では、どちらのシンチレータでも問題なく使用できる。一方、発光量の観点では、シンチレータ B の方が一様である。よって、本番では、シンチレータ B を用いることにした。

5.3 宇宙線を用いた光量測定

図 5.11 に、最終的に改善した FilmUCV の実際の様子を示す。この改善した FilmUCV の性能を再確認するために、宇宙線を用いて光量測定をおこなった。薄膜シンチレータは、シンチレータ B を用いた。

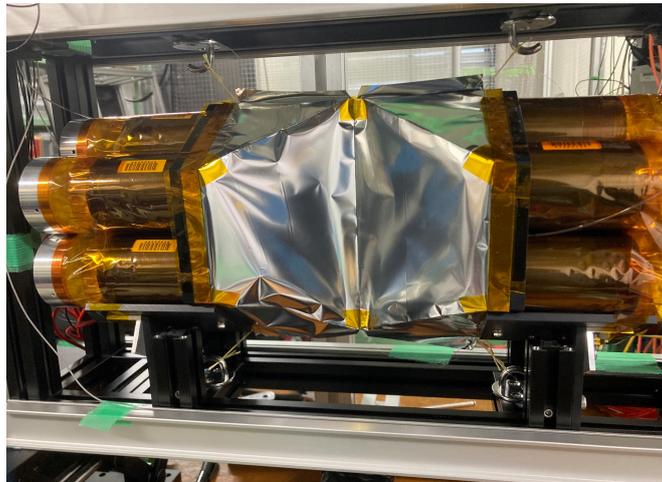


図 5.11 FilmUCV の実際の様子。

5.3.1 測定方法

図 5.12 に実験セットアップの概要を示す。FilmUCV を $40\text{ mm} \times 80\text{ mm}$ のカウンターではさみ、3.3 節で用いた二つのカウンター (C_A と C_B) のコインシデンスでデータを取得した。 C_A と C_B 、FilmUCV の各チャンネルの波形は ADC で記録した。PMT の読み出しの組み合わせは、図 5.12 に示す組み合わせにした。

図 5.13 に C_A と C_B の CFTime の時間差 Δt 分布、Peak height (H_{Peak}) の分布を示す。事象選択は、3.3 節と同様に、両方のカウンターでプラスチックシンチレータに入射するイベントのみを抽出した。 Δt では、中央のピークをガウシアンでフィットし、 Δt が中心値から 3σ 以内であることを要求した。また、 C_A と C_B の Peak height (H_{Peak}) は、図 5.13 の赤線で示す閾値以上であることを要求した。

獲得光量 N_{MIP} や不感率 η は、4.5 節と同様の方法で求めた。

5.3.2 1 光電子較正

表 5.1 に各 PMT の 1 光電子測定の結果を示す。1 光電子あたりの Peak height ($C_{\text{p.e.}}$) は、約 40 ADC count に揃えた。各チャンネルの $C_{\text{p.e.}}$ は、足し上げる二つの PMT の $C_{\text{p.e.}}$ を用いた。

5.3.3 測定結果

図 5.14 に、得られた光電子数 $N_{\text{p.e.}}^{\text{tot}}$ の分布を示す。ピークをガウシアンでフィットし、獲得光量 $N_{\text{p.e.}/\text{MIP}} = 18 \pm 0.1 \text{ p.e.}$ を得た。この結果は、ビーム試験時に用いたシンチレータ A での試験に比べ、約 10% 低い、シンチレータの発光量や厚みが違うためであると考えている。

