

2021 年度修士論文

SiPMを用いた
粒子識別装置TOPカウンターの
高信号頻度環境での運用に向けた研究

名古屋大学理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻
高エネルギー素粒子物理学研究室

学生番号 262001297

氏名 前田 朱音

指導教員 居波 賢二

提出日 2022 年 1 月 21 日

概要

Belle II 実験は B 中間子や τ 粒子対などを大量に生成し、発生した素粒子反応の精密に測定により新物理の発見を目指す実験である。こうした新物理探索には大量の素粒子反応が必要になるため、ルミノシティ $6.5 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 達成を目指し現在運転中である。ルミノシティの増加に伴い検出器は高放射線、高信号頻度環境での運転を要求される。リングイメージ型チェレンコフ粒子識別装置 TOP カウンターの光検出器 Micro Channel Plate (MCP) - PMT は積算出力電荷の増加に伴い量子効率が低下する問題がある。光検出器の改良は困難だが量子効率の低下は粒子識別性能の低下を招くため、ルミノシティ増加により頻繁な交換が予想される。そこで我々は新たな光検出器として出力電荷による劣化の無い Silicon Photomultiplier (SiPM) に着目した。

SiPM は MCP-PMT に比して光子検出効率は高いが、1 光子時間分解能やダークカウントは悪化し中性子損傷により数 MHz まで増加する。そこで私はダークカウント抑制に有効な低温運転実現のため、光検出器と輻射体間に必要な断熱層をシミュレーションを用いて空気層 5 mm と見積った。この結果と SiPM の検出効率への差し替えを行い、シミュレーションにより TOP カウンターの粒子識別性能は現状と同程度になることがわかった。

また先行研究から時間分解能が 100 ps 程度以下の場合には粒子識別性能には影響せず、ダークカウントを含めた背景信号頻度が 1 MHz/mm² で MCP-PMT と同程度の粒子識別性能を有することがわかっている。そこで私は高信号頻度環境での時間分解能を評価するため、予想されるシングルビームバックグラウンドを上回る 2 MHz/9 mm² までの背景信号頻度における時間分解能を測定した。この時、ダークカウントのみで 100 ps であった時間分解能は 160 ps まで悪化した。高信号頻度によるベースライン変動の影響で時間分解能が悪化したと考え、改善を目指しデジタイザーを用いた波形読み出しを導入した。これにより同程度の信号頻度で最大 $93.4 \pm 0.4 \text{ ps}$ の時間分解能を得て、目標を達成できることがわかった。

本研究により、低温環境下で信号頻度が 2 MHz/9 mm² 程度であれば現状の粒子識別性能を維持し、SiPM への置換が不可能ではないことを明らかにした。

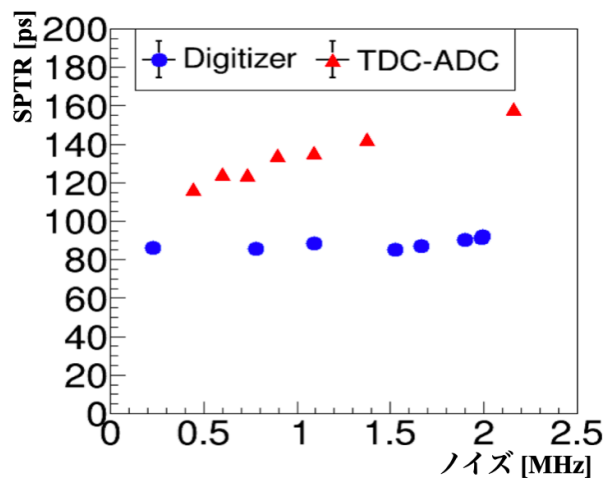


図 1: -20°C の低温環境において LED 光を入射した時、デジタイザーと TDC-ADC による取得データの時間分解能の評価結果。

目次

第1章 Belle II 実験 TOP カウンター	1
1.1 SuperKEKB 加速器と Belle II 実験の概要	1
1.2 Belle II 検出器	3
1.3 粒子識別装置 TOP カウンター	5
1.3.1 TOP カウンターの構造	6
1.3.2 粒子識別原理	6
第2章 光検出器の比較	8
2.1 光検出器への要求	8
2.2 光検出器 MCP-PMT	9
2.2.1 検出原理と特徴	10
2.2.2 長寿命化と運用	11
2.3 光検出器 SiPM	12
2.3.1 検出原理と特徴	13
2.3.2 中性子損傷について	14
2.4 検討課題	14
第3章 実装方法の検討	16
3.1 熱遮蔽のシミュレーション	16
3.1.1 手法	16
3.1.2 結果	17
3.1.3 考察	20
3.2 粒子識別性能のシミュレーション	21
3.2.1 手法	21
3.2.2 結果	22
3.2.3 考察	22
第4章 1 光子時間分解能測定	28
4.1 磁場中での測定	28
4.1.1 手法	28
4.1.2 結果	31
4.2 波形解析の導入	32
4.2.1 動作電圧の決定	33
4.2.2 TDC-ADC による測定方法	33

4.2.3	波形解析 による測定方法	35
4.2.4	結果	35
4.2.5	考察	37
4.3	出力波形の短い SiPM	39
4.3.1	手法	39
4.3.2	動作電圧の決定とダークカウントの測定	40
4.3.3	結果	42
4.3.4	考察	42
第 5 章	結論と展望	44

第1章 Belle II 実験 TOP カウンター

1.1 SuperKEKB 加速器と Belle II 実験の概要

素粒子標準理論は欧州原子核研究機構 (CERN) でのヒッグス粒子の発見で完成し [1]、多くの物理事象に説明をつけることに成功した。しかしニュートリノの質量起源や階層性問題、物質優勢宇宙問題などは依然解決されず、標準理論を超える新物理の探索がなされてきた。特に高エネルギー物理学においては考案された新粒子が直接的ないし間接的に探索されている。CERN の ATLAS 実験に代表されるような直接探索では予想されている新粒子のエネルギースケールを再現し、発生した素粒子反応に未知の粒子や相互作用が含まれていないかを探索している。

一方で量子効果によって重い新粒子の効果が標準理論からの差として現れることを利用した Belle II 実験のような間接探索も行われている。こうした間接的な新物理探索の一例として、図 1.1 のような $\tau^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm \nu_\tau$ 崩壊がある。この崩壊は新物理モデルによらず新粒子の相互作用による CP 対称性に高い感度を持つ。

$$A_{\text{CP}}^{\text{Br}} = \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \nu_\tau) - \Gamma(\tau^- \rightarrow K_s^0 \pi^- \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow K_s^0 \pi^+ \nu_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow K_s^0 \pi^- \nu_\tau)} \quad (1.1)$$

で定義される重い新粒子のテンソル相互作用に感度のある τ レプトン電荷に対する崩壊幅の CP 非対称度は BaBar 実験約 476 fb^{-1} で測定され、標準理論予測 $3.6(1) \times 10^{-3}$ と 2.8σ の差異が測定された [2]。この非対称度は標準理論で説明される K 中間子混合に由来し、親粒子を D 中間子とした場合も同様に CP 非対称度を予測できる。BaBar 実験や前身の Belle で測定された D 中間子の CP 非対称度は τ 粒子と異なり、標準理論と一致している [3]。よって τ 粒子のみに追加の CP 非対称度を発生させる新物理の存在が示唆され、Belle II 実験でも測定する必要がある物理量である。

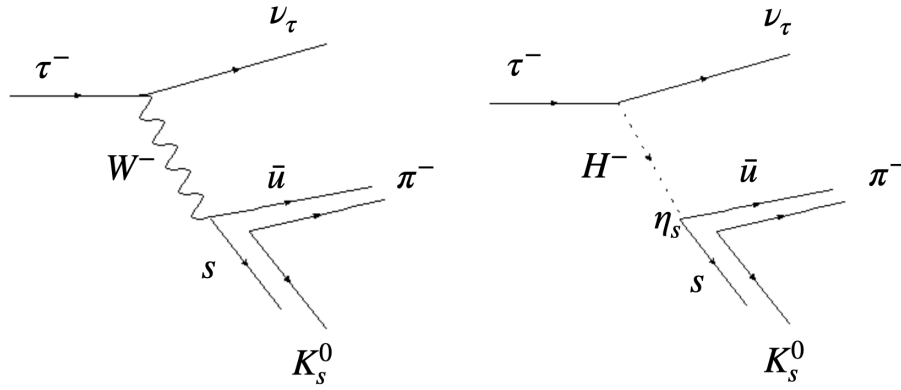


図 1.1: $\tau^\pm \rightarrow K_s^0 \pi^\pm \nu_\tau$ 崩壊様式。左が標準理論で許容される崩壊様式。右が荷電ヒッグス二重項を仮定した時の崩壊様式。 η_s が新物理による相互作用の大きさを表す。

このような間接探索では精密に測定された大統計のデータが必要になる。そこで Belle II 実験では周長 3 km の SuperKEKB 加速器を用いて 7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させ大量の B 中間子や τ 粒子を生成し、発生した素粒子反応を Belle II 検出器で測定している (図 1.2)。

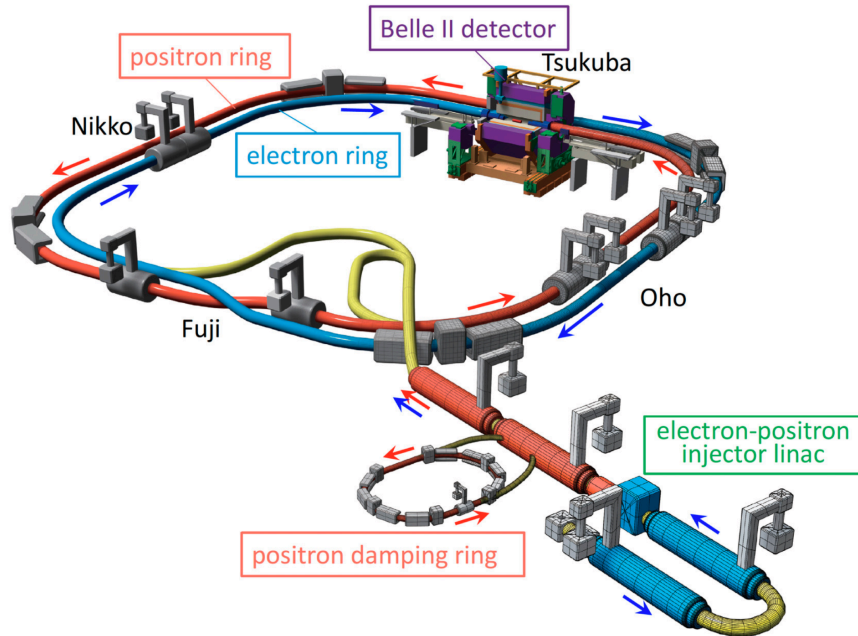


図 1.2: SuperKEKB 加速器と Belle II 検出器 [4]

現在稼働中の Belle II 実験はルミノシティの世界記録を更新し続けており、2021 年には $3.8 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を突破した。図 1.3 のように今後 2031 年までにルミノシティ $6.5 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に到達し、統計量 50 ab^{-1} を蓄積する計画である [5]。

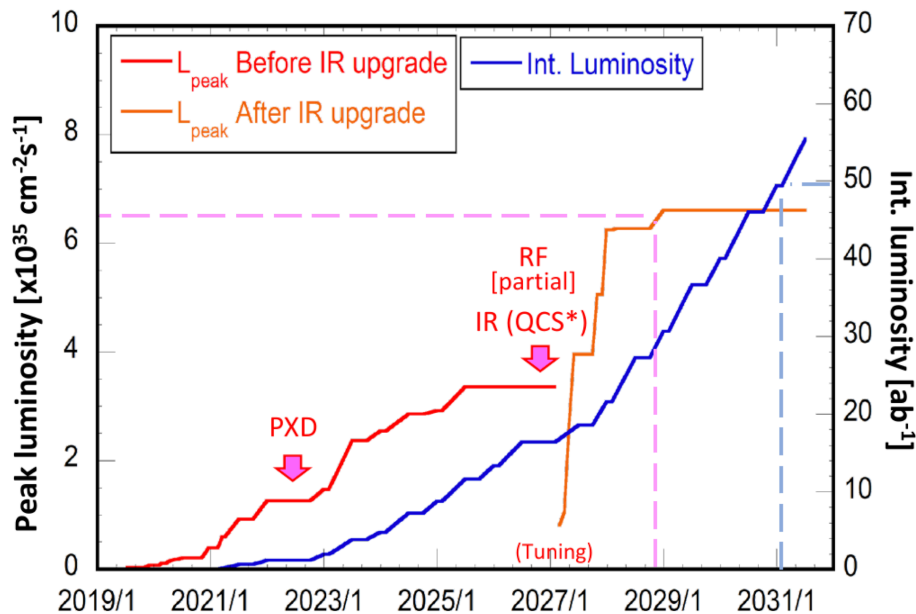


図 1.3: Belle II 実験の計画 [5]。左軸がルミノシティ、右軸が統計量を表す。

Belle II 実験のアップグレード計画

2031 年以降の運転についても検討され始めており、暫定的な数値目標としてルミノシティを $4 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ まで増強し、 250 ab^{-1} の統計量を蓄積する計画が検討されている。前述した τ 粒子の CP 非対称度は 50 ab^{-1} で測定予定であるが、このアップグレード計画により K_S^0 粒子の統計数のやコントロールサンプルの統計量などが向上すればより精密な測定が可能になる。特に K_S^0 粒子は 7 割が $\pi^\pm$ 粒子に崩壊するため、検出器には高い粒子識別効率が要求される。このほかにも Belle II 実験で測定可能な物理量の多くは統計量による測定精度の制限があり、アップグレード計画によってさらなる感度の向上が予想される [6]。ルミノシティ向上の実現にはビーム電流の増強や衝突点の最小化などいくつかの方法が考えられるが、具体的な方法についても同時に検討中である。

1.2 Belle II 検出器

衝突で生成された素粒子反応は図 1.4 の Belle II 検出器で観測される。Belle II 検出器は内側から崩壊点検出器、中央飛跡検出器、粒子識別装置、電磁カロリメータ、 K_L^0 - μ 粒子検出器で構成される。なお、電子ビームの進行方向を前方、陽電子ビームの進行方向を後方と呼ぶ。以下に各検出器の概要について述べる。

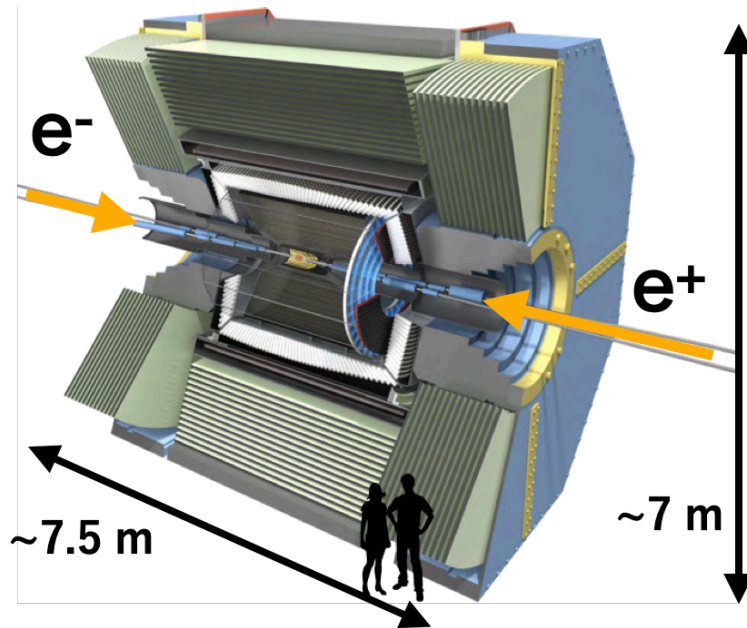


図 1.4: Belle II 検出器 [5]。

崩壊点検出器

内側の 2 層のピクセル型半導体検出器と外側の 4 層のストリップ型半導体検出器からなる衝突点から最短距離に設置された検出器である。内径 12 mm の Be ビームパイプを囲むように配置され、荷電粒子の飛跡から崩壊点を再構成する。内側のピクセル型半導体検出器は Depleted Field Effect Transistor を用いた検出器である。荷電粒子が電圧により空乏化された n 型シリコン半導体中を通過し、生成された電子・正孔子対の電荷を内部ゲートに蓄積することで、電場効果トランジスタのゲート電圧が増減する。これに呼応して変化する p 型シリコン半導体のドレイン電流を信号として読み出している。一方、外側のストリップ型半導体検出器は Double-Sided Silicon Detector を用いた検出器である。電圧の印加により空乏化させた n 型シリコン半導体中を、荷電粒子の通過により生成された電子・正孔子対が電場に沿って n 型シリコン半導体の両面に移動する。電子を前方を軸として反時計回りの方向にある n 型シリコン半導体ストリップ、正孔を前方の p 型シリコン半導体ストリップに集め、電極を通して読み出している。

