

平成 30 年度 修士論文

Belle II 実験 TOP カウンターの光検出器及び読み出し回路の  
実機調整と光子検出能力の評価

名古屋大学大学院理学研究科  
素粒子宇宙物理学専攻 素粒子宇宙物理系  
高エネルギー素粒子物理学研究室

博士前期課程 2 年  
学生番号 261701138  
奥藤 陸矢

平成 31 年 1 月 22 日

## 概要

Belle II 実験では  $e^+e^-$  衝突から生じる  $B$  中間子対を 500 億事象という世界最高統計量で収集し、その希崩壊過程を精密に測定することで標準模型を超える新事象の探索を行う。重い  $B$  中間子崩壊の終状態に多く含まれる比較的軽い  $K/\pi$  中間子の識別を高い効率で行う必要があるため、我々は新型粒子識別装置 Time-Of-Propagation (TOP) カウンターを導入し、識別効率 95% 以上、誤識別率 5% 以下での識別を目指す。

TOP カウンターは石英輻射体とその端面に取り付けた光検出器 Micro-Channel-Plate (MCP) -PMT で構成されている。石英輻射体  $K/\pi$  が通過する際に異なる放角で発生するチェレンコフ光子を光検出器で 20 個程度検出し、その検出時間・位置情報を用いて粒子識別を行う。この際検出光子を 10% 損失すると 1-2% 程度識別効率が低下してしまうので、識別性能最大化のために光子数の十分な確保が重要となる。

光子検出システムを構成する読み出し回路と MCP-PMT の性能は個別にテストベンチで精査されてきた。次の段階の研究として私はインストール後の性能評価と光子検出システム全体の調整を行った。さらに初衝突運転データを用いて TOP カウンターの光子検出能力を包括的に評価した。

光子検出能力の主要要素は、読み出し回路単体の読み出し効率と、MCP-PMT の増幅率及び閾値で決まる信号弁別効率である。まず、疑似信号を用いて読み出し効率を評価し、これが 74-80% であることを示した。さらに、この非効率性は読み出し回路上の信号判定機構に起因することを指摘し、それを受けた改善によって読み出し効率を最大 100% にできることを示した。次に、1 光子レベルに減光したレーザーを用いて MCP-PMT の増幅率を調整し、信号弁別効率の目標 90% 以上を全 MCP-PMT で実現した (図 1)。

最後に、初衝突運転データに含まれる  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象での TOP カウンターの検出光子数分布をシミュレーションと比較し、本研究で評価した効率の影響を省いた場合に平均光子数が 8-20% の範囲で一致していることを示した (図 2)。また、 $\mu$  粒子の入射角度・位置などの条件に対しては期待通りに応答していることを示した。

本研究により、光子検出の観点で衝突運転時の TOP カウンターの性能を評価し、課題を分析することができ、目標の粒子識別性能の実現につながった。

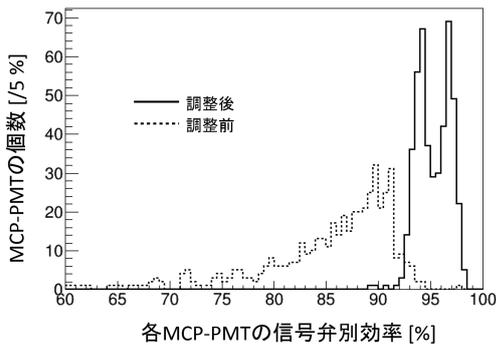


図 1 調整前後の MCP-PMT の信号弁別効率分布

横軸は信号弁別効率で、縦軸は MCP-PMT の個数。点線と実線のヒストグラムはそれぞれ、増幅率校正前と校正後の信号弁別効率分布。

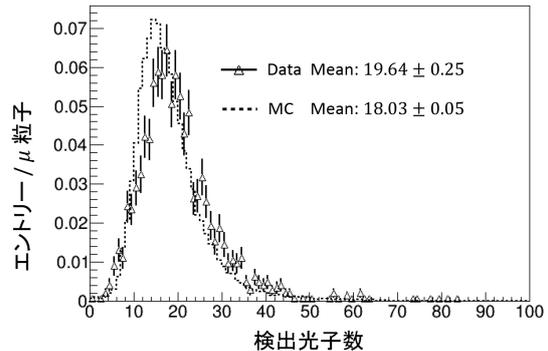


図 2 検出光子数分布

三角点はデータ、点線ヒストグラムはシミュレーションの結果。それぞれ  $\mu$  粒子の個数で規格化している。

# 目次

第 1 章	Belle II 実験 粒子識別装置 TOP カウンター	4
1.1	SuperKEKB/Belle II 実験	4
1.1.1	Belle II で目指す物理	5
1.1.2	Belle II 検出器	5
1.1.3	Phase 2/Phase 3	7
1.2	TOP カウンター	7
1.2.1	TOP カウンターの構造	7
1.2.2	$K/\pi$ 識別の原理	8
1.2.3	ビームバックグラウンドの影響	9
1.2.4	検出光子数の粒子識別への影響	10
1.3	光検出器 MCP-PMT	10
1.3.1	構造と原理	10
1.3.2	付加的なノイズ	11
1.3.3	光電面寿命と長寿命化対策	12
1.3.4	テストベンチでの性能評価	14
1.4	本研究の目的	20
第 2 章	実機読み出し回路の効率とノイズの評価	21
2.1	実機読み出し回路	21
2.1.1	読み出し回路への要求	21
2.1.2	読み出し機構	21
2.2	パルス測定システム	24
2.3	パルス測定による実機読み出し回路の効率・ノイズの評価	25
2.3.1	読み出し効率	25
2.3.2	ノイズレート	29
2.4	本章のまとめ	32
第 3 章	実機光検出器の増幅率の較正と最適化及び信号弁別効率及びノイズの評価	33
3.1	レーザー測定システム	33
3.2	増幅率の較正及び信号弁別効率の評価	35
3.2.1	較正・評価方法	35
3.2.2	較正・評価結果	36
3.2.3	増幅率較正の妥当性	38
3.3	レーザー測定によるノイズの評価	43
3.4	本章のまとめ	47

第 4 章	TOP カウンターの $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ データにおける光子検出能力の評価	49
4.1	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象の選別	49
4.2	ビームバックグラウンドによる影響の見積もり	52
4.3	TOP カウンターでの検出光子数	53
4.3.1	検出光子数の $\mu$ 粒子入射位置・角度依存性	55
4.4	本章のまとめ	56
第 5 章	結論	59
付録 A	実機電圧分割器の一定電圧供給	61
参考文献		64

# 第 1 章

## Belle II 実験 粒子識別装置 TOP カウンター

### 1.1 SuperKEKB/Belle II 実験

素粒子標準模型で予言される素粒子は、実験によりすべて発見された。しかし、暗黒物質の存在が宇宙観測で示されているように、標準模型を超える新物理が存在することは明白であり、我々はこの新物理を発見することを目指している。そこで、特定の粒子を大量に生成しその崩壊過程を高精度で測定することで標準模型では説明できない事象を発見するルミノシティフロンティアの実験を行い、新物理の兆候を探索する方法が取られている。このルミノシティフロンティアの実験の 1 つに SuperKEKB/Belle II 実験 [1] がある。SuperKEKB(図 1.1) は電子陽電子衝突型加速器であり、電子 7 GeV、陽電子 4GeV を衝突させ B 中間子を生成する。Belle II 実験はこの B 中間子の崩壊過程を Belle II 検出器で精密に測定し、新物理の兆候を探索する。SuperKEKB/Belle II 実験では、前身の KEKB/Belle 実験の約 40 倍の瞬間ルミノシティ  $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  で運転し、 $50 \text{ ab}^{-1}$  のデータを取得する予定である。

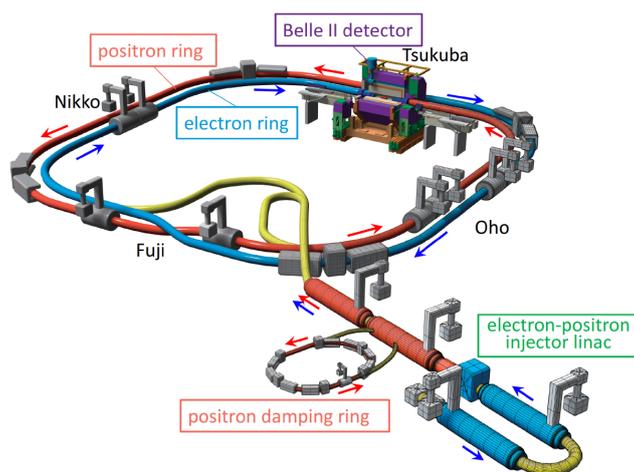


図 1.1 SuperKEKB 加速器の概略図 [2]

### 1.1.1 Belle II で目指す物理

Belle II 実験において私が目指しているのは、図 1.2 のようにボトムクォークがトップクォークなどを介してダウンクォークになる崩壊を測定することで、 $|V_{td}|$  を精度よく決定し標準模型を検証することである [3]。このとき、ボトムクォークがトップクォークなどを介してストレンジクォークに崩壊するモードが主な背景事象となる。Belle II 実験では  $B \rightarrow \rho\gamma$  を信号事象として測定し、 $B \rightarrow K^*\gamma$  が背景事象となる。このとき、 $K^*$  や  $\rho$  が崩壊することで終状態に  $K$  や  $\pi$  が含まれるため、二つの崩壊モードを切り分けるためには  $K$  と  $\pi$  の識別が重要となる。Belle II 実験の設計では、図 1.3 のように Belle 実験よりも高い感度を実現可能である [4]。

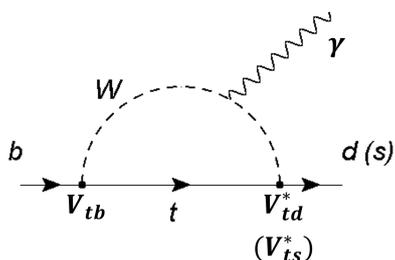


図 1.2  $b \rightarrow d(or s)$  のファインマンダイアグラム [3]

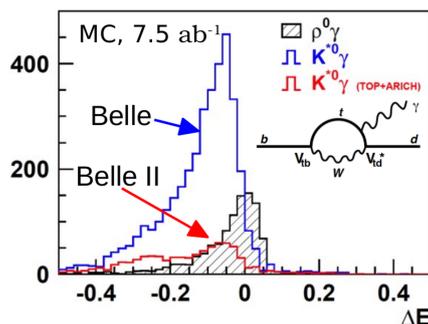


図 1.3 信号事象  $B \rightarrow \rho\gamma$  とその背景事象  $B \rightarrow K^*\gamma$  の再構成量の比較 [4]

### 1.1.2 Belle II 検出器

Belle II 検出器は図 1.4 のように、電子陽電子の衝突点を囲むように配置された円筒型の検出器である。Belle II 検出器は複数の検出器で構成されており、内層から順にピクセル型検出器 (PXD)、シリコンバーテックス検出器 (SVD)、中央飛跡検出器 (CDC)、粒子識別装置 (円筒部:TOP カウンター/円底部:ARICH カウンター)、電磁カロリメータ (ECL)、 $\mu$  粒子・中性  $K$  中間子 (KLM) の 7 つの検出器が配置されている。全体は高さ 7 m、長さ 7.5 m で、KLM 以外の検出器は超伝導ソレノイド磁石内に設置されている。以下に各検出器の説明を簡潔に示す。

#### ピクセル型検出器 (PXD)

Depleted P-channel Field Effect Transister (DEPFET) と呼ばれるシリコンピクセルセンサーを用いた検出器。荷電粒子との反応によってシリコン中に電子・正孔対が作られ、その電荷をトランジスタで変調し電流として読み出すことで、粒子の通過位置を精密に測定することができる。この飛跡から、親粒子の崩壊点を精度よく再構成できる。

#### シリコンバーテックス検出器 (SVD)

n 型半導体のストリップを張った層と p 型半導体のストリップを張った層の 2 層でできている。これら 2 層を、ストリップが直交するように n 型半導体を挟む形で接合している。SVD はピクセル型検出器同様に荷電粒子がシリコン中を通過した際に作られた電子・正孔対の電気信号を検出し、荷電粒子の飛跡を精度良く検出する。ピクセル型検出器の情報と合わせて崩壊する粒子の飛跡・崩壊点測定に用いる。

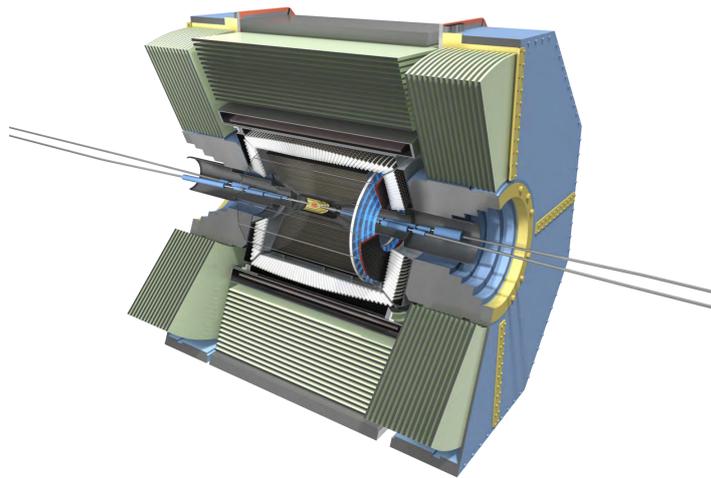


図 1.4 Belle II 検出器の概略図

#### 中央飛跡検出器 (CDC)

円筒に細い金属線を張り、内部をヘリウムとエタンの混合ガスで満たした検出器。荷電粒子がこの検出器を横切る際、その荷電粒子がガスの分子をイオン化する作用を利用して、粒子の飛跡を測定する。磁場中に配置されているため、飛跡の曲率から荷電粒子の運動量を測定することができる。また、電気信号の大きさから通過した粒子の損失エネルギーを測定することで、粒子の種類を識別することができる。

#### Time-Of-Propagation (TOP) カウンター

石英輻射体内で光速を超える荷電粒子が通過する際に発生するチェレンコフ光を、高精度に研磨された側面と集光鏡によって内部反射させ、端面に取り付けた光検出器で検出する。粒子の種類と運動量によってチェレンコフ光の到達時間が異なることを利用して粒子識別を行う。さらなる詳細は 1.3 節で述べる。

#### エアロゲル-リングイメージングチェレンコフ (ARICH) カウンター

荷電粒子がエアロゲルを通過した際に発生する、チェレンコフ光のリング状のイメージを 20 cm 離れたところに敷き詰められた HAPD という光検出器で捕らえる。捕らえられた光子の一つ一つの位置を高感度で検出し、チェレンコフ角を精度よく再構成することで粒子の識別を行う。

#### 電磁カロリメータ (ECL)

電子や光子のエネルギーは、電磁シャワーという現象を用いて測定が可能である。シンチレータ結晶に入射した電子や光子は電磁シャワーを起こして、エネルギーに比例した量の光を発するため、光検出器で光の量を電気信号に変換して読み出す。シンチレータにはタリウムドープのヨウ化セシウム (CsI(Tl)) 結晶を、光検出器にはフォトダイオードを用いている。

#### $\mu$ 粒子・中性 $K$ 中間子 (KLM)

円筒部は高抵抗電極板測定器と 4.7 cm 厚の鉄、及びプラスチックシンチレータのサンドイッチ構造になっている検出器。円底部は鉄板とプラスチックシンチレータのサンドイッチ構造の検出器。透過力の高い  $\mu$  粒子と  $K_L$  中間子を、ハドロン相互作用や電磁相互作用の違いから識別する。

### 1.1.3 Phase 2/Phase 3

2018年4月-7月に、Phase 2と呼ばれる衝突運転が行われた。Phase 2ではPXD及びSVDの一部が検出器が衝突点にインストールされ、加速器と検出器のコミッショニングが行われた。Phase 2期間中にはBelle II検出器で初衝突が観測された(図1.5)。