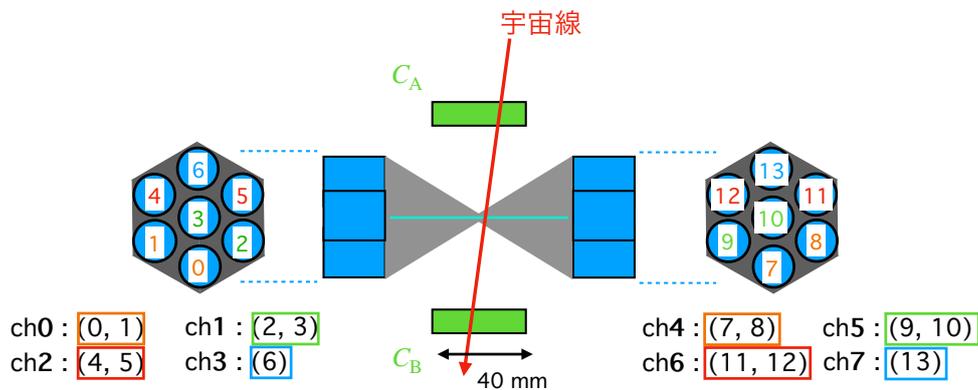


図 5.12 宇宙線試験の実験セットアップ。

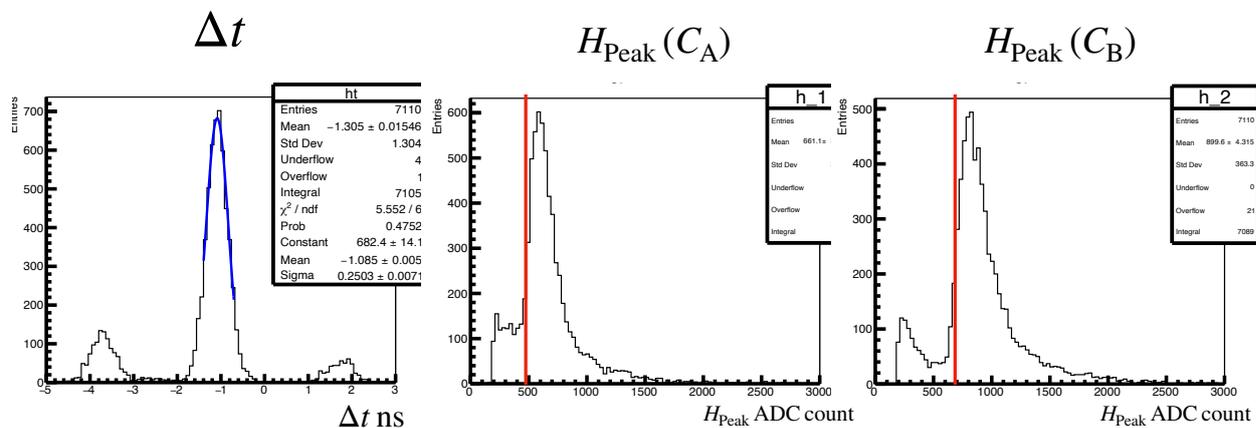


図 5.13 C_A と C_B の CFTime の時間差 Δt 分布、Peak height (H_{Peak}) の分布。

不感率は、0.3 MIP の閾値で $(3.3 \pm 0.9) \times 10^{-3}$ となった。統計誤差が大きいが、4 章で評価した時に比べ、不感率が約 10 倍高い。これは、0 光電子の事象の割合がビーム試験時に比べ、多いためである。この原因についてはトリガーカウンターの位置によって、二つのトリガーカウンターは通過するが、FilmUCV を通らないパスがないか現在検討中である。

| チャンネル | PMT 番号 | 各 PMT の $C_{p.e.}$ [ADC count/p.e.] |
|-------|--------|-------------------------------------|
| ch0 | 0 | 40.43 ± 0.82 |
| | 1 | 39.53 ± 0.71 |
| ch1 | 2 | 41.15 ± 0.91 |
| | 3 | 39.71 ± 0.55 |
| ch2 | 4 | 40.08 ± 0.65 |
| | 5 | 41.15 ± 0.47 |
| ch3 | 6 | 40.63 ± 0.57 |
| ch4 | 7 | 39.27 ± 0.43 |
| | 8 | 39.86 ± 0.51 |
| ch5 | 9 | 40.23 ± 0.51 |
| | 10 | 38.46 ± 0.44 |
| ch6 | 11 | 38.72 ± 0.33 |
| | 12 | 39.43 ± 0.49 |
| ch7 | 13 | 41.0 ± 0.80 |

表 5.1 各 PMT の 1 光電子あたりの Peak height ($C_{p.e.}$)。

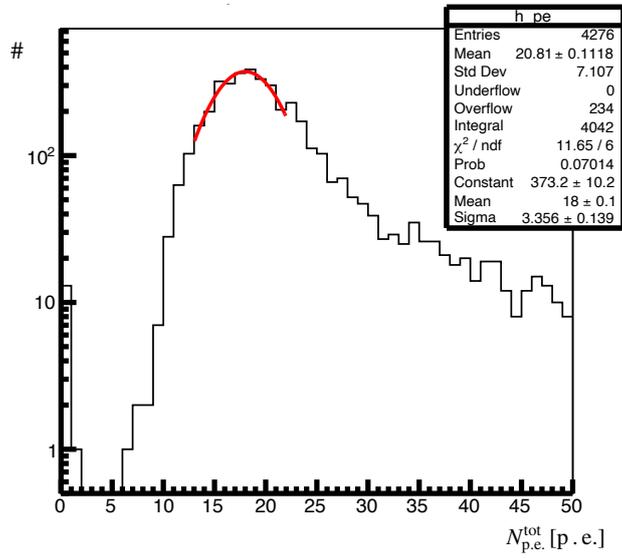


図 5.14 宇宙線試験で得られた光電子数分布。

第 6 章

FilmUCV 導入による影響

この章では、開発した FilmUCV を実際に KOTO 検出器に導入することによって、1 章で述べた問題がどの程度改善されるかについて述べる。UCV は、ビーム軸に対して 25 度傾けているため、実効的な厚みは 0.55 mm となる。よって、この章では、厚みが 0.55 mm から 0.2 mm に変化したことの影響について述べる。

6.1 別の背景事象の増加

この節では、UCV を設置したことにより生じた別の背景事象の増加が、FilmUCV に代わることでどこまで抑えられるかについて述べる。背景事象の種類としては、ハロー K 中間子背景事象、中性子背景事象がある。この評価では、背景事象の変化量は、ハロー K 中間子やハロー中性子のフラックスの変化量に比例するとして、2021 年のデータ解析と同感度で背景事象数を見積もった。

6.1.1 ハロー K 中間子背景事象

加藤氏の研究によると、0.55 mm 厚の UCV を設置したことにより、ハロー K 中間子のフラックスは 1.82 倍増加した [24]。検出器の厚みを 0.55 mm から 0.2 mm にすることで、ハロー K 中間子のフラックスの増加を、1.82 倍から、 $(1.28 \pm 0.10) \sim (1.40 \pm 0.15)$ 倍の範囲まで抑えられる [24]。ハロー K 中間子のフラックスの増加に見積もりに範囲があるのは、ハロー K 中間子の条件を満たしてしまうビーム中の K 中間子 (見せかけのハロー K 中間子) の混在率に範囲があるためである。よってハロー K 中間子背景事象数は 0.025 事象^{*1}から、0.0085 ~ 0.0123 事象まで抑えられる。

6.1.2 中性子背景事象

塩見氏の研究によると、0.55 mm 厚の UCV を設置したことによって、ハロー中性子のフラックスは約 2 倍に増加した [30]。この増加分の割合を $\Delta F_{\text{Neutron}}^{0.55 \text{ mm}} = 1$ とする。ビーム中の中性子の、

*1 UCV で散乱でできたハロー K_L による背景事象は、Scatter K_L として見積もられている。

検出器での散乱確率は、検出器の厚みに比例するとする。0.2 mm 厚の検出器を設置した時、ハロー中性子のフラックスの増加分の割合 $\Delta F_{\text{Neutron}}^{0.2 \text{ mm}}$ は、

$$\Delta F_{\text{Neutron}}^{0.2 \text{ mm}} = \Delta F_{\text{Neutron}}^{0.5 \text{ mm}} \times \frac{0.2 [\text{mm}]}{0.55 [\text{mm}]} = 0.36 \quad (6.1)$$