中央飛跡検出器

後述の電磁カロリメータの外側には内径 3.6 m の 1.5 T 一様磁場を発生する超電導ソレノイド磁石がある。中央飛跡検出器では荷電粒子の飛跡を再構成してその曲率から運動量を測定すると同時に、荷電粒子のエネルギー損失から粒子を識別する。チェンバー内部のガスは荷電粒子の通過により電離され、発生した電子は高電位のセンスワイヤーに引き寄せられる。センスワイヤー近傍においてさらに他の原子の電子を電離してなだれ増幅が発生する。その増幅電子を信号としてセンスワイヤーから読み出している。電離電子数は粒子のエネルギー損失に依存するため、読み出された信号の大きさからエネルギー損失も計算できる。

粒子識別装置

比較的安定な e 、 μ 、 π 、 K 、 p 、 d の 6 種類の荷電粒子について識別を行う。Belle II 実験では、バレル部とエンドキャップ部で異なる粒子識別装置を用いている。

- Time-Of-Propagation (TOP) カウンター
バレル部に位置するチェレンコフ光を用いたリングイメージ型の粒子識別装置である。詳細を 1.3 節で述べる。
- Aerogel Ring Imaging Cherenkov (ARICH) 検出器
前方エンドキャップ部に設置された 2 つの異なる屈折率を組み合わせた厚さ 2 cm のエアロジェルを輻射体を持つリングイメージ型のチェレンコフ粒子識別装置である。荷電粒子の通過により発生したチェレンコフ光を 20 cm 離れた光検出器で精度良く測定し、そのリングイメージを再構成することで粒子を識別する。光検出器には Hybrid Avalanche Photo Detector (HAPD) を用いており、管内の高電圧による打ち込み増幅と Avalanche Photodiode (APD) 内部でのアバランシェ増幅により 70,000 倍程度の増幅率で信号を読み出す。

電磁カロリメータ

CsI(Tl) 結晶を用いた全吸収型の電磁カロリメータであり、電子や光子のエネルギーを測定する。シンチレータ結晶内部に電子や光子が入射すると電磁シャワーが発生し、シンチレーション光が発生する。この時シンチレータの光量は電磁シャワーによるエネルギー損失に依存して変化し、光検出器で読み出した信号の大きさから電子や光子のエネルギーの大きさが測定できる。光検出器には PIN 構造フォトダイオードを用いている。

K_L^0 - μ 粒子検出器

ソレノイド磁石の外側を囲う検出器で主に透過力の高い K_L^0 粒子と μ を識別する。厚さ約 4.7 cm の鉄と荷電粒子検出器を 14 または 15 層重ねたサンドイッチ構造の検出器である。荷電粒子検出器はバレル部の内層 2 層とエンドキャップ部にプラスチックシンチレータ、バレル部の外層に高抵抗電極板検出器を用いて行う。内部の飛跡検出器に飛跡が存在する場合には μ 粒子と荷電ハドロンを区別し、飛跡が存在しない場合には K_L^0 粒子の検出を行う。 μ 粒子は電磁相互作用のみを起こすが、荷電ハドロンは電磁相互作用と強い相互作用の両者の反応が生じて多重散乱が大きくなるため、その散乱シャワーの形状の差から両者を区別する。 K_L^0 粒子の識別は鉄の核子と強い相互作用で反応して放出される荷電粒子の有無を用いて行う。

1.3 粒子識別装置 TOP カウンター

Belle II 検出器でバレル部の粒子識別を担う TOP カウンターについての詳細を述べる。

1.3.1 TOP カウンターの構造

図1.5が TOP カウンター 1 スロットであり、長さ 2600 mm、幅 450 mm、厚さ 20 mm の石英ガラスを輻射体に持つ。前方端面にミラー、後方端面にプリズムと光検出器、読み出し回路が取り付けられている。Belle II 検出器にはバレル部を囲むように 16 スロット設置されている。

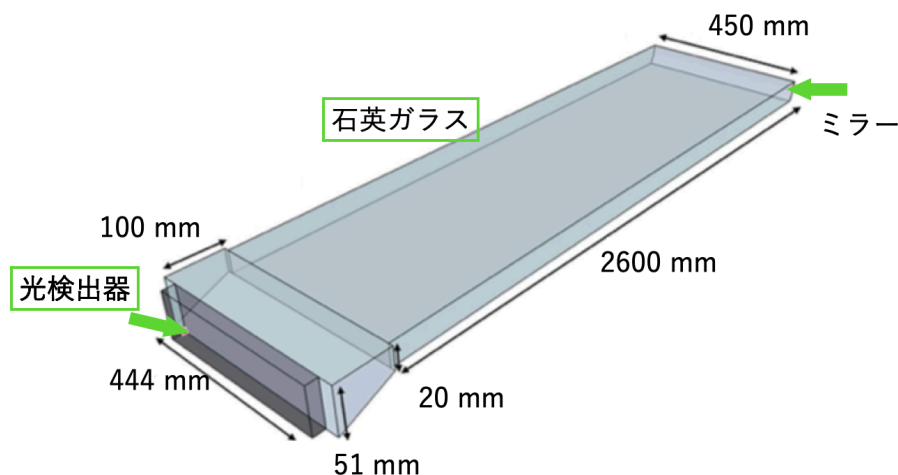


図 1.5: TOP カウンター 1 スロット

1.3.2 粒子識別原理

TOP カウンターに荷電粒子が石英中の光速を超えて入射すると入射点を中心としてコーン状にチェレンコフ光が発生する。TOP カウンターの表面は数 Å の精度で磨かれており、チェレンコフ光は全反射を繰り返しながら端面に取り付けられた光検出器まで到達する。この時チェレンコフ光の放出角 θ_c は

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} = \frac{\sqrt{m^2 + p^2}}{np} \quad (1.2)$$

で定義される。ここで m は粒子質量、 p は運動量、 $\beta = p/mc$ 、 n は石英輻射体の屈折率である。ある運動量の荷電粒子が輻射体を通過したときチェレンコフ角 θ_c はその粒子の質量に依存するため、チェレンコフ光が輻射体内を伝搬する光路から粒子種を判別することが可能になる。つまり同一の入射位置と運動量を持つ π 中間子と K 中間子では、光検出器で検出されるチェレンコフ光の位置と時間はずれることになる。TOP カウンターではこの違いを高精度に測定することで粒子識別 (Particle Identification : PID) を行う。入射する荷電粒子の性質ごとに光子の検出位置と時間の確率密度関数が事前に計算されている。この関数と測定された光子の情報から尤度を計算、尤度最大の粒子が入射粒子であると判定する。

図 1.6 は 2018 年の物理ランで得られた $p = 1.68 \text{ GeV}/c$ 、 $\theta = 113.3^\circ$ の K 中間子事象について PID の様子を示したものである。図 1.6 の 3 枚の図を比較すると、右のグラフ (緑) は点と線が大きくずれている。残る左のグラフ (赤) と中央のグラフ (青) を比較すると、

中央のグラフ上の点と線は左のそれらよりも一致しているように見え、事実尤度の計算結果も大きくなっている。このようにして TOP カウンターでは PID を行なっている。

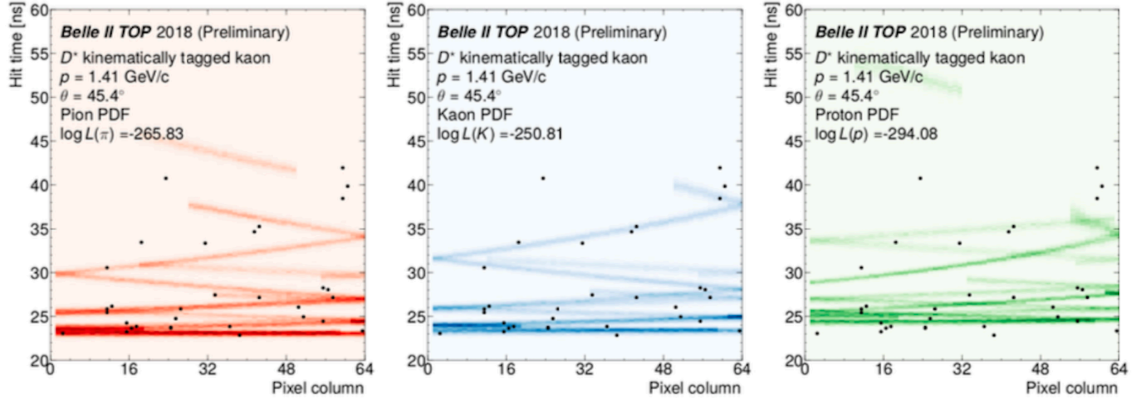


図 1.6: TOP カウンターによる粒子識別の様子。縦軸は検出時間、横軸は検出位置を示し、黒点は検出光子のデータ点である。左図の赤線は π の確率密度関数、中図の青線が K の確率密度関数、右図の緑線が陽子の確率密度関数を示す。

この時、TOP カウンターの PID 性能は

$$\text{粒子識別性能} \propto \frac{\sqrt{\text{検出光子数}}}{\text{時間分解能}} \quad (1.3)$$

で表される。データ点の数が多く、時間精度が高いほど PID 性能は向上する。よって TOP カウンターに使用する光検出器には高い時間分解能と光子検出効率が要求される。

第2章 光検出器の比較

2.1 光検出器への要求

TOP カウンターに用いる光検出器には 1.3 節で述べたように良い時間分解能と高い光子検出効率が必要になる。加えて、磁場中での動作安定性と中性子線などの放射線への耐性も要求される。表 2.1 に Belle II 実験の目標ルミノシティで予想されている運転環境のうち以下の検討に必要なものをまとめた。

表 2.1: Belle II 実験での要求	
パラメータ	値
磁束密度	1.5 T
ビームバックグラウンド	約 23 kHz/mm ²
1 年あたりの 1 MeV 中性子数	$10^{10} - 10^{11}$ 個/cm ²

1.1 節のアップグレードにおける要求を考慮する。ビーム由来のバックグラウンドはルミノシティに比例して増加するルミノシティバックグラウンドと電流値の 2 乗に比例して増加するシングルビームバックグラウンドが存在する。ビームバックグラウンドにはスロット依存性が存在するため、以下では想定される最大値を見積もる。ルミノシティバックグラウンドは $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 到達時で最大 20 kHz/mm² と想定されていることから $4 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 到達時、100 kHz/mm² となる。シングルビームバックグラウンドを $4 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ のルミノシティ到達には 18 A が必要として図 2.1 より見積もると 1500 kHz/mm² となる。

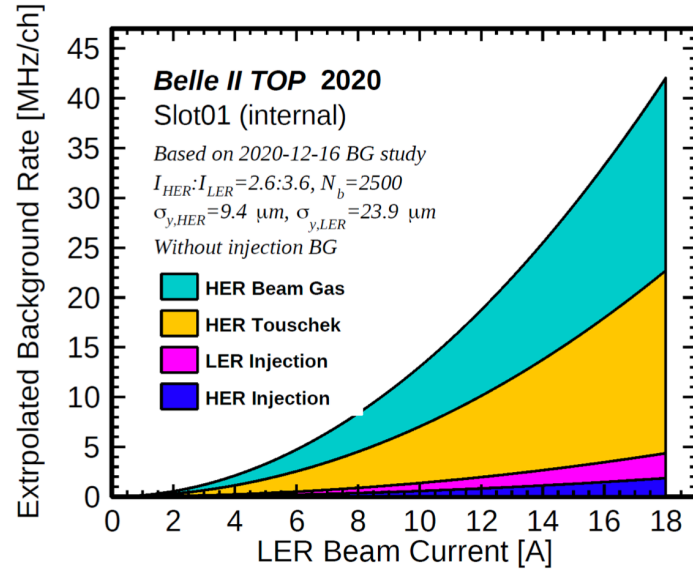


図 2.1: LER 電流値に対する シングルビームバックグラウンド由来の最大光子入射頻度。作成は同研究室所属の児島一輝氏による [7]。

しかしシングルビームバックグラウンドはビーム構造やルミノシティ達成に必要な電流にも依存する。また、中性子数はビームだけでなくビームパイプ周りの構造や他検出器構造にも依存する。1.1節で述べた Belle II 実験のアップグレード計画についてこれらの詳細が決定していないため表 2.1 のような具体的な目標値を示すことはできない。よって本研究では暫定的に推定の容易なルミノシティバックグラウンドの達成を目標とし、中性子数については 10^{11} 個以上を想定する。また、磁束密度についても現状と同等と仮定する。

2.2 光検出器 MCP-PMT

表 2.1 で述べた要求を満たす検出器として現在、浜松ホトニクスと共同開発された図 2.2 の Micro Channel Plate (MCP)-PMT が導入されている。

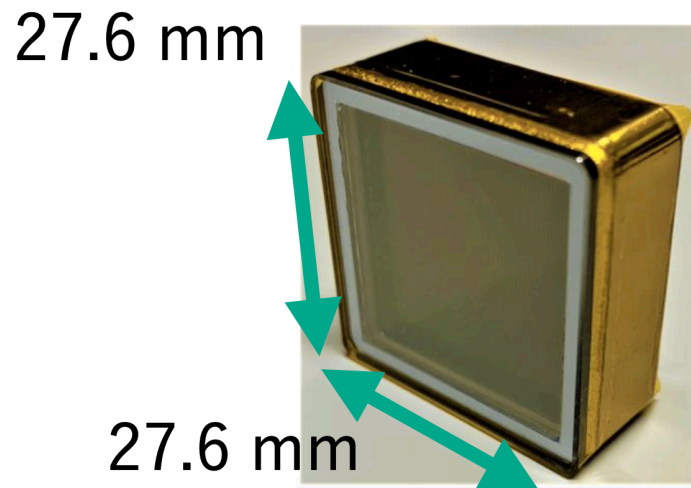


図 2.2: 光検出器 MCP-PMT

2.2.1 検出原理と特徴

厚さ $400\ \mu\text{m}$ のガラス板に直径 $10\ \mu\text{m}$ の穴を持つ MCP 2 枚を増幅機構に用いた図 2.3 のような光電子増倍管である。光電面で生成された光電子は管内に印加された数 kV の電圧によって生じる電場によって加速され、MCP で衝突を繰り返し $O(10^6)$ 倍に増幅される。増幅された信号は 16 チャンネルある、 $5.28\ \text{mm}$ 角のアノードから読み出される。

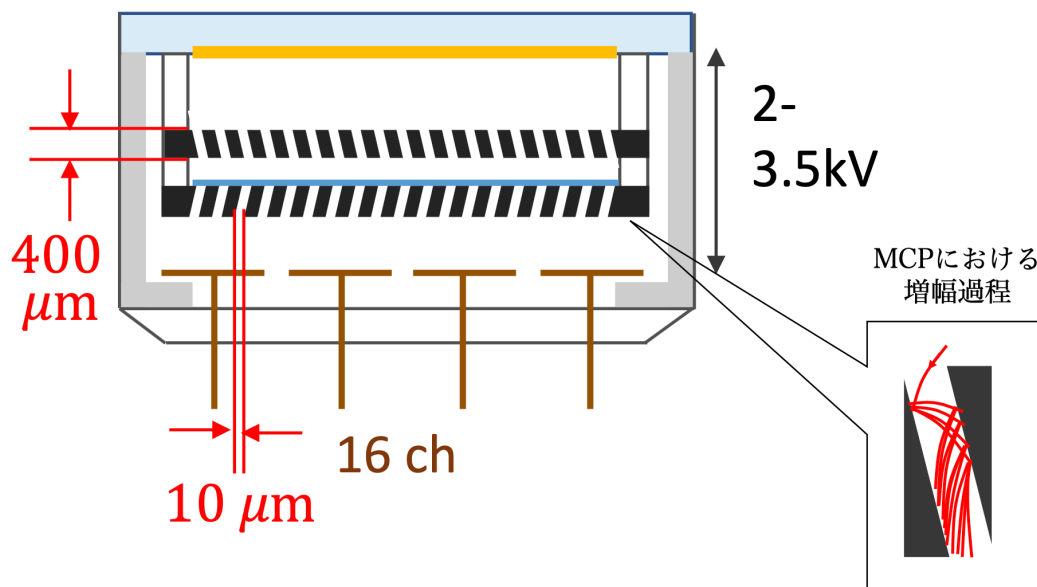


図 2.3: MCP-PMT の構造 [7]

MCP-PMT は $1.5\ \text{T}$ の磁束密度中でも半値幅で $34.3\ \text{ps}$ と高い時間分解能を持つ。また光子検出効率 (Photon Detection Efficiency : PDE) はピーク波長 (約 $300\ \text{nm}$) で量子効率

(Quantum Efficiency : QE) 約 29.3 %、収集効率 (Collection Efficiency : CE) 約 50 % の積で定義される。このうち QE については検出器の運転に伴う積算出力電荷量の増加によって低下することが知られており、我々は相対 QE が 0.8 となる積算出力電荷量を光電面の寿命と定義している。

2.2.2 長寿命化と運用

QE が低下する原因は PMT 内部の MCP に含まれるガスや製造過程で付着したガス、電子の放出と同時に発生するイオンが光電面に影響していると考えられている。これまでに MCP-PMT の長寿命化は図 2.4 のように行われてきた。初期量産型では 2 枚の MCP 間にアルミニウム薄膜を挿入するなど、ガスやイオンの光電面への到達が難しくなるよう内部設計を改良した。これにより約 1 C/cm^2 の寿命を達成し、加えて原子層堆積 (Atomic Layer Deposition : ALD) を用いて MCP をコーティングすることで初期量産型の倍以上の寿命を達成した。これらの MCP への処理に加え、製造時の残留ガス対策を強化したものが寿命改善 ALD 型で ALD 型の 3 倍まで寿命を伸ばすことに成功した。今後の寿命改善には QE を維持した新しい光電面や不要なガス、イオンを排出しない素材などの技術革新が必要になると考えられる。