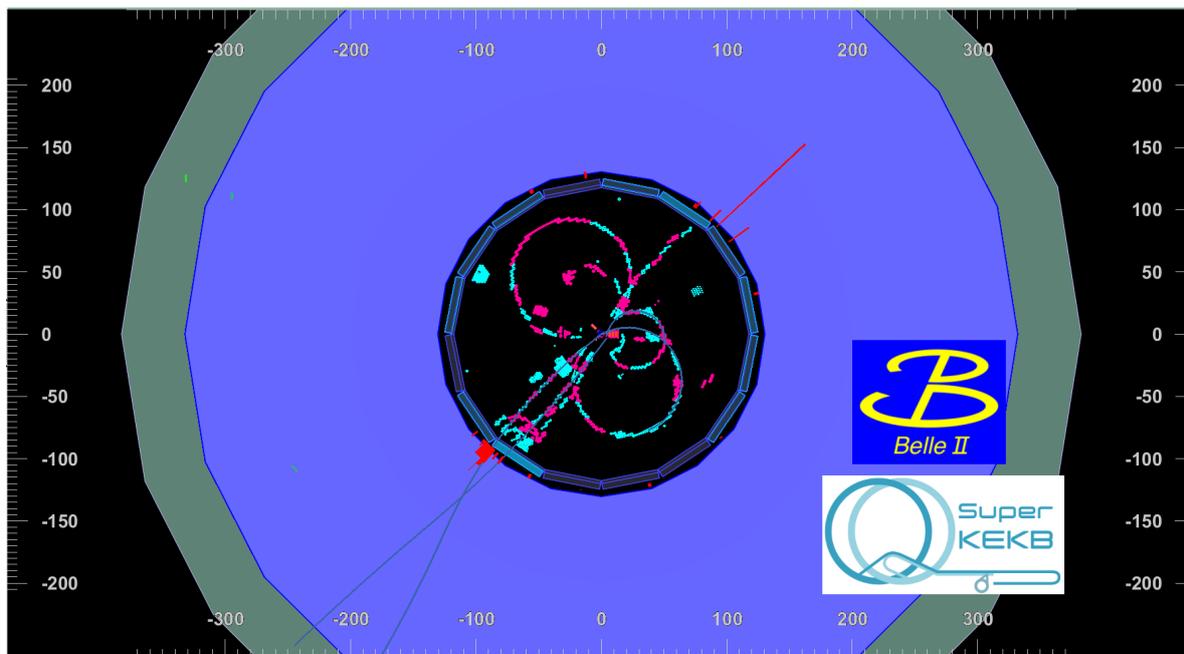


図1.5 Belle II検出器による初衝突のイベントディスプレイ。 $e^+e^-$ 衝突で起こしたハドロン事象によって、多数の粒子が飛び散る様子が4月26日に観測された。

Phase 3は2019年3月に開始予定の本格運転であり、Phase 2とPhase 3の間の期間ではPXDとSVDのインストールと検出器の調整が進められている。

## 1.2 TOP カウンター

$B\bar{B}$ 対からの崩壊の終状態には比較的軽い中間子である $\pi$ 中間子や $K$ 中間子が多く含まれる。これらを良い識別効率・識別率で識別して背景事象を抑え、物理解析での系統誤差を抑えるために、我々はTOPカウンター [5]を開発・導入した。本節ではその構造と原理について述べる。

### 1.2.1 TOP カウンターの構造

TOPカウンターはBelle II検出器の円筒部に16台導入されている(slot01-slot16)。1台のTOPカウンターは主に、125 cm長×450 cm幅×2 cm厚の石英板2枚と石英でできたプリズム(図1.6)、ミラーを蒸着した石英、光検出器及び読み出し回路(図1.7)で構成されている。光検出器には浜松ホトニクスと共同開発した角型MCP-PMTを用いている。MCP-PMTは1台のTOPカウンターに16列×2行=32個設置されており、全体で512個になる。32個の内の4列×2行=8個のMCP-PMTに対して図1.7のようなBoard Stackと呼んでいる回路で電圧供給と信号読み出しを行っている。MCP-PMTのピンはすべて回路基板に差し込まれ、その基板の反対側の面にあるパッドに押し付ける形で接続する。そうすることで光検出器をBoard Stack

のアライメントとは独立にと TOP カウンターのプリズム面に対して設置することができる。

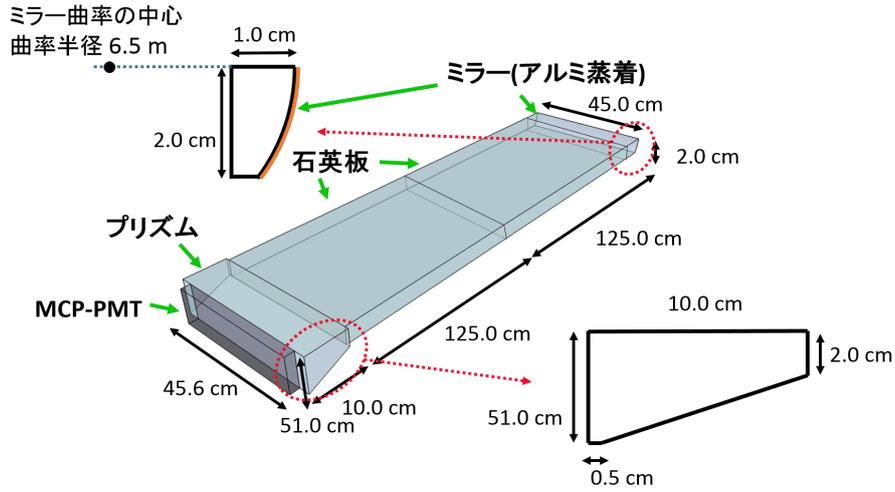


図 1.6 石英輻射体の構造

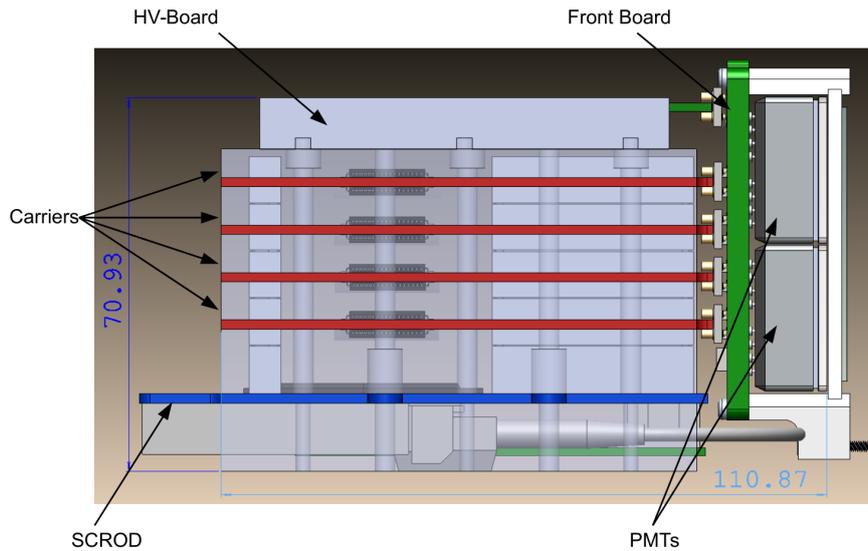


図 1.7 光検出器・読み出し回路の構造 (Board Stack)。各 TOP カウンターに 4 台用いられている。

### 1.2.2 $K/\pi$ 識別の原理

TOP カウンターは通過する高運動量の荷電粒子の識別、その中でも特に  $B$  中間子の崩壊の終状態に多く含まれる  $K$  中間子及び  $\pi$  中間子の識別を目的として導入されている。石英輻射体に入射した荷電粒子は石英輻射体の内部でチェレンコフ光を発生させる。このチェレンコフ光は図 1.8 のように石英内部で反射を繰り返しながら光子検出面まで伝搬していく。このチェレンコフ光子は以下の式 1.1 によって記述されるチェレンコフ角  $\theta_c$  をもって放出される。

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (1.1)$$

ここで、 $n$  は石英輻射体の屈折率 ( $=1.47@$ 波長 400 nm) で、 $\beta$  は粒子の速度である。また、粒子の質量は、

$$m = \frac{p\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} \quad (1.2)$$

と表される。ここで、 $p$  は粒子の運動量で CDC によって測定される。式 1.1 と式 1.2 から、TOP カウンターで  $\theta_c$  を測定することで、粒子の質量、つまり粒子の種類を特定することができる。

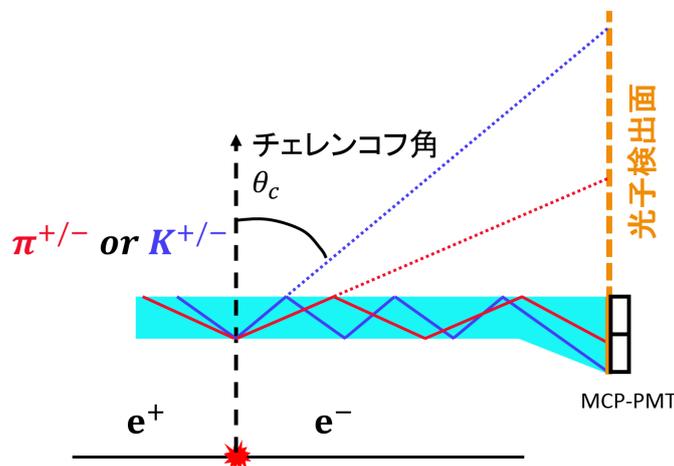


図 1.8 チェレンコフ光の伝搬の様子。青線と赤線はそれぞれ同じ運動量の  $K$  中間子と  $\pi$  中間子が放出したチェレンコフ光の伝搬経路。点線は石英輻射体内部の反射を広げて描写した経路。

### 1.2.3 ビームバックグラウンドの影響

MCP-PMT や読み出し回路等の検出器が出すノイズの他に、SuperKEKB のビーム由来のバックグラウンドが存在する。SuperKEKB/Belle II 実験は  $8 \times 10^{35} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  という高いルミノシティで実験を行うため、大量の  $\gamma$  線が発生する。この  $\gamma$  線が TOP カウンターの石英輻射体でコンプトン散乱または対生成を起こし、生成された電子や陽電子がチェレンコフ光を発生するものが、TOP カウンターの最も問題となるバックグラウンドとなる。バックグラウンドの量は、電子リング (High energy ring (HER)) と陽電子リング (Low energy ring (LER)) で異なる。以下に主な  $\gamma$  線の発生機構を述べる。

- 輻射パーバー散乱 (Radiative Bhabha scattering, RBB)  
電子と陽電子の弾性散乱過程で光子が 1 つ、または複数放出される ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ )。この電子、陽電子はビームパイプに衝突してエネルギーを失い、光子を放出する。
- Touschek 散乱  
電子/陽電子ビームの同じバンチ内の電子/陽電子同士での散乱を Touschek 散乱と呼ぶ。散乱された電子/陽電子がビームパイプや電磁石に衝突し、制動放射で  $\gamma$  線が発生する。
- ビームガス散乱  
加速器のビームパイプ内に残留しているガスと電子/陽電子ビームがクーロン散乱を起こし、散乱された電子/陽電子がビームパイプや電磁石と衝突し、制動放射により  $\gamma$  線が発生する。
- 2-photon 過程  
 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$  の過程で、上記の発生機構と同様に、ビームパイプに電子・陽電子が衝突して  $\gamma$  線が発生する。

これらのバックグラウンドは実際の加速器運転データやシミュレーションで研究されている。後述するが MCP-PMT は寿命を持っており、バックグラウンドによる PMT のヒットレートが平均 1 MHz/PMT 以下とすることを TOP カウンターの要求値としている。

### 1.2.4 検出光子数の粒子識別への影響

TOP カウンターの粒子識別性能は近似的に、

$$S \propto \frac{\sqrt{N_p}}{\sigma_{\text{TOP}}} \quad (1.3)$$

と表すことができる。 $S$  は識別能力、 $N_p$  は検出光子数、 $\sigma_{\text{TOP}}$  は 1 光子に対する時間分解能である。式 1.3 の比例係数はチェレンコフ光の発生から検出されるまでの時間などによって決まる。荷電粒子が TOP カウンターに垂直入射した場合、最終的に検出される光子数は 20 光子程度である。ここで、表 1.1 に検出光子数に対する TOP カウンターの  $B \rightarrow \pi\pi$  の崩壊過程の識別性能についてモンテカルロシミュレーションで研究された結果を示す [6]。ここで、識別効率は  $B \rightarrow \pi\pi$  を正しく識別した効率、誤識別率は異なる崩壊モードを  $B \rightarrow \pi\pi$  と識別してしまう効率である。また、ビームバックグラウンドは検出効率に依存しないと仮定しており、識別効率の下限值と誤識別率の上限值を与えるものとする。20% の検出光子数の損失で識別効率は 1-2% 程度悪化し、誤識別率は 30-50% 悪化することが分かる。このように粒子識別効率・誤識別率は検出光子数に依存するため、シグナル/ノイズ比 (S/N 比) を高く保ちつつ光子数を確保することが重要課題となる。

表 1.1 検出光子数に対する粒子識別性能 [6]

光子検出効率	検出光子数 + ビームバックグラウンド	$\pi\pi$ の識別効率	$\pi\pi$ の誤識別率
1.0	20+7	97.5%	3.3%
0.8	16+7	96.4%	4.3%
0.6	12+7	94.4%	6.1%
0.4	8+7	90.2%	9.8%

## 1.3 光検出器 MCP-PMT

本節では TOP カウンターに用いる光検出器 MCP-PMT の構造と原理、及び特徴について述べる。

### 1.3.1 構造と原理

Belle II TOP カウンターに使用する光検出器として、MCP-PMT の開発、試作品のテスト、実機環境下でのテストが行われてきた [8, 10, 12, 15, 16]。MCP-PMT は製造元である株式会社浜松ホトニクスと共同で研究開発を行ってきた。型名は R10754-07-M16(N) である。外観は図 1.9 のように角型で、サイズは 27.6 mm×27.6 mm×厚 13.1 mm である。また、図 1.10 に MCP-PMT の内部構造と増幅過程の模式図を示す。

MCP-PMT は真空管で、石英ガラスでできた入射窓、石英ガラスに蒸着したマルチアルカリ光電面 (NaKSbCs)、1 mm 間隔で置かれた 2 枚の Micro-Channel-Plate (MCP)、4×4 のアノードパッドで構成されている。光電面 NaKSbCs は、最も効率の高い波長 (ピーク波長) での QE が 24% 以上で平均 28% の MCP-PMT を用いる。MCP は厚さが 400  $\mu\text{m}$  の鉛ガラスで、直径 10  $\mu\text{m}$  のチャンネルと呼ばれる穴が MCP の面に対して 13 度の角度で多数開けられている。光電面からアノードまで高電圧が印加されており、チェレ



図 1.9 光検出器 MCP-PMT の外観

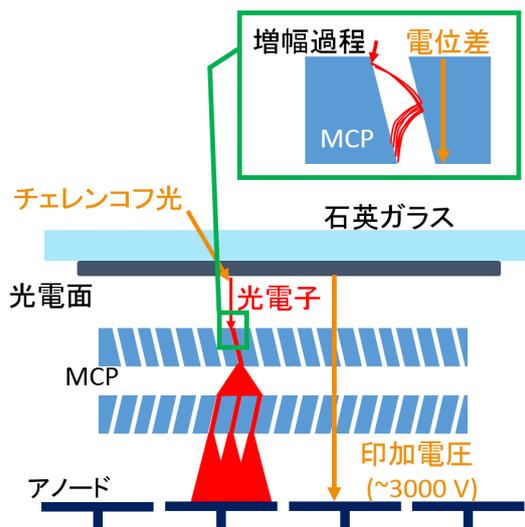


図 1.10 光検出器 MCP-PMT の内部構造と増幅過程

ンコフ光の入射により発生した光電子を加速していく。加速された光電子は MCP のチャンネルに入ると、図 1.10 に示した増幅過程のようにチャンネル内の壁に衝突し 2 次電子を放出する。この 2 次電子は MCP 上面と下面にかかっている電圧によって加速され、さらに 2 次電子をたたき出す。これを繰り返すことにより、2 枚の MCP で  $10^6$  倍に増幅することができる。また、この増幅過程の経路が短いことから高時間分解能を達成することができる。増幅された電子はアノードまで達し、電気信号として検出される。

### 1.3.2 付加的なノイズ

MCP-PMT の構造上、付加的なノイズが発生することがある。ここではこれらの発生原理について述べる。

- ダークノイズ

MCP-PMT のように光電面を利用する PMT は、光電面から熱的に飛び出た電子を増幅して電荷を出力することがある。これは、実験中の時間的にランダムに起きる事象である。

- アフターパルス [19]

PMT 内部で浮遊するガスや MCP の穴壁表面に付着しているガスが、増幅過程における電子と衝突することでイオン化されることがある。このイオンは印加電圧によって光電面へと到達し、そこで新たに光電子をたたき出してしまふ。この光電子が増幅されることで、もともとの信号から少し遅れたタイミングで電荷を出力してしまうことになる。これをアフターパルスと呼ぶ。

- cross-talk [13]

cross-talk は、アノードと面している 2 層目の MCP 下面電極で引き起こされる。図 1.11 のように、アノードと MCP の電極との間には 1 mm の隙間があり、キャパシタンス ( $C \sim 1$  pF) を持つ。また、HV 供給器から MCP の電極へつなげられている短い HV 線は インダクタンス ( $L \sim 50$  nH) を持つ。さらに、各アノードは  $R=50 \Omega$  で終端処理してある。このようにして、RLC 直列回路が出来上がることになる。そこに増幅電子が到達し、とあるアノードに信号が出力されると、そこが交流電源の働きを担い、その他のアノードにおいては RLC 直列回路を成して振動しながら減衰する波形が得られることになる。この発生原理から、cross talk の特徴としては、1) 時間的に本信号から遅れる、2) 波形の最初のピークは本信号と逆電荷、3) 減衰振動の波形であることが挙げられる。図 1.12 に cross talk の波形の観測例を挙げる。