となる。よって、検出器の厚みを 0.55 mm から 0.2 mm にすることで、中性子背景事象の増加を約 2 倍から約 1.36 倍まで抑えられる。よって、よって中性子背景事象数は 0.04 事象から、0.027 事象まで抑えられる。

6.2 信号事象の偶発的損失

KOTO 実験では、CsI カロリメータにヒットがあった場合、各 veto 検出器で一定の時間幅の間に偶発的な粒子によるヒットがあると、そのイベントは排除される。よって、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号事象が観測されても、その時間幅内でヒットがあると、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号は排除される。

UCV を設置したことによる Accidental loss の増加原因は 1.5.2 節で述べた次の二つである。

- ビーム中の中性粒子が UCV をヒットすることによるもの。
- UCV がビーム中の中性粒子を散乱させ、他の veto 検出器にヒットすることによるもの。

この節では、FilmUCV を設置することによる Accidental loss の変化について述べる。

6.2.1 UCV へのヒットによる Accidental loss

UCV をヒットすることによる Accidental loss (L) は次のように計算される。

$$L = 1 - P(k = 0; \lambda = RW) \quad (6.2)$$

$$= 1 - \exp(-RW) \quad (6.3)$$

$P(k; \lambda)$ は、期待値 λ の時、 k 事象観測されるポアソン確率分布である。 R は、UCV のヒットレート、 W は、CsI カロリメータでヒットがあった時に、UCV にヒットがあると事象を veto する時間幅である。今回の評価では、FilmUCV の時間幅は、20 ns とした。

FilmUCV の L を次の手順で求めた。

1. モンテカルロシミュレーション (MC) を用いて、中性ビームの粒子が FilmUCV へ落とすエネルギーの分布を作成する
2. エネルギー分布の全イベント数から R を計算する。
3. 時間幅が 20 ns の時の L を計算する。

以下でそれぞれの手順について説明する。

MC を用いた FilmUCV のエネルギー分布の作成

FilmUCV のエネルギー分布は、Geant4 のモンテカルロシミュレーション (MC) を用いて作成した。入射粒子は、KOTO のビームラインシミュレーションにより生成された中性ビームを用いた。この中性ビームを厚さ 0.2 mm、大きさ 160 mm × 160 mm の薄膜プラスチックシンチレータに当てた。事象数は、30 GeV の陽子を金標的に 1×10^{12} 個当てた時に生成される量に相当する。以下、標的に当たる陽子数を POT と呼ぶ。主な寄与は、 γ や n などの中性粒子や K_L の崩壊で生成される荷電粒子である。ビーム中の粒子が薄膜プラスチックシンチレータに落としたエネルギーを保存して、エネルギー分布を作成した。図 6.1 左図に、MC で作成した FilmUCV のエネルギー分布を示す。このエネルギー分布のうち、エネルギー損失がある閾値以上のイベント数をヒット数 N_{hit} とする。例えば、図 6.1 右図に示すように閾値が 0.3 MIP 以上のイベント (緑の領域) のイベント数が N_{hit} である。

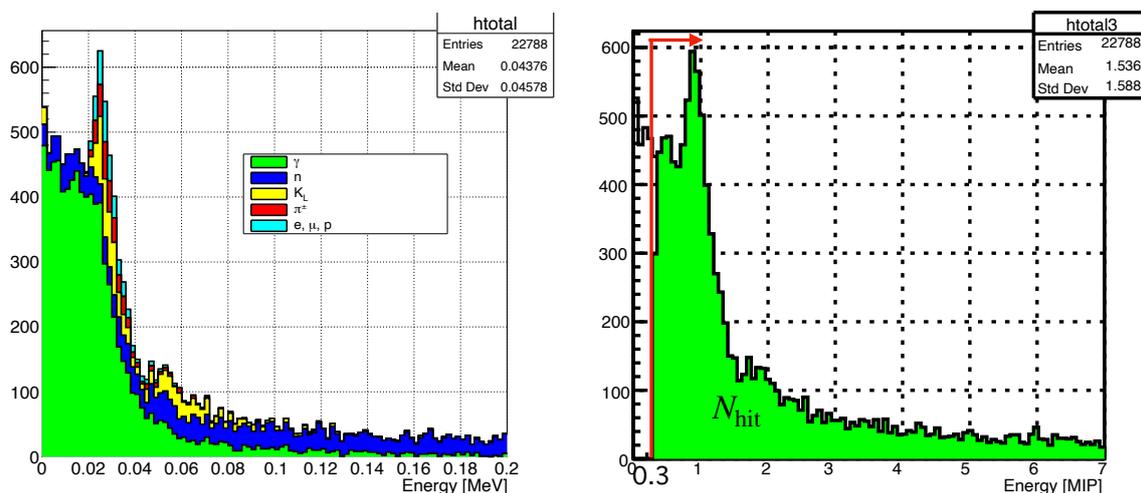


図 6.1 MC で作成した FilmUCV のエネルギー分布。右図の緑は γ 、青は中性子、黄は K_L 、赤は K_L の崩壊で生成された π^\pm 、水色はその他の荷電粒子を表す。左図の緑は 0.3 MIP 以上のイベントを表す。

ヒットレートの計算

次に、 N_{hit} をヒットレート R に換算する。ビーム粒子のレートはビーム強度 P [kW] によって決まる。まず、陽子ビームの取り出し 1 周期あたりの陽子数 N_{cycle}^{proton} は、 P [kW] の関係より次のように計算される。

$$P = E_{proton} \times \frac{N_{cycle}^{proton}}{s_{cycle}} \quad (6.4)$$

$$N_{cycle}^{proton} = \frac{P \times s_{cycle}}{E_{proton}} \quad (6.5)$$

ここで、 E_{proton} は陽子一個のエネルギー 30 GeV を表し、 s_{cycle} は陽子ビームの取り出し周期 5.2 s を表す。ビーム強度 P は 65 kW とした。このとき、ヒットレート R は、次のように計算される。

$$R = N_{\text{hit}} \times \frac{N_{\text{cycle}}^{\text{proton}}}{1 \times 10^{12} [\text{POT}]} \times \frac{1}{s_{\text{extraction}}} \quad (6.6)$$