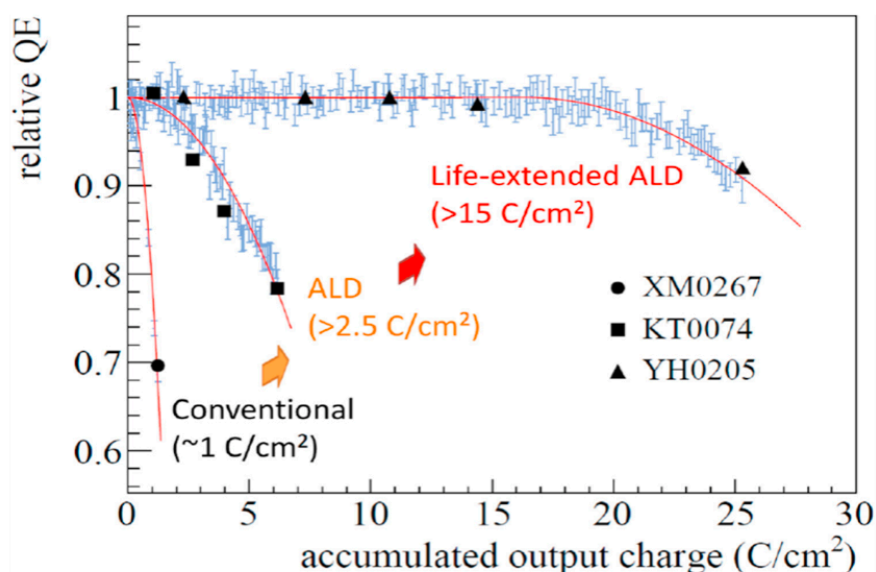


図 2.4: 各型番ごとの MCP-PMT の寿命を示す。Conventional は初期量産型、ALD は Conventional の改良版で MCP を ALD 膜で覆った ALD 型、Life-extended ALD は ALD の改良版である寿命改善 ALD 型を指す。グラフの横軸は単位面積あたりの積算出力電荷、初期 QE を 1 とした時の相対値を示す [8]。

これらの改良は Belle II 実験の運転と同時に行われており、光検出部にはスロット毎に異なる型の MCP-PMT が搭載されている。図 2.5 のように 2031 年までに寿命に達することが想定されている初期量産型のスロットを 2022 年に、ALD 型の一部のスロットを 2026

年にそれぞれ寿命改善 ALD 型へ交換することが予定されている。現在の運転環境でも光検出器の交換が必要なため、1.3節で述べた今後検討されているルミノシティの向上により検出光子数が増加した場合、運転期間中に寿命を迎え交換頻度が高くなることが予想される。

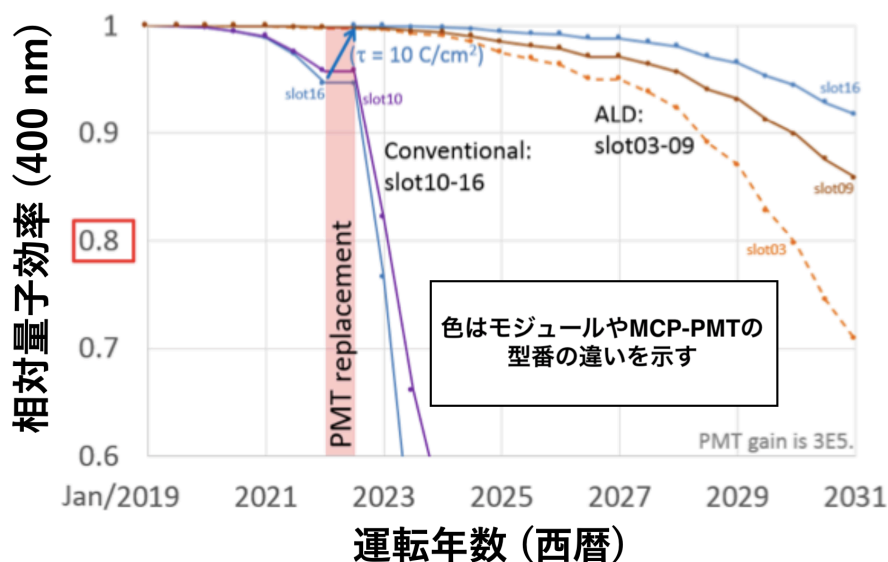


図 2.5: MCP-PMT の寿命予測。横軸は運転年数で右端の 2031 年が 50 ab^{-1} 到達時点、縦軸は運転開始時を 1 とした時の相対量子効率を表す [5]。

2.3 光検出器 SiPM

MCP-PMT と異なり、出力電荷で劣化しない光検出器として Silicon Photomultiplier (SiPM) に着目した。SiPM は図 2.6 のような APD をマルチピクセル化し、ガイガーモードで動作させるシリコン半導体を用いた光検出器である。

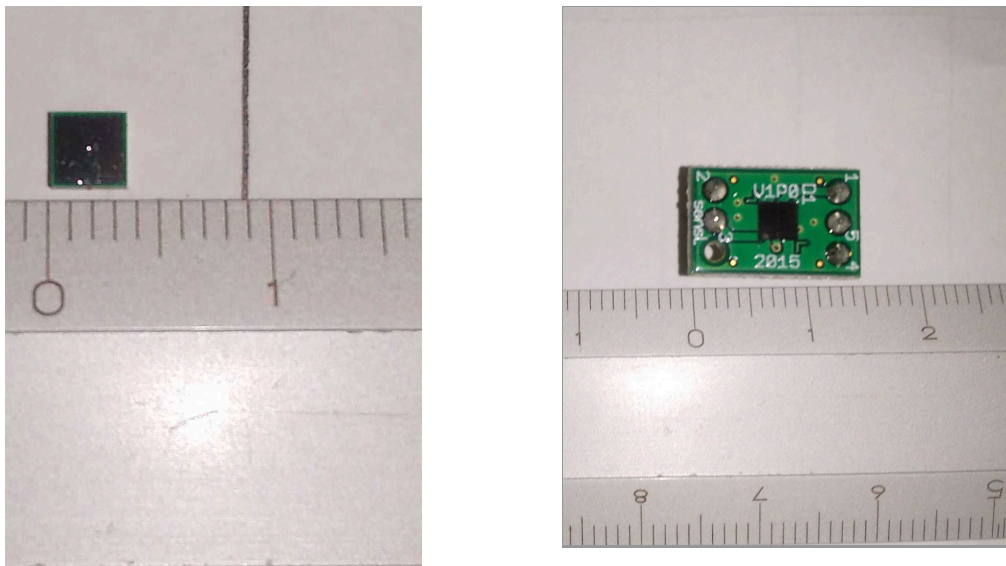


図 2.6: 本研究で用いた SiPM。左図が浜松ホトニクス の S13361-3050、右図が ON Semiconductor の J-Series(30035)。

2.3.1 検出原理と特徴

SiPM のもととなる APD は図 2.7 のような 3 層に分かれた構造をもつ。P 型半導体の P⁻ 層にバンドギャップ以上のエネルギーを持つ光が入射すると電子正孔対が発生する。このうち電子は N⁺ 側にドリフトし、PN 接合面に生じた電界勾配の大きな空乏層に到達する。この時、十分なエネルギーを持った電子が結晶格子と衝突すると新たな電子正孔対が発生する。さらにここで生じた電子が新たな電子正孔対を発生させ、雪だるま式に電子が増加していく雪崩増幅が発生する。また入射光の波長により電子正孔対が発生する深さが異なるため、APD の構造で波長特性を変更することができる。この APD を数千個から数万個並べたものが SiPM となる。

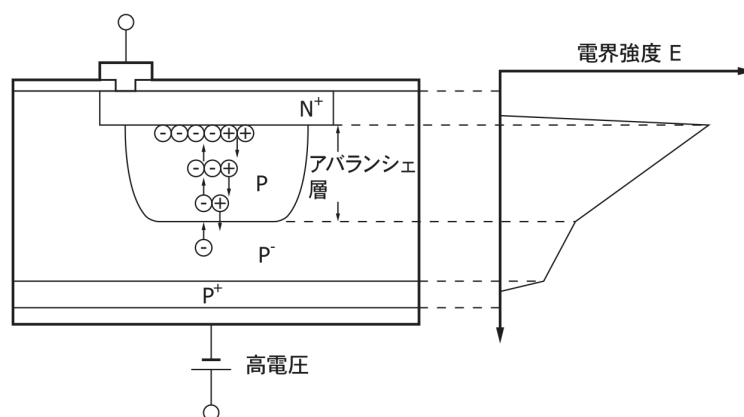


図 2.7: APD の構造 [9]

SiPM は感度のある波長範囲が MCP-PMT と比べて長波長側に広く、40 % という高い光子検出効率を持つ。高い検出効率は前述のとおり TOP の PID 性能にとって有益な特徴である。また 100 V 以下の低電圧運転で $O(10^6)$ の増倍率を達成することができる。加えて積算出力電荷量に伴う検出効率の劣化は無く、磁場の影響を受けにくい。一方、1 光子時間分解能 (Single-Photon Time Resolution : SPTR) は一般的に $O(100)$ ps 程度と現状から悪化する。さらに中性子損傷によりダークカウントが増加する問題も挙げられる。

2.3.2 中性子損傷について

中性子の入射によって結晶格子中の原子が散乱され、バンドギャップ中に新たなエネルギー準位が生じる。図 2.8 のように新たに生じた準位を介して熱励起キャリアが増加しダークカウントの増加や、本来増倍されるべき電子がトラップされ増倍率の低下などを引き起こす。こうした中性子損傷はアニーリングと呼ばれる加熱後、冷却する熱処理方法で改善することが知られている [10]。

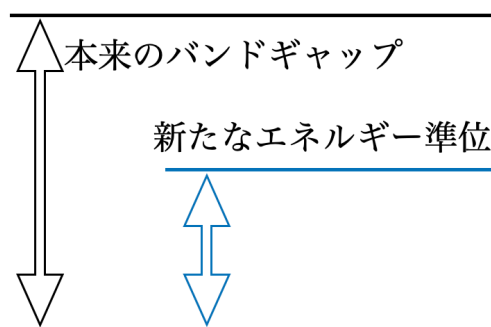


図 2.8: 新たなバンドギャップが生じる様子

現在 1.2 節で述べた ARICH 検出器では HAPD に代わる検出器として SiPM の使用が検討され、本研究と同型 (浜松ホトニクス : S13361-3050) の SiPM に対する中性子照射試験が行われた。これによると 1 MeV 換算で 10^{10} / cm^2 の中性子照射後、 -30°C でダークカウントは照射していないサンプルと比較して、数 MHz/ mm^2 と 1000 倍に増加した [11]。また異種の SiPM を用いた結果ではあるが低温 (-60°C) 環境で中性子照射を行ったときダークカウントの増加は抑制された [12] という報告もある。

2.4 検討課題

MCP-PMT と本研究で使用した SiPM の主要な性能を表 2.2 に示す。これまでの記述から MCP-PMT から SiPM への置き換えを考えた場合の確認事項、懸念事項は以下の通り。

- A. SPTR の悪化による PID 性能の悪化
- B. 中性子による放射線損傷

C. 磁場中での動作性

D. パイルアップの増加

A については先行研究により 100 ps 程度の時間分解能を持てば TOP カウンターの PID 性能に影響がないことがわかっている [13]。

2.3.2で行われている先行研究をふまえ、B の対策として -30°C 程度の低温での運転を検討している。これにより中性子損傷が生じた場合にもダークカウントの増加を抑え、運転休止期間中に加熱することでアニーリングを行い損傷から回復を図ることが可能になる。本研究では TOP カウンターでの低温運用を検討するにあたり、熱遮蔽に必要な SiPM と輻射体間の隙間の大きさを見積もった。同時に、この隙間が TOP カウンターの PID 性能に及ぼす影響についても検討した。

C についてはホール効果により SiPM の動作は影響を受けないとされているが、現 Belle II 実験で用いられている 1.5 T の磁束密度中で実際に SPTR を測定し確認する必要がある。先行研究において 3 T までの磁束密度中でその動作に影響を受けなかった [14] が、本研究ではそれとは異なるメーカー製品についての確認を行った。

D については B によるダークカウントに加え、ルミノシティ増強により増加するビームバックグラウンドによりパイルアップが生じる。これが SPTR を悪化させ TOP カウンターの性能悪化を招く。そこで、本研究において現在の TOP カウンターでも導入されている波形解析を用いてこの影響の抑制を試みた。

表 2.2: 使用した SiPM と MCP-PMT の性能

	MCP-PMT	SiPM	
		SiPM A	SiPM B
		S13361-3050 浜松ホトニクス	J-Series(30035) ON Semiconductor
チャンネル数	16	1	
チャンネルサイズ	$5.28 \times 5.28 \text{ mm}^2$	$3 \times 3 \text{ mm}^2$	
SPTR	35 ps	$O(100 \text{ ps})$	
400 nm 付近の PDE	$\sim 15 \%$	$\sim 35 \%$	
動作電圧 (V_{op})	$-2 - 3 \text{ kV}$	-55 V 前後	25 V 前後
ダークカウント	0 MHz	300 kHz/mm^2	450 kHz/mm^2
Gain	10^6	1.7×10^6	2.9×10^6

第3章 実装方法の検討

ここでは SiPM 実装において検討している低温運転を実現するために必要な断熱層の厚さを見積り、PID 性能への影響を評価する。

3.1 熱遮蔽のシミュレーション

始めに TOP カウンターのプリズムと光検出器の間に必要な断熱層の厚さを見積もった。同時に、プリズム-輻射体の接合部分の温度差が 10 K を上回らないよう留意する。当該部分はエポキシ樹脂により接着され、熱収縮により光学的に断絶する恐れがあるためである。

3.1.1 手法

シミュレーションは有限要素法を用いた 2 次元の熱シミュレーションソフトウェアである Finite Element Method Magnetics (FEMM) を使用した [15]。図 3.1 のように真上から見た TOP カウンターの寸法や材質、温度を指定することでシミュレーションを行った。図 3.1 の赤線で示したように石英ガラスの周囲を 300 K とし、光検出部は厚さ 3 cm で 243 K のシリコンと仮定した。図 3.1 の青線は検出面から 1 cm の位置にある冷却機構を想定し、243 K の定温となっている。また、TOP カウンター周囲への熱流量は無いものとした。このような設定で光検出部と輻射体の間に 3 mm から 10 mm の空気層ないし真空層を挿入し、温度や熱流量をシミュレーションした。

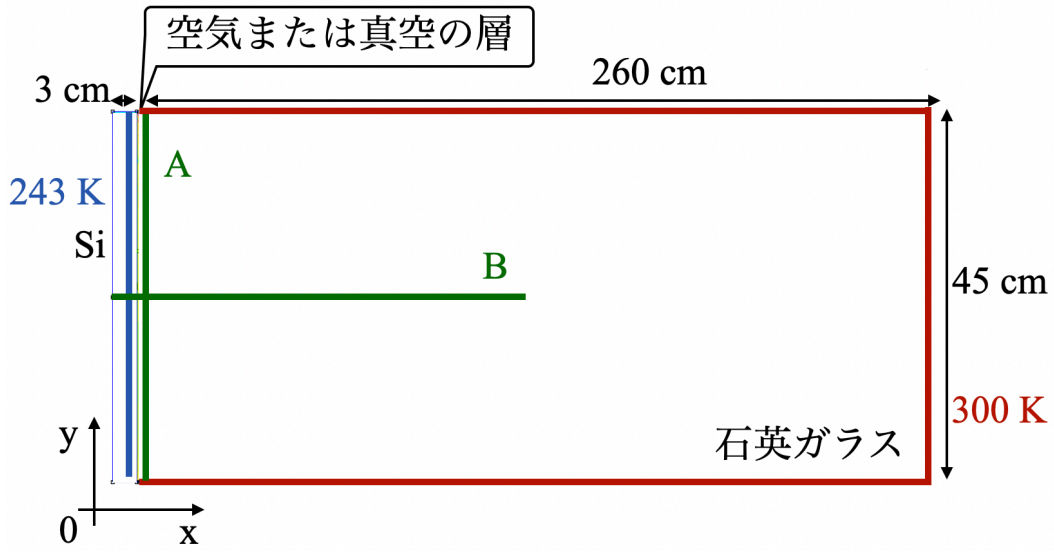


図 3.1: シミュレーションの設定。A と B は温度や熱流量を確認した時の切断線。

真空層についてはシミュレーションソフトのライブラリーに存在しないため、以下の計算に必要なパラメータを設定した。5 mm 前後で空気の平均自由行程 λ が 100 倍程度と十分大きく、熱伝導による効果が無視できるような式 (3.1) から圧力 P を設定した。