- charge sharing

図 1.13 は charge sharing の発生原理の模式図である。このように、増幅過程における 2 次電子は、ある程度広がりを持ってアノードへ到達する。その時アノードパッドの境目付近に 2 次電子が到達すると複数のアノードにまたがって信号が読み出されることになる。波形の特徴としては、MCP-PMT 内では完全に同じタイミングで検出されるということである。charge sharing は、1 光子に対して複数のヒットを検出してしまうため、検出光子数に影響を及ぼしてしまう。ただし、実際の TOP カウンターの運転環境は 1.5 テスラ磁場内なので、図 1.14 のように、2 次電子が横運動量を持っていても、磁場に巻き付くことで 2 次電子の広がりが抑えられる。この広がりはアノード間の隙間に対して小さく、電場によって 1 つのアノードに引き寄せられるため、複数のアノードにまたがって信号が検出されない。

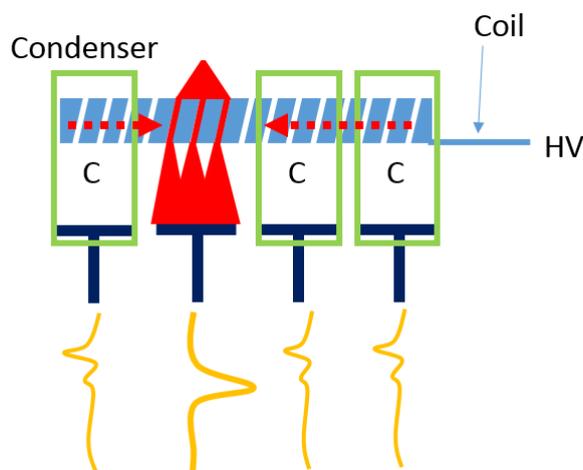


図 1.11 cross talk の発生原理

### 1.3.3 光電面寿命と長寿命化対策

MCP-PMT の光電面 NaKSbCs は、MCP-PMT が出力する積算出力電荷に応じて劣化し、量子効率 QE が低下する。これは MCP-PMT の開発過程で多数の研究がなされてきた [16–19]。我々は、波長 400 nm での相対量子効率が初期の 80% に低下した時点での単位面積当たりの積算出力電荷量を寿命と定義している。積算出力電荷量  $Q$  と相対量子効率の関係を表す寿命曲線は、寿命  $\tau$  を用いて以下の式で表される。

$$\frac{QE(Q)}{QE(0)} = 1 - 0.2(Q/\tau)^2 \quad (1.4)$$

Belle II TOP カウンターのための MCP-PMT は、量産開始後も寿命改善の研究を推し進めていたため、実機で使用される MCP-PMT は 3 種類存在する。本論文では 3 つの型の MCP-PMT を、初期量産型、ALD 型、寿命量産型 ALD と呼ぶ。それぞれの型の個数及び寿命の下限値を表 1.2 に示す。ここで、寿命の下限値の欄には、各型で寿命測定用個体を複数個用意して実際に測定した時の寿命の下限値の平均を示している。また、図 1.15 に各型の典型的な寿命曲線を示す。

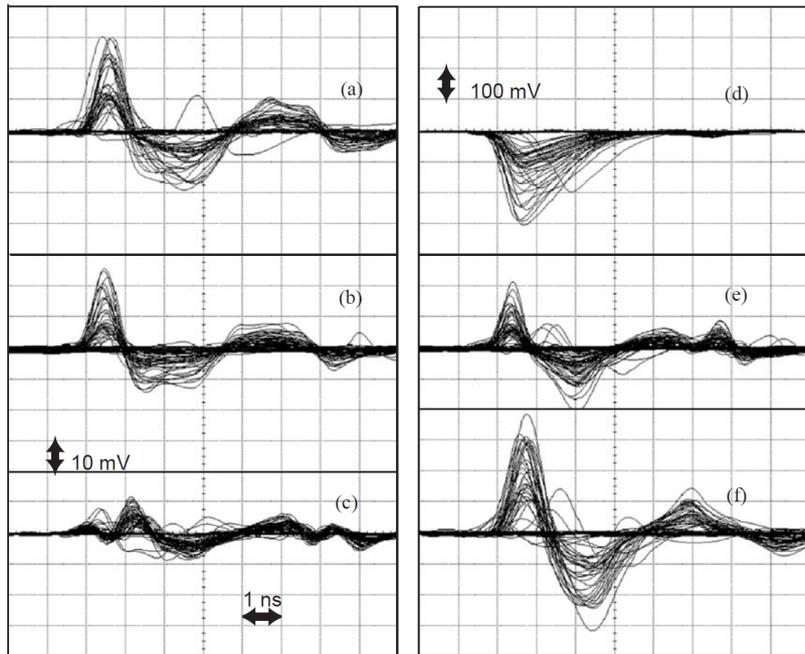


図 1.12 cross talk の波形例 [14]。6 つの異なるチャンネルでの 1 光子入射でのアノード信号の増幅出力。1, 2, 5, 8, 10, 16 番目のチャンネルを示している ((a)-(f))。チャンネル 8 番は単一の光電子信号の波形で、縦軸 100 mV/div、横軸 1 ns/div である。一方、他のチャンネルは cross-talk 波形で、縦軸 10 mV/div、横軸 1 ns/div である。

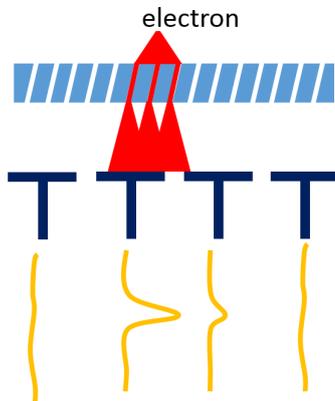


図 1.13 charge sharing の発生原理

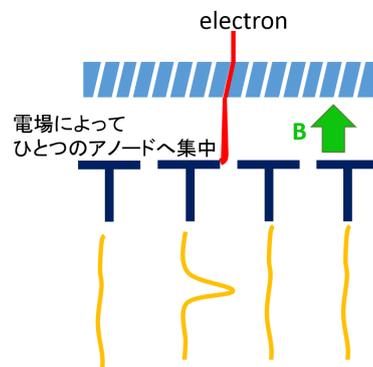


図 1.14 磁場中での 2 次電子の広がり。MCP やアノードに対して垂直にかけられた磁場に巻き付いて、2 次電子の広がりが抑えられる。

表 1.2 Belle II TOP カウンターに用いる MCP-PMT の型

型	初期量産型	ALD 型	寿命改善型 ALD
個数	224	220	68
寿命の下限値	平均 1.1 C/cm <sup>2</sup>	平均 10.4 C/cm <sup>2</sup>	13.6 C/cm <sup>2</sup> 以上
寿命測定用個体の個数	12	8	8

※寿命の平均は、各型での寿命測定用 MCP-PMT の平均

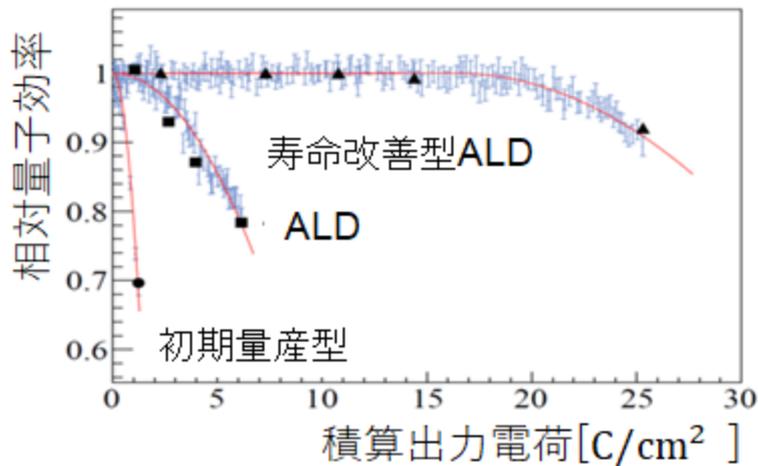


図 1.15 MCP-PMT の光電面寿命曲線 [19]。青点は波長 400 nm での MCP-PMT の相対量子効率の低下の様子。赤線はフィットした寿命曲線。

### 1.3.4 テストベンチでの性能評価

実機に使用している 512 個の MCP-PMT 全数について実機インストール前にその特性を無磁場及び 1.5 テスラ磁場中で測定している。これらは先行研究 [18, 20, 21] で測定がなされているため、本節では測定方法と結果について簡潔に述べる。

#### QE 測定

MCP-PMT の QE の面一様性及び波長依存性を測定した。図 1.16 にセットアップの概略図を示す [18, 20]。MCP-PMT に光を照射し、光電面の電流をピコアンメータで測ることで QE を測定する。光源としてはキセノンランプを用い、分光器・シャープカットフィルターで単色光を取り出す。光は更に ND フィルターで減衰され、スリットを用いて MCP-PMT の一部だけに光を入射させている。MCP-PMT は X-Y ステージに固定されており、1.375 mm ピッチで動かして測定した。また、同じステージ上には 1.7% 以下の精度で QE の絶対値が校正されたシリコンフォトダイオードが乗せられており、MCP-PMT と交互に測定をし出力電流を比較することで QE を測定することができる。

これらの機構を用いて、18×18 ステップの面一様性と、その各点における 280–760 nm での波長依存性を測定した。図 1.17 に QE の一様性、図 1.18 に波長依存性の一例を示す [18]。また、MCP-PMT 全数のこれらの結果を、図 1.19 に示す。図 1.17 では、16×16 ステップが光電面の領域に対応しており、実際に QE の値も 16×16 の範囲で高くなっている。どの測定点でも 25% 程度の QE を実現していることが分かる。

図 1.18 のように、浜松ホトニクスと本測定の結果を比較し、一致していることを確認している。低波長領域 (280 nm~360 nm) で不一致がみられるが、出力電流の比較の際に用いるフォトダイオードが本測定と浜松ホトニクスで用いたものが異なることが原因であると考えられる。以降の解析では本測定を採用する。ただし、この測定では MCP-PMT の入射窓の反射率が QE の値に入ってしまったため、実際の解析のシミュレーションで用いる値は、空気中から石英へ入射するときの反射率の値で補正している。

図 1.19 のように、MCP-PMT 全数の内、2 本以外は 24% 以上の QE を達成している。残りの 2 本についても、420 nm でピーク QE24% 以上を達成しているため、MCP-PMT 全数で要求値を満たしている。また、平

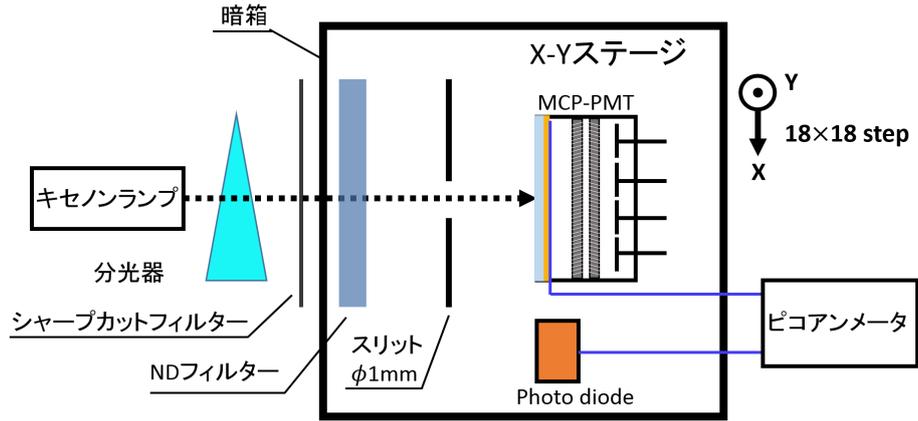


図 1.16 QE 測定セットアップの概略図

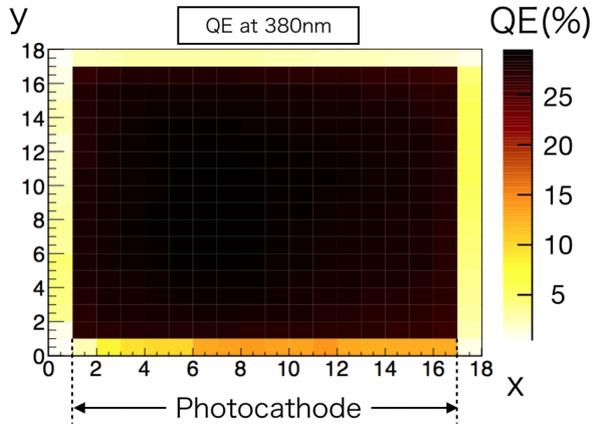


図 1.17 QE の面一様性 [18]。380 nm 単色光で測定した結果。x 軸、y 軸は測定のステップで、z 軸は QE。

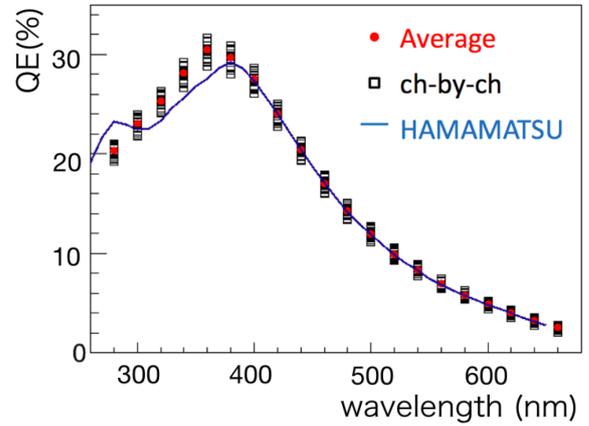


図 1.18 QE の波長依存性 [18]。赤点は QE の面平均。黒点は MCP-PMT の各チャンネルにおける QE。青線は浜松ホトニクス社の測定結果。

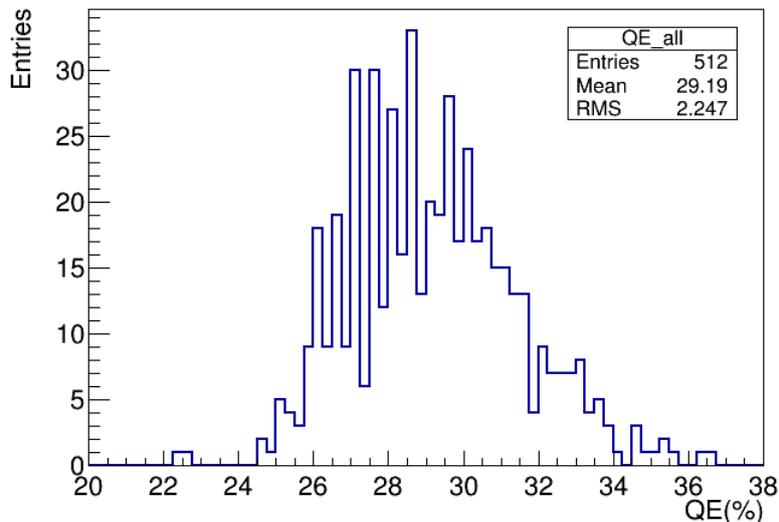
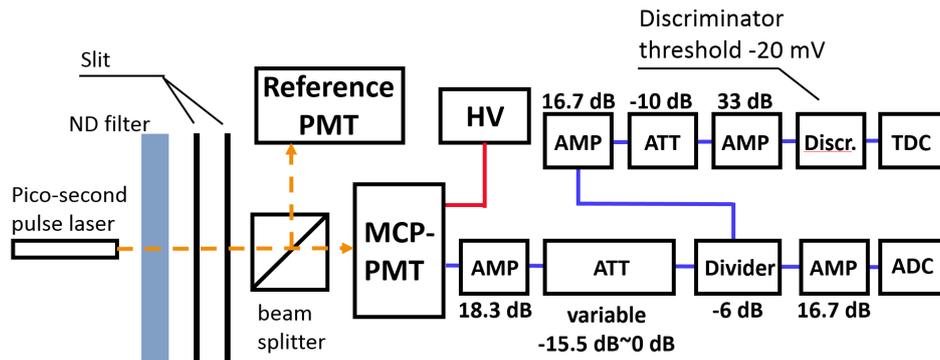