$s_{\text{extraction}}$ は、陽子ビームの取り出し周期のうち、実際に陽子を取り出す時間 2 s を表す。

Accidental loss L の計算

図 6.2 に、Accidental loss L の閾値依存性を示す。結果として L は、どの閾値でも 2% 以下に抑えられることがわかった。例えば、FilmUCV の閾値を 0.3 MIP とすると、ヒットレート R は 0.73 MHz となった。よって、FilmUCV の設置による Accidental loss L は 1.45% となる。現在の UCV の L は約 5% なので、FilmUCV の設置によって、この検出器のヒットによる Accidental loss は半分以下に抑えることができる。

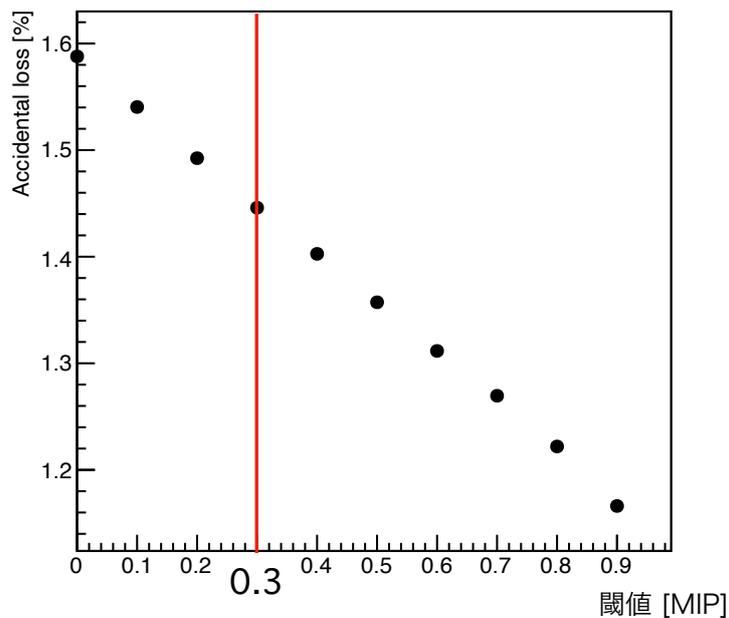


図 6.2 FilmUCV の閾値変化による Accidental loss の見積もり。

6.2.2 散乱粒子の他の veto 検出器へのヒットによる Accidental loss

0.55 mm 厚の UCV を入れる前に、1 mm 厚のシンチレーションフィアバーでできた UCV を設置していた。以下、これを PrototypeUCV と呼ぶ。白石氏の研究によると、PrototypeUCV で散乱された粒子が、他の veto 検出器にヒットしたことによる Accidental loss の増加 $\Delta L_{\text{scatter}}$ は、約 12% であった [25]。この値を元に、FilmUCV に代わることによって $\Delta L_{\text{scatter}}$ がどのくらい

抑えられるのか見積もる。中性粒子の散乱確率が物質の厚みに比例するとして、厚さ T [mm] の検出器の設置での Accidental loss の増加 $\Delta L_{\text{scatter}}^{\text{T mm}}$ を、

$$\Delta L_{\text{scatter}}^{\text{T mm}} = \Delta L_{\text{scatter}} \times \frac{T [\text{mm}]}{1 [\text{mm}]} \quad (6.7)$$

と計算した。0.2 mm 厚の FilmUCV では、 $\Delta L_{\text{scatter}}^{0.2\text{mm}} = 2.5\%$ となる。よって、0.2 mm 厚の FilmUCV に変えることで、散乱された粒子の、他の veto 検出器へのヒットによる Accidental loss の増加は、2.5% まで抑えられる。

6.3 背景事象削減能力

$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号事象が 1 事象期待される信号探索感度を標準理論感度と呼ぶ。標準理論感度における荷電 K 中間子背景事象数を計算する。標準理論感度を $\text{SES}_{\text{標準理論感度}}$ 、2021 年に取得したデータに対して、MC で見積もられた荷電 K 中間子背景事象数を N_{2021} 、SES を SES_{2021} とすると、標準理論感度における荷電 K 中間子背景事象数 $N_{\text{標準理論感度}}$ は、

$$N_{\text{標準理論感度}} = N_{2021} \times \frac{\text{SES}_{2021}}{\text{SES}_{\text{標準理論感度}}} \quad (6.8)$$

と計算される。2021 年に取得したデータの解析状況では、SES が 7.9×10^{-10} のデータに対し、荷電 K 中間子背景事象は、UCV を設置しなかった場合、0.566 事象と見積もられている。よって、 $N_{\text{標準理論感度}}$ は 14.9 事象と見積もられる。FilmUCV の不感率を、4 章で評価した $(3.5 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ とすると、FilmUCV を設置することで、最終的な荷電 K 中間子背景事象数 BG_{K^+} は

$$BG_{K^+} = 14.9 \times [(3.5 \pm 0.8) \times 10^{-4}] = (0.005 \pm 0.001) \text{ 事象} \quad (6.9)$$

となる。よって、FilmUCV を設置することで標準理論感度において、荷電 K 中間子背景事象数を十分に削減できる。

第7章

考察

この章では、6章までに述べた内容で、考察すべき事柄について述べる。

7.1 空気由来の光の寄与

FilmUCV は、真空中に設置する。しかし、これまでの性能評価は、空気中で行ってきた。そのため、荷電粒子が Optical box 内の空気中で、エネルギーを落としてシンチレーション光を発生させることがある。また、空気中を通過してチェレンコフ光も発生させる。この節では空気由来の光の寄与を差し引き、真空中での FilmUCV の性能を予想する。

ビーム試験では、FilmUCV に薄膜シンチレータを入れていない状態でデータを取得し、4章と同様に波形解析を行い、空気由来の光の光電子数分布を求めた。図 7.1 に、その分布を示す。結果として空気由来の光の寄与は小さいことがわかった。より正確に性能を見積もるために、実際に観測した光電子数分布から、この空気由来の光の光電子数分布を逆畳み込みして真空中での光電子数分布を予想する。