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 P} \quad (3.1)$$

ここで k はボルツマン定数、 d は空気分子の直径で窒素分子の直径に近似した。ここから必要な真空度は 0.01 Pa であると見積もった。また、熱伝導率は自由分子熱伝導率 Λ は式 (3.2) で定義される。

$$\Lambda = (\gamma + 1)/2(\gamma - 1) \times (k/2\pi mT)^{1/2} \quad (3.2)$$

ここで温度 273 K の窒素分子を仮定して $\gamma = 7/5$ を使って計算すると熱伝導率 K は

$$aK = \Lambda \times P \simeq 0.012 \text{ W/m} \cdot \text{K} \quad (3.3)$$

と計算される。以下のシミュレーションではこの値を用いた。

3.1.2 結果

各層の設定において図 3.2 のような結果を得た。図 3.2 は空気層 3 mm の時の結果である。

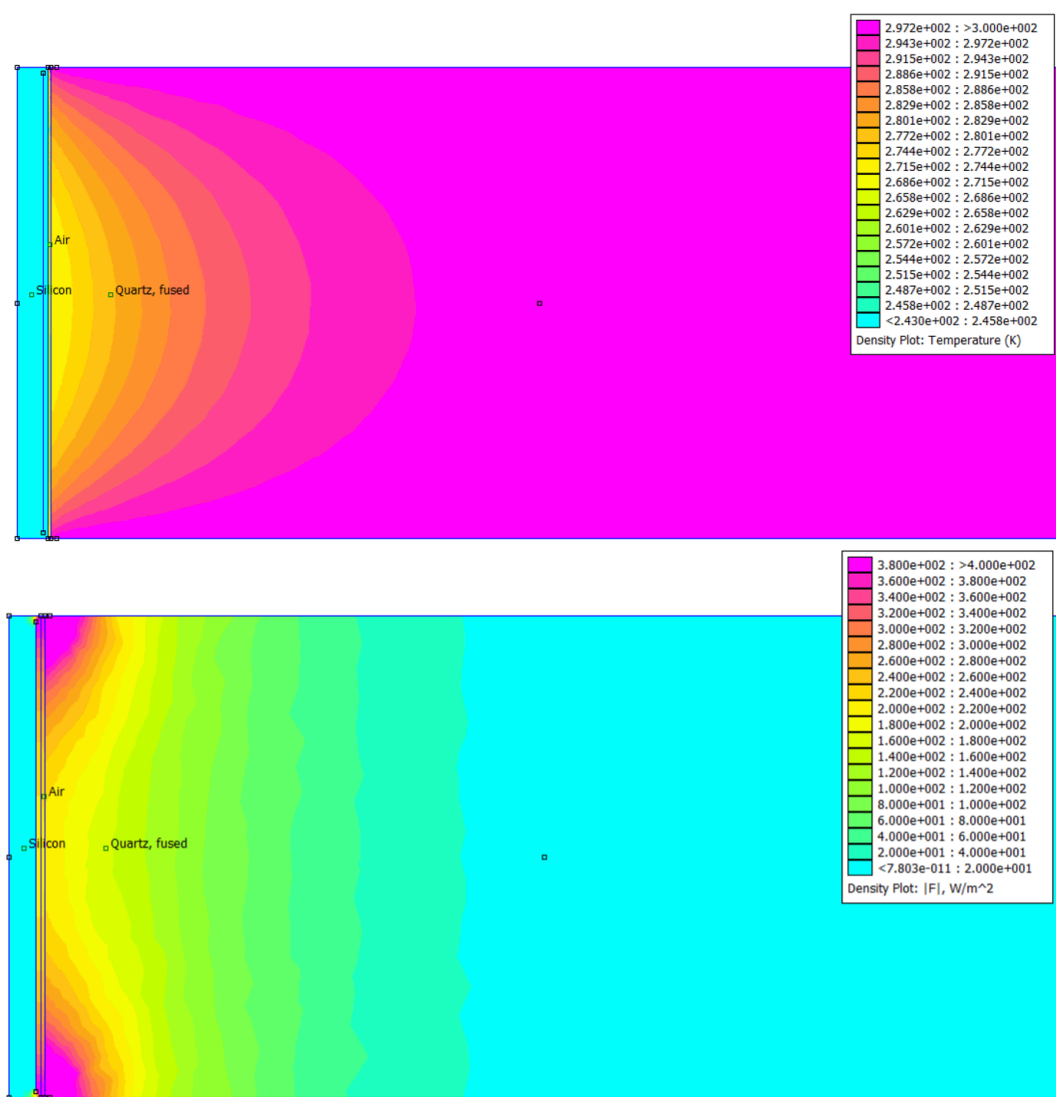


図 3.2: 3mm の空気層を挿入した時の熱シミュレーションの結果。上図は熱平衡状態の温度の分布、下図は熱流量を示す。

このように得られた結果を図3.1で示した線 A と線 B に沿って数値を抽出した。図 3.3は真空層を挿入した時の結果を示し、図 3.4が空気層を挿入した時の結果を示す。

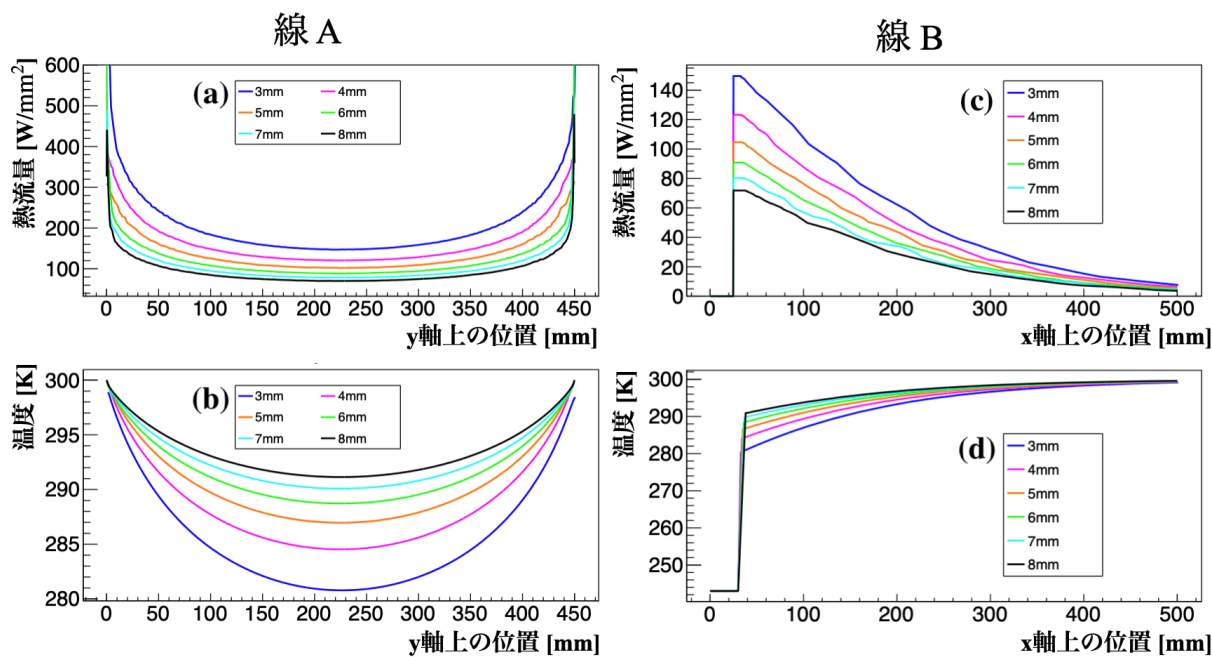


図 3.3: 真空層挿入時の熱シミュレーションの結果。線 A に沿った熱流量は (a)、温度は (b) で示す。線 B に沿った熱流量は (c)、温度は (d) で示す。

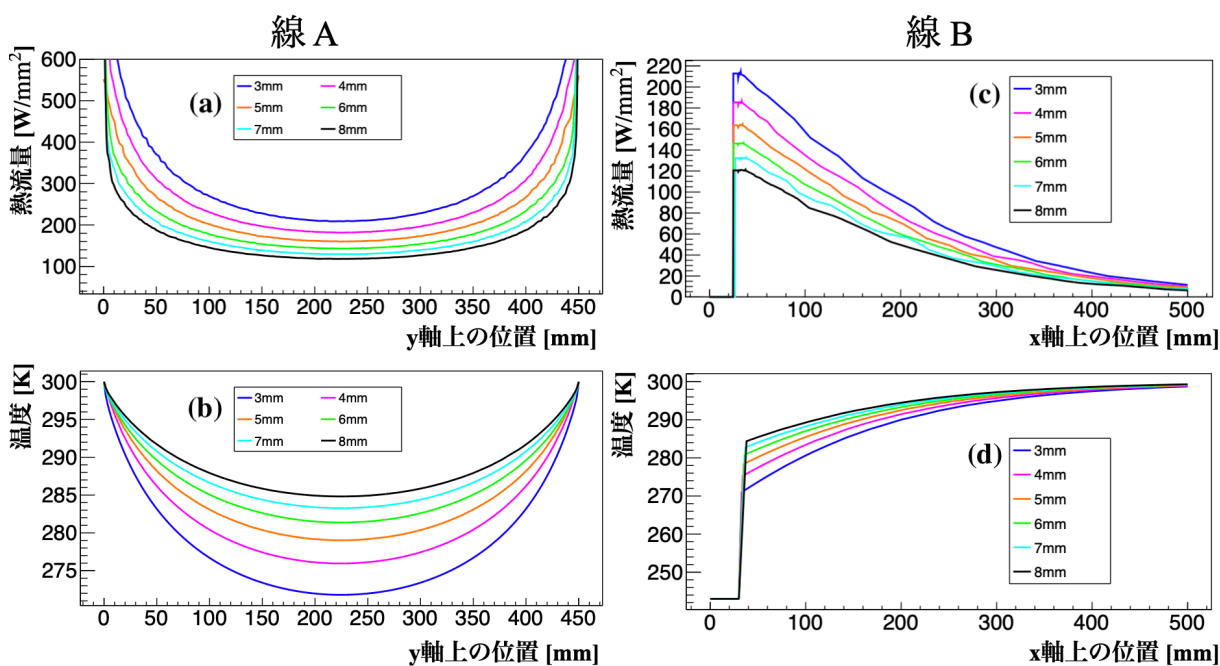


図 3.4: 空気層挿入時の熱シミュレーションの結果。線 A に沿った熱流量は (a)、温度は (b) で示す。線 B に沿った熱流量は (c)、温度は (d) で示す。

3.1.3 考察

シミュレーション結果から図 3.5 のように 1 スロットあたりで 243 K を維持するために必要な熱量を見積もった。これと手計算の結果を比較する。主に石英ガラスと断熱層の間は輻射と対流、断熱層では伝導、断熱層とシリコンでは伝導により熱流量がある。これら 3 つの熱流量が等しくなる熱平衡状態を断熱層 5 mm について考えると真空では 26 W、空気では 43 W と計算できた。これは図 3.5 の 5 mm の結果とおおむね一致し、妥当性のあるシミュレーション結果を得られたと考えられる。

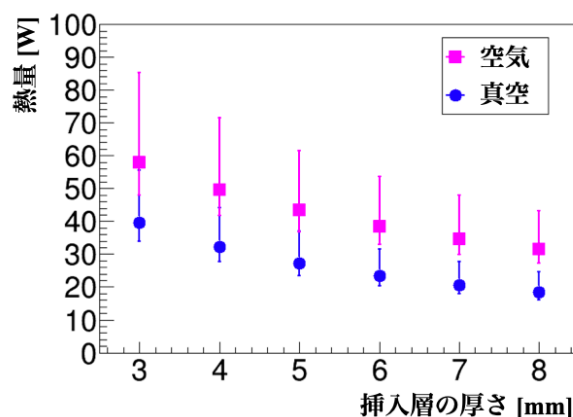


図 3.5: 1 スロット当たりの熱量。両端の効果が大きすぎるため、50 mm から 400 mm の間の値を用いた。点は範囲内で平均、エラーバーの上限と下限はそれぞれ最大値と最小値を表す。

シミュレーションにより、懸念事項の x 軸上 10 mm に当たるプリズム接合部は図 3.3 では全ての厚みで、図 3.4 からは 3 mm と 4 mm を除いて 285 K を上回ることがわかった。エポキシ樹脂の熱膨張率は 4×10^{-5} /K 程度であり、室温から 10 K 程度の変動であれば影響はないと考えられる。また、実装にあたり冷却方法を検討すると 50 W 程度の熱量であれば光検出部の面積と等しいペルチェ素子の冷却能力と同程度である。よって空気層 5 mm で必要な断熱性能を満たすと考えられる。真空と空気の二種類の層についてシミュレーションを行なったが、機械的に当該部分で真空層を作成するのは難しい。よって以下では空気層のみを考慮する。

注意点として本シミュレーションは 2 次元平面で簡略化した TOP カウンターについて行ったため、その見積もりについては不十分である。最終的には冷却機構や複数の SiPM 搭載基盤を保持する治具などの検討と合わせて図 3.6 に示す実際の TOP カウンターの構造を考慮した 3 次元の詳細な熱シミュレーションが必要である。

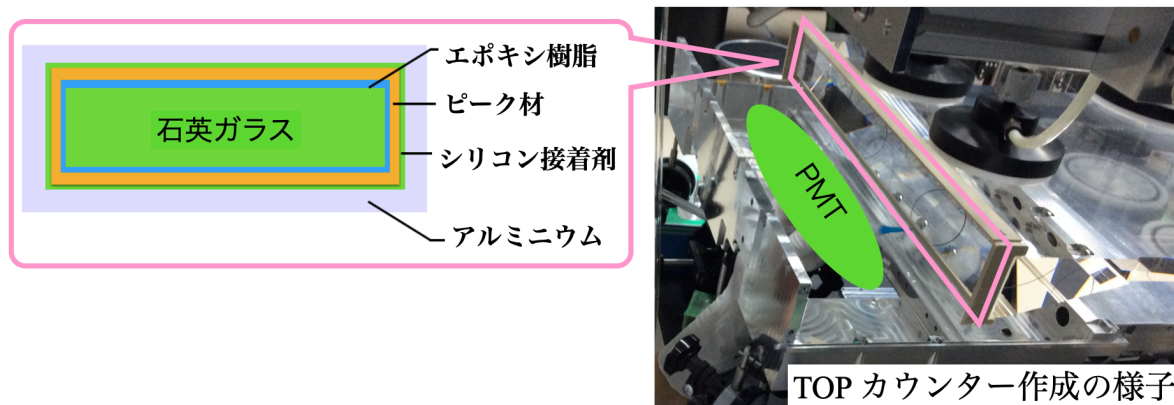


図 3.6: 右図は実際の TOP カウンターの写真。写真に写っているクリーム色の構造物がベーク材。左図は右図のピンク色部分の断面の模式図。

3.2 粒子識別性能のシミュレーション

前節のシミュレーションで見積もった厚みが SiPM を用いた TOP カウンターの粒子識別性能に及ぼす影響について見積もる。

3.2.1 手法

SiPM を実装した TOP カウンターの PID 性能の評価に用いたシミュレーションは先行研究と同様に basf2 (Belle 2 Analysis Software Framework) のマスターブランチ (global tag: master 2020-10-09) をクローンして行った [13]。シミュレーションの流れは以下の通り。

- A. $B \rightarrow K^*(\rightarrow K + \pi^-)\gamma$ のシグナル MC を生成
- B. 任意の空気層を挿入した検出器シミュレーション
- C. 事象再構成
- D. π/K 識別性能の評価

A で用いる過程は先行研究でも PID 性能評価に用いられた B 中間子の稀崩壊で、 B 中間子との質量差から K^* 中間子が高い運動量を持ち、娘粒子である K^+ 中間子と π^- 中間子も高い運動量を持つ。そのため PID が難しい過程の一つとなっている。では SiPM を想定した検出光子数性能のみを変更し、空気層を挿入してシミュレーションを行なった。検出光子数性能変更の妥当性については先行研究で検証された。そこで先行研究と同条件でシミュレーションを行ない再現性のある結果を得たことでシミュレーションに妥当性があると判断した。空気層の挿入は basf2 の機能として組み込まれており、各スロットあたりの乖離率とその幅を指定することができる。本研究では乖離率 100 % として空気層の厚

みを 0 mm から 10 mm まで変更し、SiPM と MCP-PMT の両方についてシミュレーションを行なった。こうして得られた検出器応答から Cにおいて事象再構成を行い、その結果から D で PID 性能を評価した。PID 評価には、実際に TOP に入射した π 中間子に対して π 中間子と正しく判断した割合を示す識別率と、TOP に入射した K 中間子を π 中間子と誤認した誤識別率を用いた。以下では π 中間子の識別率 90 % 時での K 中間子の誤識別率を PID 性能の代表値として使用する。

3.2.2 結果

シミュレーション結果を図 3.7に示す。空気層 0 mm は初期設定の状態である。空気層の増加につれて PID 性能は悪化し、10 mm では 0 mm の 2 倍まで悪化している。

