

修士論文

Belle II 実験 TOP カウンター用光検出器 MCP-PMT の  
環境依存性評価

名古屋大学理学研究科  
理学専攻  
高エネルギー素粒子物理学研究室

学籍番号 262301283

小森涼太郎

## 概 要

Belle II 実験は重心系エネルギー 10.58 GeV 付近で電子と陽電子を衝突させて B 中間子を生成し、標準理論の精密検証や新物理探索、新たなハドロンの状態の探索を行っている。測定精度向上のため、大量の B 中間子が必要であり、2035 年までに積分ルミノシティ  $50 \text{ ab}^{-1}$  のデータ量を蓄積することを目指して現在運転中である。

Belle II 実験で用いられている粒子識別装置 TOP カウンターは、石英輻射体と光検出器 Micro-Channel-Plate (MCP)-PMT から構成されるリングイメージング型チェレンコフ検出器であり、電子と陽電子の衝突で生成される K 中間子と  $\pi$  中間子を識別する。MCP-PMT は K/ $\pi$  中間子の識別に必要な  $\sigma \sim 34 \text{ ps}$  の優れた 1 光子時間分解能を持つ一方で、積算出力電荷量の増加とともに量子効率 (QE) が徐々に低下し、粒子識別性能が低下する難点がある。そこで、先行研究において、QE 低下の原因となる増幅過程でのイオンフィードバックを抑制する MCP-PMT の製造法が検討され、実験の長期運転休止期間中に改良型 MCP-PMT への交換を順次進めることとしていた。しかし、衝突データに基づき評価した相対 QE は予想以上に急激な低下を示した。そのため、原因の特定と有効な対策が求められる。

そこで、長期運転休止間中に TOP カウンターから取り外した MCP-PMT の QE を実験室で測定した。その結果、衝突データを用いて測定した QE の低下が確かめられた。次に予想以上の QE 低下の原因究明のため、温度の違いに着目した。寿命測定試験時では室温 ( $25^\circ\text{C}$ ) であり、実機中では  $40 - 50^\circ\text{C}$  になる可能性がある。そこで、取り外した PMT に対して温度を  $25^\circ\text{C}$ 、 $40^\circ\text{C}$ 、 $50^\circ\text{C}$  と変えて寿命測定を行った。その結果、実験中に得たほどの大きな QE 低下は確認できなかった。次に磁場の有無に着目した。測定ベンチでは 0 T で、実機では 1.5 T で QE を測定している。しかし、寿命測定には時間を要するため、まずはアフターパルス測定を行い、磁場と光電面を劣化させる原因となり得るイオンの関係を調べた。その結果、同程度のゲインで 1.5 T の方が 0 T に対して光電面に到達する水素、ヘリウムイオンに起因する信号の数が 2.1 倍から 3.3 倍に増加していることが明らかになった。次に、0 T と 1.5 T の環境で寿命測定を行った。その結果、1.5 T の方が 0 T の環境と比べて 1.3 倍から 3.2 倍早く QE が低下することがわかり、実験中に得られた QE 低下の一部を説明することができた。

本研究を通じて MCP-PMT の温度と磁場による影響を確認し、今後の MCP-PMT の運用に重要な知見を得ることができた。

# 目次

|                                         |           |
|-----------------------------------------|-----------|
| <b>第 1 章 Belle II 実験</b>                | <b>1</b>  |
| 1.1 ハドロン物理                              | 1         |
| 1.2 Belle II 実験の概要                      | 2         |
| 1.2.1 SuperKEKB 加速器                     | 2         |
| 1.2.2 Belle II 検出器                      | 2         |
| 1.3 TOP カウンター                           | 3         |
| 1.3.1 TOP カウンターの構造                      | 3         |
| 1.3.2 TOP カウンターの粒子識別原理                  | 5         |
| 1.4 光検出器 MCP-PMT                        | 6         |
| 1.4.1 MCP-PMT の特性                       | 6         |
| 1.4.2 MCP-PMT の課題と対策                    | 8         |
| 1.5 TOP カウンターの運転状況                      | 9         |
| 1.6 衝突データを用いた量子効率測定方法                   | 9         |
| <b>第 2 章 Belle II 実験で使用した光検出器量子効率測定</b> | <b>12</b> |
| 2.1 測定ベンチにおける量子効率測定方法                   | 12        |
| 2.2 QE 測定結果                             | 14        |
| 2.3 衝突データとテストベンチの QE の比較                | 15        |
| <b>第 3 章 高温環境中の寿命測定</b>                 | <b>18</b> |
| 3.1 温度による QE の急激な低下の説明                  | 18        |
| 3.2 寿命測定のセットアップ                         | 18        |
| 3.3 積算出力電荷の測定結果                         | 19        |
| 3.4 寿命測定の測定結果                           | 20        |
| 3.5 実機の QE 低下と高温環境中の寿命測定の QE 低下の比較      | 21        |
| <b>第 4 章 磁場中のアフターパルス測定</b>              | <b>24</b> |
| 4.1 磁場による MCP-PMT の特性変化                 | 24        |
| 4.2 アフターパルス測定の動機                        | 24        |
| 4.3 アフターパルスの理論計算                        | 25        |
| 4.4 アフターパルス測定のセットアップ                    | 27        |
| 4.5 Gain の測定結果                          | 28        |
| 4.6 波形解析                                | 29        |
| 4.7 磁場の有無とアフターパルスの量の比較                  | 31        |
| <b>第 5 章 磁場環境中の寿命測定</b>                 | <b>33</b> |
| 5.1 磁場中の寿命測定のセットアップ                     | 33        |
| 5.2 積算出力電荷の測定結果                         | 34        |

|                                              |           |
|----------------------------------------------|-----------|
| 5.3 実機の QE 低下と磁場環境中の寿命測定の QE 低下の比較 . . . . . | 34        |
| <b>第 6 章 結論</b>                              | <b>36</b> |

# 第1章 Belle II実験

## 1.1 ハドロン物理

ハドロンはクォークとグルーオンから構成されており、それらの相互作用は量子色力学 (QCD) によって記述される。QCD は高エネルギー領域では摂動的に扱うことが可能である一方、ハドロンの構造やスペクトルに関わる低エネルギー領域では非摂動的効果が支配的となる。そのため、ハドロン構造を第一原理計算から理論的に解明することは難しく、実験による測定結果が重要な役割を果たす。これまでに実験で発見された多くのハドロンは構成子クォークモデルによって良く説明されてきたが、近年、チャーム、ボトムクォークを含む系で、このモデルで説明できないエキゾチックハドロンの候補が次々と報告されている。このようなハドロンに対して図 1.1 で示すような様々な現象論的モデルが提案されているものの、全ての状態を統一的に説明できる理論は存在していない。そこで、各ハドロンの質量、幅、量子数、崩壊分岐比、崩壊モードなどを精密に測定し、ハドロン構造を理解するために必要な情報を増やしていく。

Belle II 実験はチャーム・ボトムクォークを含む重いエキゾチックハドロンの研究において有力な実験環境を提供する。本実験は、重心系エネルギーを 11GeV 付近まで設定することが可能であり、幅広いエキゾチックハドロンの候補粒子に対して高統計なデータを取得することができる。例えば  $\Upsilon(10753)$ 、 $\Upsilon(5S)$ 、 $\Upsilon(6S)$  状態が挙げられる。これらの状態は Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) 則で抑制されるはずの崩壊モード  $\pi\pi\Upsilon(nS)$  が支配的であるという特異な性質を持つ。このような異常な崩壊特性は、通常のボトムonium状態では説明が難しく、ボトムoniumハイブリッドやテトラクォークといったモデルが考えられている。これらのモデルの検証のため、Belle 実験および Belle II 実験のデータを用いて質量や幅などの測定が行われている [1][2]。

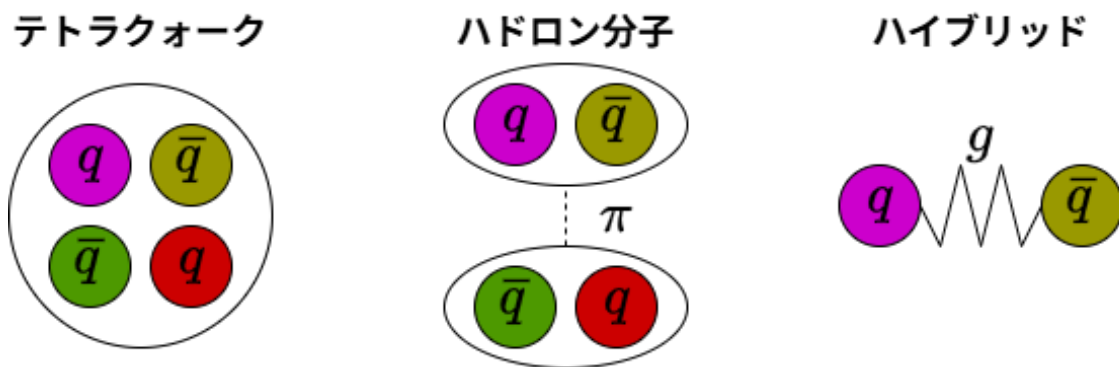


図 1.1: エキゾチックハドロンのモデル例

## 1.2 Belle II 実験の概要

Belle II 実験では SuperKEKB 加速器 (図 1.2) で電子と陽電子を衝突させ、Belle II 検出器 (図 1.3) で衝突によって生じた様々な粒子を測定している。

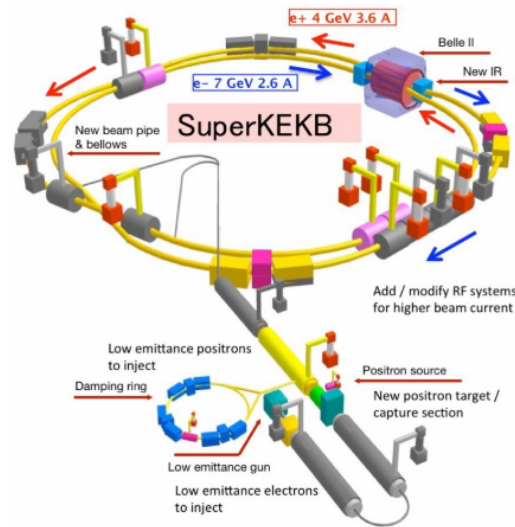


図 1.2: SuperKEKB 加速器

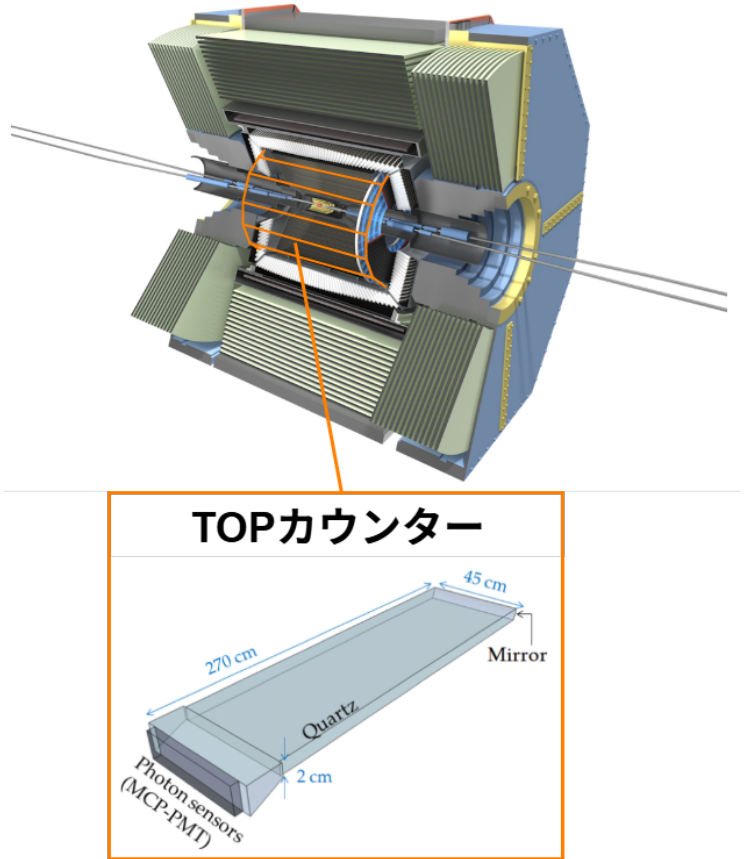


図 1.3: Belle II 検出器

### 1.2.1 SuperKEKB 加速器

7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 10.58$  GeV で衝突させている。このエネルギーは  $\Upsilon(4S)$  の共鳴エネルギーに相当し、約 96 % の確率で B 中間子対に崩壊する。そのため、例えばエキゾチックハドロン候補である  $X(3872)$  のように、B 中間子の崩壊から生じる粒子に対して、精密測定を行うことが可能となる。また、 $\sqrt{s} = 10.86$  GeV、11.02 GeV に変更し、ボトムクォークを含んだ新しいハドロン状態も探索できる。

### 1.2.2 Belle II 検出器

Belle II 検出器は衝突点の周辺に配置された複数の検出器群で、生成された粒子の位置や運動量、エネルギーの測定を行うと同時に粒子識別も行っている。各検出器の名称と役割を衝突点に近い順に概説する。

**崩壊点検出器 (Vertex detector, VXD)**

VXD は内側 2 層のピクセル検出器 (Pixel detector, PXD) と外側 4 層のシリコンストリップ検出器 (Silicon vertex detector, SVD) で構成された半導体検出器である。荷電粒子が通過した際に生じる電子・正孔対を電気信号として読み出すことで荷電粒子のヒット位置が分かる。このヒット情報から飛跡を計算して崩壊点を再構成する。

#### 中央飛跡検出器 (Central drift chamber, CDC)

CDC はヘリウムとエタンを混合したガスとアルミワイヤーで構成された検出器である。荷電粒子が通過すると混合ガス中の分子を電離してイオン対を生成し、アルミワイヤーに印加した電圧によって電子雪崩を引き起こす。この増幅された電気信号をアルミワイヤーで読み出すことで CDC 内を通過した粒子の飛跡情報を読み出している。また CDC 内部にかかっている 1.5 T の磁場によって荷電粒子の飛跡が曲げられ、その曲率半径から通過した粒子の運動量を測定している。加えて、ガス中でのエネルギー損失を測定することで、低運動量の荷電粒子の識別も行っている。

#### Time-of-propagation (TOP) カウンター

TOP カウンターは Belle II 検出器の円筒部にある石英輻射体と光検出器 Micro-Channel-Plate (MCP)-PMT で構成された検出器である。荷電粒子が石英輻射体を通過した時に発生するチェレンコフ光の伝播時間から荷電  $\pi$  中間子と荷電 K 中間子の粒子識別を行う。詳細については次節で述べる。

#### Aerogel ring imaging cherenkov detector (ARICH)

ARICH は Belle II 検出器の円底部にあるエアロゲルの輻射体と光検出器 HAPD (Hybrid Avalanche Photo Detector) で構成された検出器である。荷電粒子が輻射体を通過した際に発生するチェレンコフ光を HAPD で検出することでリングイメージを再構成している。このリングイメージの半径からチェレンコフ光の角度を測定し、荷電  $\pi$  中間子と荷電 K 中間子の粒子識別を行っている。

#### 電磁カロリメータ (ECL)

ECL は CsI(Tl) 結晶シンチレータと PIN フォトダイオード (PIN-PD) で構成された検出器である。シンチレータに入射した電子や光子が電磁シャワーを起こし、エネルギーが損失する。その際に生じるシンチレーション光を PIN-PD で検出し、光子や電子のエネルギーを測定している。