Z を実際に空気中で観測した FilmUCV の光電子数の確率分布、 G を観測した空気由来の光の光電子数の確率分布、 F を真空中に置かれた FilmUCV の光電子数の確率分布とする。 Z は G と F の畳み込みである。 Z の分布で N p.e. 観測される確率 $Z(N)$ は、

$$Z(N) = \sum_s G(N-s) \cdot F(s) \quad (7.1)$$

となる。 $Z(0)$ から $Z(N)$ は、ひとまとめに書くことができ、

$$\begin{pmatrix} Z(0) \\ Z(1) \\ Z(2) \\ Z(3) \\ \vdots \\ Z(N) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G(0) & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ G(1) & G(0) & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ G(2) & G(1) & G(0) & 0 & \cdots & 0 \\ G(3) & G(2) & G(1) & G(0) & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots \\ G(N) & \cdots & \cdots & \cdots & \cdots & G(0) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} F(0) \\ F(1) \\ F(2) \\ F(3) \\ \vdots \\ F(N) \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

$$Z = GF \quad (7.3)$$

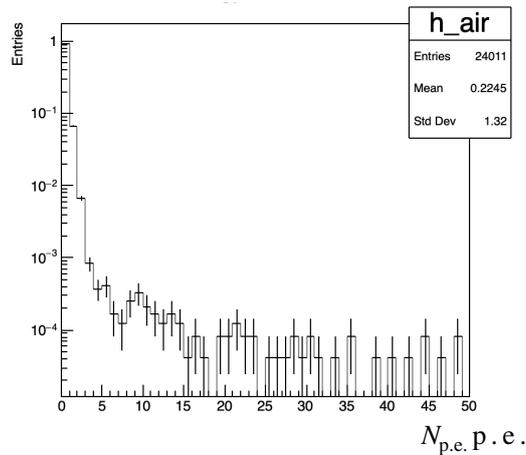


図 7.1 FilmUCV に薄膜シンチレータを入れていない状態でデータで求めた空気由来の光の光電子数分布。この分布は、PMT のノイズの寄与では説明できない。

となる。求めるのは、 F であるから、両辺の左側から G の逆行列をかけて、

$$G^{-1}Z = G^{-1}GF \quad (7.4)$$

$$F = G^{-1}Z \quad (7.5)$$

となり、真空中での FilmUCV の光電子数の確率分布を求めることができる。

図 7.2 に、実際に獲得した光電子数分布 Z と、逆畳み込みで作成した光電子数分布 F を示す。分布にほとんど変化は見られず、獲得光量 N_{MIP} は、 Z の場合 20.27 ± 0.06 [p.e./MIP] であったのに対し、 F の場合は、 20.21 ± 0.04 [p.e./MIP] となり、誤差の範囲で一致した。よって、FilmUCV は、真空中でも 4 章で評価した通りの性能が見込める。

7.2 データと光学シミュレーションの乖離

シミュレーションとデータの間で、光電子数の分布の形が合っていなかった。また、光学シミュレーションとデータで絶対光量が合わなかった。この原因について考察する。

7.2.1 絶対光量

絶対光量が一致しない原因として、データでの獲得光量の換算を Peak height でおこなっていたことが考えられる。図 7.3 にビーム試験で取得した FilmUCV のあるチャンネルの波形の例を示す。この波形では、時間幅内にピークが二つある。これは、プラスチックシンチレータの発光の減衰時間により、読み出し時間がずれたものであると考えた。そのため、この二つのピークは、どちらも MIP1 個の貫通で得た信号である。Peak height の場合は、時間幅の最大値を用いて獲得光量を換算していた。そのため、もう一つのピークの高さは、光量に換算されない。一方、Charge で換算した場合、時間幅内の波形を積分するため、どちらの信号も光量に換算される。