図 1.19 MCP-PMT の QE 分布 [18]。TOP カウンターへ用いる 360 nm での測定値の面平均を取っている。

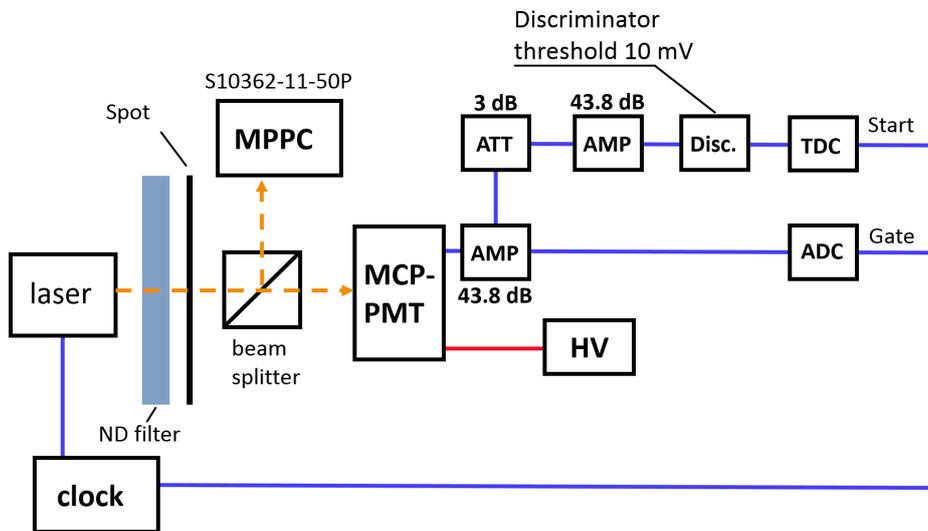
均値も 28.5% と、要求値の 28% を満たしていることが分かる。

### 増幅率、収集効率、時間分布の測定

MCP-PMT の増幅率、収集効率及び時間分布 (transit-time-spread, TTS) を無磁場環境及び 1.5 テスラ磁場環境下で測定した。無磁場環境での測定は名古屋大学で行い、1.5 テスラ磁場環境は KEK の北カウンターホールにある双極電磁石を用いて行った。図 1.20 にそれぞれの測定セットアップ概略図を示す [18]。



(a) 無磁場環境でのセットアップ



(b) 1.5 テスラ磁場環境でのセットアップ

図 1.20 増幅率、収集効率、TTS 測定のセットアップ概略図 [18]

無磁場環境での測定セットアップ (図 1.20(a)) では、異なる 7 点の HV で測定を行った。また、両セットアップにおいて TDC でレーザーのタイミングでの MCP-PMT のヒット数とリファレンス PMT のヒット数を測定することができる。また、1.5 テスラ環境下では、双極電磁石の ON/OFF によって、磁場の有無による増幅率及び収集効率、TTS の変化を測定した。無磁場環境での典型的な電荷分布を図 1.21 に示す。図は 1 つのチャンネルの出力電荷分布である。このような電荷分布を、全チャンネルで印加電圧を変化させながら測定している。こうして得た電荷分布に回路上のアンプの増幅率を加味して、その後得られた Mean 値をチャンネル

での増幅率としている。さらに 16 チャンネルの増幅率の平均を取ったものを、MCP-PMT の増幅率と定義している。また、各チャンネルごとあるいは MCP-PMT について図 1.22 のような印加電圧-増幅率曲線を得ることができる。

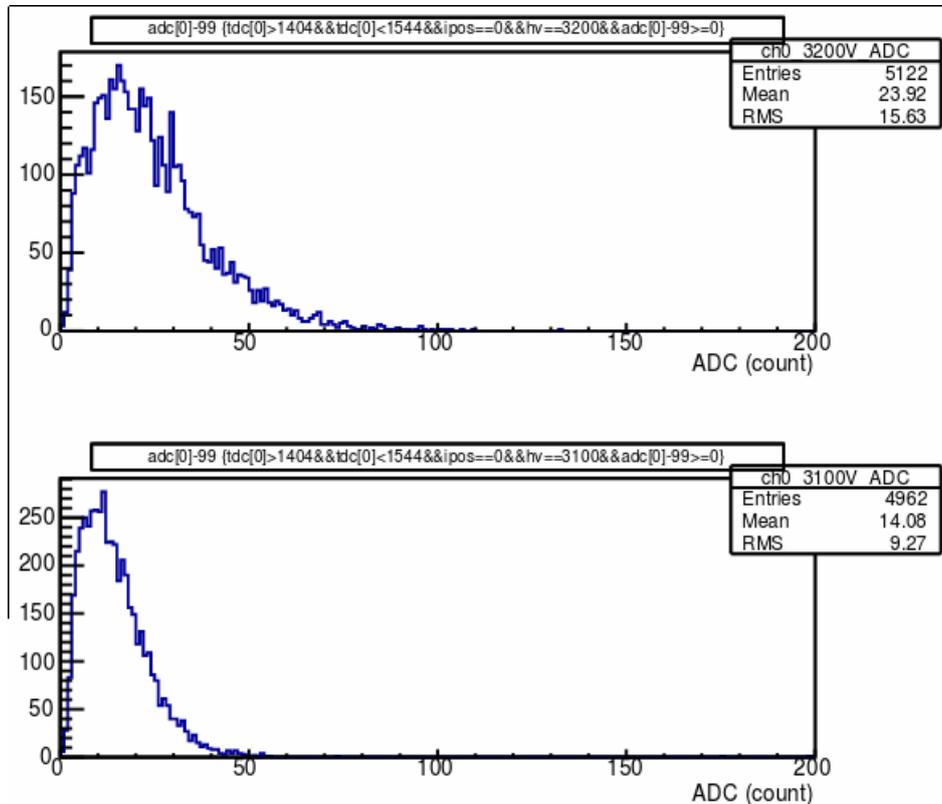


図 1.21 初期量産型 MCP-PMT の電荷分布。上のヒストグラムは 3200 V 印加、下のヒストグラムは 3100 V 印加での電荷分布。1 つのチャンネルの電荷分布のみを示している。

次に、図 1.23 に 1.5 テスラ磁場と無磁場の間での相対的な増幅率を示す。このように、相対増幅率は印加電圧には依存せず一定の値を示している。全 MCP-PMT に対してこの一定値の相対増幅率を決定していく。無磁場での印加電圧-増幅率曲線とこの相対増幅率を基に、実機での磁場中で必要な印加電圧を決定することができる。ただし、図からわかる通り誤差が 1 チャンネルに対して 10% 程度であるため、全 MCP-PMT に個別に磁場中の運転に必要な印加電圧を決定するのではなく、図 1.24 のように型を分けてヒストグラムを作り、その Mean 値を相対増幅率として採用し、印加電圧の補正值を決定している。

次に、収集効率 CE についての結果を図 1.25 に示す。このように、MCP-PMT の型ごとに収集効率が異なっていることが分かる。また、磁場の有無による相対収集効率を図 1.26 に示す。このヒストグラムのように、相対収集効率は型には依存せず 5% 低下することが分かっている。

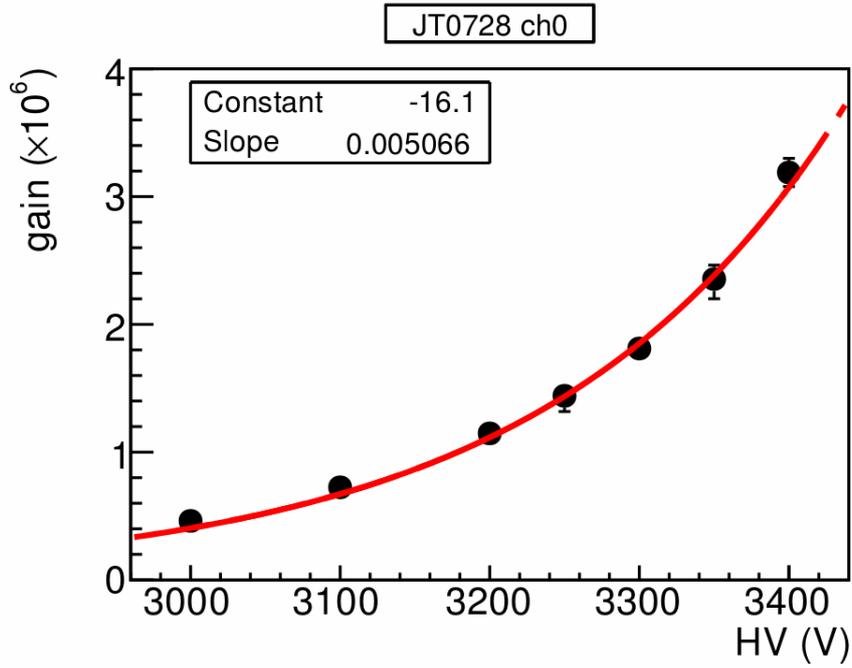
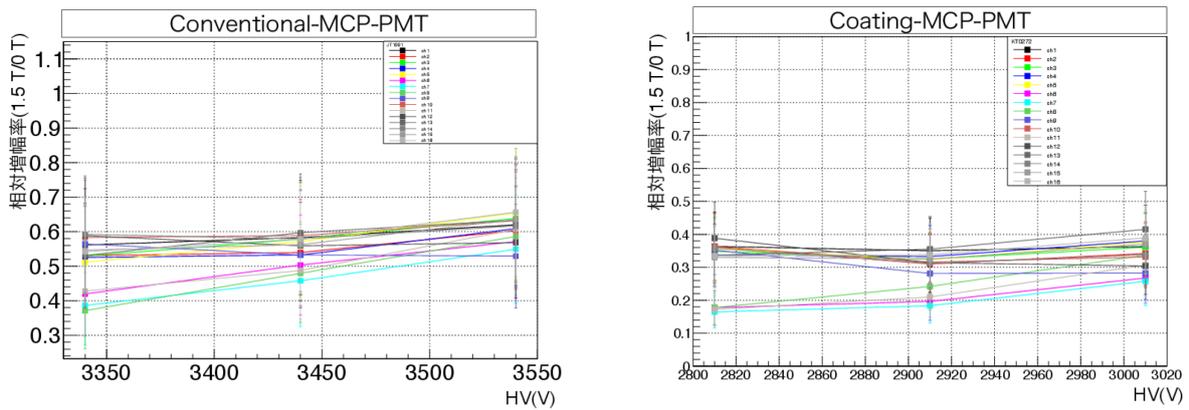


図 1.22 MCP-PMT の印加電圧-増幅率曲線。縦軸は増幅率 ( $\times 10^6$ ) で、横軸は MCP-PMT の印加電圧 [V]。



(a) 初期量産型 MCP-PMT

(b) ALD/寿命改善型 ALD coated MCP-PMT

図 1.23 磁場の有無による相対増幅率 [18]。相対増幅率は (1.5 T での増幅率)/(0 T での増幅率) で定義。1 つの MCP-PMT のみを示しており、凡例は 16 チャンネルの相対増幅率。

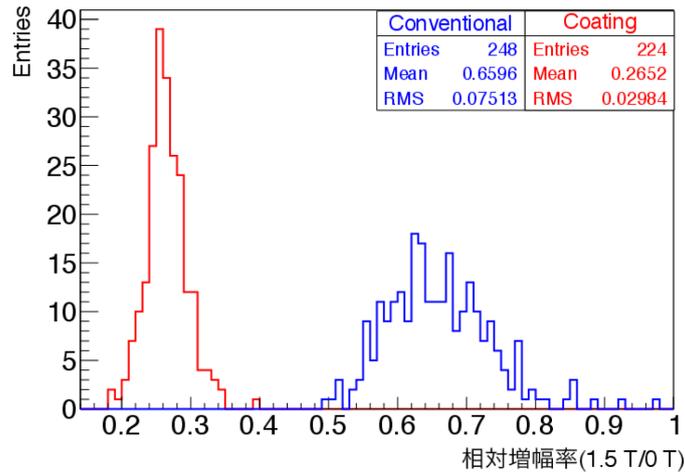


図 1.24 MCP-PMT ごとの相対増幅率 [18]。赤が初期量産型、青が ALD 及び寿命改善型 ALD の MCP-PMT。

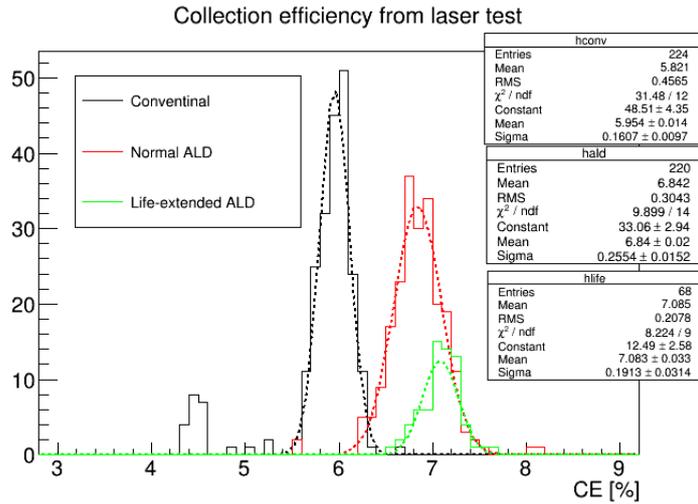


図 1.25 MCP-PMT ごとの収集効率 [18]。黒が初期量産型、赤が ALD 型、緑が寿命改善型 ALD の MCP-PMT。

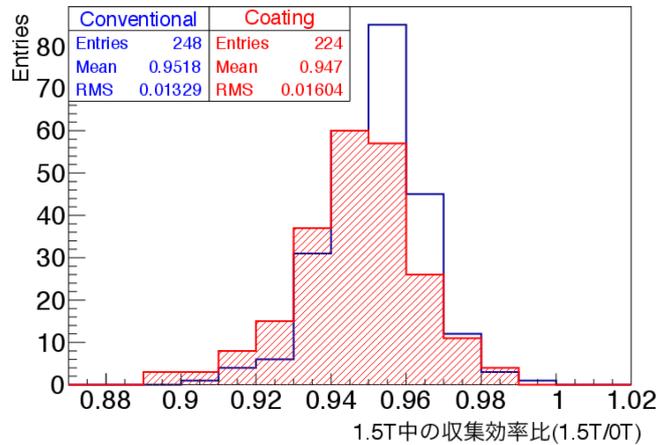


図 1.26 型別の MCP-PMT の相対収集効率分布 [18]

## 1.4 本研究の目的

本研究の目的は、大きく分けて以下の2点である。

1. TOP カウンターの性能を最大限に引き出すために光検出器及び読み出し回路を調整すること。これにより粒子識別の観点で Belle II の物理感度を最大にすることを目指す。
2. 検出光子数の観点から、Phase 2 時点での TOP カウンターの性能を評価すること。これは粒子識別性能の検証における手がかりとなる。また、検出光子数の効率や S/N 比を十分理解することで、物理解析での系統誤差を抑えることができる。

以降の章で、読み出し回路の読み出し効率及びノイズ評価 (第 2 章)、光検出器 MCP-PMT の増幅率校正と信号弁別効率及びノイズの評価 (第 3 章)、Phase 2 での衝突データを用いた包括的な光子検出能力の評価 (第 4 章) について述べ、最後に本研究の結論 (第 5 章) をまとめる。

## 第 2 章

# 実機読み出し回路の 効率とノイズの評価

### 2.1 実機読み出し回路

本節では TOP カウンターに用いる読み出し回路について述べる。

#### 2.1.1 読み出し回路への要求

読み出し回路への要求は TOP カウンター単体からの要求と、Belle II の DAQ システムからの要求がある。TOP カウンターからの要求は、粒子識別を行うためにチェレンコフ光検出の時間分解能が、全体で 50 ps 以下であることである。MCP-PMT の時間分解能は 30-40 ps なので、読み出し回路の時間分解能は少なくとも 30 ps 以下でなければならない。また、Belle II DAQ システムからは、5  $\mu$ s のトリガー保持時間、30 kHz のトリガーレートを実現することが要求されている。

#### 2.1.2 読み出し機構

MCP-PMT からくる信号は、プリアンプで増幅後、ASIC へ入力される。ASIC にはスイッチトキャパシタの配列メモリーが 8 チャンネルある。これによりアナログ波形を時間情報として取得及び保持することができる。各チャンネルには 32,768 サンプルのアナログストレージがあり、サンプリング周波数は 2.7 GSAMPLE/s となっている。これは、ラップアラウンドして上書きをしなければならなくなるまでの 12  $\mu$ s の波形を記録することができることに相当する。また、この ASIC のクロックは加速器クロックと同期している。Belle II システムからトリガーを受け取ると、アナログメモリーの一部のサンプルを 12 bit のウィルキンソン ADC でデジタル化する。このとき、デジタル化は連続する 64 サンプルのまとまりの 'ウィンドウ' に対して同時に行われ、すべてのチャンネルで並列に行われる。ただし、ASIC チップに乗っているコンパレータによって閾値判定を行い、信号のないチャンネルは無視するようになっている。このコンパレータでは、読み出しベースラインに対して閾値が実効的に 0 の状態から電荷量閾値を変化させていき測定したヒットレート対閾値の分布に基づいて運用時の電荷量閾値を決定し、その電荷量を超えるサンプルがウィンドウ内に存在することを要求している。Phase 2 では、この分布をガウシアンと仮定したときの  $5\sigma$  及び  $7\sigma$  の閾値を使い分けて運用を行っていた。コンパレータで無視をするチャンネルを決定する際、判定は ASIC チャンネル (0, 1)、(2, 3)、(4, 5)、(6, 7) の対でまとめてなされるため、本来信号が存在しないチャンネルも一部デジタル化される。時間情報は、1 ウィンドウで 23.4 ns で取得しているが、ウィンドウ内の 64 サンプル間では正確に時間を等分されておらず、ばらつきが存在する。これは、後述するテストパルスで較正がなされている [25]。