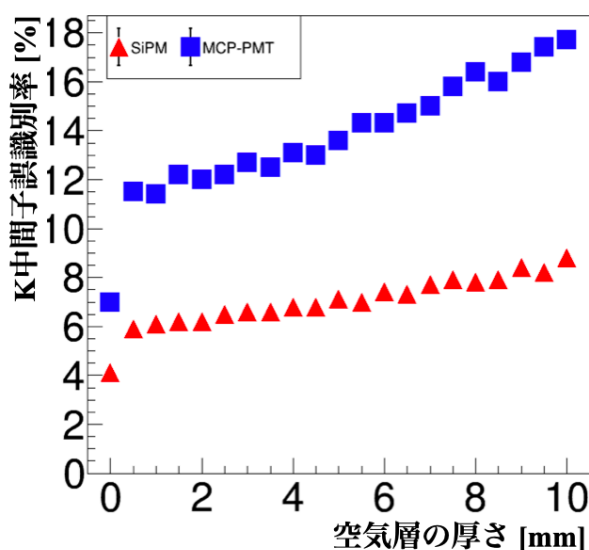


図 3.7: PID 性能のシミュレーションの結果。

3.2.3 考察

図 3.7の結果は空気層の挿入による検出光子数の減少が原因と考えた。そこで、0 mm から 2 mm 毎に検出光子数を確認したのが図 3.8と図 3.9である。先行研究から MCP-PMT を SiPM に置き換えた時、TOP カウンターの性能を決定するのは検出光子数であることが分かっており、0 mm の場合ではどちらも検出光子数の比と式 (1.3) から PID 性能を説明することができる。しかし、図 3.10で示した K 中間子誤識別率と比較してわかるように空気層の増加に伴う検出光子数の低下だけでは PID 性能低下を説明できない。実際、2 mm の場合、0 mm と同様に K 中間子の誤識別率を検出光子数の比から予測すると MCP-PMT で $7.0/\sqrt{0.8} = 7.8$ %, SiPM で $7.0/\sqrt{2.5} = 4.4$ % となり、シミュレーション結果と一致しない。よって PID 性能の悪化は空気層の挿入による検出光子数の減少だけでは説明できないことがわかった。

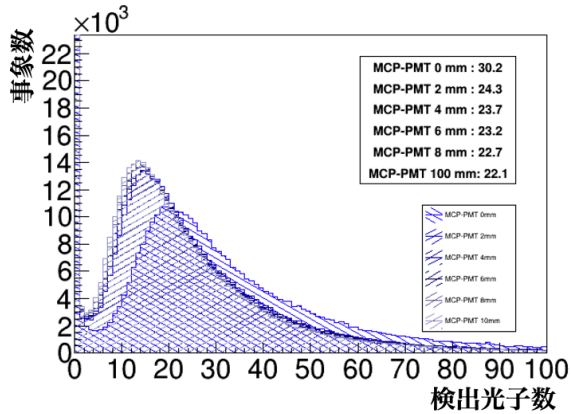


図 3.8: MCP-PMT の検出光子数

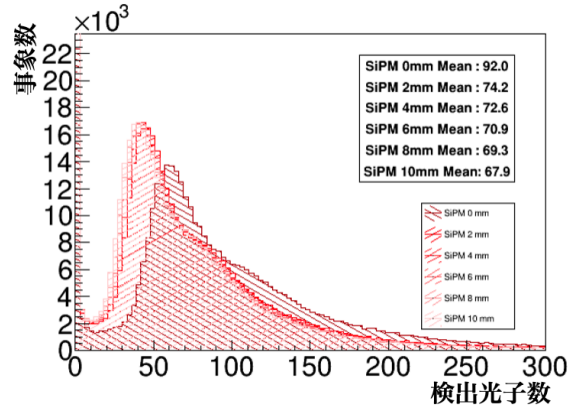


図 3.9: SiPM の検出光子数

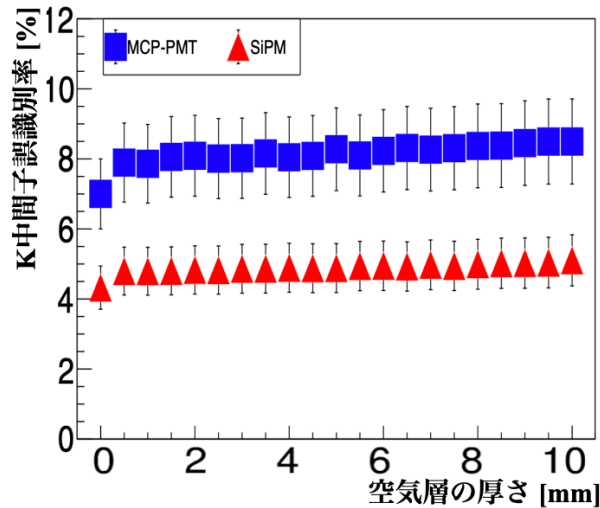


図 3.10: 検出光子数から予測される PID 性能

この原因は石英ガラスと空気の臨界角である 0.75 rad 付近の遅くに観測される光子が減少し、検出光子数 性能を悪化させているためではないかと考えた。まずは全反射による影響を調査するため検出された光子の入射角を調べた。検出光子数 と同様に 0 mm から 2 mm 毎に図 3.11 のように設定した軸設定で、 $z = [100 \text{ cm}, 150 \text{ cm}]$ 、 $\theta = [40^\circ, 60^\circ]$ の範囲に入射した飛跡から出た光子について放出角ごとに光子数を示した。TOP カウンターにおける粒子識別では識別対象飛跡の入射位置や角度に依存して光子の到達時刻や角度が変化し、空気層挿入による影響を評価することが難しくなる。そこで以下では上記の特定の領域に入射した飛跡について分析考察を行う。

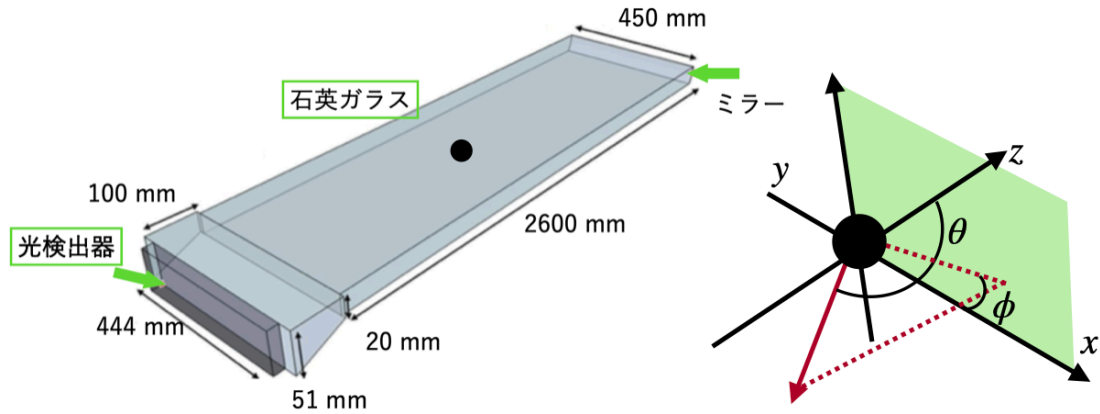


図 3.11: 軸の設定。左図 TOP カウンター上の点が右図原点に相当する。

図 3.12が示すように両検出器において臨界角である $0.75 + 1.7$ rad 未満の検出光子数が極端に減少し、光検出器に対して垂直に入射する光子の割合が増加している。TOP カウンターでは光子放出角は輻射体内の伝搬で概ね保存するため、 x 軸方向の自由度を無視すると直進性の高い光子の割合が増加していると考えられる。シミュレーションで得られた光子放出角の分布と検出光子数分布を元に 1 粒子あたりの検出光子の放出角分布について調査した (図 3.13) ところ、反射により光路が長くなる。

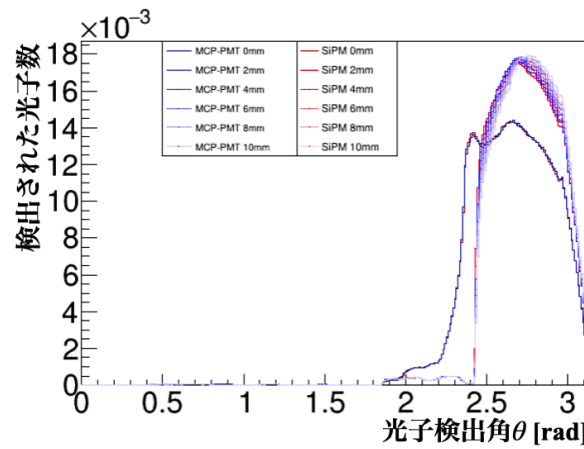


図 3.12: 光子の検出角度 θ 分布。

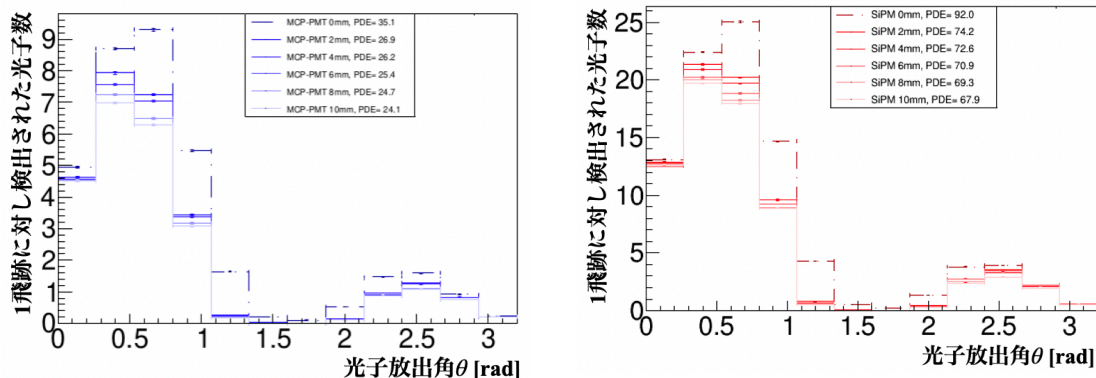


図 3.13: θ 方向についての光子放出角ごとの変化。左図が MCP-PMT、右図が SiPM における結果。

次に到達光子の時間分布に着目した。各荷電粒子について 30 ns 以上遅くに到達した光子は早く到達した光子よりも確率密度関数に粒子種の差が出やすく、PID においてより影響が強い。空気層を入れた場合では、全反射により遅い光子も減少し PID 性能が悪化しているのではないかと考えた。先ほどと同様の飛跡から出た $\theta = [0.5, 2.5]$ rad の放出角を持つ光子について 5 ns ごとに光子数を示したのが図 3.14 である。この範囲の放出角を持つ光子は全反射で検出光子数が減少しやすい。また、1.5 rad より大きな放出角を持つ光子は検出には輻射体端面での反射が必要となり、光路が長く遅い光子が多い。輻射体内の光子の伝搬時間は最短およそ 15 ns であり、今回は考慮していない x 軸方向の自由度を合わせて 20 ns 以降の光子について考える。図 3.14 で 30 ns 以降の光子は MCP-PMT で 3 光子程度、SiPM で 6 光子程度、空気層がある場合に検出光子数が減少している。

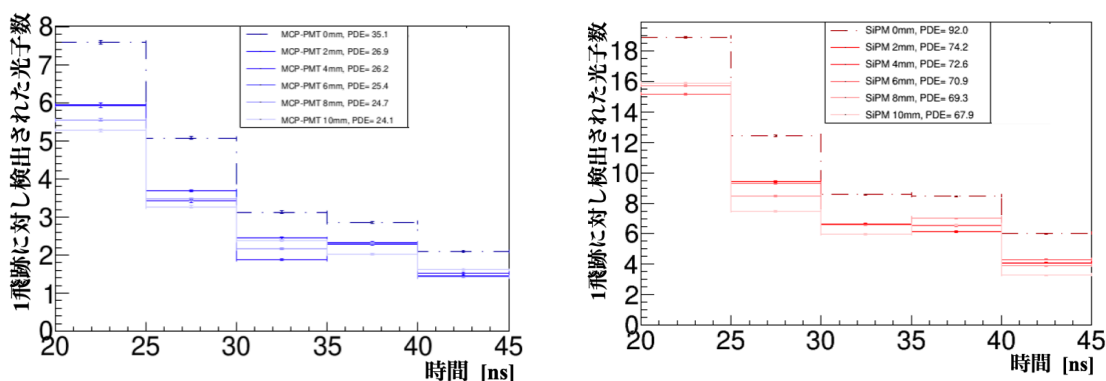


図 3.14: 検出光子数の時間変化。左図が MCP-PMT、右図が SiPM における結果。

図 1.6 では本事象選別と似た入射飛跡であり、30 ns 以降の確率密度関数が粒子種に依存して大きく異なっている。図 3.14 で確認した検出光子数の減少が PID に及ぼす影響について評価するため、尤度計算時に 30 ns 以降の光子数を除去して PID を実施するシミュレーションを荷電 π 中間子と荷電 K 中間子を混合した飛跡に対してシミュレーションで

行なった。このシミュレーションでは $z = [100 \text{ cm}, 150 \text{ cm}]$ 、 $\theta = [40^\circ, 60^\circ]$ の範囲にのみ粒子を入射し、空気層の挿入を行わずにシミュレーションを行った。このシミュレーションで意図した時間選別が作動しているか確認したのが図 3.15 で、シミュレーションの妥当性を確認した。

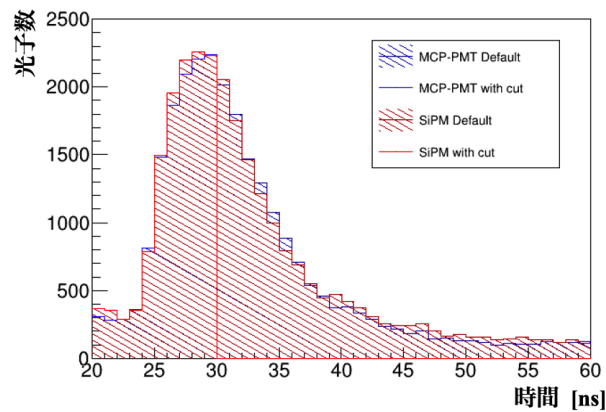


図 3.15: 検出された光子の時間分布。with cut がそれぞれの検出器において 30 ns 以降に検出された光子を除去したシミュレーション。

この時の TOP カウンターの PID 性能は表 3.1 ように、30 ns Cut 条件下で改善した。表 3.1 の Default で誤識別率が図 3.7 と異なるのは入射粒子の飛跡への範囲指定の有無に依存するためであり、指定した領域では PID 性能が悪化しやすいことが知られている。シミュレーション検証のため図 3.16 において 30 ns 以降の光子除去により MCP-PMT で 10 個、SiPM で 18 個の検出光子数の減少を確認した。図 3.14 の空気層 0 mm における 30 ns 以降の検出光子数は MCP-PMT で 8 個、SiPM で 20 個程度で図 3.16 と大きく矛盾しない。よって今回確認した範囲では空気層の挿入において PID 性能が悪化するのは 30 ns 以降の遅い光子が原因ではないことがわかった。一方、30 ns 以降の光子が TOP カウンターの粒子識別性能を悪化させている可能性が示唆された。今後飛跡の範囲を拡大し、本シミュレーション結果を検証すると共に TOP カウンターの粒子識別性能改善の可能性についても研究を行う。

		表 3.1: 結果	
		K 中間子の誤識別率 [%]	検出光子数 [個/事象数]
MCP-PMT	Default	18.8 ± 0.5	35 ± 6
	30 ns Cut	12.4 ± 0.4	25 ± 5
SiPM	Default	17.2 ± 0.5	77 ± 9
	30 ns Cut	12.3 ± 0.4	59 ± 8

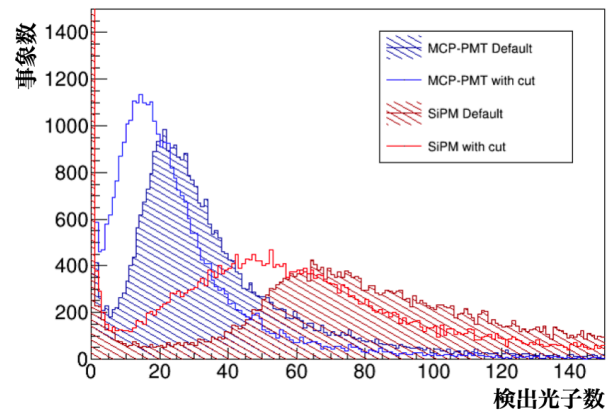


図 3.16: 検出光子数の変化

第4章 1 光子時間分解能測定

SiPM の実装可能性を検証するために以下の状況で 1 光子時間分解能 (Single-photon time resolution : SPTR) の測定を行なった。使用した SiPM の諸特性は表 4.1の通り。

表 4.1: SiPM の諸特性

	SiPM A (S13361-3050)	SiPM B (J-Series(30035))
降伏電圧 (V_{br}) [V]	53 ± 5 @25°C	$24.5^{+0.2}_{-0.3}$ @21°C
V_{op} [V]	$V_{br} + 3.0$	$V_{br} + 2.5$
降伏電圧の温度依存性 [mV/°C]	54	21.5
最低動作保証温度 [°C]	-20	-40
ピクセルピッチ	50	35
ピクセル数	3584	5676
開口率 [%]	74	75
窓材	エポキシ樹脂	ガラス
窓材の屈折率	1.55	1.53
感度波長範囲 [nm]	320 - 900	200 - 900
端子間容量 [pF]	320	Slow Out : 1070 Fast Out : 40

4.1 磁場中での測定

磁場中での動作安定性を確認するため、SiPM A を用いた SPTR の測定を行なった。

4.1.1 手法

磁石は図 4.1の KEK 北カウンターホールの双極電磁石を使用した。磁束密度は電流に依存して線形に変化するため、磁束密度のスキャンは電流値を変更することで行なった。