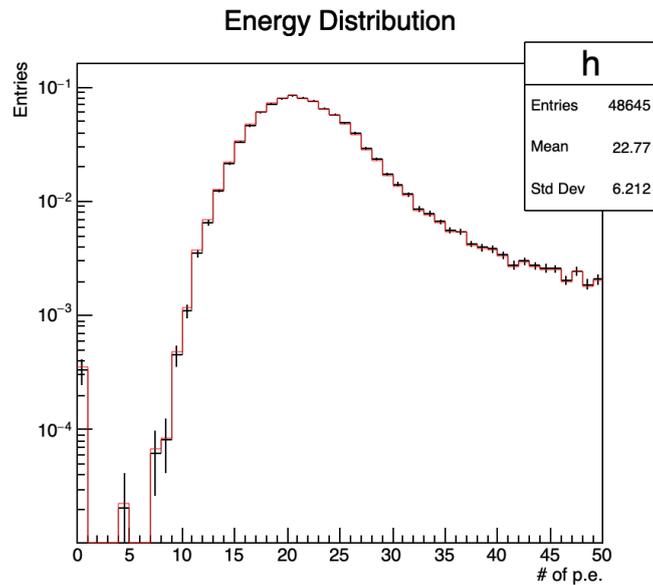


図 7.2 FilmUCV の光電子数分布。黒が実際に観測した FilmUCV の光電子数分布、赤がデコンボリューションで得られた光電子数分布を表す。

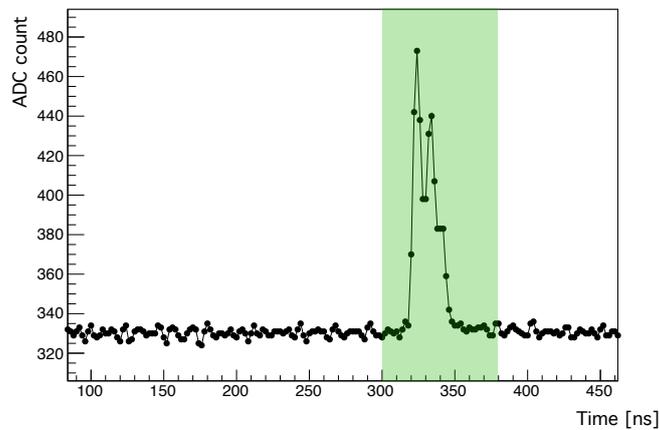


図 7.3 ビーム試験で取得した FilmUCV のあるチャンネルの波形の例。

図 7.4 に、六角形タイプの、光学シミュレーションで発光量を補正する前の光電子数 $N_{p.e.}$ の分布、データを Peak height で換算した場合の $N_{p.e.}$ の分布、データを Charge で換算した場合の $N_{p.e.}$ の分布を示す。結果として、Charge で換算すると、獲得光量は、Peak height で換算した獲得光量に比べ、 1.56 ± 0.09 倍に増加し、シミュレーションに合う方向へいく。しかし、Charge で換算した場合でもシミュレーションとは 10% 以上離れている。

他の原因としては、シンチレータ内での発光量や、シンチレーション光の波長依存性、一度シンチレータの外に逃げた光子がアルミ蒸着フィルムで反射し、再びシンチレータに当たり消滅する確

率を正確に理解できていないためではないかと考えている。

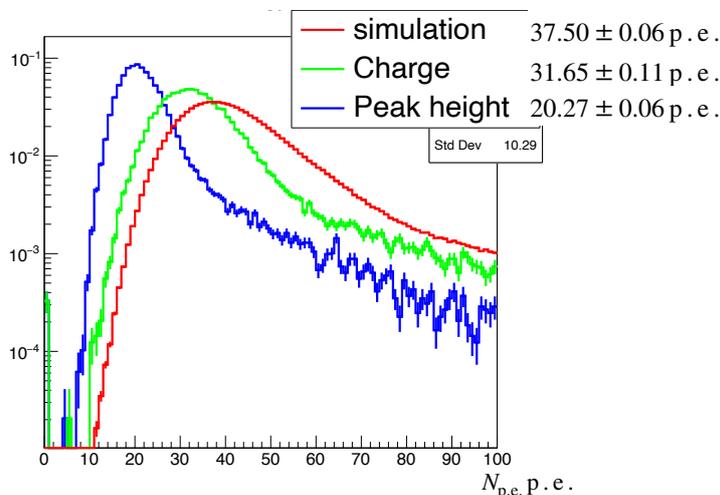


図 7.4 六角形タイプでの光電子数分布の比較。

7.2.2 光電子数分布の形

4.5.1 で述べたように、データと光学シミュレーションの光電子数分布の幅が一致しなかった。この原因として二つの可能性を考えた。

一つ目は、7.2.1 節と同様に光量を Peak height で換算したためであると考えた。Peak height の換算では、すべての光量を換算しないため、正しく光電子のポアソン統計に従わずに分布が細くなっていると考えた。図 7.5 に、Charge で換算した場合の光電子数分布と、MIP peak が揃うよう発光量を補正したシミュレーションの光電子数分布を示す。Peak height で換算した場合に比べ、データとシミュレーションの分布の合いはよくなったが、まだデータの方がシミュレーションに比べ分布の幅が細く見える。

二つ目は、実際の光量と換算して得た光量が何らかの原因で違う可能性があると考えた。今回は、データの方がシミュレーションに比べ分布の幅が細いため、実際の光量は換算した光量より大きいのではないかと考えた。そこで、シミュレーションで発光量の補正項を変えてデータの分布の形と一致するか確かめた。例として、図 7.6 に、ピークが 40 p.e. 相当であるとした時のデータとシミュレーションの比較を示す。結果として、換算した光量より、実際の光量が多いとすると、低光電子数領域の合いはよくなることがわかった。そのため、実際の光量と換算して得た光量が違う可能性がある。しかし、高光電子数領域では依然としてデータとシミュレーションの分布の幅の違いを説明できなかった。

この光電子数分布の幅の違いについては今後も調査する予定である。

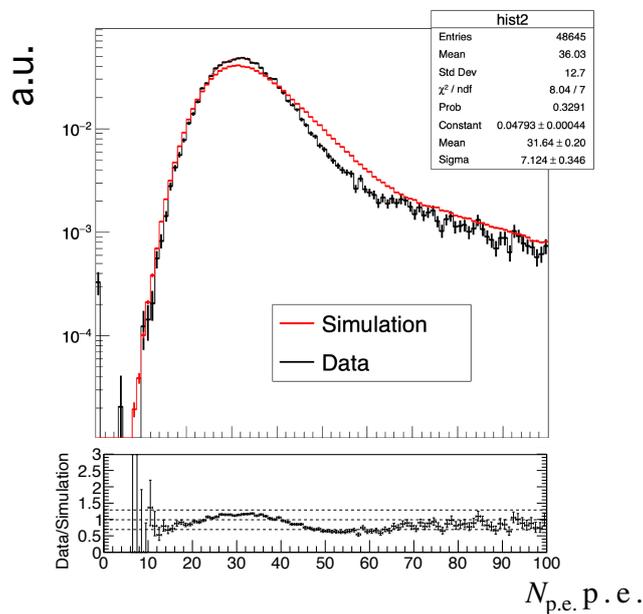


図 7.5 Charge で換算した場合の光電子数分布と、MIP peak が揃うよう発光量を補正したシミュレーションの光電子数分布。黒線がデータ、赤線がシミュレーションを表す。