ここで、読み出し機構のダイアグラムを図 2.2 に示す。この図は 1 つの TOP カウンターに対応する 32 本の MCP-PMT、つまり 128 チャンネルを読み出す機構を示している。2 段階 (非反転増幅 + 反転増幅) のアンプで増幅と極性反転 (負 → 正) した後に 16 個の ASIC へ信号が入力され、後段の 4 つの Field-Programmable Gate Array (FPGA) がシステムトリガーを受け取った場合に読み出す。

4 つの ASIC はひとまとまりで Carrier board と呼ばれる単位となっていて、1 つの TOP カウンターに Carrier board は 4 つ導入されている。Carrier board には ASIC の読み出し及びコントロールをする FPGA が 1 つ搭載されている。これら 4 つの Carrier board で読み出した信号は 1 つのボードである ‘Standard Control for ReadOut and Data’ (SCROD) board に送られる。SCROD では Xilinx Zynq FPGA を 1 つ搭載し、信号を Programmable-Logic (PL) で受け取っている。入力された信号は Processing System (PS) に送られ、C++ コードで書かれた処理をなされた後、PL へ戻され後段の Data-Acquisition-system (DAQ) に送られる。

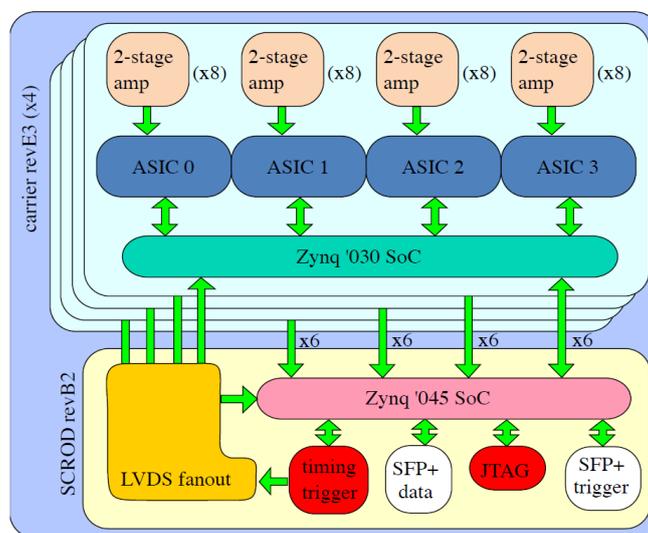


図 2.1 TOP カウンター読み出し回路のダイアグラム [23]

### トリガー機構

システムトリガーが来たタイミングに対応する特定の読み出しウィンドウのみを読み出すことでデータ量を抑えている。MCP-PMT の信号のタイミングと、トリガーを受け取って実際に読み出すタイミングはトリガーの経路などに依存してとある時間差をもつ。トリガーを受け取ったタイミングから何ウィンドウ分戻って (Look-Back window, LB)、そこから何ウィンドウ分の領域で信号を探すか (storage window) を決定する必要がある。実際の Belle II 実験のトリガーシステムを用いる場合は、LB=220 ( $\sim 5.2\mu\text{s}$ ) で 9 ウィンドウ分 ( $\sim 210\text{ ns}$ ) 探すように設定されている。図 2.2 にトリガータイミング、LB ウィンドウ、信号の位置関係を示した概念図を示す。後段の SCROD の PS ではウィンドウ単位でのデジタル波形に対してさらに信号弁別を行う (図 2.3)。このときの弁別は C++ のコードで書くことができる。本研究ではとある ADC カウントを閾値とし、さらにその閾値を超えるサンプルの数を指定することで弁別を行う。Phase 2 期間では、40 ADC カウントを超えるサンプルが 1 つ以上あることを要求していた。

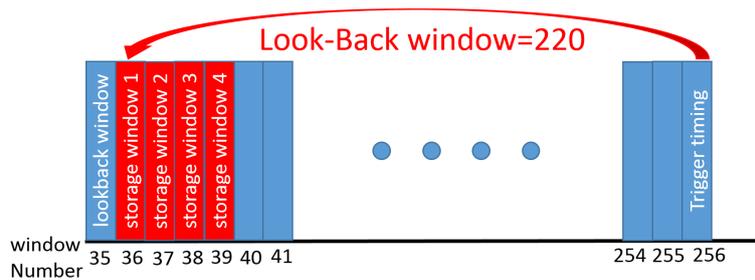


図 2.2 信号とトリガータイミングの関係。実際の運用で用いられる LB=220 と storage window=4 を例に示している。

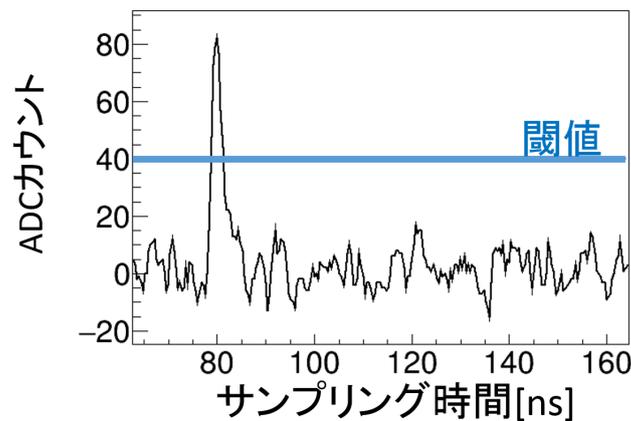


図 2.3 読み出し回路で読み出した信号波形の例と閾値弁別の様子。ここでは閾値として 40ADC カウントを採用している。

こうして弁別された波形に対して、波形の波高及びヒットタイミングを以下のように定義する (図 2.4)。

- 波高  
サンプルの中で最も大きい ADC カウントを波高とする。
- タイミング  
波高定義に用いたピークサンプル以前のサンプルの内、波高の半分の ADC カウントをまたぐ 2 サンプルを直線で結び、波高の半分の ADC カウントと直線の交点をタイミングとする。このとき、波高の半分の ADC カウントをまたぐ 2 サンプルの内、低い ADC カウントのサンプルを rise sample と呼ぶ。
- パルス幅  
タイミングの項で述べたような操作をピークの後のサンプルに対しても行い、得られた時間と信号タイミングの時間差をパルス幅と定義している。

これらの計算は SCROD の PS で行われる。こうして得た波高、パルス幅及びタイミングをデータとして保存、解析することになる。ただし、Phase 2 時点ではトリガーレートが設計値ほど高くなく、読み出すデータ量も少ないので、TOP カウンターの較正のために一部波形を保存している。高い S/N 比での光子検出のために、読み出し回路上での信号の損失やノイズ混入がどの程度あるのかを評価し、可能であればそれを改善することが必要となる。これを達成するためには、入力信号の数・波高・タイミングを固定できるパルス測定や、光子検出のタイミングを識別できるレーザー測定が有用となる。私は、実機光検出器・読み出し回路の、特に

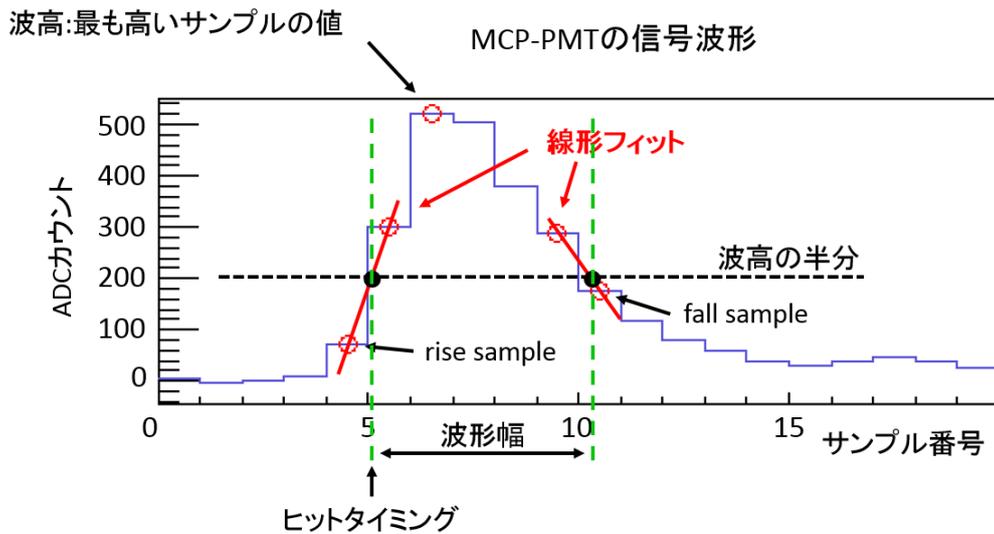


図 2.4 MCP-PMT 信号の波高、タイミング、パルス幅の定義。青線が波形で、赤丸は最も高い波高のサンプルと、波高の半分の高さを挟む 2 つのサンプル。赤線は線形のフィッティング関数。緑線は波高の半分とフィッティング関数の交点におけるタイミング。

Phase 2 時点での信号損失とノイズ混入のメカニズムを調査しオフラインでのノイズ削減手法を考案した本章ではそれらの研究結果について述べる。

## 2.2 パルス測定システム

読み出し回路の各チャンネルに対して 2-ステージアンプの 2 段目のアンプにテストパルスを入力するシステムが導入されている。図 2.5 に読み出し回路で取得したテストパルスの波形を示す。このパルスは ASIC8 チャンネルの内の任意の 1 つのチャンネルに入力することができる。また、パルサーからくる信号が読み出し回路へ入力される前に、図 2.6 のように減衰器の導入やダブルパルス生成をすることができる。このダブルパルスを用いることで、1 ウィンドウ内のサンプル間の時間のばらつきを校正している [25]。また、MCP-PMT を動作させた状態であっても、パルスの波高、パルス幅、ダブルパルスの時間間隔という特徴量を用いることで MCP-PMT の信号との識別を行い、パルスを入力したタイミングを得ることができる。減衰器はデフォルトで 45 dB に設定されている。

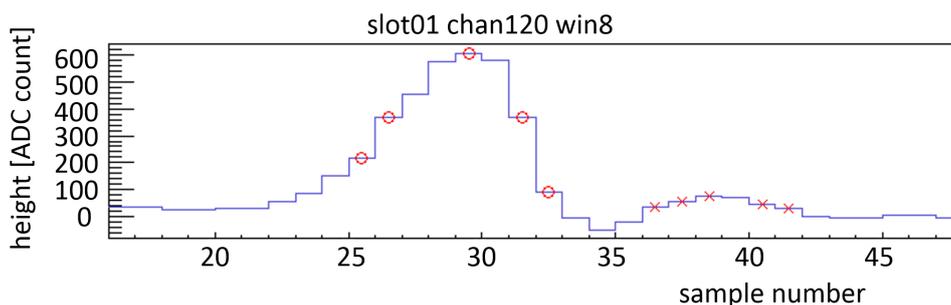


図 2.5 実機読み出し回路試験用のパルス波形。減衰器はデフォルトの 45 dB。丸がついているサンプルは最大の ADC カウントを持つサンプルと、その前後 4 つを示している。バツがついているサンプルも同じように示されており、SCROD の PS における閾値判定を通過してくるが、これはパルス測定特有の ringing ノイズである。

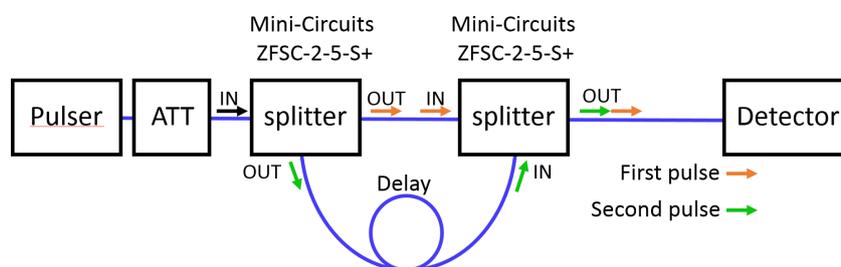


図 2.6 ダブルパルス生成のブロック図。橙矢印が First pulse、緑矢印が Second pulse に相当する。アナログ Delay で First pulse と Second pulse の時間差を決定している。

## 2.3 パルス測定による実機読み出し回路の効率・ノイズの評価

パルス測定システムを用いて、シングルパルス測定を行った。測定では、ASIC チャンネル 0 番に 100000 回入力した。このときのパルス発生のトリガーとして、ASIC のクロック、つまり加速器と同期したトリガー（同期トリガー）と、ASIC クロックに同期をしていないランダムなトリガー（ランダムトリガー）の 2 種類を用いている。両方のトリガーでは、読み出しははじめからラップアラウンドまでの間に 1 パルスのみを入力するように設定している。ランダムトリガーで測定した場合、読み出しのタイミングとパルス入力同期しないので、全読み出しウィンドウ、全サンプルタイミングに対して一様に信号が入力される。一方、同期トリガーでは読み出しのタイミングを決めるクロックとパルス入力タイミングが同期しており、全パルスが特定の読み出しウィンドウのタイミングに入力される。この違いを用いて信号損失率や、その損失のメカニズムを確認したので以下に述べる。

### 2.3.1 読み出し効率

図 2.7(a) に同期トリガー、図 2.7(b) にランダムトリガーでデータを取得したときの波高 vs パルス幅の分布を示す。明らかに、波高が一定で高く、幅も一定のエントリーが ADC カウント 600-800 にあることが分かる。一方、ADC カウント 200 以下のエントリーはパルスの波高を見誤ったものなのか、あるいはパルスに付随して現れたノイズなのかを判断する必要がある。そこで、ADC カウント 400 以上/以下のレート=(エントリー数)/(パルス入力数 10000×64 チャンネル=640000) を調べたところ、表 2.1 のようになった。同期トリ

ガーでのレートに注目すると、明らかに ADC400 以上は 640000 エントリーに近く、ADC400 以下のエントリーはテストパルスを見誤ったものとは言い難いほどのエントリー数になっている。このことから考えて、テストパルスのエントリーが ADC400 以上に収まっていると仮定すると、テストパルスとノイズを波高の情報を用いて分別することができる。また、ADC カウント 400 以上のエントリーについての ASIC チャンネルの

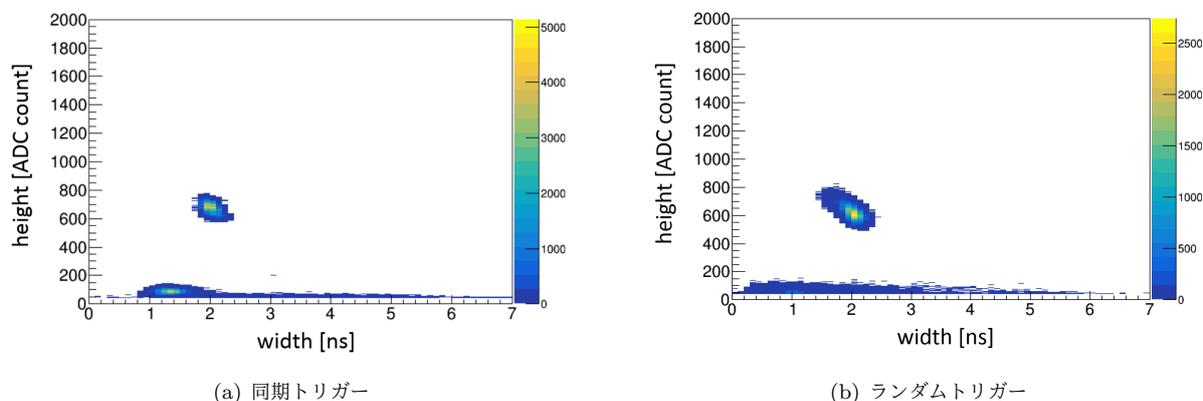


図 2.7 パルス測定での波高 vs パルス幅分布。パルスを入力した ASIC チャンネル 0 番、TOP カウンター slot02 のみを表示。減衰器はデフォルトの 45 dB。

表 2.1 slot02 でのパルス/ノイズレート

トリガーの種類	ランダムトリガー	同期トリガー
ADC 400 以上	497742/640000	639992/640000
ADC 400 以下	31470/640000	419289/640000