図 4.1: 北カウンターホールの双極電磁石

セットアップは図 4.2 の通り。光量は ND フィルターを用いて 1 光子レベルに調節した。この時 SiPM A は -58 V で動作させた。



図 4.2: 磁場中での SPTR 測定のセットアップ

信号の読み出しは表 4.2 を用いて図 4.3 のように組んだ。先行研究で有用性が示された $2\text{ }\mu\text{s}$ の VETO システムも用いた [13]。

表 4.2: 磁場中での SPTR 測定使用機器

モジュール等	型番	スペック
Discriminator	Phillips Scientific MODEL708	立ち下がり時間:<1.0 ns
Clock generator	Kaizuworks KN270	1 -10 MHz
Gate generator	Kaizuworks KN 15000	パルス幅: 20 ns-1 s 連続可変
CAMAC crate controller	TOYO CC/7700	
CAMAC octal TDC	Kaizuworks KC3781A	分解能: 25 ps/count (@フルスケール 100 ns)
CAMAC 12ch ADC	HOHSHIN C1113-029	分解能: 0.25 pC/count
Laser	HAMAMATSU C10196	
Amplifier A	COSMOWAVE LNA3984WS-L2	増幅率:×150
Amplifier B	HAMAMTSU C5594-22	
Power supply (Amp.B)	TEXIO PA80-1B	
Power supply (Amp.A)	KENWOOD PW18-1.8AQ	
Power supply (SiPM A)	HAMAMTSU	

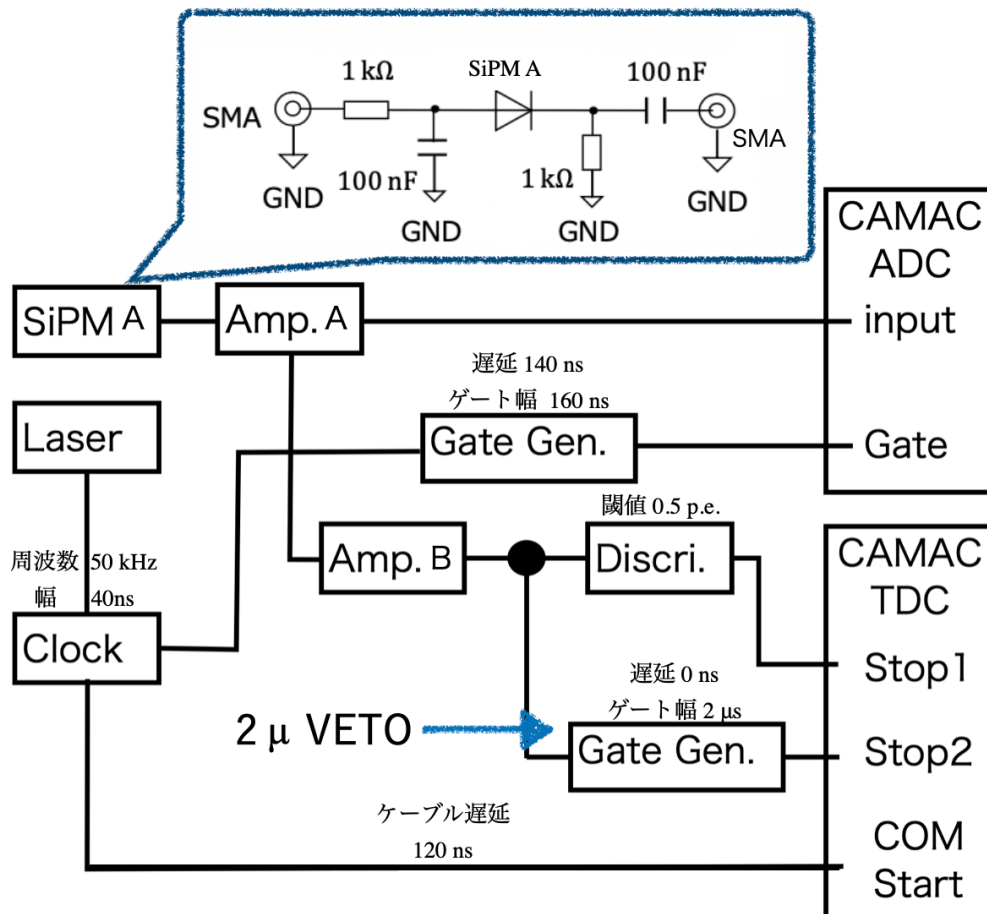


図 4.3: 磁場中での SPTR 測定のセットアップ

4.1.2 結果

実際に得られた信号の例が図 4.4 である。また、この時得られた TDC-ADC 分布が図 4.5 である。ADC 分布から 1 光子の ADC カウントのピークを決定し、そのピーク内に入るデータについて SPTR を測定した。

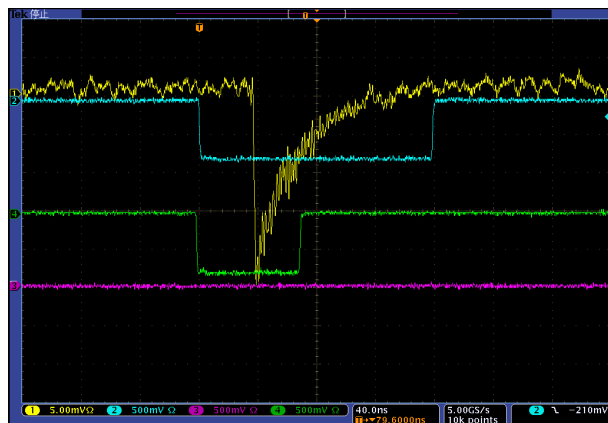


図 4.4: 磁場中での測定で得られた波形。黄は ADC への入力、青は ADC のゲート、緑は TDC へ入力する Discri. の出力。

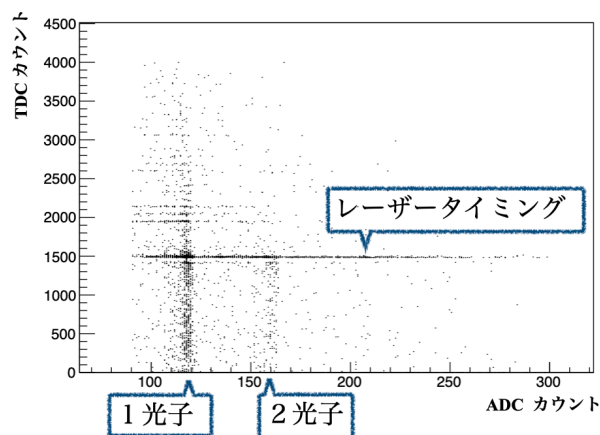


図 4.5: 磁場中での測定で得られた ADC-TDC 分布。

こうして得られた SPTR は図 4.6 の通り。SPTR を求めるため

$$f = \frac{C_1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma^2}\right) + \frac{C_2}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_2)^2}{2\sigma^2}\right) + C_3 \quad (4.1)$$

を用いてフィッティングを行い、式 (4.1) を 1 つガウス関数としてその FWHM からシグマを計算した。図 4.6 でフィットした時の SPTR は 90 ± 1.5 ps であった。

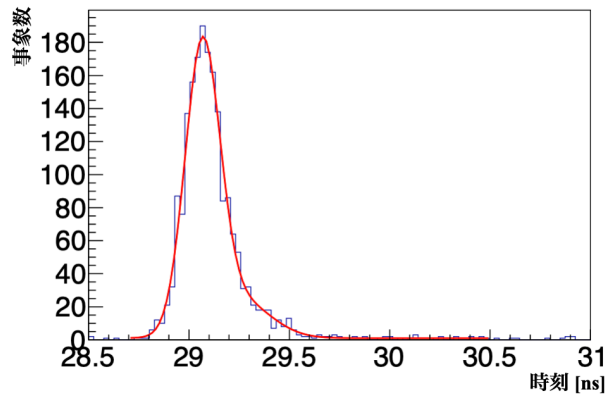


図 4.6: 磁場中での測定で得られた TDC 分布。青は得られた TDC のヒストグラム、赤は式 (4.1) でフィットした結果。

図 4.7は各磁束密度ごとの SPTR の測定結果である。

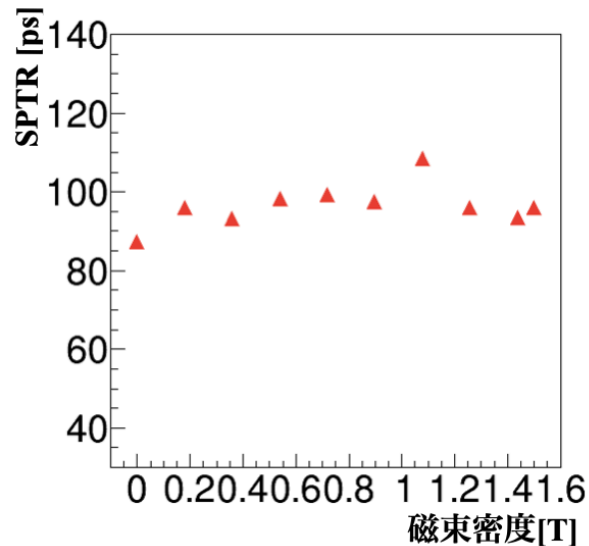


図 4.7: SPTR の磁束密度依存性

測定結果は先行研究で測定された室温での SPTR 97 ps と同程度である。磁束密度中での SPTR の変動は TOP カウンターの性能に影響を及ぼすものではないことが明らかになった。

4.2 波形解析の導入

ビームバックグラウンドなどの増加によりパイルアップも増加する。このパイルアップはベースラインのふらつきを増加させ TDC-ADC による測定では SPTR の悪化が予想される。そこで 1 事象毎にベースラインを決定できる波形解析を導入し、ベースライン変動が SPTR に及ぼす影響の低減を試みる。この環境を再現するため暗箱内部に赤色 LED

を設置し、背景光子を入射して SiPM A を用いて SPTR を測定した。LED は電圧により制御したため、その光量は再現性を持たない。そこで 1 光子 ADC カウントを用いて入射した光子数を評価した。以下のノイズにはダークカウントと LED 由来の背景光子からの信号を含んだものを指す。

この効果を検証するため TDC-ADC とデジタイザーによるデータ取得を行い SPTR を比較した。また実際の運用を想定して、室温 26 °C だけでなく低温 −20 °C でも測定を行なった。−20 °C は SiPM A の動作保証環境の最低温度である。

4.2.1 動作電圧の決定

SiPM の降伏電圧は温度依存性を持つため、図 4.8 のように動作温度毎に降伏電圧を求めた。SiPM A では取得した ADC データの 1 光子カウントと 2 光子カウントを用いて印加電圧毎に相対増幅率を求め、1 次関数によるフィッティングから降伏電圧を求めた。26 °C ではスペックシートと無矛盾な測定結果を得た。また、降伏電圧の温度依存性から −20 °C での降伏電圧を予測すると 50.5 ± 5 V と測定結果と無矛盾であり、両温度において妥当な測定を行えた。スペックシートでは降伏電圧の +3 V を推奨動作電圧としているため、以下の SiPM A を用いた実験では室温 (26 °C) で −55.1 V、低温 (−20 °C) で −52.5 V を動作電圧とした。

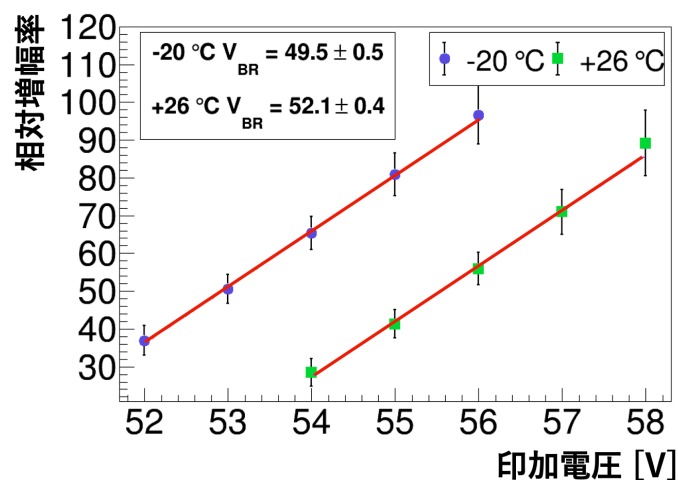


図 4.8: SiPM A の HV スキャン結果。実際には負の電圧を印加している。

4.2.2 TDC-ADC による測定方法

初めに TDC-ADC による測定を行なった。測定は 4.1 節の測定ベンチとは別に恒温槽内部にセットアップを用意して測定を行なった。表 4.3 を使用して 4.1 節と類似したセットアップを図 4.9 のように組んだ。この時 LED 光子を入射しない状態で 4.1 節の測定と同程度の SPTR を得ることができるよう調節した。

表 4.3: 背景光子入射環境での SPTR 測定使用機器

モジュール等	型番	スペック
Discriminator	Kaizuworks 不明	
Clock generator	Kaizuworks KN270	1 -10 MHz
Dual Gate generator	Kaizuworks KN 15000	パルス幅: 20 ns - 1 s 連続可変
CAMAC crate controller	Weiner CC-USB CAMAC Controller	
CAMAC octal TDC	Kaizuworks KC3781A	分解能: 25 ps/count (@フルスケール 100 ns)
CAMAC 12ch ADC	Kaizuworks 不明	分解能: 0.25 pC/count
Laser	珠電子 LDB-200	FWHM 約 50 ps、 波長: 275 nm
Amplifier A	COSMOWAVE LNA3984WS-L2	増幅率: ×150
Inversion and Amplifier	TEXAS Instruments OPA855DSGEVM	増幅率: 1.1 倍
TTL to NIM	LEVEL Adapter KN-200	
Power supply (SiPM)	TEXIO PA80-1B	
Power supply	TEXIO PW18-1.8AQ	

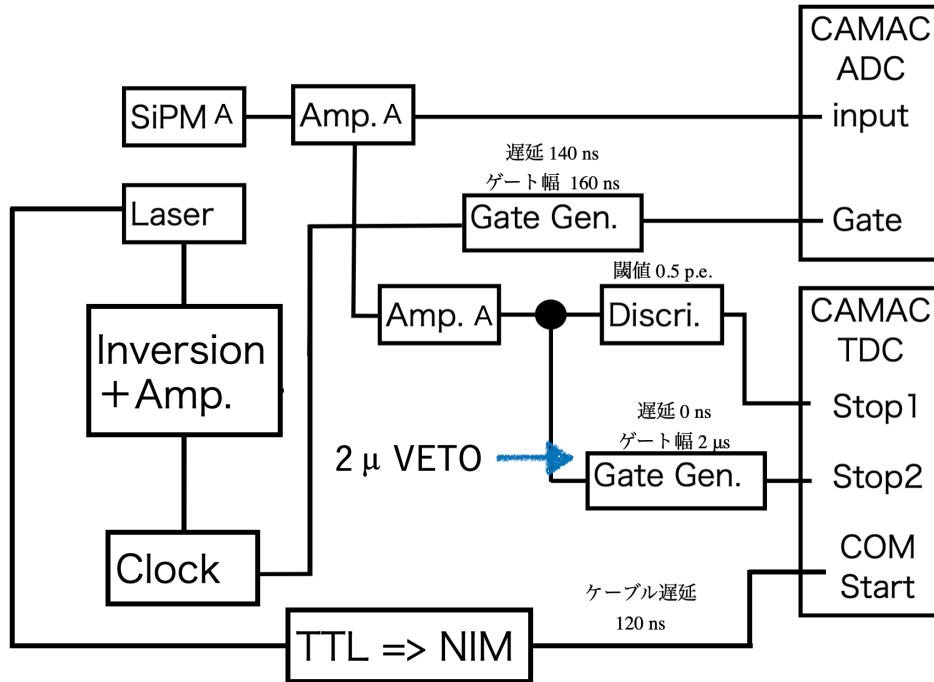


図 4.9: 背景光子入射環境での SPTR 測定のセットアップ

4.2.3 波形解析 による測定方法

波形解析を導入するため、DRS4 を搭載した図 4.10の BBTX-112 をデジタイザーとして用いた。このデジタイザーは 5 GHz で電圧情報をサンプリングすることができる。