#### $\mu$ 粒子・中性 $K_L$ 中間子検出器 (K-Muon detector, KLM)

KLM は鉄板と荷電粒子を検出するためのプラスチックシンチレータと高抵抗電極板検出器で構成されたサンドイッチ構造の検出器である。KLM を通過した粒子によって鉄との相互作用が異なり、電磁シャワーの形状に違いが生じる。この情報と内部の飛跡検出器に残した飛跡の有無によって粒子を識別している。

## 1.3 TOP カウンター

### 1.3.1 TOP カウンターの構造

TOP カウンターは Belle II 検出器の CDC の外側 (衝突点から 1900 mm の位置) に 16 台設置された荷電  $\pi$  中間子と荷電 K 中間子の粒子を識別する検出器である。Quartz Bar Box (QBB)、石英輻射体、光検出器、読み出し回路で構成されている (図 1.4)。

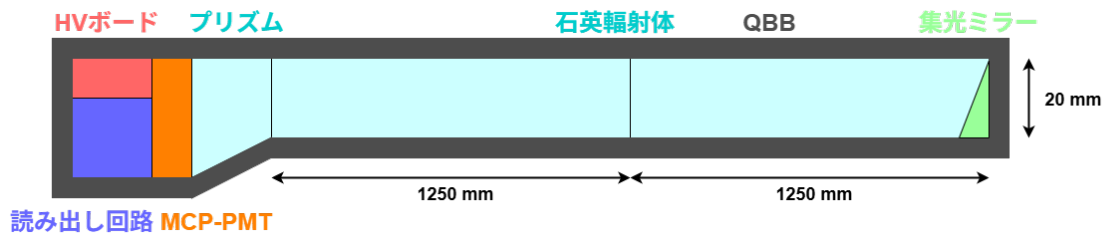


図 1.4: TOP カウンターの構造

## QBB

2つの石英輻射体、光検出器、読み出し回路、そしてHV ボードを収めるアルミ製の筐体である。石英輻射体を支えるハニカム構造、読み出し回路の冷却機構、光検出器の接着面を確認する CCD カメラが搭載されている。

## 石英輻射体

1250 mm × 450 mm × 20 mm の石英輻射体 2 枚と、集光ミラー、プリズム が光学接着されている。石英輻射体で発生したチェレンコフ光は全反射を繰り返してプリズムへ到達し、その先の光検出器で光信号が読み出される。

## 光検出器

光検出器には MCP-PMT を使用している。MCP-PMT の詳細な構造や検出原理などについては次節で述べる。図 1.5、1.6 のように MCP-PMT 4 つを 1 組のモジュールとし、8 組のモジュールが TOP カウンター 1 台に実装されている。モジュールは MCP-PMT、波長カットフィルター、基板、PEEK 樹脂性のパーツで構成されており、MCP-PMT と波長カットフィルターはシリコンゴムで、波長カットフィルターと石英輻射体のプリズムはシリコンゴムを使用したオプティカルクッキーで接着している。波長カットフィルターは 350 nm 以下の光をカットするために使用し、波長によって屈折率が変化しチェレンコフ光のリングがぼやけて粒子識別性能が悪化することを防ぐ効果がある。基板には MCP-PMT を挿すソケットがあり、基板 1 枚 で 4 本の MCP-PMT に HV を供給し、読み出し回路への信号の伝達を行なっている。



図 1.5: モジュール (表)

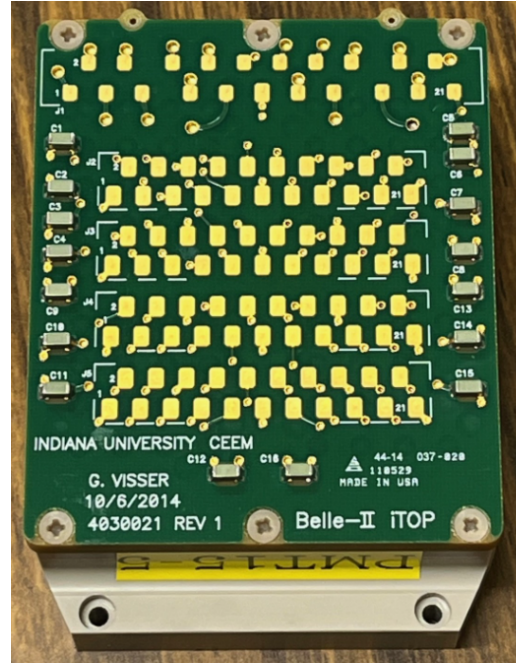


図 1.6: モジュール (裏)

### 読み出し回路と HV ボード

読み出し回路と HV ボードの外観を図 1.7、1.8 に示す。読み出し回路は、MCP-PMT からアナログ信号をデジタル信号に変換し、後段の回路へのデータを転送している。HV ボードは MCP-PMT へ動作に必要な HV を給電している。

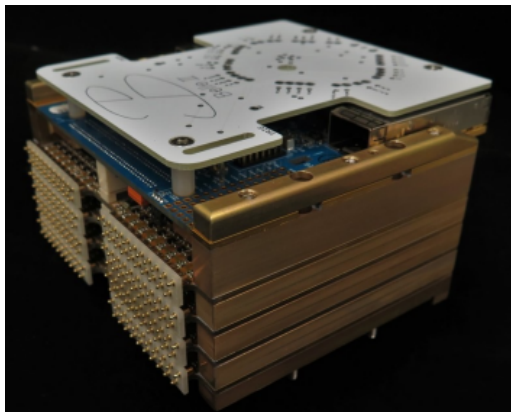


図 1.7: 読み出し回路

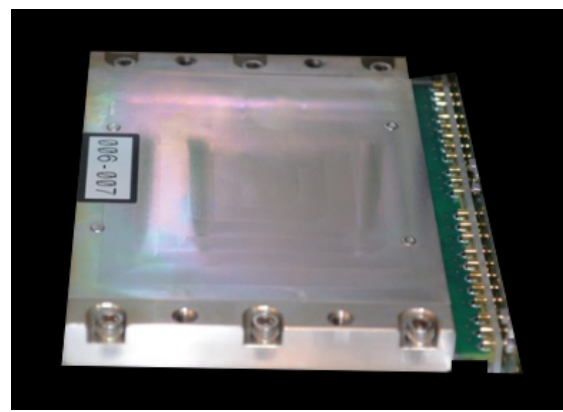


図 1.8: HV ボード

### 1.3.2 TOP カウンターの粒子識別原理

荷電粒子が石英輻射体に入射するとチェレンコフ光を放出する。粒子の質量を  $m$ 、CDC から得た粒子の運動量を  $p$ 、石英輻射体の屈折率を  $n$ 、チェレンコフ光放出角を  $\theta$  として

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} = \frac{\sqrt{m^2 + p^2}}{np} \quad (1.3.1)$$

と表すことができる。このチェレンコフ角の違いが伝播経路の差として現れる。そして、光検出器に到達した時間と位置からリングイメージを再構成する。その識別性能  $S$  は粒子が TOP カウンターに入射するまでにかかる飛行時間差を  $\Delta \text{TOF}$ 、TOP カウンター内で放出したチェレンコフ光が MCP-PMT に入射するまでの到達時間差を  $\Delta \text{TOP}$ 、検出光子数  $N$ 、時間分解能  $\sigma$  として

$$S = (\Delta \text{TOF} + \Delta \text{TOP}) \frac{\sqrt{N}}{\sigma} \quad (1.3.2)$$

と記述できる。そのため、高い粒子識別性能を実現するためには検出光子数と時間分解能が重要である。典型的な検出光子数は 20 - 40 個であり、時間分解能は 50 ps である。

## 1.4 光検出器 MCP-PMT

### 1.4.1 MCP-PMT の特性

TOP カウンター用の光検出器として、浜松ホトニクス社と共同開発した MCP-PMT を使用している。図 1.9 のように角形にすることで、隙間なく MCP-PMT を敷き詰めることが可能である。MCP-PMT の内部構造を図 1.10 に示す。MCP-PMT に光が入射すると光電面から光電子が放出される。高電圧が印加された MCP-PMT 内部の電場によって光電子が MCP 内部の穴に入射し、MCP の内壁と衝突することで二次電子が放出される。放出した二次電子が再び MCP の内壁と衝突し電子を放出される。この過程を繰り返すことで最終的には光電子の数を  $10^5 - 10^6$  倍に増幅することができ、アノードで電流として読み出すことができる。電子が MCP の内壁と衝突を起こして二次電子が放出しやすくするために、MCP 内の穴は直径  $10 \mu\text{m}$  で  $13^\circ$  傾いた斜円柱であり、鉛ガラスの表面を水素還元している。

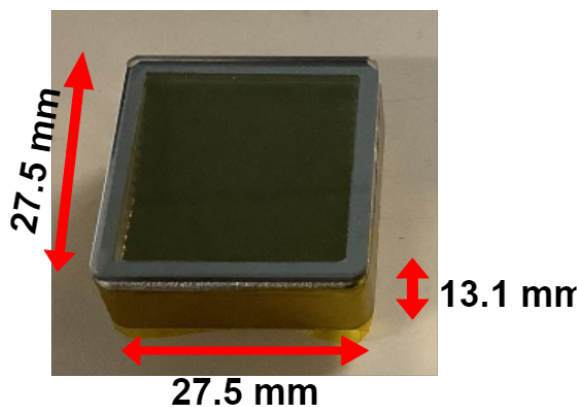


図 1.9: MCP-PMT

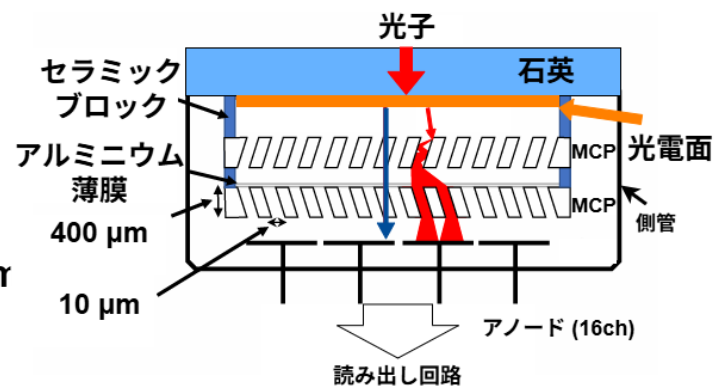


図 1.10: MCP-PMT の内部構造

MCP-PMT の仕様と基本特性を表 1.1 に示す。

表 1.1: MCP-PMT の仕様と基本特性

|      |                 |                                                      |
|------|-----------------|------------------------------------------------------|
| 製造   | 浜松ホトニクス         |                                                      |
| 型番   | R10754-07-M16AN |                                                      |
| 外装   | 大きさ             | 27.6 × 27.6 × 13.1 mm                                |
|      | 入射窓材質           | 石英ガラス                                                |
|      | 入射窓厚さ           | 1.5 mm                                               |
|      | 側管材質            | コバール合金                                               |
| 光電面  | 材質              | NaKSbCs                                              |
|      | 最小有効寸法          | 23 × 23 mm                                           |
|      | 感度波長            | 160 - 650 nm                                         |
|      | ピーク波長           | 360 nm                                               |
| MCP  | 材質              | 鉛ガラス (初期量産型)<br>鉛ガラス + ALD コーティング (ALD 型、寿命改善 ALD 型) |
|      | 厚さ              | 400 $\mu\text{m}$                                    |
|      | アパーチャ           | 21 mm                                                |
|      | チャンネル径          | 10 $\mu\text{m}$                                     |
|      | バイアス角           | 13 度                                                 |
| 基本特性 | 1 光子時間分解能       | 34 ps                                                |
|      | 増幅率             | $10^5 - 10^6$                                        |
|      | 収集効率            | 60 %                                                 |
|      | 量子効率            | 29.3 %                                               |

### 時間分解能

時間分解能は複数の光子が MCP-PMT に続けて入射したときに、別々の信号として識別できる最小の時間差である。MCP の穴が非常に狭いため、二次電子の走行距離のバラつきが少なく、 $\sigma \sim 30$  ps の高い時間分解能を達成することができる。

### 増幅率

増幅率は光電子を MCP で増幅する倍率である。MCP の二次電子放出比が電子のエネルギーに依存するため、増幅率は印加電圧に依存する。増幅率が  $2 \times 10^6$  になる標準電圧付近で印加電圧を変えて増幅率の印加電圧依存性を測定した結果を図 1.11 に示す。この測定結果をもとに増幅率  $G$  は印加電圧  $HV$  を用いて

$$G = \exp(a \cdot HV + b) \quad (a, b \text{ はフィッティングパラメータ}) \quad (1.4.1)$$

と近似される。

### 収集効率

収集効率は光電子が MCP 内の穴に入射して二次増幅が起こる効率である。開口率 (開口面積に対する全有効面積の割合) とおおよそ同じ 60 % 程度である。

### 量子効率 (Quantum Efficiency : QE)

QE は光電面に入射する光子が光電効果で光電子に変換する効率である。QE は図 1.12 のように波長依存性をもっており、 $\lambda = 360$  nm 付近で最大である。

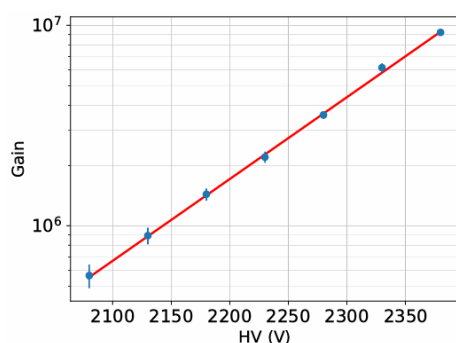


図 1.11: 増幅率の HV 依存性

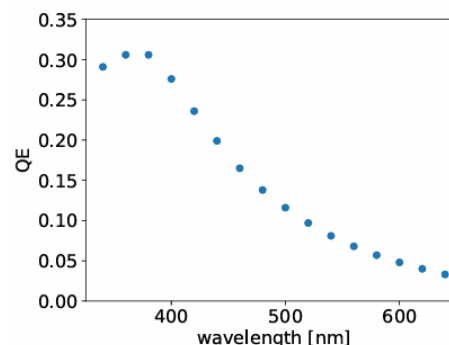


図 1.12: QE の波長依存性

### 1.4.2 MCP-PMT の課題と対策

MCP-PMT は積算出力電荷に依存して QE が低下する。この原因として製造時にセラミックブロック壁面や MCP 表面に吸着した残留ガスの影響が考えられる [3]。残留ガスは増幅中の電子と衝突して、イオンとして MCP-PMT 内に放出される。散乱や高電圧によって中性ガスやイオンが光電面に到達すると、光電面と相互作用して QE を低下させる。QE 低下によって MCP-PMT が検出できる光子数が減少すると、式 1.3.2 から TOP カウンターの性能は低下する。そのため、波長が 400 nm の光について初期の QE から 20 % 低下した際の積算出力電荷を寿命と定義している。積算出力電荷  $\Sigma_Q$  に対する相対 QE の依存性は、使用開始時点の MCP-PMT の QE を  $QE(0)$ 、電荷を  $Q$  だけ出力した QE を  $QE(Q)$ 、寿命を  $\tau$  とすると式 1.4.2 として記述できる。

$$\text{相対 QE} = \frac{QE(Q)}{QE(0)} = 1 - 0.2 \left( \frac{\Sigma_Q}{\tau} \right)^2 \quad (1.4.2)$$

TOP カウンターで MCP-PMT を長期運用するために QE 低下に対するさまざまな対策を行い、寿命を向上させてきた [3]。

#### 初期量産型

前段の MCP よりも後段の MCP の方が大量に電子が衝突するため、QE 低下につながるガスの放出源は主に後段の MCP である。そこで、後段の MCP の上部にアルミの薄膜でコーティングし、後段の MCP から発生するイオンや中性ガスを抑制した。薄膜の設置によって通過する電子数も減るので、前段の MCP には薄膜を設置していない。また、MCP と側管の間にセラミックブロックを設置することで、MCP の外側から迂回して光電面に到達する中性ガスを抑制した。