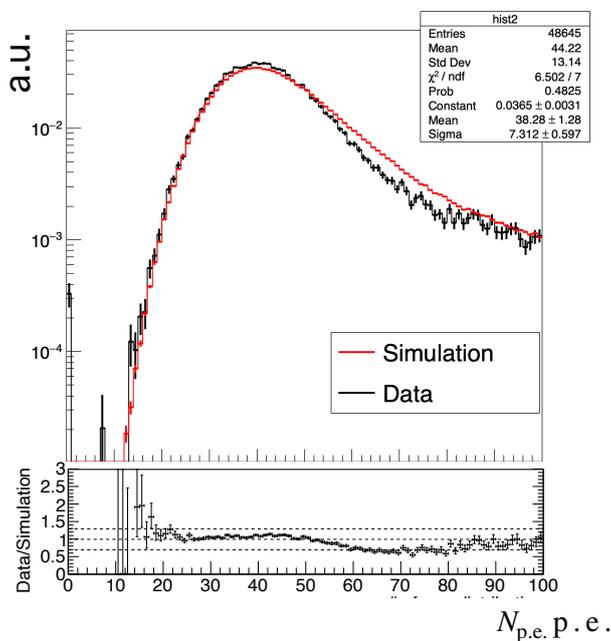


図 7.6 ピークが 40 p.e. 相当であるとした時のデータとシミュレーションの比較。黒線がデータ、赤線がシミュレーションを表す。

7.2.3 0 光電子の割合

ビーム試験で得られた光電子数分布では0 光電子の割合が $\mathcal{O}(10^{-4})$ であった。これは、光電子数のポアソン統計では説明できない。この原因として、電子が、トリガーカウンターでエネルギーを落とすが、何らかの原因で FilmUCV でエネルギーを落とさない可能性を考えた。そこで、小寺氏、シミュレーションを用いてビーム試験のセットアップを再現し、FilmUCV にエネルギーを落とさない確率を見積もった。小寺氏によると、結果として、トリガーカウンタは通過するが、何らかの原因で FilmUCV を通過しない確率が $\mathcal{O}(10^{-5})$ あることがわかった。これだけではデータで得られた0 光電子の割合を説明できない。

他の原因としては、シンチレータが 0.2 mm 厚と薄いため、不感な箇所がある可能性を考えており、今後調査する予定である。

第 8 章

結論

J-PARC KOTO 実験では、荷電 K 中間子背景事象削減のために、荷電粒子検出器 UCV を設置しているが、別の背景事象の増加や信号事象の偶発的損失の増加の問題が生じた。また、 $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 信号を 1 事象期待される感度に対しては、現在の荷電粒子検出効率では不十分である。本研究では、UCV に代わる新たな荷電粒子検出器 FilmUCV を開発した。

FilmUCV では、0.2 mm 厚の薄膜プラスチックシンチレータと 12 μm 厚のアルミ蒸着フィルムを用いて製作した。薄膜シンチレータから漏れ出たシンチレーション光を、アルミ蒸着フィルムで作られた集光機構で集光し、光電子増倍管で読み出して光量を獲得する。集光機構を設計し、電子ビームテストを用いてその性能を評価した。FilmUCV の性能として、最小電離粒子 1 個あたり、 20.27 ± 0.06 光電子数を獲得した。不感率は、0.3 MIP の閾値で $(3.5 \pm 0.8) \times 10^{-4}$ と評価した。以上の評価から、荷電粒子検出器として十分な性能であることがわかった。

その後、ビーム試験の結果をもとに最終的なデザインを決定した。FilmUCV を設置することで、現在の UCV で問題となった別の背景事象の増加や偶発的信号の損失の問題が軽減できる。また、最終的に標準理論感度で予想される背景事象数を (0.005 ± 0.001) 事象と見積もった。よって、荷電 K 中間子背景事象を十分に削減できる。

FilmUCV は、2023 年度のデータ取得に向けて、KOTO ビームラインにインストール予定である。今後は、UCV で生じた問題を抑制すると主に、荷電 K 中間子背景事象を十分に削減できる状態で $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ 探索を行う。

謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方にお世話になりました。この場を借りてお礼を申し上げます。

山中卓教授には、学部四年生の頃から三年間非常にお世話になりました。素粒子物理や実験の面白さを基礎から教えていただき、研究では、自分では思いつかないような発想でアドバイスしていただいたり、物事の本質的な考え方や実験への取り組み姿勢を教えていただきました。また、スライドや書類の添削も行なっていただき非常に助けられました。

南條准教授には、研究の面で非常にお世話になりました。研究の中で、どうすれば良いかわからないときに、お忙しい中でも議論に付き合ってください、的確なアドバイスをしていただいて非常に助けられました。また、南條さんの物事をしっかりと論理的に理解する姿勢は非常に勉強になりました。

大阪の KOTO 実験メンバーの小寺克茂さん、白石諒太さん、Mario Gonzalez さんにも、研究でお世話になりました。実験装置の使い方や、ものづくりのアドバイスを丁寧に教えていただきました。また、研究中でわからないことを質問するたび、一緒に議論してくださり丁寧に教えていただきました。また、ビーム試験ではセットアップの設計を手伝ってくださるだけでなく、体力的精神的にきつい時、いろいろ相談にのっていただきました。

また、同じ KOTO 実験メンバーの、柴田哲平くん、川田悠続くんにも非常にお世話になりました。二人の協力がなければ、ビーム試験の準備は間に合わなかったし、ここまで研究を進められなかったと思います。ありがとうございます。同期の北川歩くんは、同じ検出器の開発として協力したり、しんどい時にはお互い励まし合ったおかげで研究をやり切ることができたと思っています。

また、すでに卒業された KOTO 実験メンバーの加藤大志さん、花井幸太さん、Taylor Cassidy Nunes にもさまざまな面でお世話になりました。研究面でのアドバイスだけでなく、研究以外の面でも相談にのっていただきました。ありがとうございます。また、その他の KOTO 実験のコラボレーターの方々にも感謝を申し上げます。ビーム試験のお手伝いやミーティング等での的確なアドバイスに非常に助けられました。

また、山中卓研究室に所属する皆様にもお世話になりました。廣瀬穰助教には、四年生の頃に実験の基礎やスライドの作り方の基礎を教えていただきました。また、学会発表などの発表練習の際に、鋭いコメントを多くいただきました。また、何気ない雑談も楽しかったです。秘書の藤坂千代さん、前田純子さんには、出張申請やものの購入、書類の締め切りのリマインドなどで非常にお世