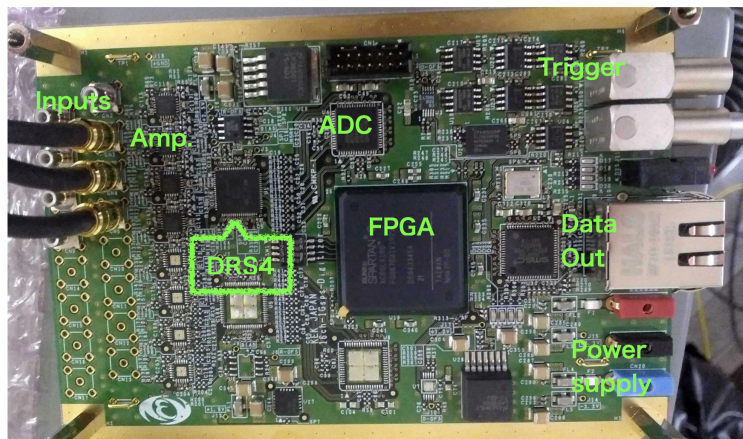


図 4.10: BBTX-112

このデジタイザーを用いて図 4.11のようにセットアップを組んだ。使用機器は表 4.3と同様である。

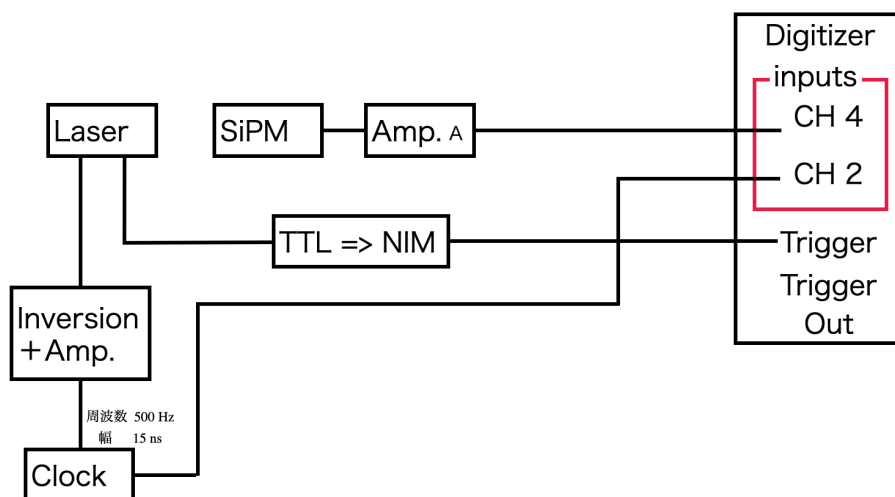


図 4.11: デジタイザーを用いたセットアップ

4.2.4 結果

TDC-ADC を用いた測定において得られた結果は 4.1.2節と同様に測定結果を取得することができた。デジタイザーを用いた測定においては図 4.12の測定結果を得た。

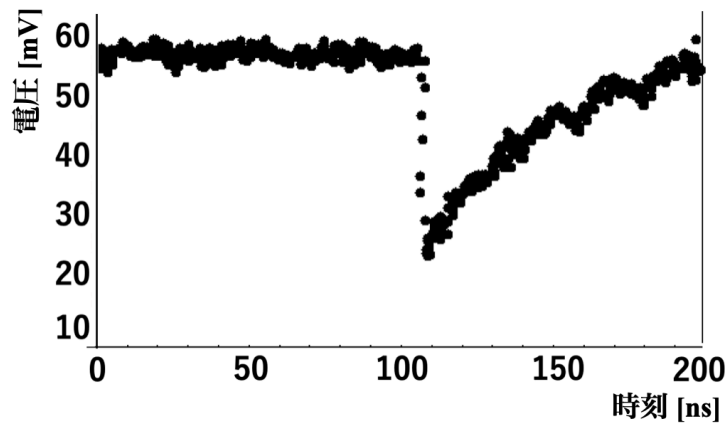


図 4.12: デジタイザーで取得した 1 波形の例

デジタイザーは 200 ps ごとにサンプリングを行っているが、実際には各サンプル毎に時間間隔が若干異なる。これを補正するのがタイムベースコレクションである。今回はパルスジェネレーターで生成されたガウス型波形を 33 ns 間隔で入射した時に SPTR 4.6 ps を得ることができた補正データを用いて補正した。

補正後、信号の到達時刻を以下の方法で取得した (図 4.13)。始めにデータからベースライン (赤線) と最下点の電圧 (緑点) を求めた。次に電位差から半波高の電圧 (赤点の電圧) を求め、その前後のサンプル (2 つの青点) を求めた。そして前後のサンプル (2 つの青点) から一次関数を利用し、信号の到達時刻 (赤点の時刻) を導出した。最後に図 4.14 のように得られた時刻を用いて TDC-ADC と同様に SPTR を評価した。背景光子がない状態での SPTR 測定結果は図 4.14 で、 85.8 ± 0.3 ps だった。

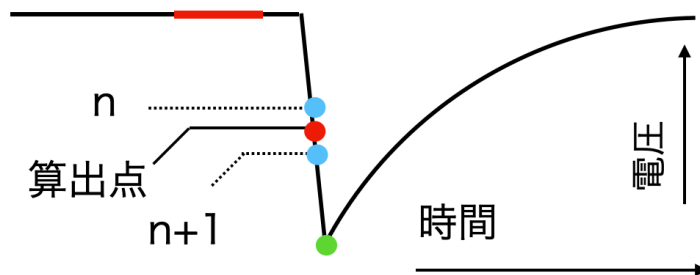


図 4.13: 信号の到達時刻の取得方法

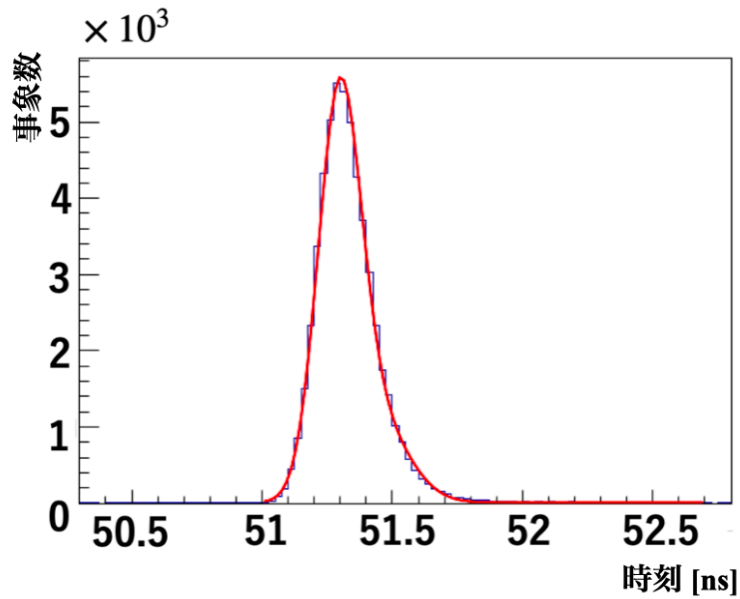


図 4.14: デジタイザーで取得したデータの時間分布

4.2.5 考察

得られた SPTR をノイズごとに評価した結果が図 4.15 である。先行研究による測定から低温で 0.01 MHz 程度、室温で 0.2 MHz 程度のダークカウントを含むと予想される。両環境下で TDC-ADC を用いた解析で SPTR が 2 MHz で 160 ps 程度まで悪化した。一方、デジタイザーを用いた解析により SPTR の悪化が 100 ps 以下に抑制でき、目標とする SPTR を達成した。

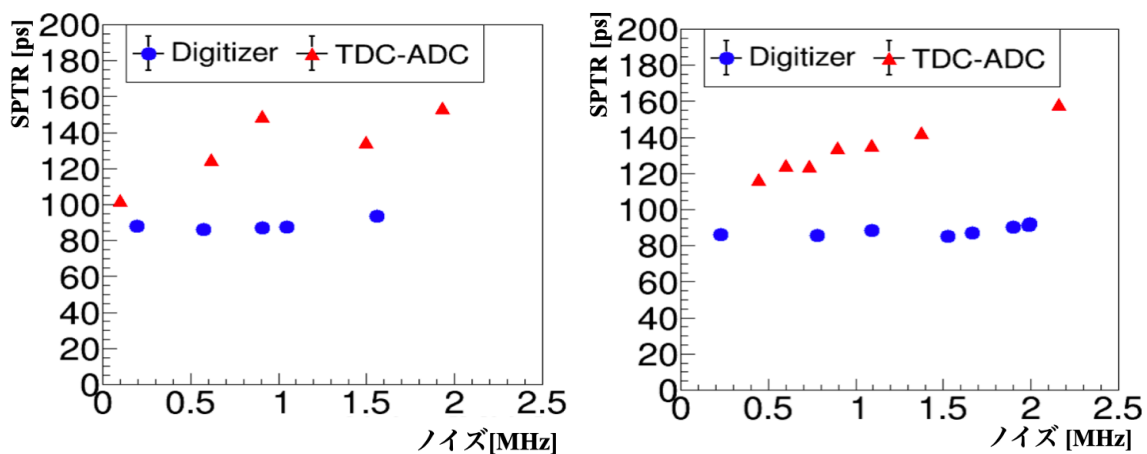


図 4.15: 背景光子入力時の結果。両図において赤は CAMAC、青はデジタイザーによるデータ取得の結果。左図は室温環境での結果、右図は低温環境での結果を示す。

SPTR の悪化が抑制できたのは波形解析の導入によりノイズによるベースライン変動

の影響が低減されたと考えられる。そこで低温時にデジタイザーで取得したデータを用いて、LED 光子の増加によるベースラインへの影響を調べた。図 4.16 は取得したデータに対するベースラインフィットの結果をヒストグラムにした時の標準偏差の変遷である。ノイズ最大の 2 MHz では 4 倍に増加していることがわかる。

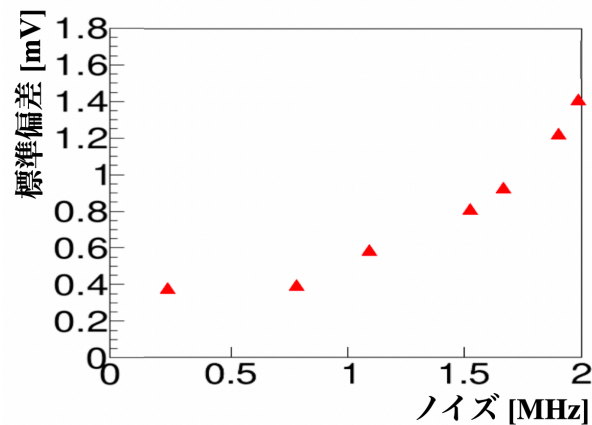


図 4.16: 低温環境時のベースライン分布変化

この変化が SPTR に及ぼす影響を評価した。標準偏差と時刻取得時に使用した 1 次関数から得られた立ち上がり速度 -0.01 mV/ps から信号到達時刻の振れ幅を試算したのが図 4.17 である。ベースラインのふらつきによって TDC-ADC のデータ収集方法では信号到達時刻がノイズ 2 MHz で最大 160 ps 揺らぐことがわかった。

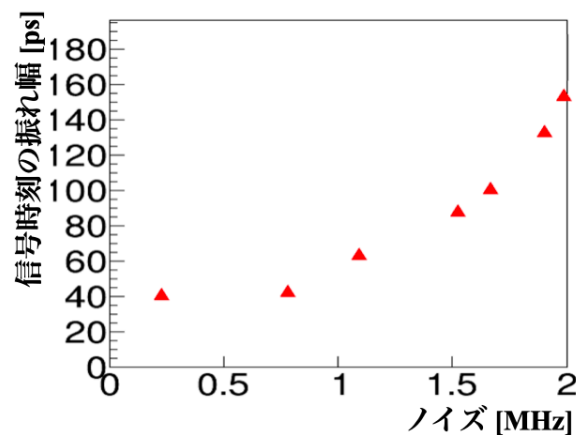


図 4.17: 低温環境時のベースライン分布変化

この影響は図 4.18 のように理解できる。ノイズが少ない環境ではデータ取得方法に依らずベースラインの揺らぎが少なく、決定した 1/2 波高の閾値の時刻を正確に測定できた。しかしノイズの増加によりベースラインが揺らぎ、TDC-ADC では決定した閾値からずれた時刻を記録したため時間分解能が悪化したと考えられる。一方波形解析では 1 イベント毎に波形からベースラインを決定することで TDC-ADC より正確に閾値の時刻を記録することができる。よって SPTR の悪化を抑制できたと考えられる。

ベースラインが動揺しない場合



ベースラインが動揺する場合

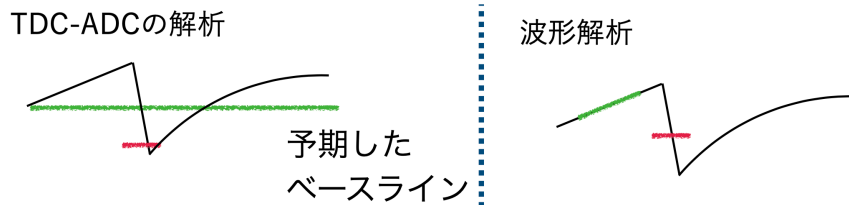


図 4.18: 波形解析によりベースラインの変動を打ち消す様子

4.3 出力波形の短い SiPM

SiPM A では信号の立ち上がりから立ち下がりまで 110 ns 程度と出力波形が長いため、パイルアップの影響が大きくなりやすい。そこで 3 ns 程度の出力波形を持つ SiPM B を用いて SiPM A と同様の実験を行いその効果を検証した。

4.3.1 手法

SiPM B の測定でセットアップは前節と同様のものを用いた。ただ検出器直後の回路については図 4.19に変更されている。また、SiPM B の二種類の出力波形を記録するため図 4.11のデジタイザーの ch 6 に ch 4 と同様の読み出しを増設した。

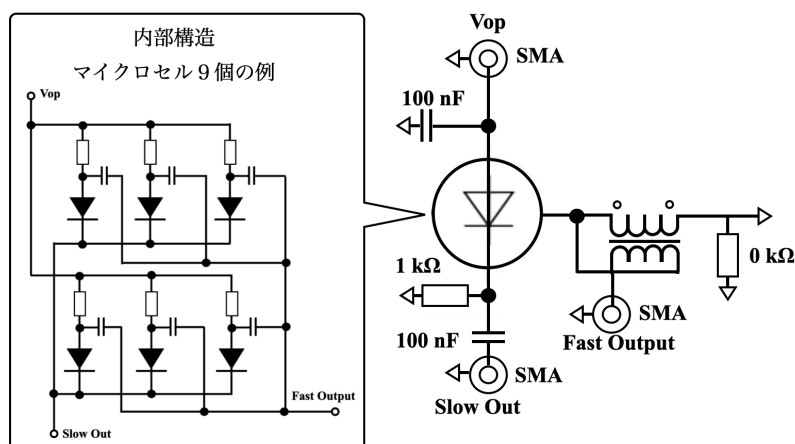


図 4.19: SiPM B の内部回路と外部回路

Slow Output (SO) は SiPM A と同様の出力波形で、Fast Output (FO) はテールの短い出力となっている（図 4.20）。

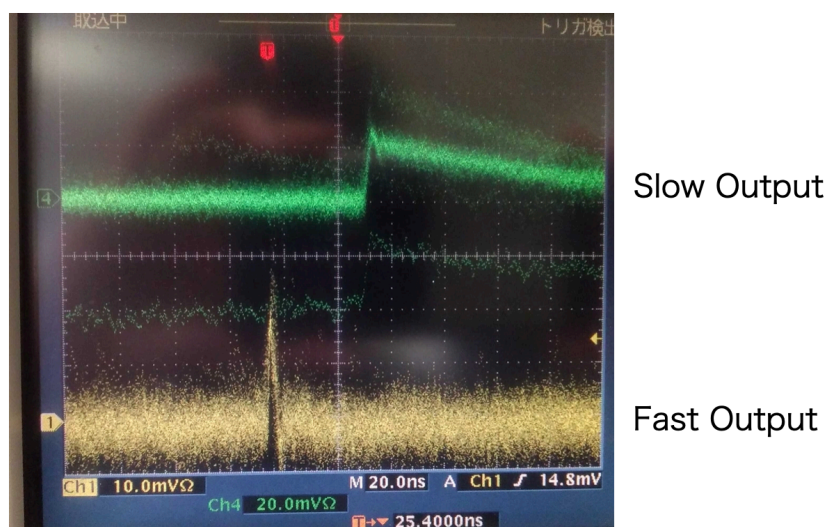


図 4.20: SiPM B の出力波形

1 光子の判断は図 4.21 のように両出力から波高情報を取得し、その 2 次元分布を用いた。

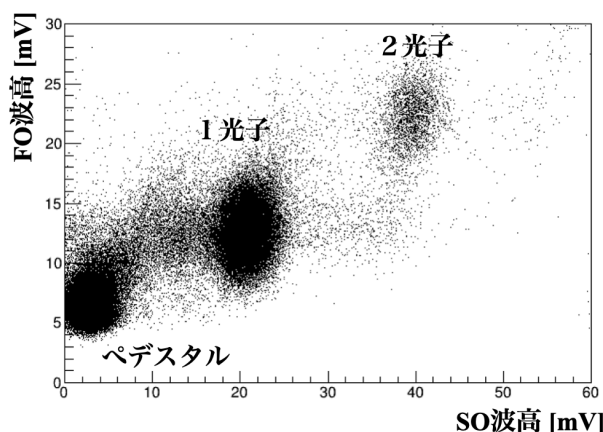


図 4.21: SiPM B の波高分布

4.3.2 動作電圧の決定とダークカウントの測定

SiPM B ではデジタイザーで取得した FO 波高データから 1 光子波高と 2 光子波高を用いて印加電圧毎に相対増幅率を求め、図 4.22 のようにフィッティングから降伏電圧を求めた。降伏電圧の温度依存性から室温 (26 °C) での降伏電圧を予測すると $24.6^{+0.2}_{-0.3}$ V で妥当な測定結果を得た。また、同様に低温 (-40 °C) での降伏電圧を予測すると $23.7^{+0.2}_{-0.3}$ V とであり、両温度において妥当な測定を行えた。スペックシートでは降伏電圧の +2.5 V で SiPM A と同程度の増倍率となるため、以下の SiPM B を用いた実験では 26 °C で 26.3 V、-40 °C で 25.1 V を動作電圧とした。-40 °C は動作保証環境の最低温度である。