#### ALD 型

初期量産型で行った改善策に加えて、MCP 表面に Atomic Layer Deposition (ALD) コーティングを施している。ALD コーティングによって、MCP 表面に付着していたガスが ALD 層で閉じ込められることで、ガスの放出を抑制できる。

#### 寿命改善 ALD 型

初期量産型、ALD 型で行った改善策に加えて、PMT 内の真空引きの強化などをして、残留ガスの量を減らしている。

## 1.5 TOP カウンターの運転状況

Belle II 実験の運転状況を図 1.13 に示す。2019 年から 2022 年半ばまで運転し、長期運転停止期間中 (LS1) で加速器や検出器などのメンテナンスを行った後、2024 年から再び運転を再開した。これまで説明した積算出力電荷は 2019 年からモニターしており、QE は 2021 年からモニターしている。Run1 中に光電面寿命のが大きく低下した MCP-PMT を LS1 の間に交換した。交換作業前後の MCP-PMT の個数を表 1.2 に示す。

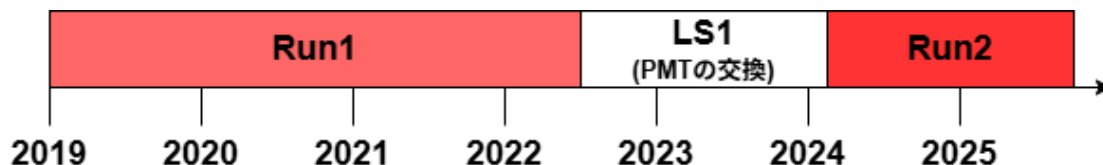


図 1.13: Belle II 実験の運転状況

表 1.2: MCP-PMT の交換前後の個数

| 型          | 本数 (長期保守期間前) | 本数 (長期保守期間後) |
|------------|--------------|--------------|
| 初期量産型      | 224          | 16           |
| ALD 型      | 220          | 204          |
| 寿命改善 ALD 型 | 68           | 292          |

## 1.6 衝突データを用いた量子効率測定方法

衝突データから光電面寿命を測定するための過程を図 1.14 に示す。

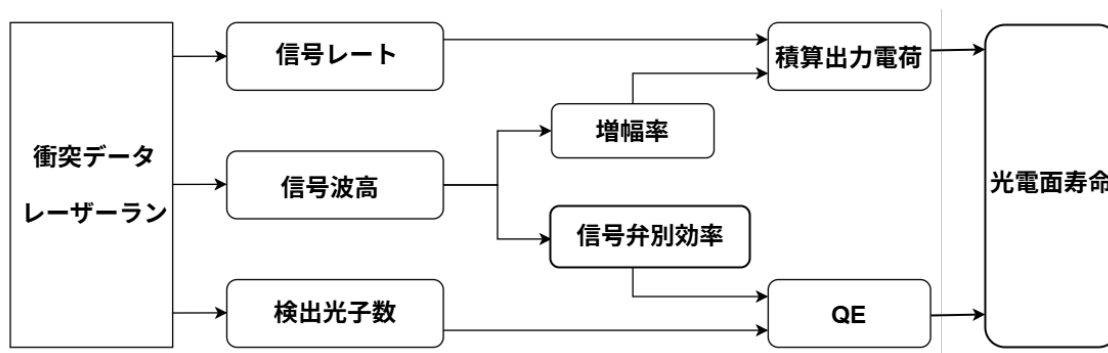


図 1.14: 衝突データから光電面寿命を求める流れ

MCP-PMT の出力電荷量  $\Sigma_Q$  を求めるためには、信号レート  $F(t)$  と増幅率  $G(t)$  と素電荷  $e$  を用いて式 1.6.1 で計算できる。

$$\Sigma_Q = e \int F(t)G(t)dt \quad (1.6.1)$$

信号レート  $F(t)$  は物理ラン中の MCP-PMT の信号のうち一定の閾値電圧を超えた信号をスケーラーでカウントし、10 秒毎に記録している。また、取得した信号には背景事象も含まれている。

物理ランにおいては信号レートが 1 MHz を超える高レートであるため、取得データ量の削減を目的として、増幅率は信号波高  $h(t)$  との関係式

$$G(t) = a \cdot h(t)^b \quad (a, b \text{ はフィッティングパラメータ}) \quad (1.6.2)$$

を用いて算出している。フィッティングパラメータ  $a, b$  は物理ランとは別の較正用のレーザーランで求めている。レーザーランでは、波形全体を記録できるため、信号波高や波形の積分値から計算した増幅率が得られる。この測定を複数の HV の条件で行う。得られた信号波高と増幅率を式 1.6.2 でフィッティングすることで、パラメータ  $a, b$  を決定している。

QE は、Belle II 運転開始時 ( $t = 0$ ) の QE を 1 とした相対 QE、検出光子数  $N(t)$ 、信号弁別効率  $E(t)$  を用いて

$$\text{相対 QE} = \frac{N(t)}{N(0)} \cdot \frac{E(0)}{E(t)} \quad (1.6.3)$$

と計算できる。

TOP カウンターへの入射を判別しやすくするために、ダイミュオン事象 ( $ee \rightarrow \mu\mu$ ) を用いて検出光子数  $N(t)$  を求める。具体的には、ミュオンが TOP カウンターに入射した際の信号数から、入射していない場合の信号数を減算することで、 $N(t)$  を算出する。

信号弁別効率  $E(t)$  は QE 以外の要因で検出光子数が減少する効果を見積もっている。1 光子を検出した際の MCP-PMT から信号は増幅率に幅がある。そのため、一定の閾値電圧で信号弁別を行うと増幅率が低い信号はカットされ、信号弁別効率が低下し検出光子数が減少しているように見える。そこで平均増幅率と信号弁別効率の関係を調べるために、前述のレーザーランの結果を使用する。レーザーの入射回数に対する検出された信号数の割合を信号弁別効率とする。レーザーランで得た信号波高  $h(t)$  を用いて

$$E(t) = a \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{h(t) - b}{c}\right) + \left(\frac{h(t) - b}{d}\right)^2 \sin(h(t) - b) \quad \left( \begin{array}{l} a, b, c, d \text{ は} \\ \text{フィッティングパラメータ} \end{array} \right) \quad (1.6.4)$$

で近似する。

Run1 終了時における各型番毎の量子効率変動の平均値と事前にテストベンチの測定で得た QE 変動予測との比較を図 1.15 に示す。初期量産型の平均値は、事前測定で得られた初期量産型の最小寿命よりも大きく QE が低下している。また、ALD 型においても事前測定で得た平均寿命  $10.4 \text{ C/cm}^2$  よりも大きく QE が低下している。

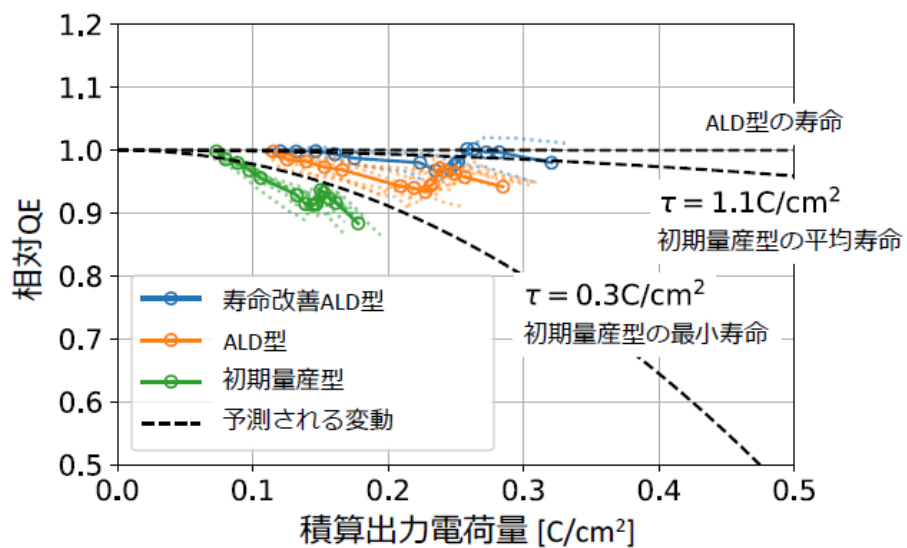


図 1.15: 衝突データを用いて求めた異なる種類の MCP-PMT における相対 QE の変動と予測値の比較 [4]

この原因を理解するべくテストベンチで QE 変動測定による検証に加えて、予測と測定結果で差異が生じた原因の調査を行った。

## 第2章 Belle II実験で使⽤した光検出器量子効率測定

1.5 節で述べた取り外した MCP-PMT の QE を測定ベンチで再測定し、TOP カウンター搭載中に観測された QE の低下が再現することを確認した。

### 2.1 測定ベンチにおける量子効率測定方法

QE 測定ベンチのセッティングを図 2.1 に示す。⽩色光を分光器で分光し、スリットを通過することでスポットサイズ 1 mm の単色光を生成した。単色光の波長は 340 nm から 720 nm まで、20 nm 刻みで変更した。この単色光を、評価対象である MCP-PMT と、既知の QE を持つフォトダイオード (PD) に照射し、それぞれの電流値をピコアンメータで測定した。MCP-PMT と PD は可動式のステージに搭載されており、1 台の MCP-PMT に対して縦横各 18 点、計 324 点の位置スキャンを実施した。なお、非照射時に流れるダークカレントの影響を排除するため、非照射時の電流値 (ペDESTAL) も併せて測定した。測定した電流値から

$$QE^{PMT}(\lambda) = \frac{I_{照射}^{PMT} - I_{非照射}^{PMT}}{I_{照射}^{PD} - I_{非照射}^{PD}} QE^{PD} \quad (2.1.1)$$

を計算して MCP-PMT の QE を求めた。

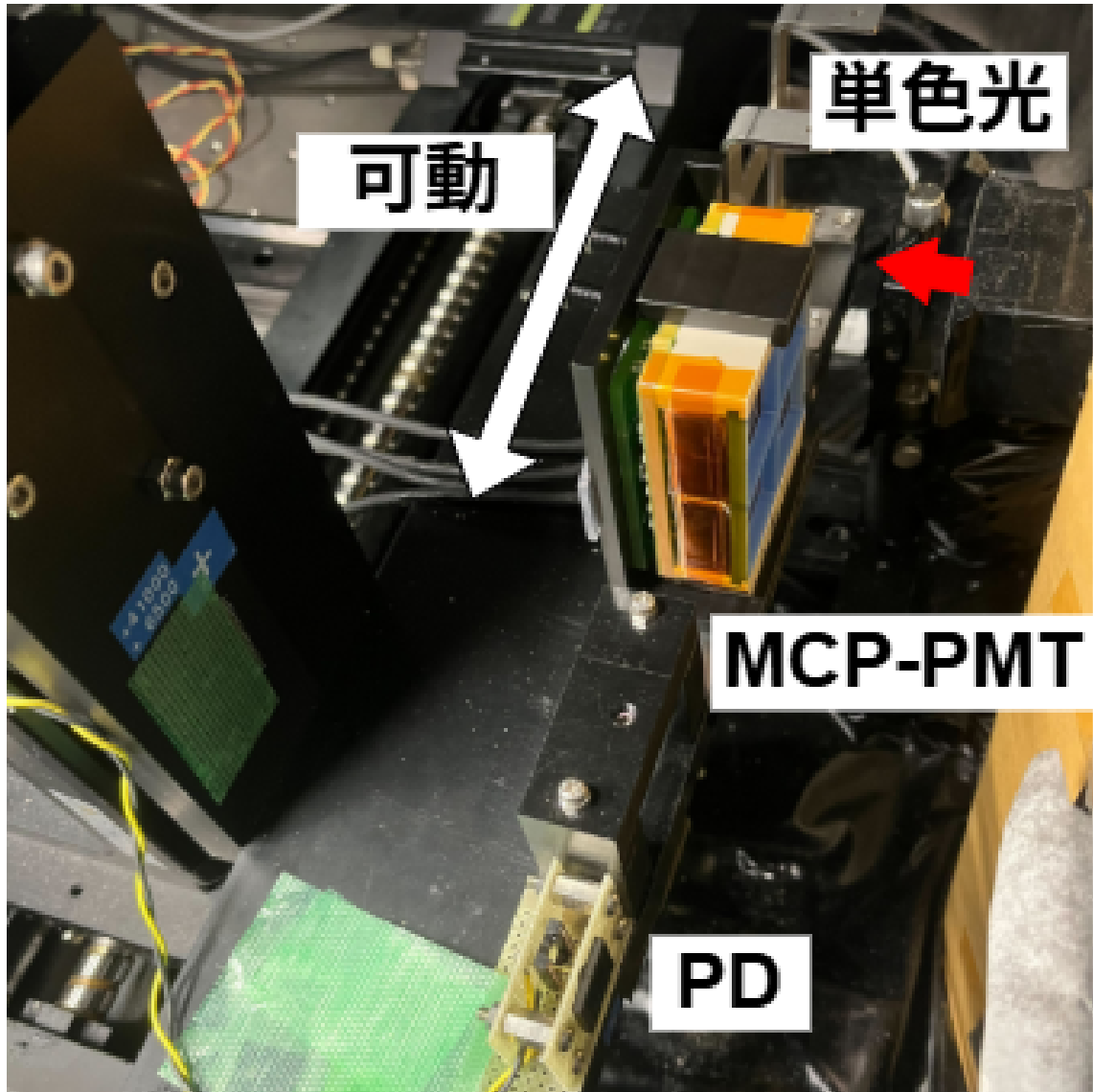


図 2.1: 左：QE 測定の設定アップ 右：実際の QE 測定ベンチの様子

TOP カウンターには MCP-PMT4 つで 1 組のモジュールとして実装されている。このモジュールを分解せず、波長カットフィルターを取り付けたまま測定できるようにするため、Belle II 実験運転期間中に図 2.2 のように QE 測定ベンチに改良が施された [4]。Belle II 実験運転前に測定した QE と比較するためにはそのフィルター取り付けしたことによる効果を補正しなければならない。その補正関数  $f(\lambda)$  は石英を qu、接着剤を adh、空気を air、波長カットフィルターを fil と表記すると、以下の式で表すことができ、その波長依存性は図 2.3 のようになる。

$$f(\lambda) = T_{\text{air-fil}}(\lambda) \times T_{\text{fil}}(\lambda) \times T_{\text{fil-adh}}(\lambda) \times T_{\text{adh-qu}}(\lambda) \div T_{\text{air-qu}}(\lambda) . \quad (2.1.2)$$

ここで  $T_{A-B}$  は物質 A と物質 B の境界面での透過率、 $Tr_{\text{fil}}$  をフィルターの内部透過率を表す。界面での透過率はフレネルの式

$$T_{A-B} = \left( \frac{n_A - n_B}{n_A + n_B} \right)^2 \quad (2.1.3)$$

を用いて計算した。

衝突データを用いた QE 測定では図 2.4 のように石英内を通過するチェレンコフ光の波長を全て含んでいるため、測定ベンチで行う QE 測定ではチェレンコフ光と波長カットフィルターの透過率を踏まえて加重平均を行った。チェレンコフ光の発生確率は波長の 2 乗に反比例するので、平均の重み  $W(\lambda)$  を以下のように定義する。このとき波長依存性は図 2.5 のようになる。

$$W(\lambda) = \frac{1}{\lambda^2} \times T_{\text{qu-adh}}(\lambda) \times T_{\text{fil-adh}}(\lambda) \times T_{\text{fil}}(\lambda) \times T_{\text{fil-adh}}(\lambda) \times T_{\text{adh-qu}}(\lambda) \quad (2.1.4)$$