分布を図 2.8(c) に示す。この図から、同期トリガーではほとんどすべてのチャンネルで読み出し効率 100% を達成しているが、ランダムトリガーでは全体的に効率が 100% より低いことが分かる。

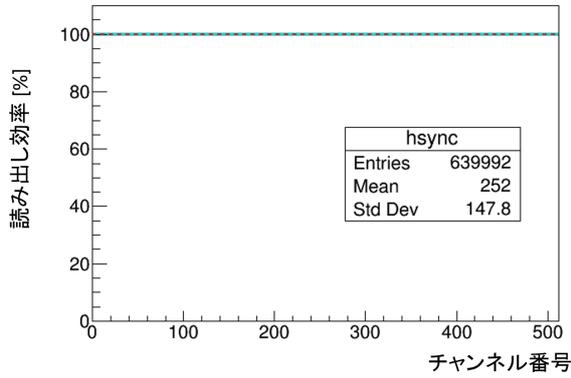
次に、ASIC の同一イベント内で取得されたデータに 2 つのヒットが含まれている場合に、そのパルスの時間差を求めた。その結果を図 2.9 に示す。この図から分かるように、どちらのトリガーにおいても 2 つのヒットの時間差は 4 ns に集まっている。これは、図 2.5 の二つの時間差 11 サンプル=3.7 ns 程度の時間差と無矛盾である。また、同期トリガーについては、2 つヒットがあるときのエントリーが 413417 であり、ノイズのエントリー数である 419289 に対して 98.6% を占めている。つまり、ADC400 カウント以下のエントリーのほとんどは ringing ノイズによるものであると言える。よって、表 2.1 の ADC400 以下となるノイズのレートはテストパルス特有の ringing ノイズであり、実際の MCP-PMT の信号検出の際は問題とはならない。ランダムトリガーに関しては、ADC400 以上であるパルスの効率自体が低いいため、2 ヒットある要求を通過するエントリー数がノイズのエントリーと離れていると考えられる。

ランダムトリガーで取得したデータでは、同期トリガーに比べてテストパルスを 22.2% 損失している。図 2.10 にランダムトリガーでの全スロットのテストパルス読み出し効率を示す。

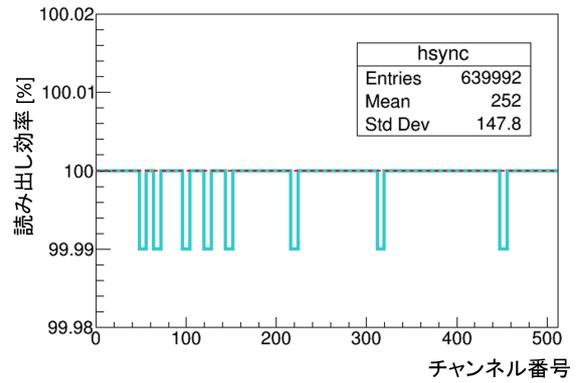
次に、トリガーの違いによる読み出し効率の違いを調べる。

#### ウィンドウ境界での損失

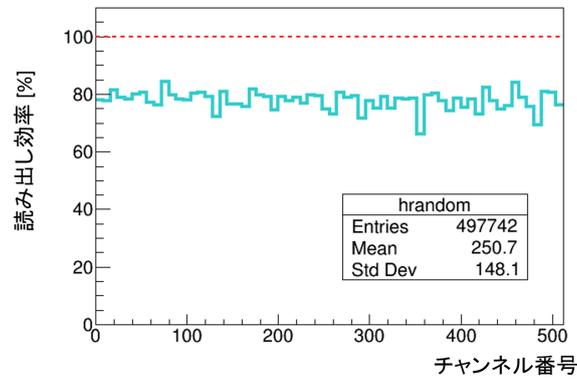
図 2.11 にそれぞれのトリガーで入力されたウィンドウ番号の分布を示す。これらの図からわかるように、同期トリガーでは同じウィンドウ番号のみにパルスが入力され、ランダムトリガーではウィンドウ番号に対して



(a) 同期トリガー

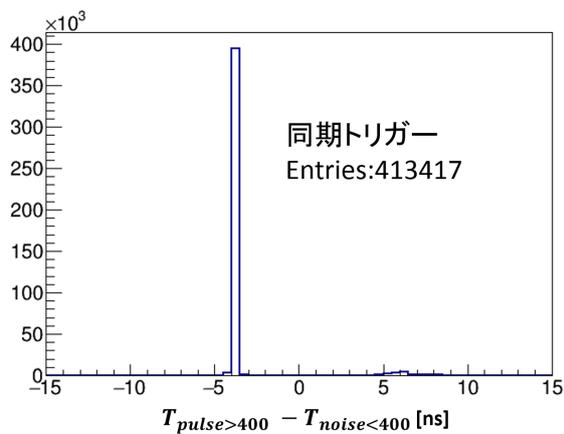


(b) 同期トリガー (99.98–100.02% の領域を拡大)

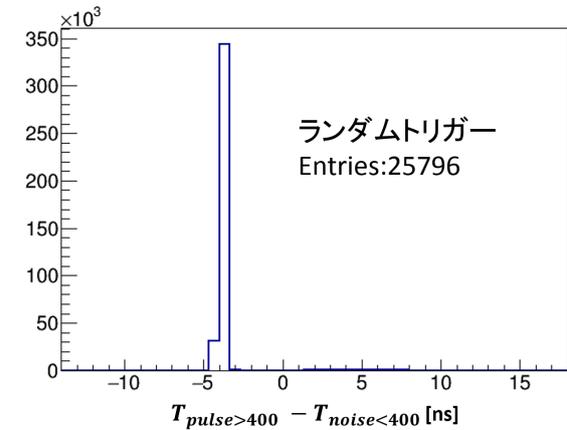


(c) ランダムトリガー

図 2.8 パルス測定でのチャンネル分布。TOP カウンター slot02 の全 ASIC のチャンネル 0 番を表示。青線がヒストグラムで、赤点線は入力 100%



(a) 同期トリガー



(b) ランダムトリガー

図 2.9 シングルパルスとノイズの時間差。横軸は (シングルパルスの到達時間) - (ノイズの到達時間)。

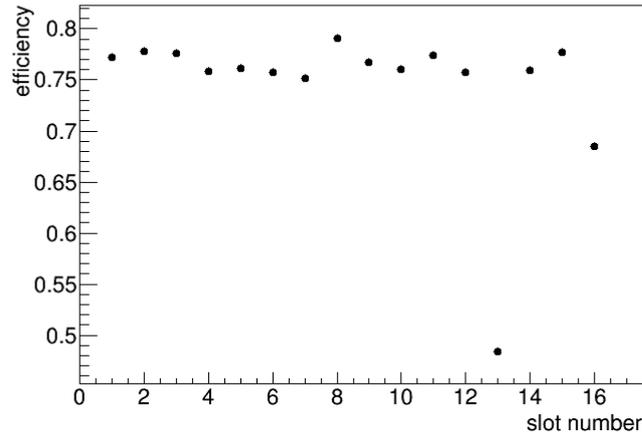


図 2.10 各 TOP カウンターのパルス読み出し効率。slot13、16 が極端に低いのは、システム全体を安定に動作させるために 2/4 の Board Stack を読み出さないようにしているため。

ほぼ一様に分布している。ランダムトリガーでの分布が全 512 ウィンドウの内、420 番で切れているのは、全チャンネルに 12  $\mu$ s 分のサンプルを用意しているのに対して、加速器のクロックが約 10  $\mu$ s であり、全ウィンドウを使い切る前にラップアラウンドとしてウィンドウ 0 番に戻って読み出しを行うためである。次に、それぞれのトリガーで取得したデータに対して、1 ウィンドウ内 64 サンプルの中で rise sample と ID されたサンプルの番号の分布を図 2.12 に示す。同期トリガーの場合は、ほとんど同じサンプルが rise sample として ID

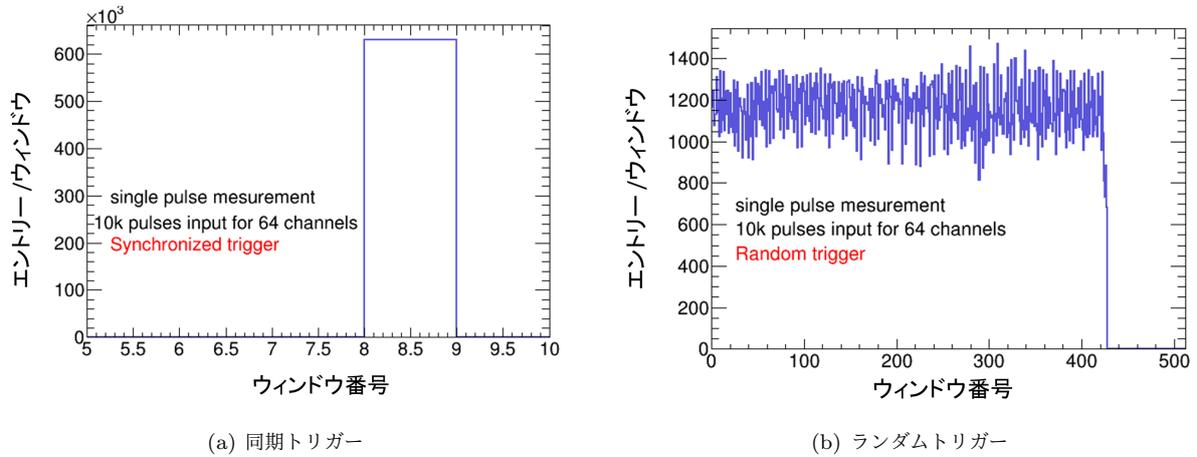


図 2.11 パルス測定でのウィンドウ番号分布。TOP カウンター slot11 の全 ASIC のチャンネル 0 番を表示。

されていることが分かる。一方ランダムトリガーでは、ウィンドウ番号分布と同様に一様に分布することが予想されるが、0-5 番や 58-64 番ようなウィンドウ境界付近ではエントリーが無い。これはウィンドウ境界において信号を損失していることを示唆している (図 2.13)。

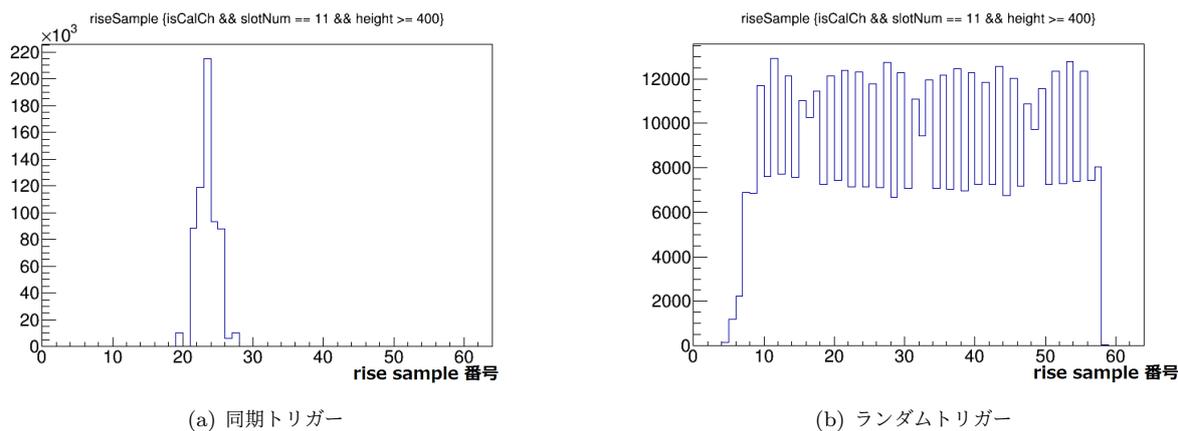


図 2.12 パルス測定での rise sample 分布。TOP カウンター slot11 の全 ASIC のチャンネル 0 番を表示。

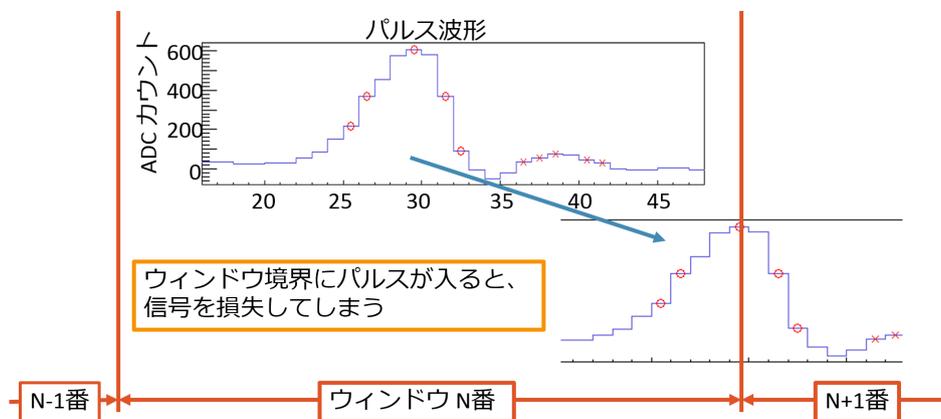


図 2.13 ウィンドウ境界での信号損失の概念図

Phase 2 期間中はこの読み出し効率で運転しデータを取得した。この問題の原因は、SCROD の PS での処理で波形のパラメータ定義や波形判定を行う際に、ウィンドウをまたいだ波形に対して連続したサンプルとして例外処理をするようにしていなかったためであることを指摘した。Phase 2 終了後に PS の改善が進み、この非効率率は図 2.14 に示す程度に抑えることができています。

未だウィンドウ境界での損失が見えるが、2019 年 3 月に開始予定の Phase 3 へ向けてファームウェアの改善が進められていることが分かる。

### 2.3.2 ノイズレート

パルス測定の際は光検出器を OFF にしているため、MCP-PMT のダークノイズは本節の評価には含まれない。ノイズの種類としては、上述したパルスに付随する ringing ノイズの他に、パルス入力されたチャンネルと読み出し機構上対になっているチャンネルにノイズがのることを発見した。以下でそのノイズ混入のメカニズムとノイズレート評価について述べる。

#### ノイズ混入のメカニズム

上述した通り、信号に対して閾値判定を 2 段階で行っている。例えば ASIC チャンネル 0 において 1 段目の閾値判定を通過するサンプルが存在した場合、読み出されるのは ASIC チャンネル 0 に加えて対となるチャン

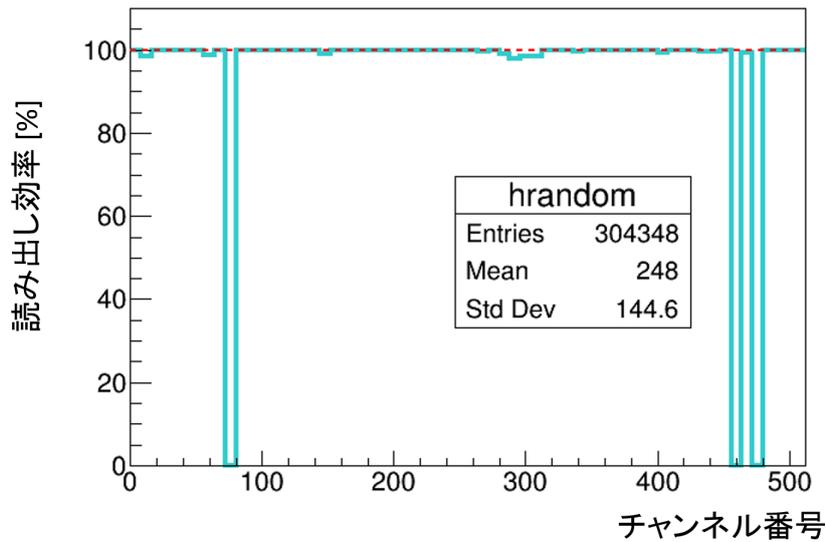


図 2.14 改良されたファームウェアを用いた際のチャンネル分布。2018 年 11 月 21 日時点での結果。TOP カウンター slot02 の全 ASIC のチャンネル 0 番を表示。青線がヒストグラムで、赤点線は入力 100%

ネル 1 も読み出されることになる。その後、ADC によってデジタル化され、その ADC カウントの閾値で更に判定を行うが、このとき本来は 1 段目の閾値判定を通過できなかった ASIC チャンネル 1 において 2 回目の閾値判定を通過してしまうことがある。この現象は、1 回目の閾値判定より 2 回目の閾値判定が低い場合に起きる。図 2.15 にそのような判定で通過してしまった例を示す。