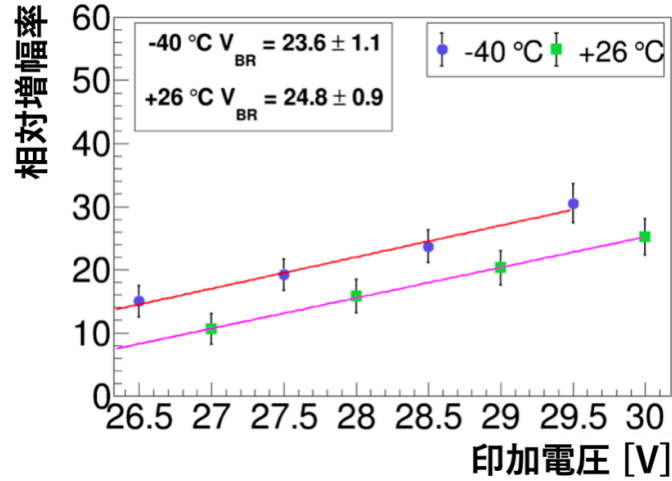


図 4.22: SiPM B の HV スキャンの結果

LED 光によるノイズの増加量を評価するため SiPM B の動作電圧を用いて 26 °C と −40 °C の両環境下でダークカウントを含む測定系由来のノイズレベルを測定した。各動作温度で LED 光とレーザーの入射を行わず、以下で行うレーザー光の入射実験と同様のセットアップで測定を行った。ペDESTALを削除するため両環境下で図 4.23 のように FO 波高 5 mV 以上、SO 波高 9 mV 以上の条件を課している。この時の測定結果は表 4.4 で、室温ではスペックシートによる予想と同程度となった。また、低温では SiPM A におけるダークカウントの測定と同様に 1 桁ダークカウントが減少した。

表 4.4: ダークカウントの測定結果

	26 °C	−40 °C
信号数	98453	7343
ダークカウント [kHz/SiPM]	445±21	33±6

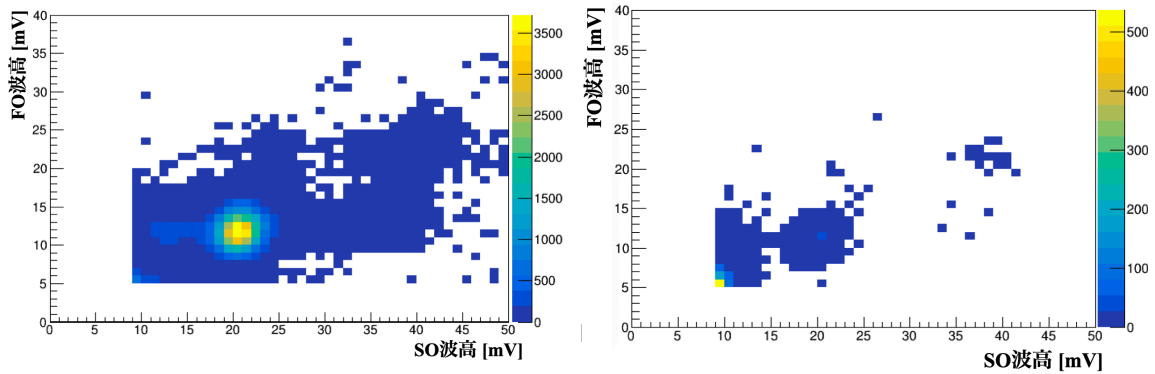


図 4.23: 測定系ノイズレベルの測定結果。左図は室温環境での結果、右図は低温環境での結果を示す。

4.3.3 結果

4.2節と同様に LED 光子を追加してノイズ量を増加させ、その時の SPTR を波形解析により両環境下で測定した。各ノイズレートにおける測定結果は図 4.24 の通り。4.3.2 節の測定から、 -40°C で 0.03 MHz 、 26°C で 0.4 MHz 程度のダークカウントを含むと予想される。 26°C ではノイズの増加に伴って SPTR は 160 ps 程度まで悪化した。一方 -40°C では、 3 MHz までノイズを入射しても初期値 130 ps 程度の SPTR を達成することができた。

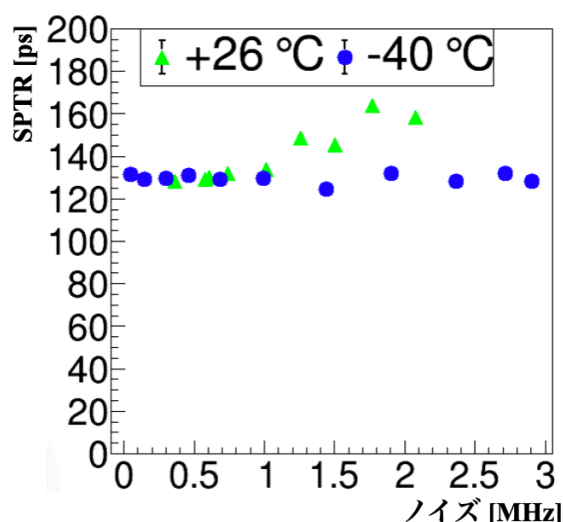


図 4.24: SiPM B のノイズスごとに SPTR を測定した結果

4.3.4 考察

出力波形の長さがベースラインのふらつき及ぼす影響を評価するため、取得したシグナルタイミングのデータについてベースラインのふらつきの大きさを図 4.25 に示す。図 4.16 と比較してノイズの増加による標準偏差の増加量は同程度のノイズレベルで $1/10$ 程度に抑制され、短い出力波形に期待した特性が発揮された。同様に解析した 4.2.5 節でベースラインの標準偏差が 1.6 mV まで増加したとしても SPTR を維持できているため、今後さらにノイズを増加しても SPTR を保つことができると予測される。

一方、同程度の増倍率において SiPM B では SiPM A と比較して SPTR が 30 ps 以上悪化した。この原因を考察するため室温状態でのベースラインのふらつきを比較したところ 0.1 mV 程度増加した。図 4.26 で波形を確認すると SiPM B は SiPM A と比較して 2 倍以上ベースラインが太い。この揺らぎと SiPM A と同様に求めた信号の立ち上がり速度 -0.0095 mV/ps から時間的な揺らぎを求めると SiPM A では 40 ps 、SiPM B では 60 ps とベースラインの変動により SPTR が最大で 20 ps 悪化しうることがわかった。

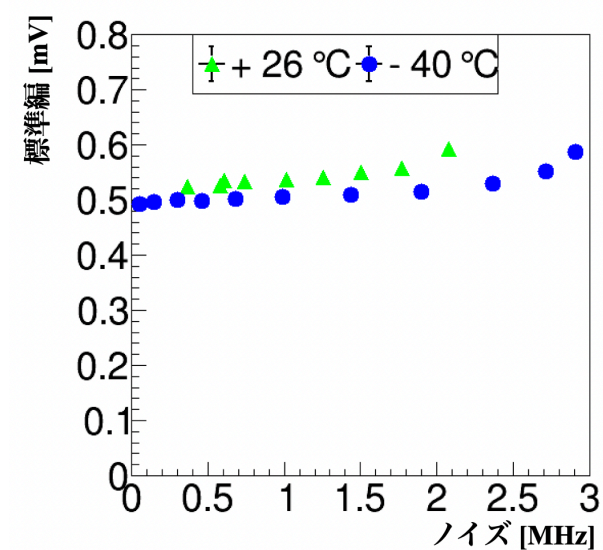


図 4.25: SiPM B のベースラインのふらつき

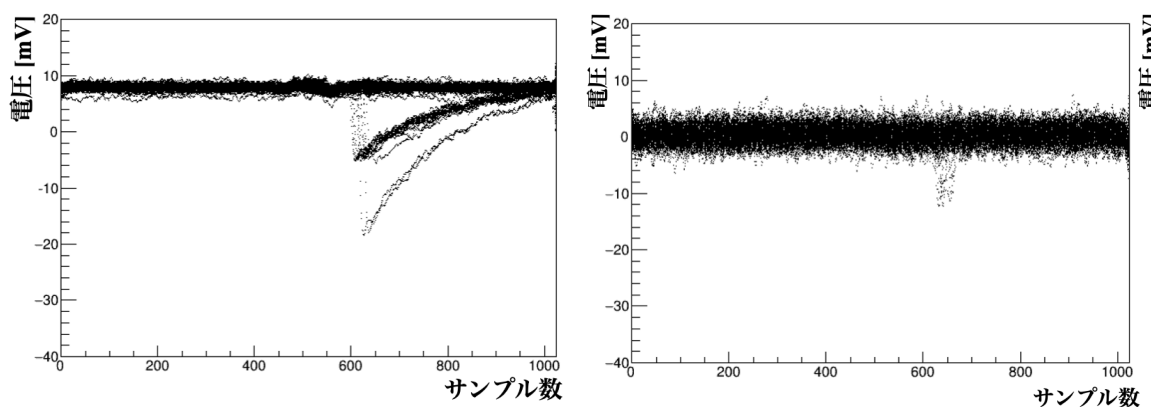


図 4.26: デジタイザーで取得した波形を 100 事象ずつ表示した。左図は SiPM A 、右図は SiPM B の波形。

今後使用する読み出し基板の改良によりベースラインの変動を抑制できる可能性がある。また、本実験では 2 つの SiPM の増倍率を同程度になるように動作電圧を設定したため、動作電圧の上昇によっても SPTR の改善が見込まれる。しかしこの他の構造的な要因が SPTR に及ぼす影響が大きい場合、SiPM B の使用は SPTR に要求される性能から難しいと考えられる。

第5章 結論と展望

我々は 50 ab^{-1} の統計量蓄積後に検討されているアップグレード計画を見据え、Belle II 実験 TOP カウンターの SiPM での運用を検討している。現行の MCP-PMT と異なり SiPM は積算出力電荷で劣化しないという特徴を持つ。一方でダークカウントの増加や中性子損傷は不可避の問題であり、TOP カウンターの性能に影響することが予想される。

SiPM を実装するにはダークカウントの増加や中性子損傷の影響を低減して運用するため、先行研究から低温環境での運用は必要になると考えられる。そこで低温運転の実現のため熱遮蔽に必要な光検出器と輻射体の遮熱層厚を熱シミュレーションを用いて見積った。極めて単純な検出器構造とペルチェ素子での冷却を考慮すると 50 W 程度の熱流量となる空気層 5 mm 以上が必要であるとわかった。そこで空気層の挿入と光子検出効率を SiPM のものへの差し替えを行い、TOP カウンターの PID 性能をシミュレーションした。空気層 5 mm で誤識別率 $7.1 \pm 0.2 \%$ と、現在の TOP カウンターにおける誤識別率 $7.0 \pm 0.2 \%$ と同程度の性能が得られることがわかった。空気層の挿入で全反射が生じ検出光子数の減少するため PID 性能が低下することが、検出光子数の減少だけでは PID 性能の低下は説明できない。そこで PID 性能に重要な 30 ns 以降の遅い光子の減少が原因であると考え、検証のためシミュレーションを行ったが予想に反して PID 性能は向上し、原因とはならないことがわかった。

次に想定される運用環境の一つである磁場中での安定性を確認した。磁束密度を変化させて測定した SPTR は先行研究における室温での測定結果と大きな差はみられなかった。よって TOP カウンターの性能に影響を及ぼさないレベルの変動であることがわかった。

実際の実験では高信号頻度環境においてベースラインの揺らぎによる SPTR の悪化が予想される。この影響を抑制するため波形解析による読み出しと短い出力波形の有効性を想定されるルミノシティバックグラウンドを上回る 2 MHz のノイズ環境で検証した。この時、TDC - ADC 読み出しによるデータ取得においてダークカウントのみで 100 ps であった時間分解能は 160 ps まで悪化した。これは高信号頻度によるベースライン変動に起因しすると考え、この影響を低減するためデジタイザーを用いた波形読み出しを導入した。これにより同程度の信号頻度で最大 $93.4 \pm 0.4 \text{ ps}$ の時間分解能を得ることができ、目標 100 ps を下回った。加えてさらなるパイルアップの影響を低減を見込んで、出力波形が短い SiPM B を用いて同様の実験を行い、 3 MHz の信号頻度環境で 130 ps の時間分解能を維持することができた。この SPTR は SiPM A と比較して悪いが、読み出し基板の改良などで改善する可能性もある。しかし SiPM の内部構造に起因する可能性もあり、SPTR が改善しない場合この SiPM を使用するのには難しいことがわかった。

本研究により、冷却環境下で想定されるルミノシティバックグラウンドを上回る信号頻度で TOP カウンターの性能の維持に必要な SPTR を達成し、SiPM への置換が不可能ではないことを明らかにした。今後は要求される SPTR を達成する SiPM の検討

や読み出し周りの改良に関する研究、冷却機構の構築を含めた詳細なシミュレーションによる熱計算と中性子照射実験によるダークカウントの抑制方法の検討などが必要になる。また、TOP カウンターの粒子識別における 30 ns 以降の遅い光子の役割についても研究を進める必要がある。

謝辞

本研究においては、飯嶋徹教授、居波賢二准教授、堀井泰之准教授、吉原圭亮特任准教授、鈴木一仁特任講師、加藤悠司特任助教をはじめ、当研究室の先生方や先輩方、同期諸氏には大変お世話になりました。飯嶋徹教授には会議などのご指摘を通してより大局的な視点から研究を捉え直す機会をいただき、研究に深みを出すことができました。そして居波賢二准教授には TOP カウンターの粒子識別手法についてご教示いただくと同時に、時間分解能測定を行う上で技術的な助言を頂きました。吉原圭亮特任准教授と鈴木一仁特任講師、加藤悠司特任助教には研究結果の効果的な見せ方について数多くの助言を頂きました。堀井泰之講師には研究室会議等の場で日頃のグループ会議では得られない視点からのご指摘を数々頂きました。また、同研究室の児島一輝さんにはシミュレーション手法やその構造についてお忙しい中教えていただきました。同研究室の大久保亮吾さんと鷺見一路さんには測定後の解析手法について相談させていただき数々の有効な助言をいただきました。最後になりましたが、皆様のおかげで研究活動が実り多いものとなりました。この場をお借りして御礼申し上げます。

参考文献

- [1] Georges Aad, Tatevik Abajyan, Brad Abbott, Jalal Abdallah, S Abdel Khalek, Rosemarie Aben, B Abi, M Abolins, OS AbouZeid, H Abramowicz, et al. *Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data*, volume 726. Elsevier, 2013.
- [2] JP Lees, V Poireau, V Tisserand, J Garra Tico, E Grauges, M Martinelli, DA Milanes, A Palano, M Pappagallo, G Eigen, et al. *Search for CP violation in the decay $\tau^- \rightarrow \pi^- K_s^0 (\geq 0\pi_0) \nu_\tau$* , volume 85. APS, 2012.
- [3] Yuval Grossman and Yosef Nir. *CP violation in $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm K_S \nu$ and $D^\pm \rightarrow \pi^\pm K_S$: the importance of K_S - K_L interference*, volume 2012. Springer, 2012.
- [4] Kazunori Akai, Kazuro Furukawa, and Haruyo Koiso. *SuperKEKB collider*, volume 907. 2018. Advances in Instrumentation and Experimental Methods (Special Issue in Honour of Kai Siegbahn).
- [5] Kodai Matsuoka. The Belle II Experiment: Status and Prospects. <https://indico.cern.ch/event/868940/contributions/3813745/>, July 2020.
- [6] Emi Kou, Phillip Urquijo, W Altmannshofer, F Beaujean, G Bell, M Beneke, II Bigi, F Bishara, M Blanke, C Bobeth, et al. *The Belle II physics book*, volume 2019. Oxford University Press, 2019.
- [7] 児島 一輝. Belle II 実験 TOP カウンターの光子検出能力の評価に基づく長期運用手法の確立. Master's thesis, 名古屋大学大学院理学研究科, Mar. 2020.
- [8] K. Inami. MCP-PMT production for Belle II TOP detector and further R&D. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 936:556–557, 2019. Frontier Detectors for Frontier Physics: 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- [9] Hamamatsu Photonics. 光半導体素子ハンドブック 第 03 章 Si APD、MPPC. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/03_handbook.pdf.
- [10] T Tsang, T Rao, S Stoll, and C Woody. Neutron radiation damage and recovery studies of sipms. *Journal of Instrumentation*, 11(12):P12002, 2016.
- [11] 古井孝侑. Belle II ARICH 検出器のアップグレードに向けた 光検出器 MPPC の研究. Master's thesis, 東京大学, January 2020.

- [12] 佐藤良紀. COMET 実験のトリガー検出器に用いる新型 SiPM の中性子耐性評価試験. Master's thesis, Mar 2021.
- [13] 前原真心. 高検出効率光検出器 SiPM による チェレンコフ光検出器 TOP カウンターの改良. Master's thesis, 名古屋大学, Mar 2021.
- [14] D. Celeste, A. Curioni, A. Fazzi, M. Silari, and V. Varoli. B-RAD: a radiation survey meter for operation in intense magnetic fields. 14(05):T05007–T05007, may 2019.
- [15] Finite Element Method Magnetics. <https://www.femm.info/wiki/Documentation/>.