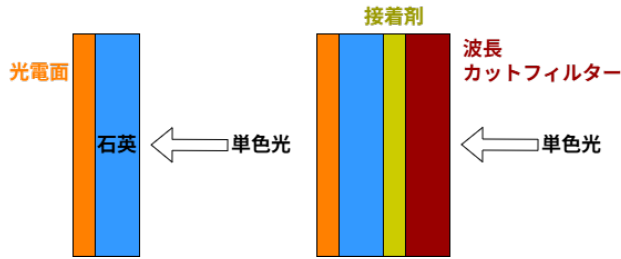


図 2.2: 測定ベンチ改良前 (左) と改良後 (右) の光の透過性

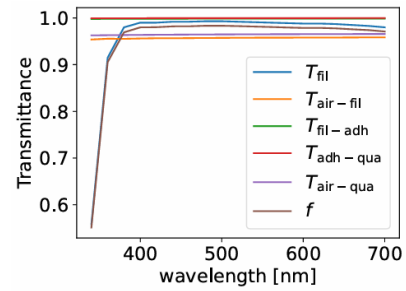


図 2.3: 透過率の波長依存性

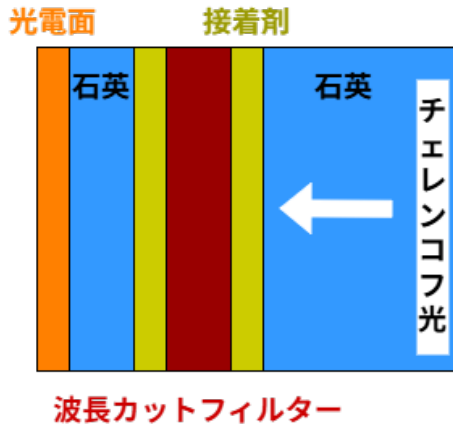


図 2.4: 光の透過性 (TOP 内部)

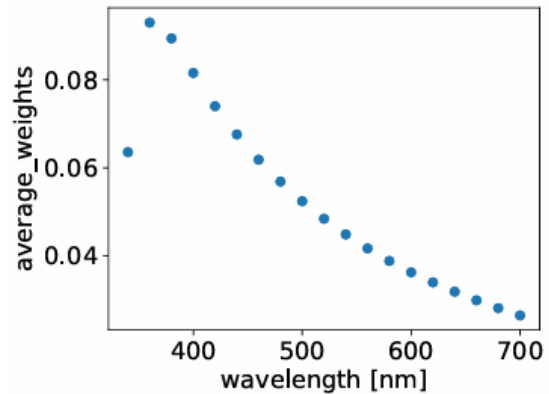


図 2.5: 平均の重みの波長依存性

## 2.2 QE 測定結果

個体 JT0809 を例に QE の測定結果を示す。図 2.6 は測定ベンチで測定した QE の波長分布である。図 2.7 および図 2.8 は TOP カウンターインストール前後の 400nm の QE の面分布である。図 2.9 は各点毎に TOP カウンターインストール後の QE をインストール前の QE で割った面分布である。これらの結果から測定した全ての MCP-PMT について TOP にインストールする前後で QE が低下していることが確認できた。

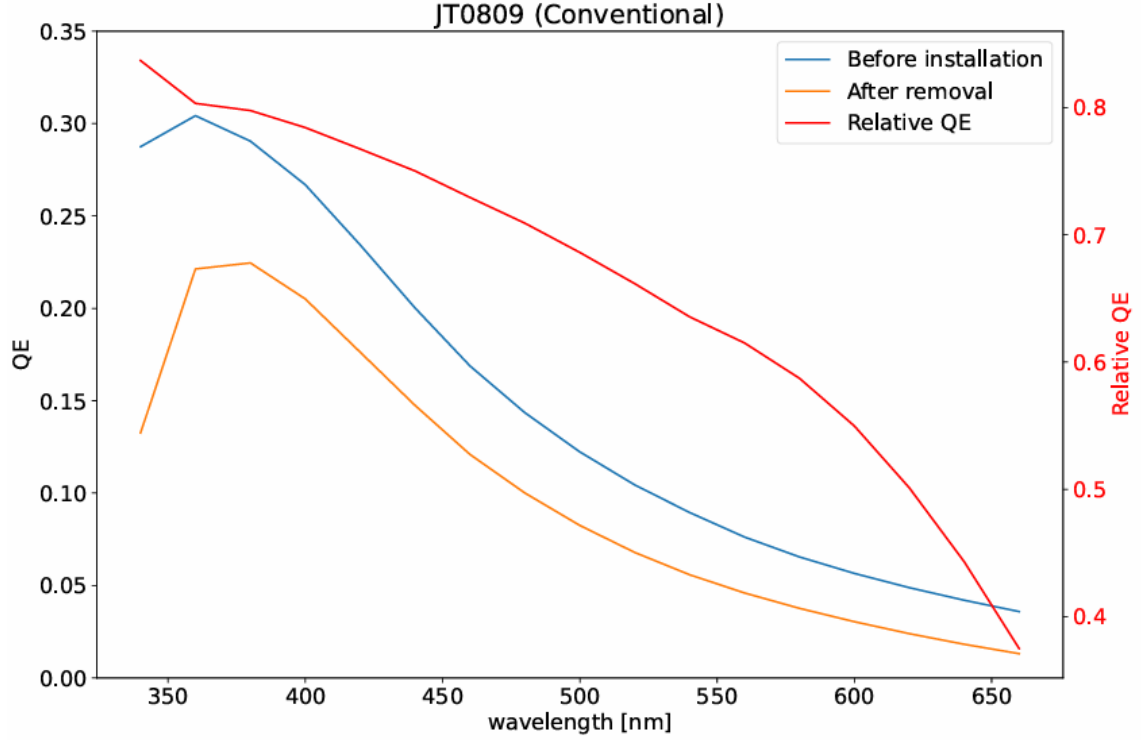


図 2.6: QE の波長依存性。左軸は QE、右軸はインストール後の QE をインストール前の QE で割った相対 QE

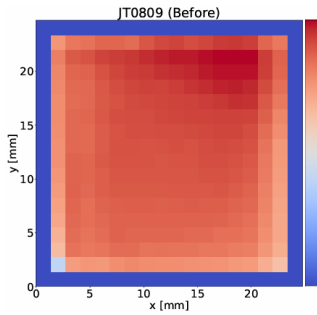


図 2.7: インストール前の QE の面分布

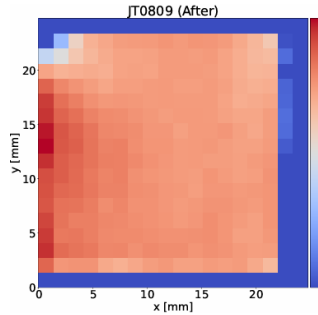


図 2.8: インストール後の QE の面分布

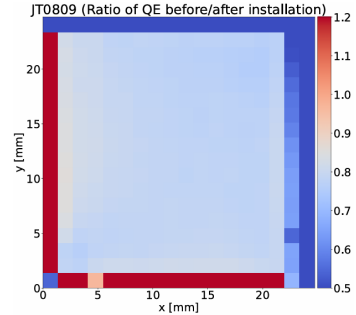


図 2.9: インストール前後の QE の面分布の比

## 2.3 衝突データとテストベンチの QE の比較

個体 JT0809 を例に衝突データを用いた積算出力電荷と相対 QE の測定結果を図 2.10 に示す。相対 QE の基準として 2021 年以降に取得したデータの最初の 10 点を平均した QE を 1 とした。横軸の出力電荷は Belle II 実験が始まった 2019 年からモニタリングを開始している。一方で、TOP の QE が評価できるようにシステムが構築されたのは 2021 年頭である。そこで、2019 年のインストール地点の QE を基準とするために、まず 2021 年以降に取得したデータに対して関数

$$QE = a \times \left( 1 - 0.2 \left( \frac{\Sigma Q}{\tau} \right)^2 \right) \quad (a, \tau \text{ はフィッティングパラメータ}) \quad (2.3.1)$$

でフィッティングを行い(橙線)、寿命 $\tau$ を求めた。次に、寿命 $\tau$ が一定と仮定して積算出力電荷が  $0 \text{ mC/cm}^2$  のときに相対 QE が 1 になるように寿命曲線の式 1.4.2 を描いた(青線)。

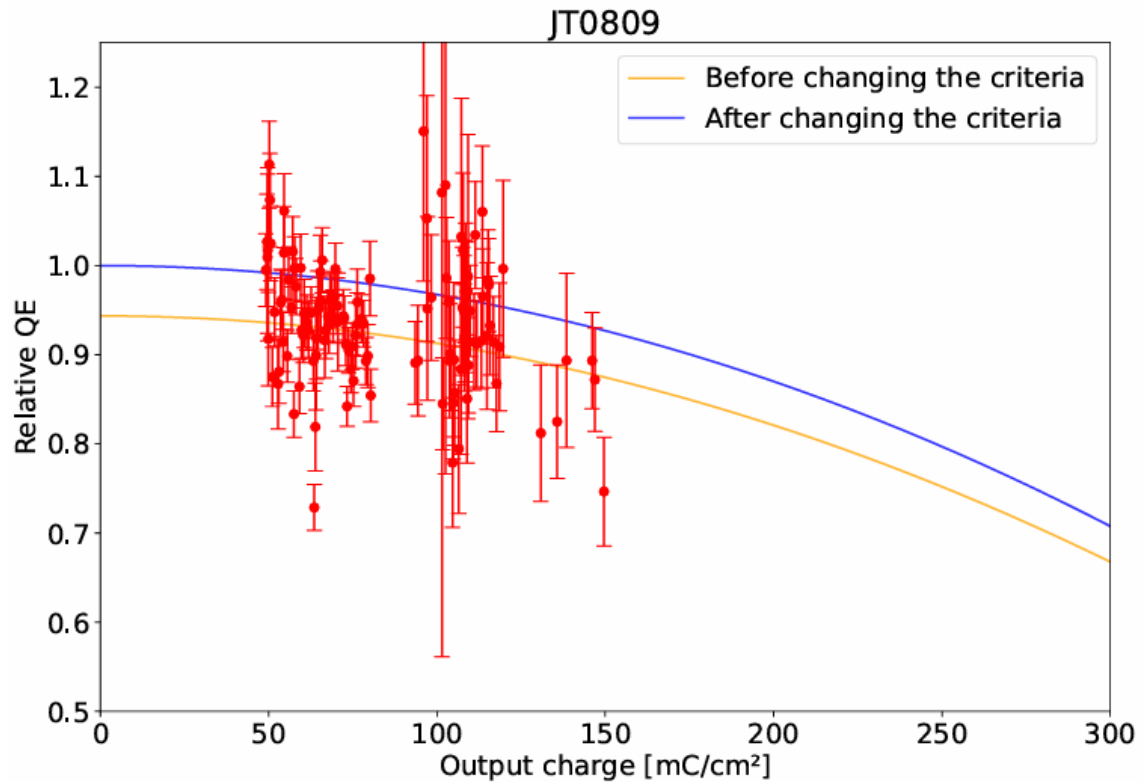


図 2.10: Belle II 実験中の QE 変動。積算出力電荷が  $0 \text{ mC/cm}^2$  である時点が Belle II 実験の運転開始年である 2019 年に対応している。

測定ベンチで測定した相対 QE と衝突データを用いて測定した相対 QE を比較した結果を図 2.11 に示す。全ての MCP-PMT で概ねよい線形性が見られている。また、衝突データを用いて測定した相対 QEの方が測定ベンチで測定した相対 QE と比べて高い傾向がみられた。この原因の一つとして、相対 QE の基準に対する補正が不十分であった可能性が考えられる。先行研究では光照射直後に QE の低下が観測された MCP-PMT が存在している [5]。今回の測定に使用した MCP-PMT においても同じ特性を持つと仮定した場合、本研究で行った外挿処理では運転開始時点における QE を過小評価している可能性がある。その結果として、衝突データを用いた相対 QE は、名古屋でのベンチ測定に比べて過大に評価される傾向が生じたと考えられる。

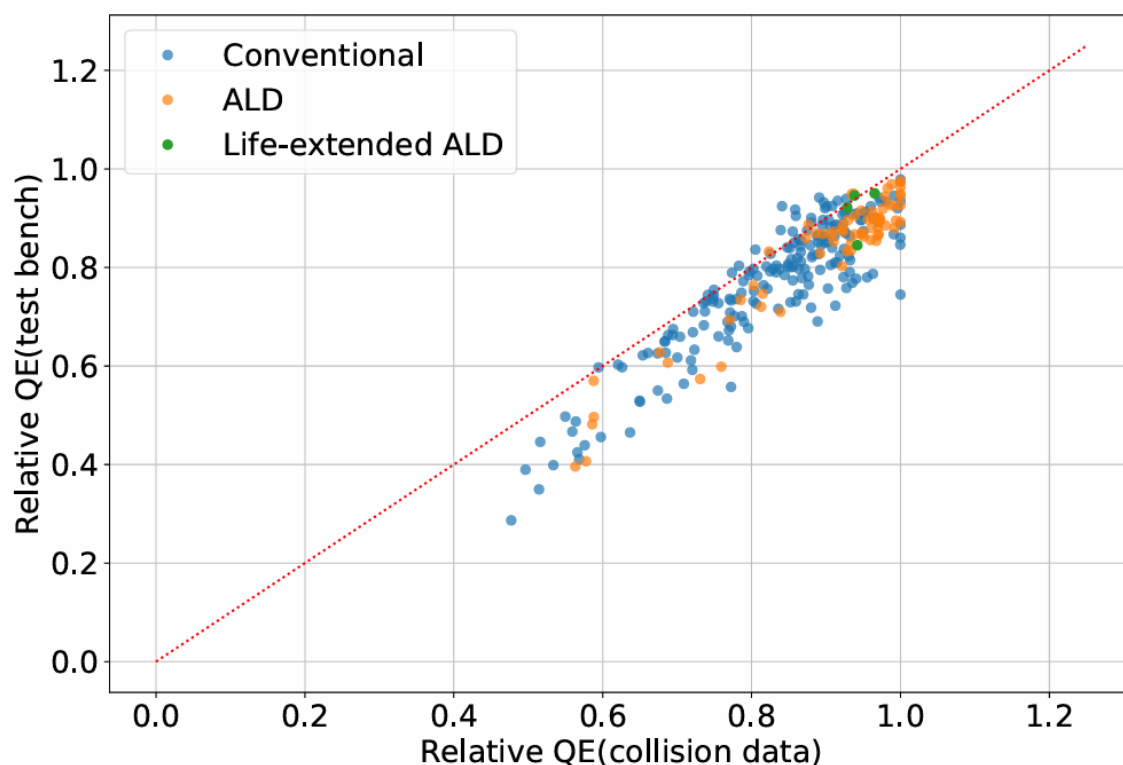


図 2.11: 衝突データを用いて測定した QE と測定ベンチで測定した相対 QE の比較

次に QE 低下がどのように起こっているのかを確認するために測定ベンチで得た特徴的な相対 QE の面分布の測定結果を図 2.12 に示す。QE が周囲から低下しているような特徴を持つ MCP-PMT は、すべての PMT の型において確認された。このように周囲から QE が低下している要因の一つとして、真空漏れが考えられる。MCP-PMT の密閉性（気密性）が不十分な場合、内部の真空度が維持されず、外部から空気が流入する可能性がある。流入した空気は、電子増倍過程において電子によってイオン化され、その後、電場によって光電面に引き寄せられ、光電面を劣化させる。この反応は空気が多く存在する領域ほど進行しやすいため、特に MCP-PMT の周縁部において QE の低下が顕著になっていると考えられる。