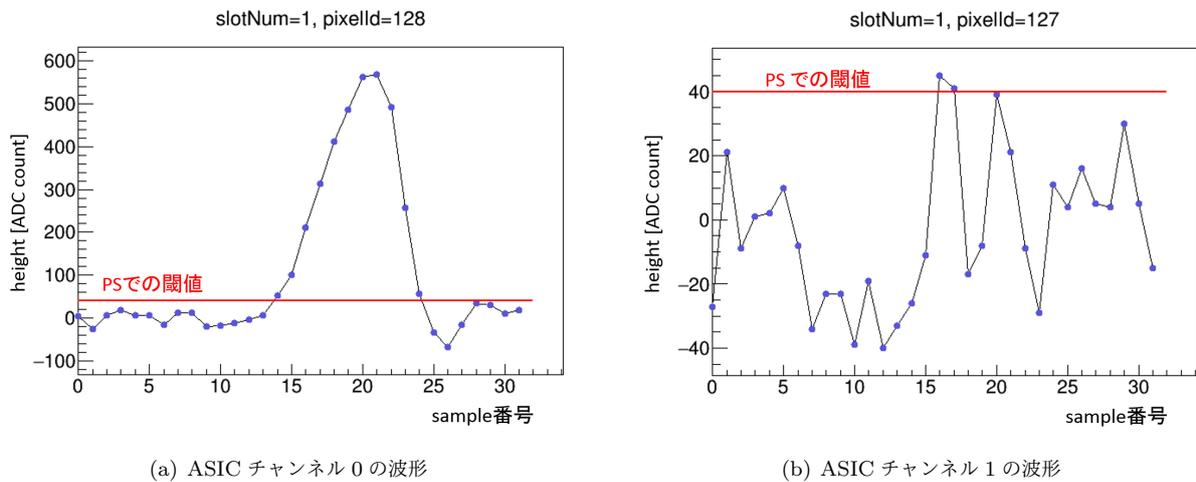


図 2.15 ASIC チャンネル対での閾値判定によるノイズ混入の例。(a) の波形は本物のパルス信号。(b) の波形は対になっているチャンネルの様子。赤線は 2 段目の PS による閾値判定に用いられた値。

### ノイズレート評価

本測定 of ノイズには、パルスに付随する ringin ノイズと、テストパルス入力チャンネルと対になっているチャンネルによるノイズの 2 種類であることを確かめるため、信号波高に対する依存性を調べその検証を行った。そのために、パルスにかませる減衰器の値を変化させ、デフォルト値 45 dB から 54 dB の間の 4 点で測定を行った。その時の波高 vs パルス幅分布を図 2.16 に示す。図の赤線は ADC カウント 160 を示しており、

この閾値でパルスとノイズを分別することができる。ここで、ノイズレートを

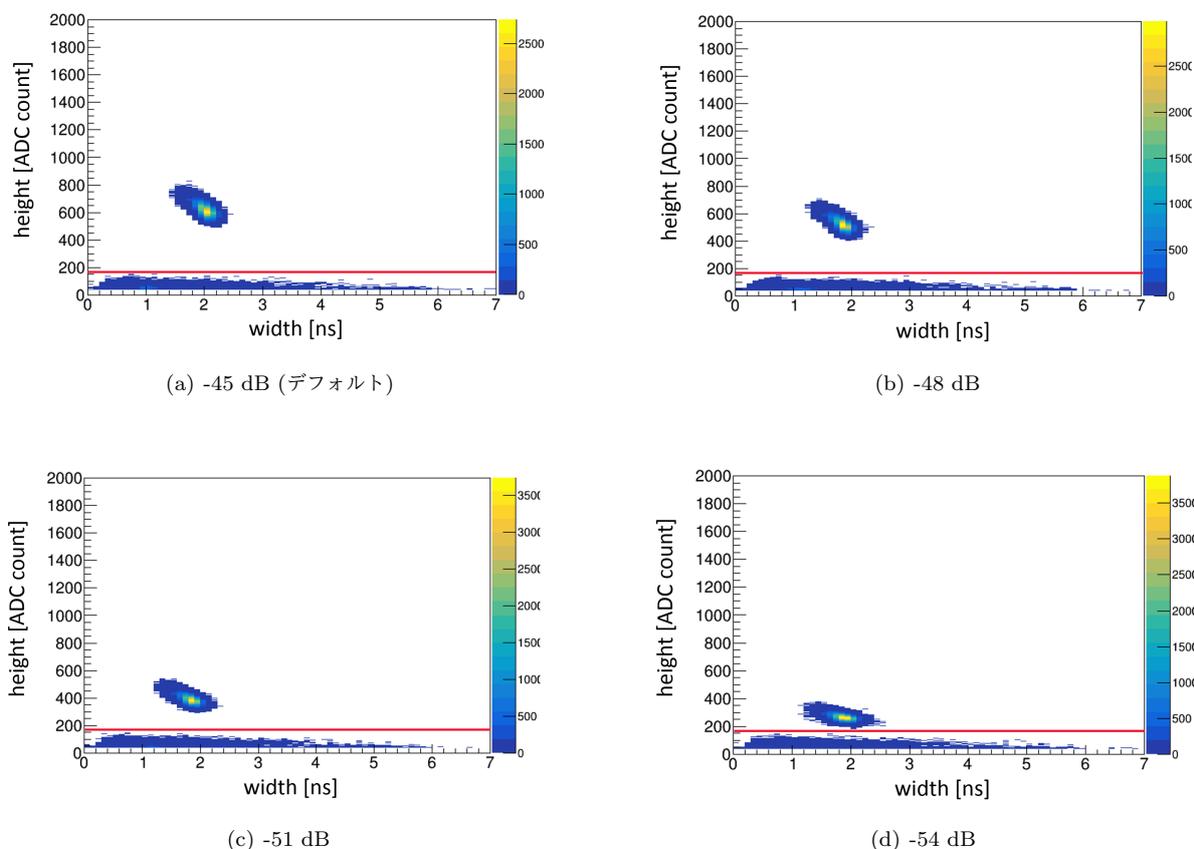


図 2.16 波高 vs パルス幅の減衰器の値に対する依存性。いずれも TOP カウンター slot02 の全 ASIC のチャンネル 0 番を表示。赤線は ADC カウント 160 を示している。

$$(\text{ノイズレート}) = (\text{ADC} < 160 \text{ のヒット数}) / (\text{ADC} \geq 160 \text{ のヒット数}) \quad (2.1)$$

と定義した。図 2.17 に 1 つのチャンネルでのノイズレートの減衰率依存性の例を示す。この結果では、ringing ノイズと思われるものは減衰率を大きくすると、パルスを入力したチャンネルではノイズレートが変化している。一方で、対になっているチャンネルによるノイズは依存していない。これは、ノイズ混入のメカニズムを支持する結果である。次に、全 TOP カウンターでのノイズレートの減衰率依存性を図 2.18, 図 2.19 に示す。どちらのノイズも TOP カウンターごとで異なった絶対値を示しているが、単一チャンネルの結果と同じく、パルスを入力したチャンネルではノイズレートが変化し、対になっているチャンネルではノイズは減衰率に依存していない。ここまでパルス測定による比較的クリーンな環境でのノイズを評価してきたが、実際の運用では光検出器を動作させた状態でノイズを評価する必要がある。

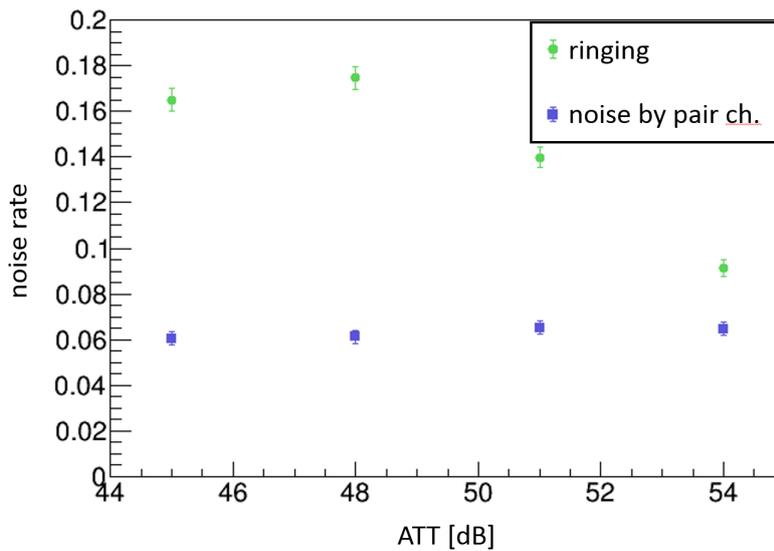


図 2.17 ノイズレートの減衰率依存性の例。slot02 の 512 チャンネルの内、チャンネル 0 番 (緑) とチャンネル 1 番 (青) を表示。チャンネル 0 番は ringing ノイズ、チャンネル 1 番は対になっているチャンネルによるノイズを表している。

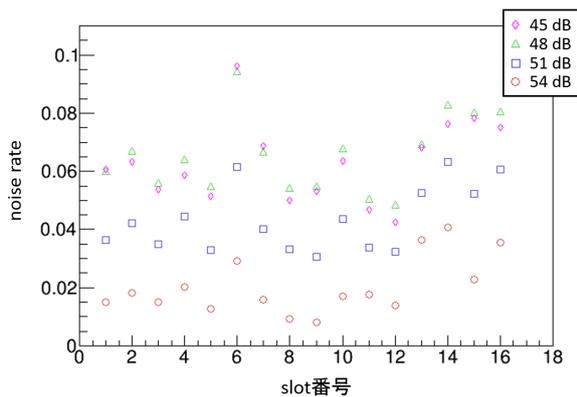


図 2.18 全 TOP カウンターにおける ringing ノイズの減衰率依存性

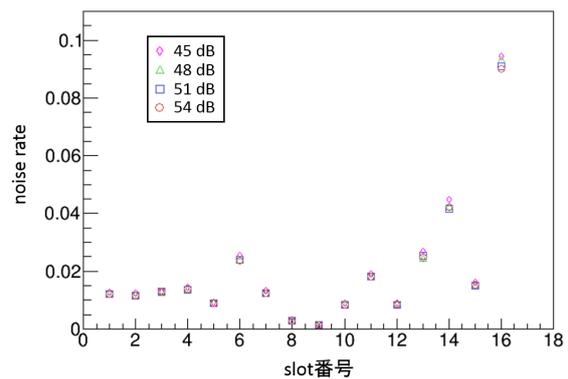


図 2.19 全 TOP カウンターにおける対のチャンネルによるノイズの減衰率依存性

## 2.4 本章のまとめ

パルス測定により Phase 2 時点での読み出し回路の読み出し効率とノイズレートを評価した。FPGA の PS の処理の問題により、読み出し効率が 74-80% であったことを発見し、Phase 2 終了後に改善することができた。また、ノイズ混入のメカニズムを明らかにした。これらの結果は、第 4 章で Phase2 衝突データにおける検出光子数を評価する際に用いる。

## 第 3 章

# 実機光検出器の増幅率校正と 信号弁別効率及びノイズの評価

読み出し回路上での信号弁別効率は MCP-PMT の増幅率に依存するため、信号弁別効率が十分大きくなるように増幅率を校正した。本章では、実機におけるノイズ削減及び増幅率校正の手法と結果について述べる。光検出器 MCP-PMT の増幅率校正は、以下の 3 つの観点から必要となる

- 光検出器 MCP-PMT の光電面寿命 (1.3 節参照)
- 全 MCP-PMT で 90% 以上の信号弁別効率

増幅率は光検出器の印加電圧を調整することで校正が可能である。インストール前の測定結果に基づいて増幅率が  $5 \times 10^5$  になるような印加電圧を 512 台すべての光検出器について決定していた。そこで私は、この増幅率を実機インストール後に評価し、増幅率  $5 \times 10^5$  を再現していること、信号弁別効率が目標の 90% 以上を示していることを検証し、加えて必要な校正、最適化を行った。本章では増幅率及び信号弁別効率の評価・校正方法、結果、加えてその妥当性について述べる。

### 3.1 レーザー測定システム

図 3.1 に実機に組み込んでいるレーザー測定システムの概略図を示す。1 つのレーザー光源から 16 分割して各 TOP カウンターへファイバーを伸ばし、TOP カウンターのプリズム付近でそれぞれ 9 分割して、全 MCP-PMT に光子が入射するように配置している。

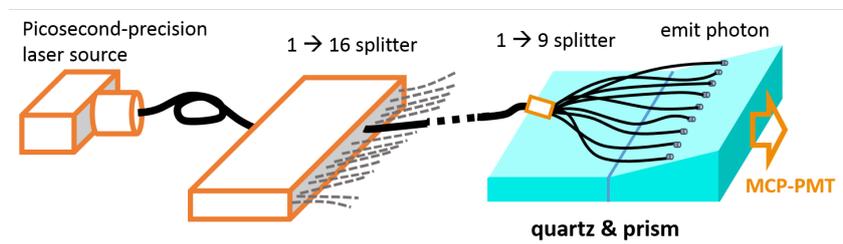


図 3.1 実機環境レーザー測定セットアップの概略図

このレーザーは 1 光子レベルまで減光されており、発光させたときに常に検出されるわけではなく、数 % のレートで検出される。このレーザー発光のタイミングは DAQ に同期しており、同じく同期したテスト信号入力からのダブルパルスと同時に測定することで、レーザーヒットが存在するであろうタイミングを識別できる。図 3.2 に読み出した波形の一例を示す。それぞれの相対的なタイミングやダブルパルスの波高は調節可能

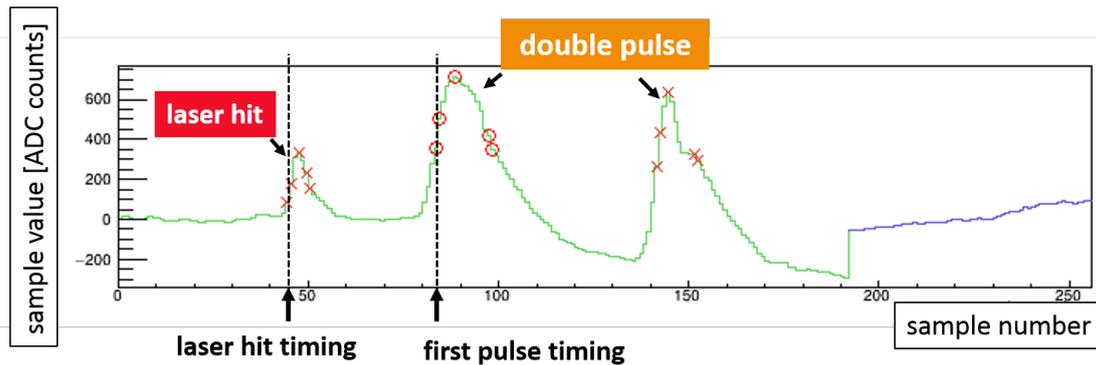


図 3.2 レーザー測定での Double Pulse とレーザーヒットの波形。X 軸はサンプル番号。Y 軸は ADC 値でのパルス波高。

である。実際に用いた設定での時間対波高分布及びそれぞれの一次元分布を図 3.3 に示す。一次元時間分布ではパルス波形の特徴を持つヒットを省いている。図 3.3(b) のように時間分布をガウスフィットして得られたピークから  $\pm 2$  nsec の領域のヒットのみを取り出すことでレーザータイミングのヒットを選び出し、図 3.3(c) のような電荷量分布などを得ることができる。このレーザーヒットのタイミングを用いて選び出したイベントは、時間に対して平均的に現れるノイズを抑え光子信号の純度が高いデータとなる。