話になりました。いつも丁寧に対応していただいたおかげで、研究に集中することができました。同期の荒久田周作くん、藤田侑葵子さんは、学部四年生の時、協力して発表ギリギリまで研究したことは良い思い出です。修士からは別の実験グループでしたが、雑談であったり、お互いの研究を話したりできて楽しかったです。Lakmin Wickremasinghe さんには、実験グループは違いましたが、4年生の頃から研究についてアドバイスしていただきました。また、いつも気さくに話しかけてくださり研究以外のいろいろなことを話すのが楽しかったです。荒木田陸斗くん、久郷莉奈さん、安藤彰洋くん、着本壮人くんには、学会発表などの発表練習や論文紹介の際に、自分では気づけなかったところなど鋭いコメントを多くいただきました。また、熱心に研究している姿を見てとても励みになりました。

最後に、これまでの大学生活6年間の生活を支えてもらった家族に感謝の意を述べたいと思います。本当にありがとうございました。

付録 A

データ解析で予測された背景事象数の内訳

A.1 2016-2018 年データ解析

表 A.1 に 2016-2018 年に取得したデータの解析で予測された背景事象数を示す。SES は 7.2×10^{-10} であった。

表 A.1 2016-2018 年物理ランで取得したデータの解析による背景事象数の見積もり [21]

| Source | | Number of events |
|---------|--------------------------------|-------------------|
| K_L | $K_L \rightarrow 3\pi^0$ | 0.01 ± 0.01 |
| | Halo $K_L \rightarrow 2\gamma$ | 0.26 ± 0.07 |
| | Other K_L decays | 0.005 ± 0.005 |
| K^+ | | 0.87 ± 0.25 |
| Neutron | 中性子背景事象 | 0.017 ± 0.002 |
| | Upstream- π^0 | 0.03 ± 0.03 |
| | CV- η | 0.03 ± 0.01 |
| Total | | 1.22 ± 0.26 |

A.2 2021 年データ解析で予測されている背景事象数の内訳

表 A.2 に 2021 年に取得したデータの解析で予測されている背景事象数を示す。SES は 7.9×10^{-10} と見積もられている。UCV の散乱により増加したハロー K 中間子背景事象は Scatter $K_L \rightarrow 2\gamma$ として見積もられている。

表 A.2 2021 年物理ランで取得したデータの解析による背景事象数の見積もり [22]

| Source | | Number of events |
|---------|-------------------------------------|---------------------------|
| K_L | $K_L \rightarrow 2\pi^0$ | 0.141 ± 0.059 |
| | $K_L \rightarrow 3\pi^0$ | 0.019 ± 0.019 |
| | Halo $K_L \rightarrow 2\gamma$ | 0.013 ± 0.006 |
| | Scattered $K_L \rightarrow 2\gamma$ | 0.025 ± 0.005 |
| K^+ | | $0.043^{+0.016}_{-0.022}$ |
| Neutron | 中性子背景事象 | 0.042 ± 0.007 |
| | Upstream- π^0 | 0.02 ± 0.02 |
| | CV- η | 0.023 ± 0.010 |
| Total | | $0.325^{+0.069}_{-0.070}$ |

参考文献

- [1] P. Heut *et al.*, Phys. Rev. D 51, 379-394, 1995.
- [2] K. Shiomi, Measurement of K_L^0 flux at the J-PARC neutral-kaon beam line for the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ experiment, Ph.D. thesis, Kyoto University, 2012.
- [3] A. J. Buras *et al.*, J. High Energy Phys. 11, 33, 2015.
- [4] Laurence S. Littenberg, Phys. Rev. D 39.3322, 1989.
- [5] G. E. Graham, *et al.*, Phys. Lett. B 295, 169–173, 1992.
- [6] A. Alavi-Harati *et al.*, Phys. Rev. D 61, 072006, 2000.
- [7] J. Adams *et al.*, Phys. Lett. B, 447, 240–245, 1999.
- [8] M. Weaver *et al.*, Phys. Rev. Lett., 72, 3758–3761, 1994.
- [9] Ahn. J. K. *et al.*, Phys. Rev. D, 74, 051105, 2006.
- [10] Ahn. J. K. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 100, 201802, 2008.
- [11] Ahn. J. K. *et al.*, Phys. Rev. D 81, 072004, 2010.
- [12] Ahn. J. K. *et al.*, PTEP, 2, 021C01, 2017.
- [13] Ahn. J. K. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 122.021802, 2019.
- [14] Shoji Nagamiya, “Introduction to J-PARC”. In: Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2012.
- [15] T. Masuda, *et al.*, Prog.Theor.Exp.Phys, Vol. 2016, p. 013C03, 2016.
- [16] K. Sato, *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A, 982, 164527, 2020.
- [17] Y. Tajima *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A, 592 261-272, 2008.
- [18] R. Murayama *et al.*, Nucl. Instr. Meth. 953, 163255, 2020.
- [19] Y. Tajima, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 592 261-272, 2008.
- [20] D. Naito *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. (2) 023C01, 2016.
- [21] J. K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. 126.121801, 2021.
- [22] K. Shiomi, KAON Conference 2022 ”Search for the $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ decay at the J-PARC KOTO experiment”, 2022.
- [23] 白石諒太, 日本物理学会 秋季大会 ”J-PARC KOTO 実験 2021 年物理データを用いた荷電 K 中間子背景事象の見積もり”, 2022.
- [24] 加藤大志, 修士論文 ”J -PARC KOTO 実験におけるハロー K 中間子による背景事象”, 大阪

大学, 2022.

- [25] R. Shiraishi, presentation in the KOTO collaboration meeting on Jul. 4th, 2020.
- [26] G. Bendiscioli *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 227 478, 1984 .
- [27] A. Galindo-Uribarri *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A 301 457, 1991.
- [28] 北川歩, 修士論文 ”J-PARC KOTO 実験のビーム中荷電粒子検出器に用いる光電子増倍管の高電圧供給基板部の開発”, 大阪大学, 2023.
- [29] 小林正明著 シンチレータを用いる放射線計測, 2014.
- [30] K. Shiomi, presentation in the KOTO collaboration meeting on Jun. 24th, 2022.