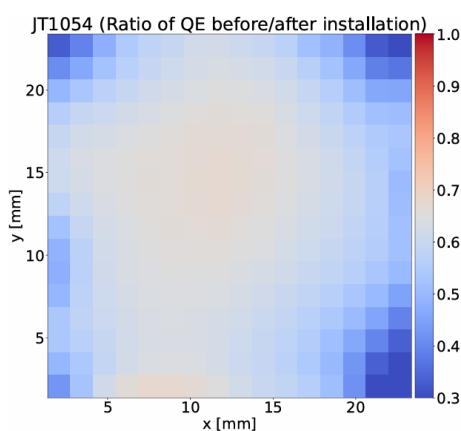


図 2.12: 周囲から QE が低下した個体の例

## 第3章 高温環境中の寿命測定

### 3.1 温度による QE の急激な低下の説明

TOP カウンターにインストールする前に数本の MCP-PMT に光を照射して積算出力電荷に対する QE の変動を評価する寿命測定が行われた [3]。この寿命測定は温度が 25 °C の環境下で実施された。一方、Belle II 実験では周囲のエレクトロニクスなどの影響により、高温環境 (40°C – 50°C 程度) で MCP-PMT が運用されている。図 3.1 に示すように、高温環境下では電子が熱エネルギーを獲得することにより、MCP との衝突エネルギーが増加する。その結果、放出されるイオンの量が増加し、QE の低下を招く可能性がある。この効果を検証するために、複数の温度条件下で寿命測定を実施した。

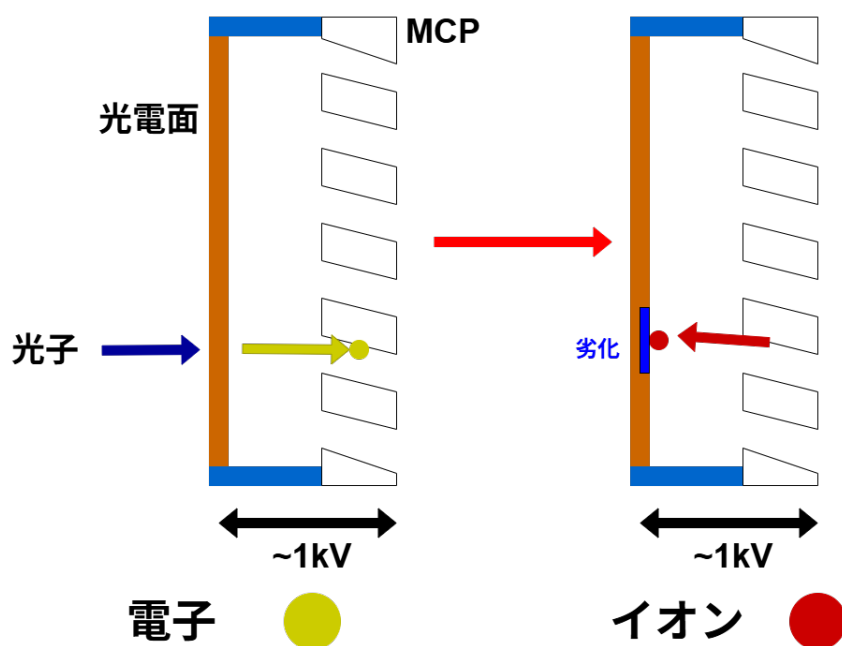


図 3.1: 温度による QE 低下の要因

### 3.2 寿命測定のセットアップ

寿命測定に使用した MCP-PMT は初期量産型の TOP から取り外した個体 (JT0888、JT1031、JT0580、JT0842) である。それらの MCP-PMT を選定した理由は QE がすでに落ちているものであり、寿命測定によって QE の変化が見やすいと考えたためである。使用した MCP-PMT の相対 QE を表 3.1 に示す。

表 3.1: 高温環境中の寿命測定で使用した MCP-PMT

| PMT ID | 相対 QE(測定ベンチ) | 相対 QE(TOP カウンター) |
|--------|--------------|------------------|
| JT0888 | 0.795        | 0.892            |
| JT1031 | 0.918        | 0.859            |
| JT0580 | 0.850        | 0.857            |
| JT0842 | 0.807        | 0.849            |

出力電荷量測定のセットアップと実際の様子を図 3.2、3.3 に示す。まず、恒温槽を 25 °C に設定し、LED を照射しない状態で ADC を用いて時間および電荷の情報を取得した。次に、LED を 10kHz のパルスで点灯させ、MCP-PMT に光を照射し、同様に時間および電荷の情報を取得した。その後、恒温槽から MCP-PMT を取り出し、QE 測定ベンチで QE を測定した。QE 測定ベンチのセットアップは第 2 章で述べたものと同様だが、測定時間の短縮のため、MCP-PMT に照射する光の波長は 300, 360, 400, 500, 660 nm に絞り、図 2.6 のように 400 nm 付近でピークを持つ波長分布であることを確認した。その後、400 nm 測定時の QE を用いて相対 QE を計算した。これらの出力電荷量と QE の測定を 40 °C、50 °C でも繰り返し実施した。

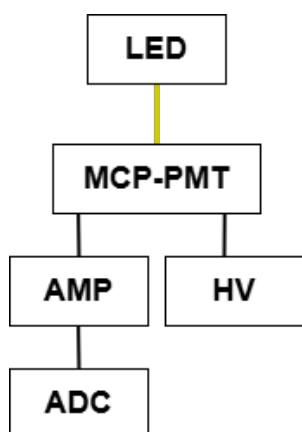


図 3.2: 積算出力電荷のセットアップ

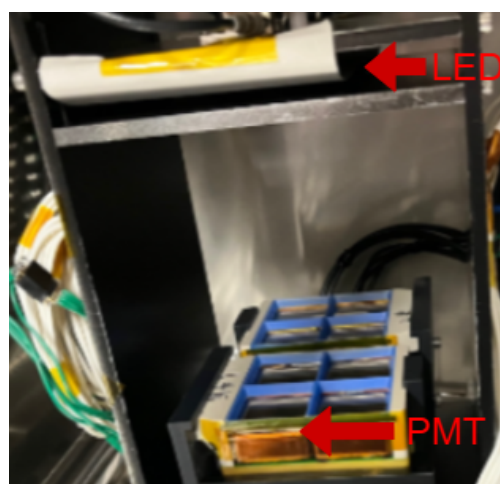


図 3.3: 恒温槽内のセットアップ

### 3.3 積算出力電荷の測定結果

1ch、LED 1 パルスあたり ADC の分布を図 3.4 に示す。得られた LED 照射時の ADC から LED 非照射時の ADC を引いた後、LED の周波数と測定時間をかけ、1ch あたりの出力電荷量を求めた。各 PMT から 2ch 分の ADC 値を取得したため、それぞれのチャンネルの電荷量を合計し、各 MCP-PMT の総電荷量を算出した。

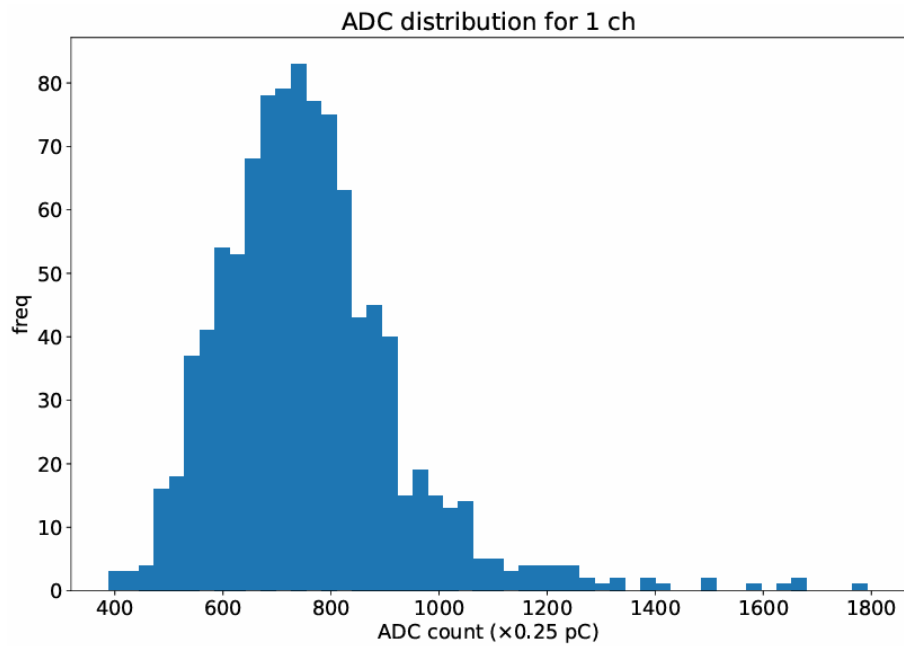


図 3.4: 寿命測定における ADC 分布

### 3.4 寿命測定の測定結果

各温度環境に対する積算出力電荷と QE の値を図 3.5 - 3.8 に示す。各温度領域におけるデータに対して一次関数でフィッティングを行い、その傾きを算出した。その結果、全ての MCP-PMT において室温と比較して温度を 50 °C まで上昇させても、QE の変動には顕著な差はみられなかった。一方で、各温度の境界付近で QE が低下する傾向が観測された。これは光電面のマルチアルカリの陽極感度温度係数が  $-0.3\ \%/^{\circ}\text{C}$  であるためだと考えられる [6]。なお、陽極感度の温度特性は光電面と増幅部の複合的な特性であるが、光電面の寄与が大きいと仮定すると、25 °C の環境に対して 40 - 50 °C の環境では最大で量子効率が 4.5% - 7.5% 減少することになり、各温度の境界での QE 低下を説明できる。

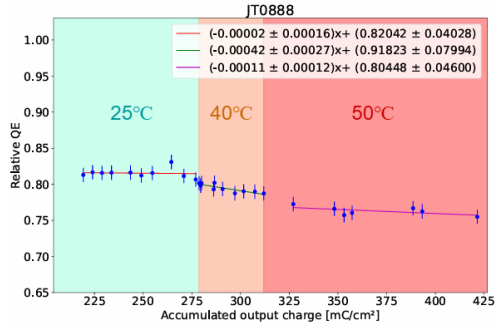


図 3.5: 各温度に対する寿命測定 (JT0888)

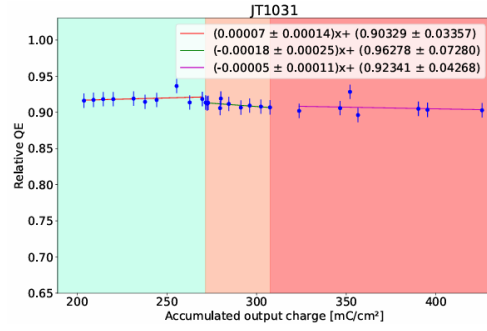


図 3.6: 各温度に対する寿命測定 (JT1031)

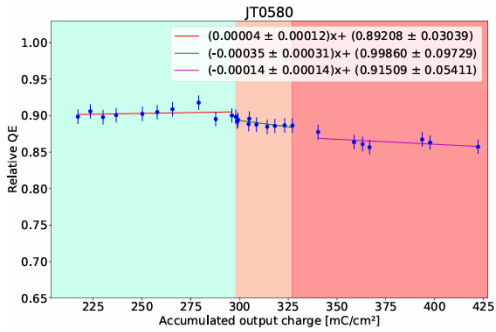


図 3.7: 各温度に対する寿命測定 (JT0580)

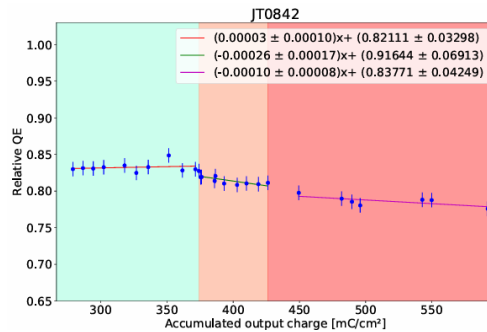


図 3.8: 各温度に対する寿命測定 (JT0842)

### 3.5 実機の QE 低下と高温環境中の寿命測定の QE 低下の比較

実機の QE 低下と比較するために本測定で使用した MCP-PMT について 2 章で取得した積算出力電荷と QE の関係を図 3.9 - 3.12 に示す。

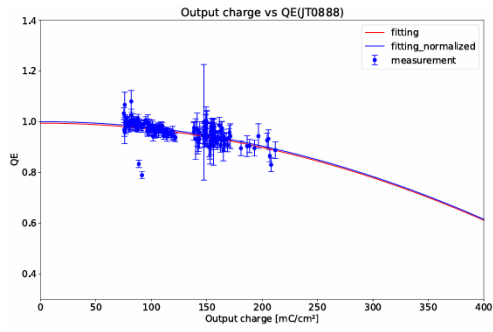


図 3.9: 衝突データから測定した寿命曲線 (JT0888)

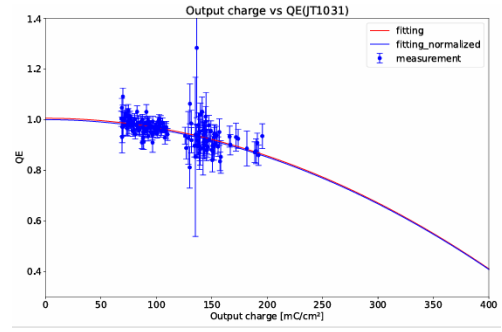


図 3.10: 衝突データから測定した寿命曲線 (JT1031)

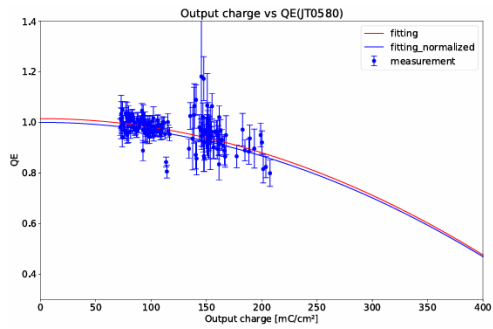


図 3.11: 衝突データから測定した寿命曲線 (JT0580)

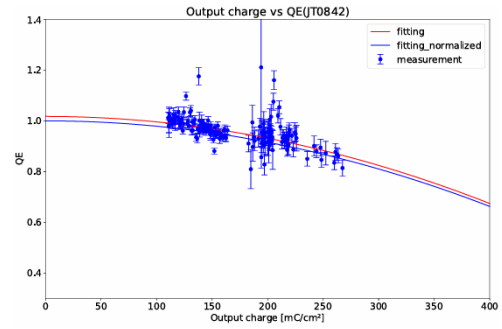


図 3.12: 衝突データから測定した寿命曲線 (JT0842)

上記の寿命曲線と寿命測定を合わせた結果を図 3.13 - 3.16 に示す。寿命低下を示す傾きに顕著な温度依存性はみられず、寿命曲線で観測された QE の変動を説明する結果とはならなかった。そのため、50 °C までの温度環境においては、温度が MCP-PMT の QE に及ぼす影響はほとんどないと考えられる。

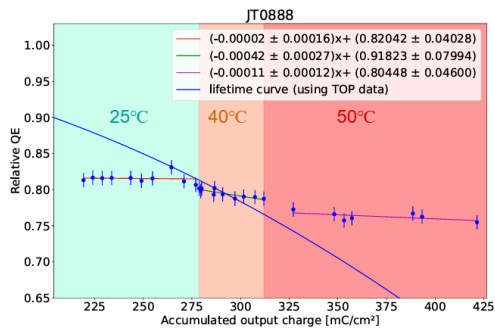


図 3.13: 寿命曲線と各温度に対する寿命測定の比較 (JT0888)

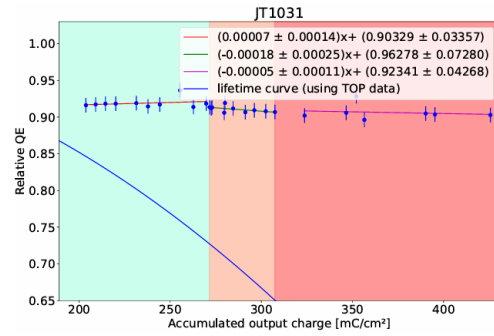


図 3.14: 寿命曲線と各温度に対する寿命測定の比較 (JT1031)

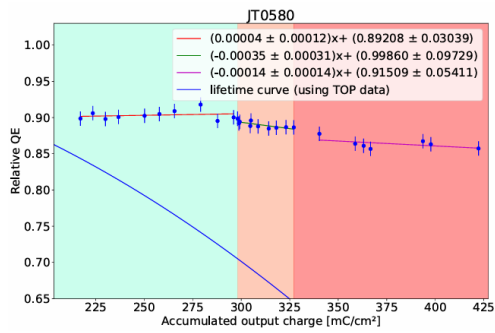


図 3.15: 寿命曲線と各温度に対する寿命測定の比較 (JT0580)

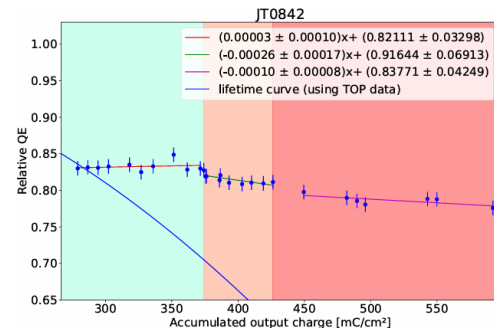


図 3.16: 寿命曲線と各温度に対する寿命測定の比較 (JT0842)

## 第4章 磁場中のアフターパルス測定

### 4.1 磁場による MCP-PMT の特性変化

実験室における寿命測定は、磁場のない環境下で実施された。一方、Belle II 実験では 1.5 T の磁場が印加された状態で MCP-PMT が運用されている。図 4.1 に示すように、高磁場下では後段の MCP の特定のチャンネルに入射する電子数が増加し、そのチャンネル内部で電子飽和が生じることでゲインの低下が引き起こされる。このため、0 T の環境下と同等のゲインを維持するためには、Belle II 実験中においてより高い印加電圧での運用が必要となる。高電圧が印加された状況では、電子は増倍過程においてより多くのエネルギーを獲得するため、前段の MCP における二次電子の放出に加え、陽イオンの放出も増加すると考えられる。したがって、高磁場環境下においては QE のさらなる低下が生じる可能性がある。

### 4.2 アフターパルス測定の動機

QE 低下の要因の一つとして、MCP 表面に付着した残留ガスの影響が考えられている。増倍過程において、電子がこれらの残留ガス分子に衝突すると、陽イオンが生成される。生成された陽イオンは、図 4.2 に示すように、高電場下において光電面方向へと加速される。この現象はイオンフィードバックと呼ばれる。2 段構成の MCP においては、後段の MCP の方が前段よりも多くの電子を増幅するため、イオンフィードバックの影響は後段の方が大きくなる傾向がある。しかしながら、本研究で使用している MCP-PMT には、後段の MCP 表面にアルミニウム薄膜が施されており、これにより後段で発生したイオンが光電面に到達しにくい構造となっている。

光電面に衝突したイオンは、二次電子を放出する。この二次電子が MCP によって再び増幅されることで、光照射によって発生する主信号 (メインパルス) に続いて遅延した信号が観測されることがある。この遅延信号はアフターパルスと呼ばれ、イオンの発生位置、質量、電荷などに依存してその時間特性が変化する。本章では、磁場のない環境および 1.5 T の磁場下におけるアフターパルスの到達時間を測定し、MCP-PMT 内部に含まれるイオンの種類および量の推定を行う。

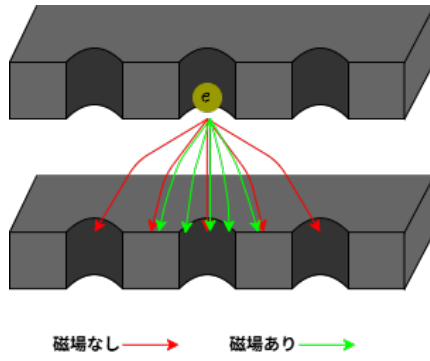


図 4.1: 非磁場/磁場中の電子の軌道

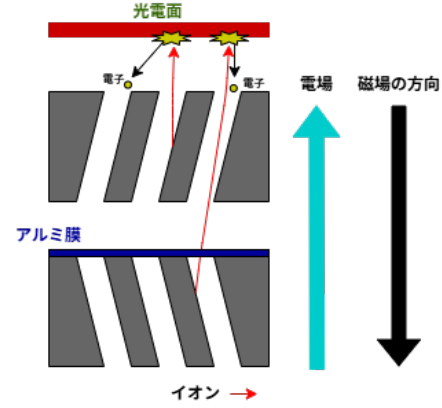


図 4.2: MCP-PMT 中のイオンの軌道

### 4.3 アフターパルスの理論計算

MCP に電子が衝突し、MCP(表) からの距離  $x$  で質量  $m$ 、電荷  $q$  の陽イオンが速度 0 で放出することを考える。図 4.3 のように光電子-MCP1 の間を領域 1、MCP1(表)-MCP1(裏) の間を領域 2、MCP1-MCP2 の間を領域 3、MCP2(表)-MCP2(裏) の間を領域 4、MCP2-アノードの間を領域 5 と定義する。陽イオンが光電面に到達するときの時刻は各領域  $i$  ( $i = 1 \sim 5$ ) に対する運動方程式

$$ma_i = q \frac{V_i}{l_i} \quad (4.3.1)$$

を解くことで求められる。ここで  $a_i$ 、 $V_i$ 、 $l_i$  は各領域  $i$  に対する加速度、電圧、大きさである。また、各領域で電場が一定であることを仮定している。前段の MCP から陽イオンが放出し、光電面に到達するまでの時間は

$$t = \sqrt{\frac{2mxl_2}{qV_2}} + \frac{ml_1}{qV_1} \left( -\sqrt{\frac{2qV_2x}{ml_2}} + \sqrt{\frac{2qV_2x}{ml_2} + 2\frac{qV_1}{m}} \right) \quad (4.3.2)$$

である。後段の MCP から陽イオンが放出し、光電面に到達するまでの時間を求める。領域 2 に到達するまでの時間と速度は

$$t' = \sqrt{\frac{2mxl_4}{qV_4}} + \frac{ml_3}{qV_3} \left( -\sqrt{\frac{2qV_4x}{ml_4}} + \sqrt{\frac{2qV_4x}{ml_4} + 2\frac{qV_3}{m}} \right) \quad (4.3.3)$$

$$v' = \sqrt{\frac{2qV_4x}{ml_4} + \frac{2qV_3}{m}} \quad (4.3.4)$$

その後、領域 2 を通り抜けるまでにかかる時間と速度は

$$t_2 = \frac{ml_2}{qV_2} \left( -v' + \sqrt{v'^2 + 2\frac{qV_2}{m}} \right) \quad (4.3.5)$$

$$v_2 = \frac{qV_2}{ml_2} t_2 + v' \quad (4.3.6)$$

最後に光電面に到達するまでの時間は

$$t_1 = \frac{ml_1}{qV_1} \left( -v_2 + \sqrt{v_2^2 + 2\frac{qV_1}{m}} \right) \quad (4.3.7)$$

よってイオンが後段の MCP 表面から光電面に到達するまでの時間は

$$t = t' + t_1 + t_2 \quad (4.3.8)$$

と計算できる。光電面から電子が放出し、MCP に衝突するまでの時間も式 4.3.2 - 4.3.8 で求めることができる。アフターパルスの到達時間は光電子が MCP に到達するまでの時間と MCP から放出されたイオンが光電面に到達するまでの時間の和で計算できる。

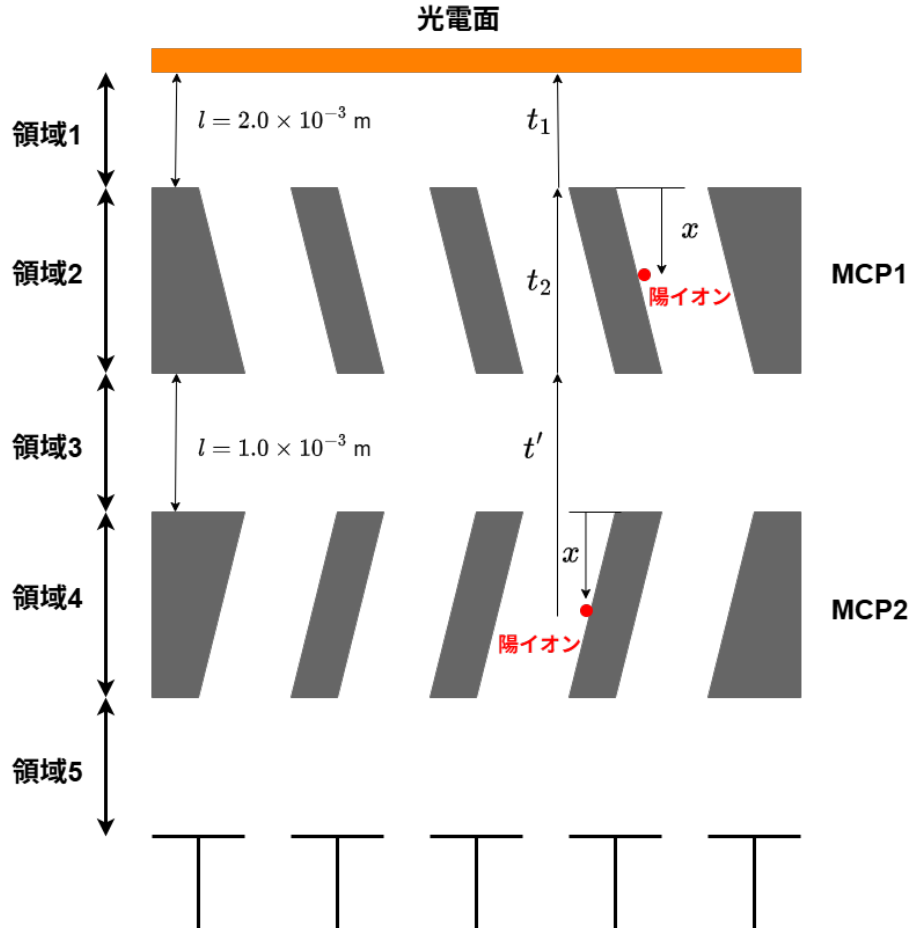


図 4.3: アフターパルスの理論計算

これらの計算式を実際を使用している MCP-PMT に適用する。MCP-PMT は分圧比

$$V_1 : V_2 : V_3 : V_4 : V_5 = 0.47 : 2.2 : 2.2 : 2.2 : 1.2 \quad (4.3.9)$$

で運用されている。領域 1 の大きさは  $2.0 \times 10^{-3}$  m、領域 3 の大きさは  $1.0 \times 10^{-3}$  m である。MCP-PMT に 3000 V 印加し、前段及び後段の MCP の中央 ( $x = 0.2 \times 10^{-3}$  m) からイオンが放出した際のアフターパルスの到達時間を表 4.1 にまとめる。

表 4.1: 各イオンごとのアフターパルスの到達時間

| イオンの種類                      | 前段      | 後段      | イオンの種類                        | 前段      | 後段      |
|-----------------------------|---------|---------|-------------------------------|---------|---------|
| H <sup>+</sup>              | 8.20 ns | 8.15 ns | H <sub>2</sub> O <sup>+</sup> | 35.9 ns | 35.7 ns |
| H <sub>2</sub> <sup>+</sup> | 15.8 ns | 15.7 ns | O <sub>2</sub> <sup>+</sup>   | 47.2 ns | 46.9 ns |
| He <sup>+</sup>             | 17.9 ns | 17.8 ns | CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>  | 55.0 ns | 54.7 ns |

磁場は光電面に対して垂直方向にかかっているため、その方向に対してイオンは力を受けない。よって、磁場に依らず式 4.3.2、4.3.8 が成立する。

## 4.4 アフターパルス測定の実験装置

高磁場を印加するために KEK の北カウンターホールに設置されている双極電磁石を使用した。使用した MCP-PMT の一覧を表 4.2 に示す。これらの MCP-PMT を選定した理由は QE がすでに低下している個体であり、イオンが発生しやすいと考えたためである。

表 4.2: アフターパルス測定で使用した MCP-PMT

| PMT ID | 相対 QE(測定ベンチ) | 相対 QE(TOP カウンター) | 備考              |
|--------|--------------|------------------|-----------------|
| JT0625 | 0.530        | 0.649            | TOP から取り外した PMT |
| JT0626 | 0.672        | 0.769            | TOP から取り外した PMT |
| JT0901 | 0.370        | -                | 実験室で保管していた PMT  |
| JT0936 | 0.412        | -                | 実験室で保管していた PMT  |

非磁場環境および磁場環境において同一のゲイン条件で比較を行うため、それぞれの環境下でゲインを測定した。その測定セットアップを図 4.4 に示す。レーザー光はビームスプリッターにより、光量をモニタリングするための MPPC と MCP-PMT へ分割される。さらに、ND フィルターおよびスリットを通じて 1 光子に減光され、MCP-PMT に入射する。MCP-PMT から得られた ADC 測定値から信号の電荷量を計算し、ゲインを測定した。

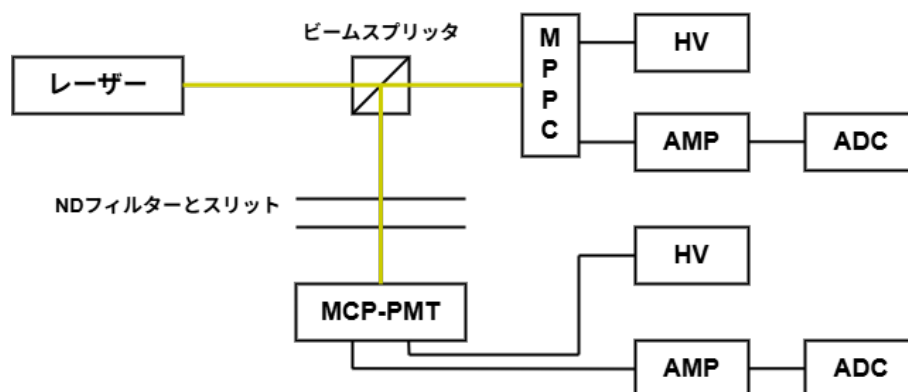


図 4.4: ゲイン測定の実験装置

MCP-PMT のアフターパルスの測定セットアップを図 4.5 に示す。MCP-PMT および読み出し回路は暗幕で遮光した。MCP-PMT の上部には ND フィルターを 2 枚重ね、その上から光源 (ムギ球 GA-30H) によって照射を行った。MCP-PMT から得られた信号はアンプやアテネータを介して飽和しないように調整された後、Domino Ring Sampler version 4(DRS4) を用いて波形データとして取得した。なお、トリガー条件にはパルスの波高を用いた。

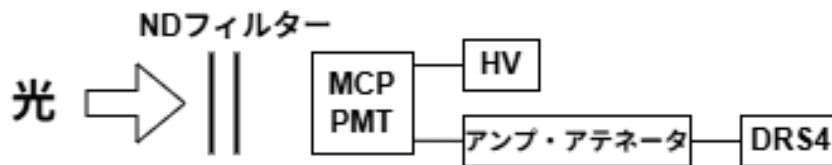


図 4.5: アフターパルス測定の設定アップ

測定上の留意点として、MCP-PMT の側管に用いられているコバル合金は磁性を有しており、高磁場下では MCP-PMT が移動してしまう懸念がある。この問題を解消するため、図 4.6 のように MCP-PMT を非磁性体であるポリアセタール樹脂で密閉し、さらに読み出し系全体を電磁石内部でステンレス製の治具により固定した。その結果、MCP-PMT が一度も移動することなく、安定してアフターパルスの測定を行うことができた。

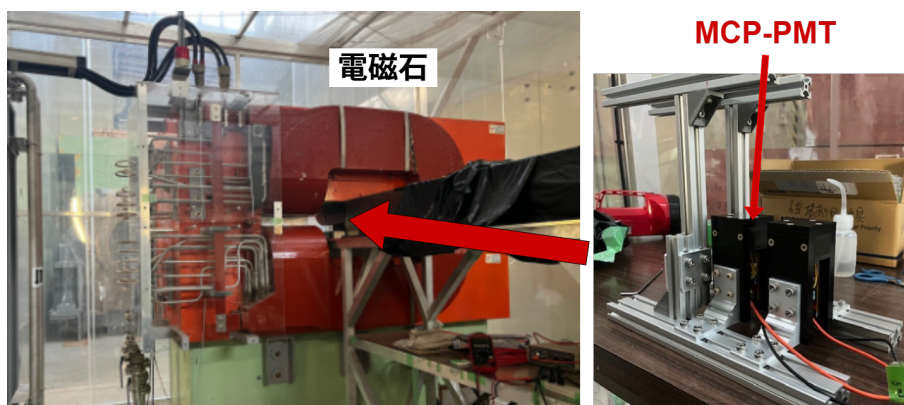


図 4.6: 双極電磁石と磁場測定用治具

## 4.5 Gain の測定結果

JT0625 における各 ch ごとの Gain の測定結果を図 4.7 に示す。フィッティング関数として式 1.4.1 を使用した。

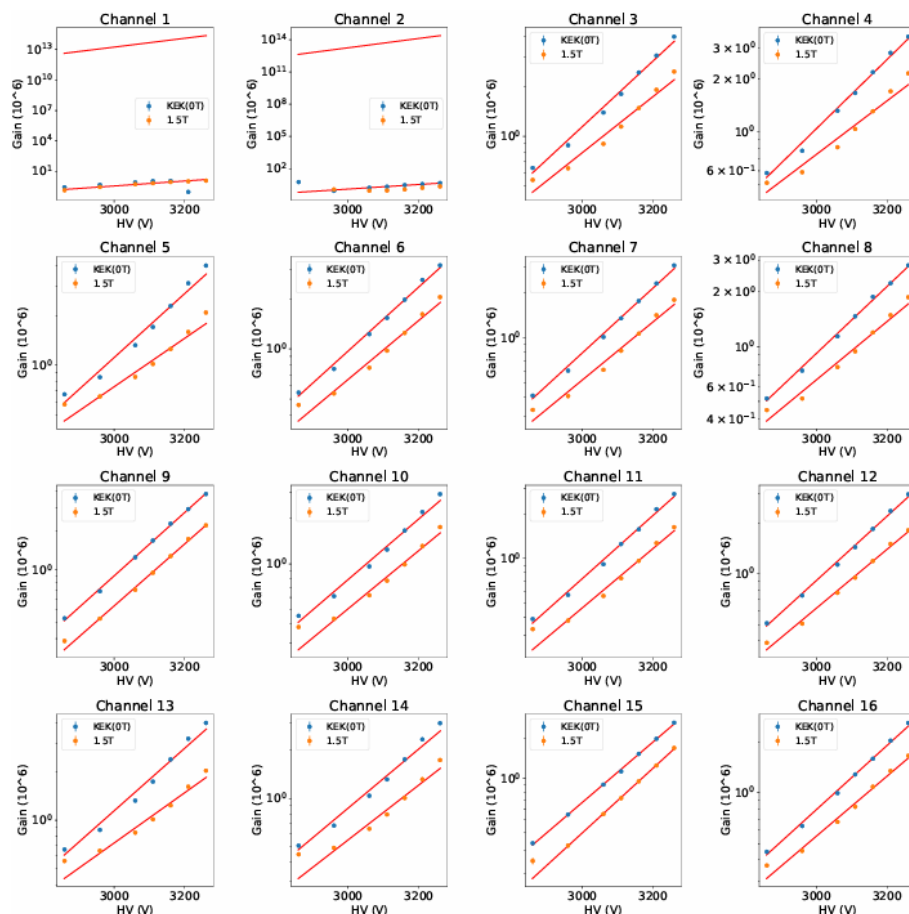


図 4.7: JT0625 における Gain の測定結果

各チャンネルで得られたフィッティングパラメータの平均値を、PMT 全体のゲインに対するフィッティングパラメータとして採用した。ただし、ch1 および ch2 の一部の電圧条件においてはデータの取得ができなかったため、これらのチャンネルは平均値の算出から除外した。これらのチャンネルについては、読み出し系の不具合が原因であると考えられる。

## 4.6 波形解析

取得データの一例を図 4.8 に示す。磁場の有無や印加電圧の条件によりアンプおよびアッテネータの設定が異なるため、DRS4 で取得した電圧波形は、MCP-PMT 直後の信号を再現するよう各設定値に基づいて補正を行っている。

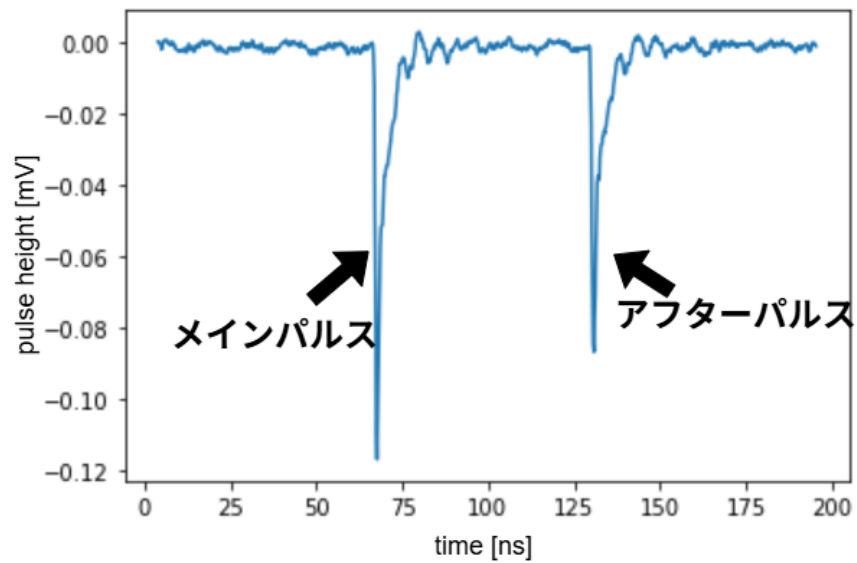


図 4.8: 取得した波形の一例

この波形から図 4.9 のように Python の `scipy` ライブラリにある `find`peaks` を用いてピーク地点の時間と電圧の値を取得した。この関数はある点の値と近接する点の値を比較し、その中から最小値を求める関数である。リングングや小さなノイズによる誤ったピーク検出を減らすために、`find`peaks` 内のパラメータを表 4.3 のように設定した。

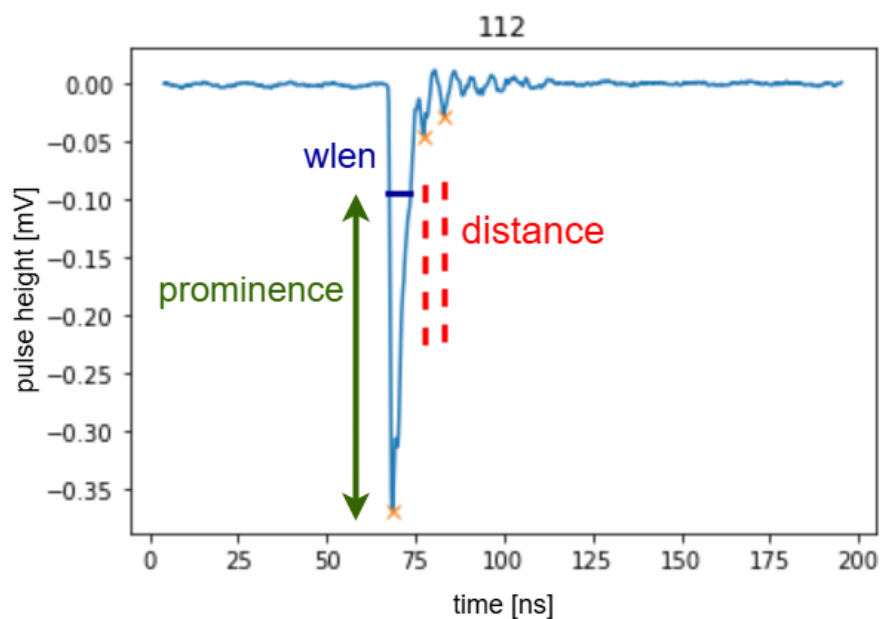


図 4.9: ピーク検出の一例。オレンジの × が `find`peaks` でピークと判定された箇所である。

表 4.3: ピーク検出のパラメータ

| パラメータ      | 意味                          | 設定値   |
|------------|-----------------------------|-------|
| distance   | ピーク間同士が 1.95 ns 以上離れている     | 10    |
| prominence | 周囲と比較したときのピークの最小値           | 0.025 |
| wlen       | prominence を比較する範囲が 9.77 ns | 50    |

ピーク検出を行った後、pybaselines ライブラリ内の Improved Modified Polynomial Fit を使って定数関数でバックグラウンドの電圧値を取得した。このアルゴリズムはデータとフィッティング関数の残差と標準偏差を計算し、ピークの影響を重みを使って小さくすることで最適なベースラインを求める手法である。取得したピーク地点の電圧からバックグラウンドの電圧値を引いたものを真のピークの電圧値とした。また、図 4.8 のようにピークが 2 つ以上検知されたものについては最初のピークをメインパルスのピーク、2 つ目以降のピークをアフターパルスと定義した。アフターパルスが記録された時間からメインパルスが記録された時間を引いた値をアフターパルスの到達時間と定義した。

## 4.7 磁場の有無とアフターパルスの量の比較

メインパルスの頻度に対するアフターパルスの割合を図 4.10 に示す。残存するノイズや偶発的にメインパルスが複数含まれる波形をアフターパルスだと誤認識する可能性を減らすために、顕著なピークが存在しない 35 ns 以降の領域に対して一次関数でフィッティングした。得られたバックグラウンド成分をヒストグラム全体から減算し、残差をアフターパルスに起因する成分とみなした。

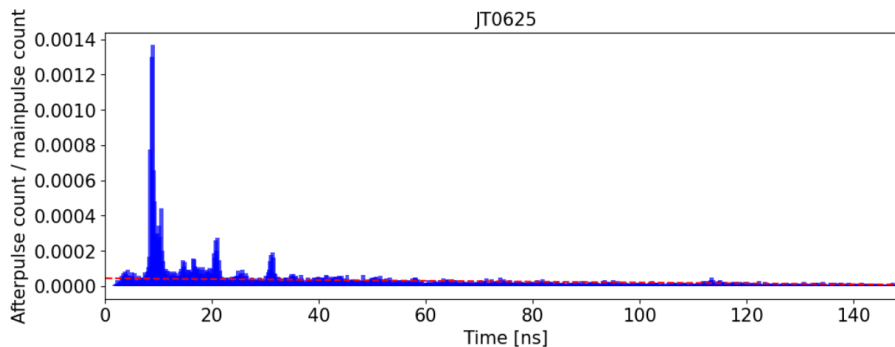


図 4.10: アフターパルスの割合

バックグラウンドを差し引いたアフターパルスの割合のヒストグラムと各イオンによるアフターパルスの到達予想時間を図 4.11 に示す。予想時間は、イオンの発生位置に依存して変動し、点線は各イオンが光電面に到達する最短時間、実線は最長時間を示している。各イオンに対する予想時間範囲が重なっている部分が多くあり、MCP-PMT 内部に存在するイオンの同定は困難である。たとえば、20 ns に観測されるアフターパルスは、水素イオン、水素分子イオン、またはヘリウムイオンのいずれかに起因する可能性がある。

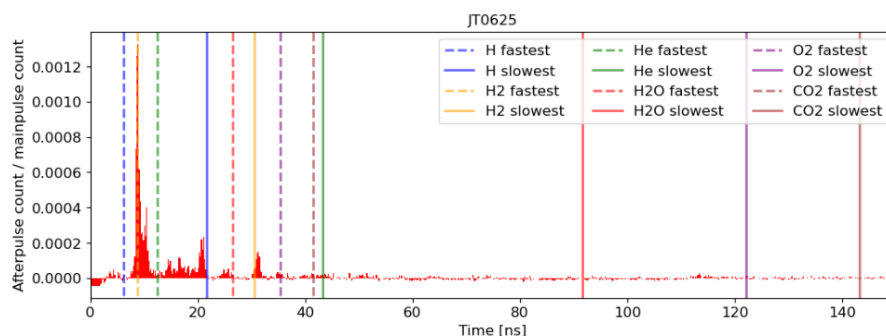


図 4.11: 補正したアフターパルスの割合とイオンによる到達予想時間

磁場環境および非磁場環境でゲインを一致させた MCP-PMT における各イオン種のアフターパルス割合を図 4.12 に示す。軽いイオンにおいて、磁場下でアフターパルスの割合が高く、MCP-PMT 内部でイオン量が増加していることが示唆される。特に水素イオンは約 4 倍に増加しており、これは MCP-PMT の製造過程における水素還元処理の際に残留したガスが依然として存在している可能性が考えられる。

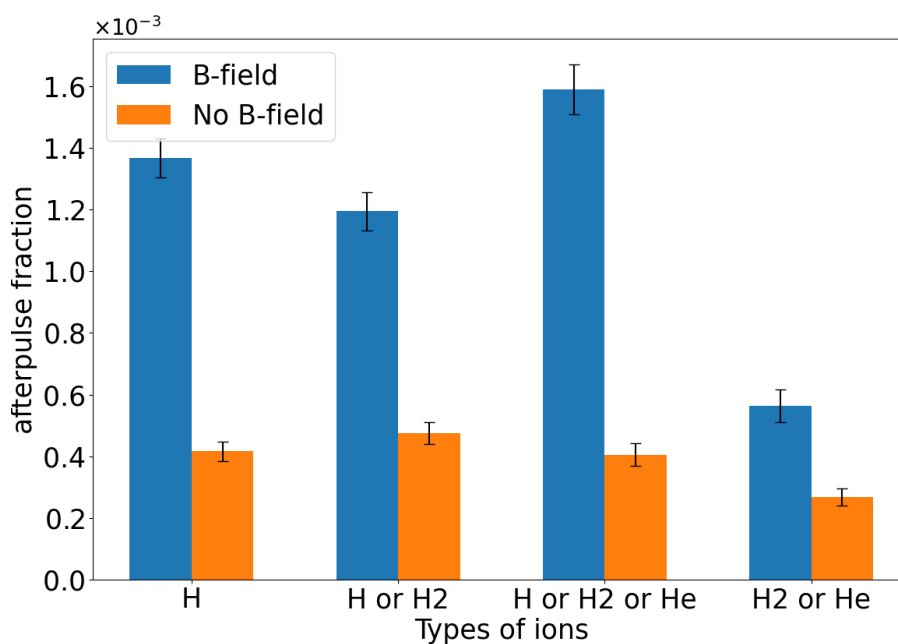


図 4.12: 磁場・非磁場の環境下における各イオンのアフターパルスの割合

## 第5章 磁場環境中の寿命測定

第4章において、1.5 Tの磁場下ではイオンの量が増加することが確認された。イオンが増えたことによってQEの大きな低下を引き起こす可能性があるため、磁場の有無による寿命測定を行った。

### 5.1 磁場中の寿命測定のセットアップ

使用したMCP-PMTの一覧を表5.1に示す。これらのMCP-PMTを選定した理由はQEがすでに低下している個体であり、QE変動がみやすいと考えたためである。

表 5.1: 磁場中の寿命測定で使用した MCP-PMT

| PMT ID | 相対 QE(測定ベンチ) | 相対 QE(TOP カウンター) | 備考              |
|--------|--------------|------------------|-----------------|
| JT0626 | 0.672        | 0.769            | TOP から取り外した PMT |
| JT0812 | 0.456        | 0.597            | TOP から取り外した PMT |
| JT0901 | 0.370        | -                | 実験室で保管していた PMT  |
| JT0936 | 0.412        | -                | 実験室で保管していた PMT  |

磁場中の寿命測定の測定セットアップを図5.1に示す。まず初めに、北カウンターホールに設置された双極電磁石の磁場を1.5 Tに設定し、MCP-PMTにLED光を照射した。磁場によってMCP-PMTが動かないようにするための治具は、磁場中のアフターパルス測定に使用したものと同一である。ただし、信号の読み出しにはトランスインピーダンスアンプ(TIA)を用いて電流を電圧に変換し、データロガーでデータを取得した。その後、双極電磁石からMCP-PMTを取り出し、QE測定ベンチでQEを測定した。QE測定ベンチのセットアップは第2章で述べたものと同様だが、測定時間を短縮するために、MCP-PMTに照射する光の波長を300, 360, 400, 500, 660 nmに絞り、図2.6のように400 nm付近でピークを持つ波長分布であることを確認した。その後、400 nm測定時のQEを用いて相対QEを計算した。この一連の手順を繰り返すことで、出力電荷量に対するQEの変動を測定した。その後、磁場のない環境でも同様に出力電荷量とQEの測定を行った。このとき、アフターパルス測定と同様に、磁場の有無によってゲイン差が生じないように、ゲイン測定の結果に基づいて高電圧(HV)を調整した。

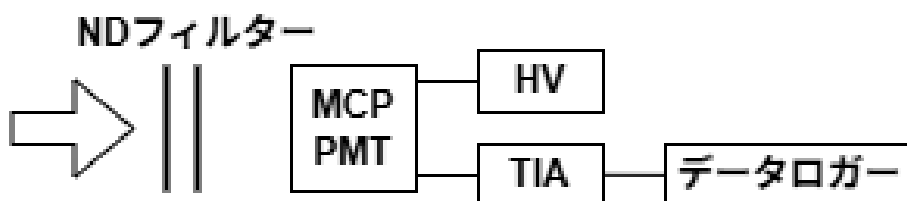


図 5.1: 磁場・非磁場中における寿命測定のセットアップ

## 5.2 積算出力電荷の測定結果

1 回の測定で取得した電圧の時間変化を図 5.2 に示す。測定初期に電圧値が低いのは、MCP-PMT に光を照射していない状態でデータを取得したためである。本測定で得られた電圧データは、TIA を通す前の電流値に変換し、そこから電荷量を算出した。

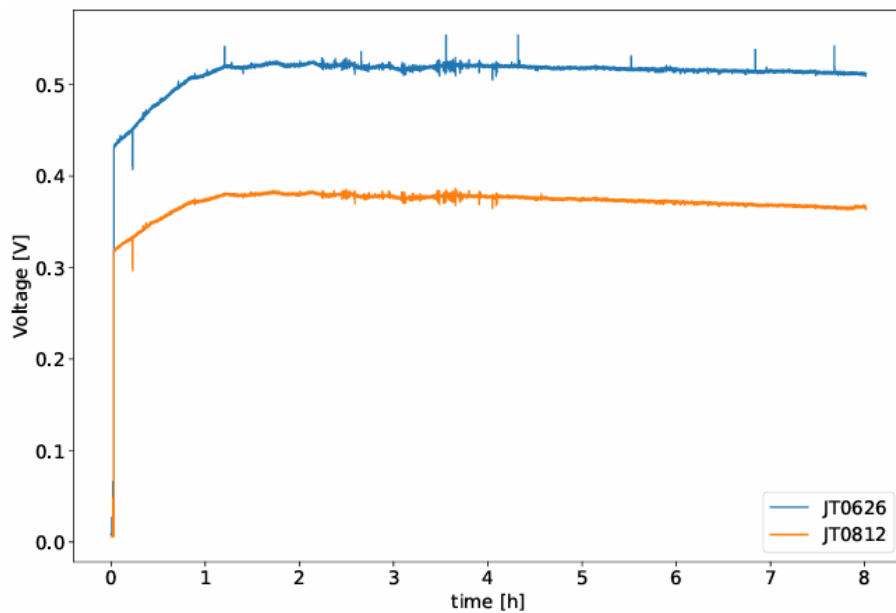


図 5.2: データロガーで取得した電圧の時間変動

## 5.3 実機の QE 低下と磁場環境中の寿命測定の QE 低下の比較

TOP カウンターから取り外した各 MCP-PMT について第 2 章で取得した積算出力電荷と QE の関係を図 5.3、5.4 に示す。フィッティングの結果から寿命曲線を求めた。

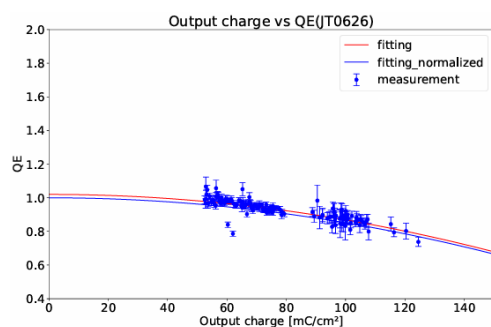


図 5.3: 衝突データから測定した寿命曲線 (JT0626)

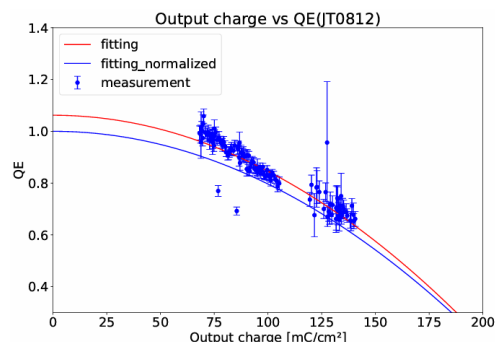


図 5.4: 衝突データから測定した寿命曲線 (JT0812)

実験室で保管していた MCP-PMT(JT0901、JT0936) の積算出力電荷はそれぞれ 0.7、12.6 である。この値と表 5.1 の相対 QE を式 1.4.2 に適用し、寿命曲線を求めた。

寿命曲線および各磁場環境における積算出力電荷と量子効率 QE の関係を図 5.5 - 5.8 に示す。各磁場条件ごとに一次関数によるフィッティングを行い、その傾きを算出した。その結果、非磁場環境と比較して磁場中では QE の変動を示す傾きが 1.33 倍から 3.17 倍に増

加していることが分かった。このことから実験中に観測された QE 低下の一部について、その要因を磁場で説明できる可能性が示された。

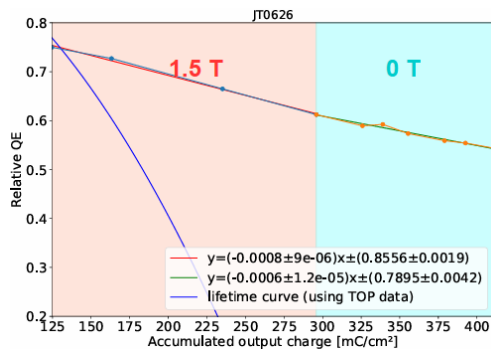


図 5.5: 寿命曲線と各磁場に対する寿命測定のプロット (JT0626)

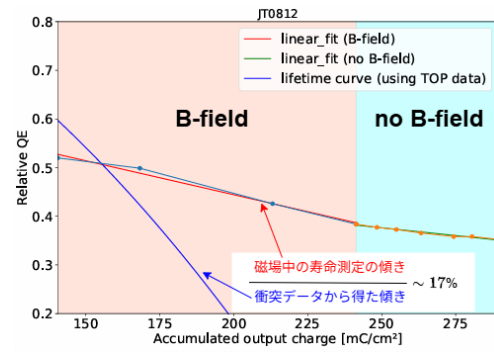


図 5.6: 寿命曲線と各磁場に対する寿命測定のプロット (JT0812)

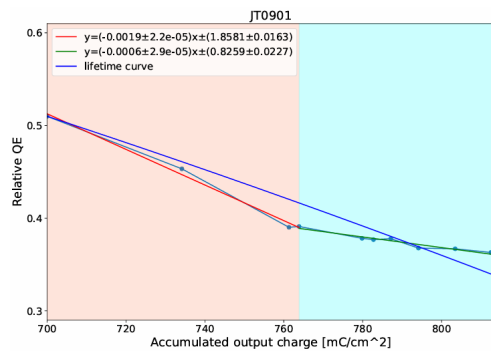


図 5.7: 寿命曲線と各磁場に対する寿命測定のプロット (JT0901)

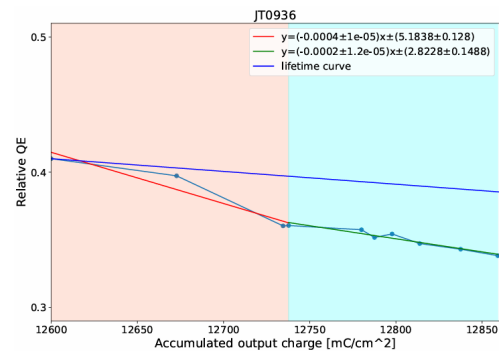


図 5.8: 寿命曲線と各磁場に対する寿命測定のプロット (JT0936)

磁場中において QE の変動が大きくなった要因として、第 4 章で述べたように、磁場下で MCP-PMT 内の軽いイオンの量が増加することが関与していると考えられる。しかしながら、アフターパルスの量と寿命 (QE の低下) との間における定量的な関係は明らかになっていない。そのため、MCP-PMT に印加する電圧値を変化させながら寿命測定を行い、両者の関係性を詳細に評価する必要がある。

## 第6章 結論

Belle II 実験では、10.58 GeV 付近の電子・陽電子衝突によって B 中間子を生成し、標準理論の検証や新しい物理現象、および新たなハドロン状態の探索を行っている。高精度測定のためには大量のデータが必要であり、2035 年までに積分ルミノシティ  $50 \text{ ab}^{-1}$  の蓄積を目指している。粒子識別には石英輻射体と MCP-PMT から構成された TOP カウンターを使用している。しかし、MCP-PMT は積算出力電荷量の増加に伴って量子効率 (QE) が徐々に低下し、粒子識別性能が低下するという課題がある。実際、衝突データに基づいて評価された相対 QE は予想を上回る急激な低下を示した。そのため、本研究では QE の低下の確認とその原因の解明を行った。

まず、長期運転休止間中に TOP カウンターから取り外した MCP-PMT の QE を実験室で測定した。その結果、衝突データに基づいて測定された QE が実験室でも確認された。

次に QE 低下の原因を明らかにするため、温度の違いに注目した。Belle II 実験前に行った寿命測定試験は室温 ( $25^\circ\text{C}$ ) で実施されたが、TOP カウンターに実装された MCP-PMT は周囲の読み出し回路の影響により  $40 - 50^\circ\text{C}$  に達する可能性がある。そこで、取り外した MCP-PMT に対して温度を  $25^\circ\text{C}$ 、 $40^\circ\text{C}$ 、 $50^\circ\text{C}$  に設定し、それぞれ寿命測定を行った。その結果、Belle II 実験中に観測されたような顕著な QE の低下は確認されなかった。

続いて、磁場の有無が QE に与える影響に着目した。寿命測定試験時では 0 T で、実機では 1.5 T で QE を測定している。そこで、磁場中でも MCP-PMT が動かないように固定する治具を作成し、アフターパルス測定および寿命測定を行った。アフターパルス測定では光電面の劣化原因となり得るイオンと磁場との関係を調査した。その結果、同程度のゲイン条件下で、1.5 T の磁場下では 0 T に比べて光電面に到達する水素、ヘリウムイオンに起因する信号の数が 2.1 倍から 3.3 倍に増加していることを明らかにした。寿命測定では治具で固定した MCP-PMT に光を照射し、積算出力電荷と QE の関係を調査した。その結果、1.5 T の磁場環境では 0 T に比べて QE の低下が 1.3 倍から 3.2 倍早いことが分かり、実験中に観測された QE 低下の一部を説明できる可能性が示された。

今後の展望としては、さまざまな電圧条件下でアフターパルス測定および寿命測定を行い、両者の相関性を詳しく調査する予定である。さらに、実際の Belle II 実験により近い高磁場かつ高温環境下で同様の測定を行い、これまで観測されてきた予想を上回る QE の低下が再現・説明可能かどうかを検証することも今後の課題である。

## 謝辞

本研究を行う上で、たくさんの方にお世話になりました。飯嶋徹教授、居波賢二准教授、村上ひかり特任助教には、研究を進める上で熱心なご指導を頂きました。飯嶋徹教授には、研究全体の進め方、考え方をご指導を頂きました。居波賢二准教授には、MCP-PMT の性能評価やセットアップの構築の際にも多くのご指導を頂きました。村上ひかり特任助教には、QCD の知識や MCP-PMT の測定、論文やスライド作成など多くのご指導を頂きました。そして、N 研 Belle II グループの学生にも大変お世話になりました。大久保亮吾さんをはじめ、研究室の学生には具体的な解析手法のアドバイスや MCP-PMT の測定の手伝いをして頂きました。また、堀井泰之准教授をはじめとする N 研他グループの方々にも、研究に関するご指摘を多く頂きました。心から感謝申し上げます。

## 参考文献

- [1] A. E. Bondar et al., "Bottomonium-like states: physics case for energy scan above the  $B\bar{B}$  threshold at Belle-II", *Mod. Phys. Lett.A* 32 (2017) 04, 1750025, DOI: 10.1142/S0217732317500250
- [2] I. Adachi et al., "Study of  $\Upsilon(10753)$  decays to  $\pi^+\pi^-\Upsilon(nS)$  final states at Belle-II", *J. High Energ. Phys.* 2024, 116 (2024), DOI: 10.1007/JHEP07(2024)116
- [3] K. Matsuoka et al., "Extension of the MCP-PMT lifetime", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A: Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* 876 (2017) 93-95, DOI: 10.1016/j.nima.2017.02.010
- [4] 安達佑也、修士論文「Belle II 実験 TOP カウンターにおける MCP-PMT の量子効率変動特性の評価と安定運用方法の検討」, 2022
- [5] 大久保亮吾、修士論文「素粒子実験の大規模化・高度化を推進する高時間分解能光検出器の開発」, 2020
- [6] 浜松ホトニクス株式会社, "光電子増倍管 その基礎と応用 第4版" (2017) 246