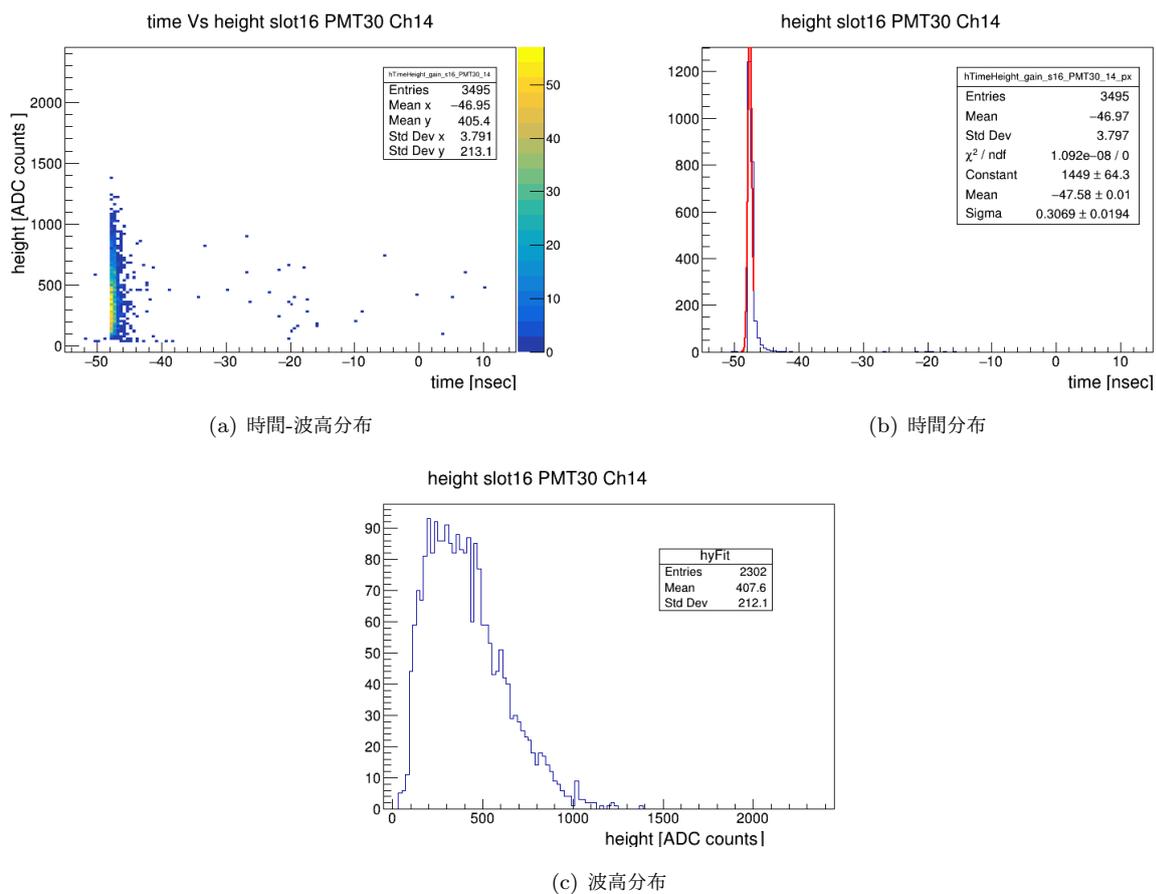


図 3.3 レーザー測定での時間-波高分布。

## 3.2 増幅率の較正及び信号弁別効率の評価

### 3.2.1 較正・評価方法

実機でのビーム運転時では閾値なしでの読出しが不可能となる。信号弁別効率を評価するためには、閾値以下の情報が必要となる。そこで私は、電荷分布の形を外挿しその面積を用いることで信号弁別効率を評価した。そこで、ADC 分布を再現する関数 (式 3.1) を用いて、増幅率及び信号弁別効率の評価を行う。

$$f(x) = p_0(x/x_0)^{p_1} \exp\{-(x/x_0)^{p_2}\} \quad (3.1)$$

ここで、 $x$  は ADC 値、 $(p_0, p_1, p_2, x_0)$  はフィッティングパラメータである。原理的にはパラメータは負でも可能であるが、MCP-PMT 512 台  $\times$  16 チャンネルの ADC 分布をフィットする際の安定性のため、正の値であることを要求している。このフィッティング関数は、閾値を設けずにペDESTALのカウントを含めて 1 光子データを取得した時の ADC 分布に対して、ペDESTALがガウシアン分布に従うとの仮定の下、式 3.1 とガウシアンを合わせてフィットをした場合に信号とペDESTALの分布を良く再現していることを確認している (図 3.5)。

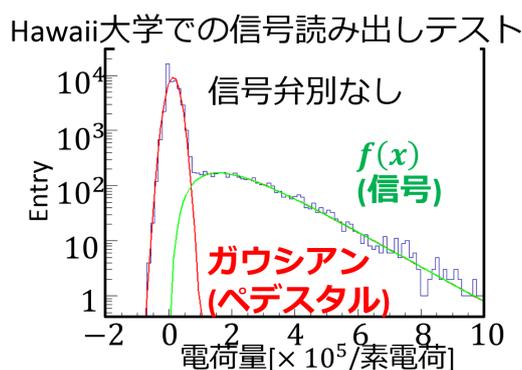


図 3.4 閾値無しでの MCP-PMT の電荷分布。緑線が式 3.1 で、赤線がガウシアン。

信号弁別効率の増幅率依存性は、ハワイ大学にて実機の読み出し回路と MCP-PMT のサンプルを用いたテストベンチの測定をすることで評価されており、 $5 \times 10^5$  の増幅率で十分に確保されることはわかったが、実機環境で確かめる必要がある。実機の読み出し回路を用いた際の増幅率自体は、実機に搭載されているプリアンプは設計 175 倍ということが分かっており、そこから MCP-PMT の増幅率を計算することになる。本研究ではまず 175 倍を仮定したときに  $3 \times 10^5$  になるようにすることで増幅率の下限値を決定した。さらに、Phase 2 運転で、信号弁別効率を 90% 以上で動作させることを目指す。

そのため、インストール前試験で決定した印加電圧から電圧を変化させ、印加電圧-増幅率曲線を作り、 $3 \times 10^5$  となる印加電圧を決定し、増幅率及び信号弁別効率を評価していく。次に、本研究での増幅率及び信号弁別効率の定義について述べる。図 3.5 に実機で測定した ADC 分布の例を示す。まず、得られた ADC 分布に対して、閾値から数えて 99% のイベントを含む範囲をフィット範囲として式 3.1 でフィットをする。そのフィット関数の Mean 値を増幅率、閾値以上の面積を全面積で割った値を信号弁別効率と定義する。

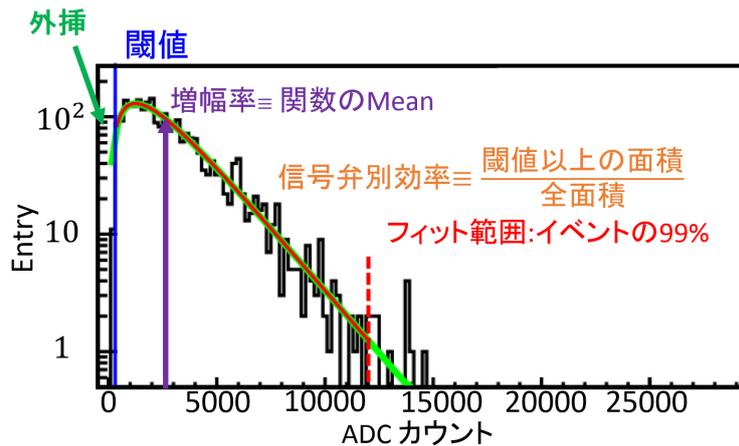


図 3.5 実機インストール後の MCP-PMT の電荷分布。緑線が式 3.1。青線は閾値。赤線はフィット範囲。

### 3.2.2 較正・評価結果

まず、インストール前試験で決定した印加電圧における増幅率及び信号弁別効率を実機で測定した。ただし、磁場有りでの印加電圧は、テストベンチで MCP-PMT の型ごとに補正を決定していたために、MCP-PMT 個体間の増幅率のばらつきが大きくなる。そこで全 MCP-PMT での測定を可能にするために、 $5 \times 10^5$  の増幅率が得られる印加電圧よりも高めの設定になっている。

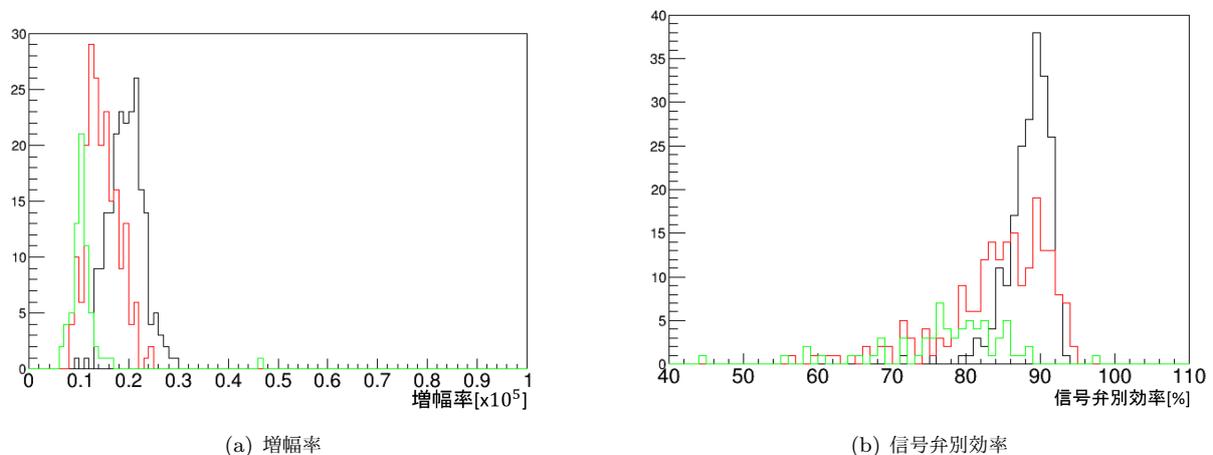
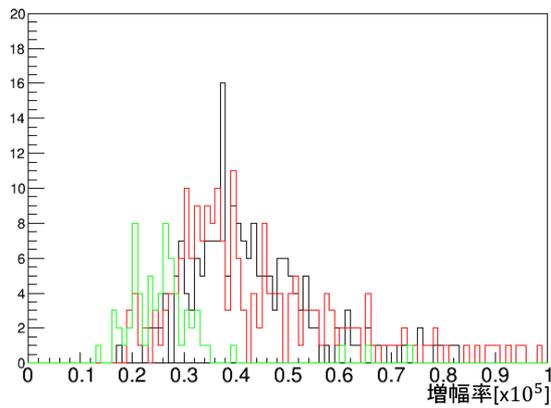
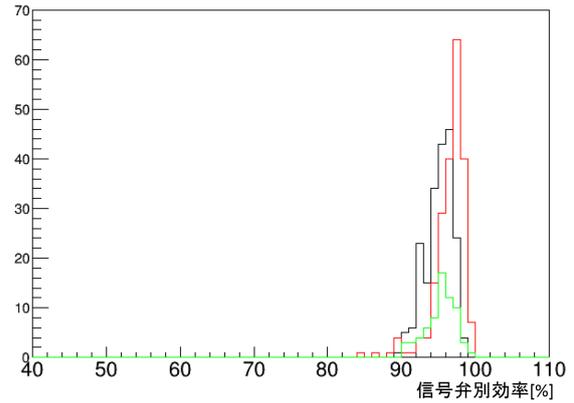


図 3.6 較正前の磁場無しでの PMT ごとの増幅率 (a) 及び信号弁別効率 (b) 分布。黒線が初期量産型、赤線が ALD、緑線が寿命改善型 ALD の MCP-PMT。

まず、磁場無しでの測定結果 (図 3.6) では、増幅率は  $5 \times 10^5$  より低く、かつ MCP-PMT の型の間で  $0.5 \sim 3 \times 10^5$  のばらつきがある。信号弁別効率も 90% 以下の MCP-PMT が多く存在することが分かる。一方、磁場有りでの測定結果 (図 3.7) では、増幅率は MCP-PMT 間のばらつきが  $1.2 \sim 10 \times 10^5$  と、磁場無しよりも大きいことが分かる。



(a) 増幅率



(b) 信号弁別効率

図 3.7 較正前の磁場有りでの増幅率 (a) 及び信号弁別効率 (b) 分布。黒線が初期量産型、赤線が ALD、緑線が寿命改善型 ALD の MCP-PMT。

ここから、印加電圧を変化させていき、図 3.8 のように印加電圧-増幅率曲線を全 MCP-PMT について求めた。この図では縦軸が対数表示の増幅率で、横軸が印加電圧の変化量である。測定点に対して指数関数でフィットをすると、直線で印加電圧-増幅率曲線をうまく再現できていることがわかる。この関数を用いて、増幅率が  $3 \times 10^5$  となるような印加電圧を決定した。

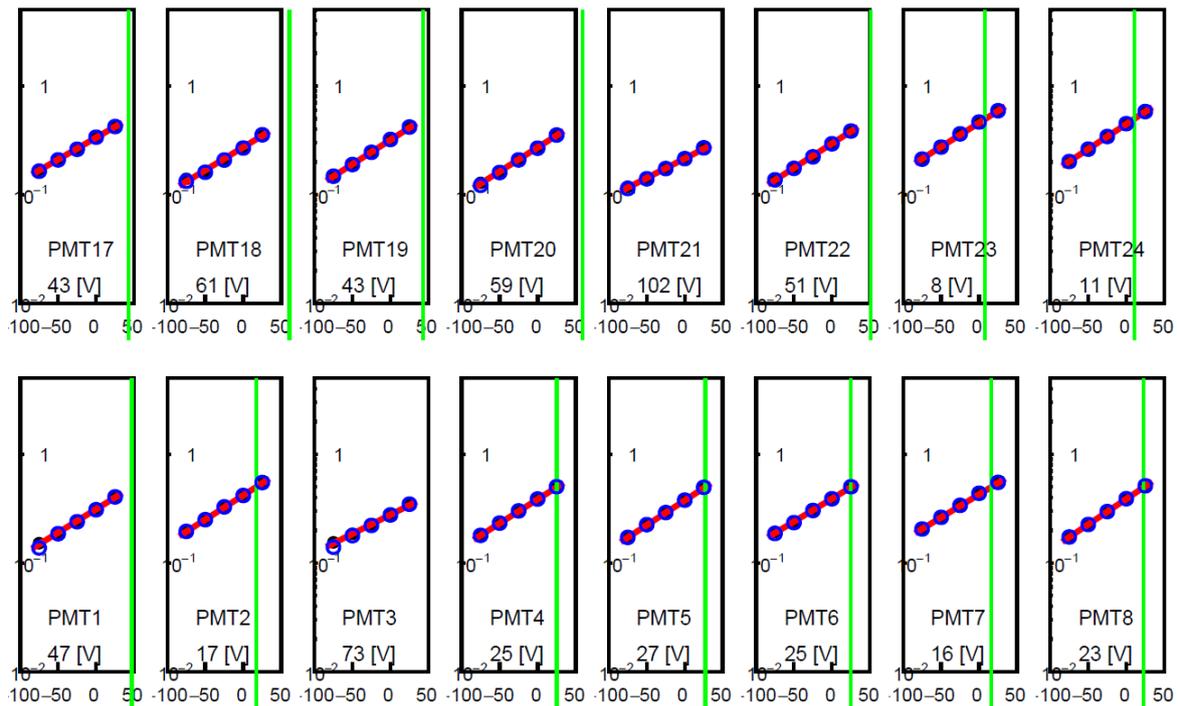


図 3.8 実機測定での PMT ごとの印加電圧-増幅率曲線。横軸は印加電圧の初期設定値からの変化量で、縦軸は対数表示の増幅率。青丸が測定点で赤線が指数関数によるフィット結果。緑線は増幅率が  $3 \times 10^5$  となる印加電圧を表している (横軸の範囲外の場合は非表示)。ここでは TOP カウンター slot01 の MCP-PMT の半数の例を示している。

次に、再び増幅率及び信号弁別効率を評価した (図 3.9,3.10)。磁場有り、無しともに増幅率のばらつきを  $\pm 5\%$  に抑えていることが確認できる。さらに、信号弁別効率も全 MCP-PMT で 90% 以上に調整することができ

た。

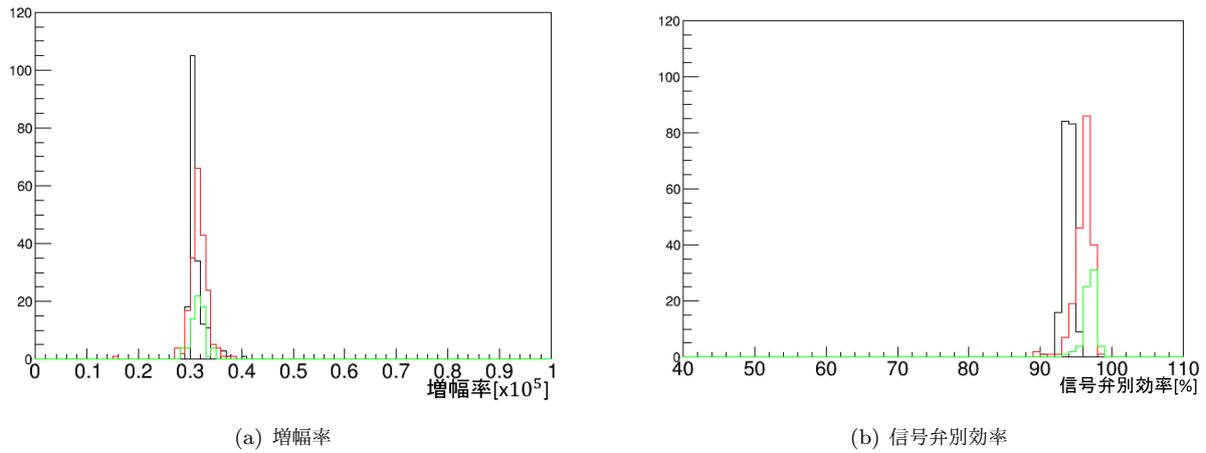


図 3.9 較正後の磁場無しでの増幅率 (a) 及び信号弁別効率 (b) 分布。黒線が初期量産型、赤線が ALD、緑線が寿命改善型 ALD の MCP-PMT。

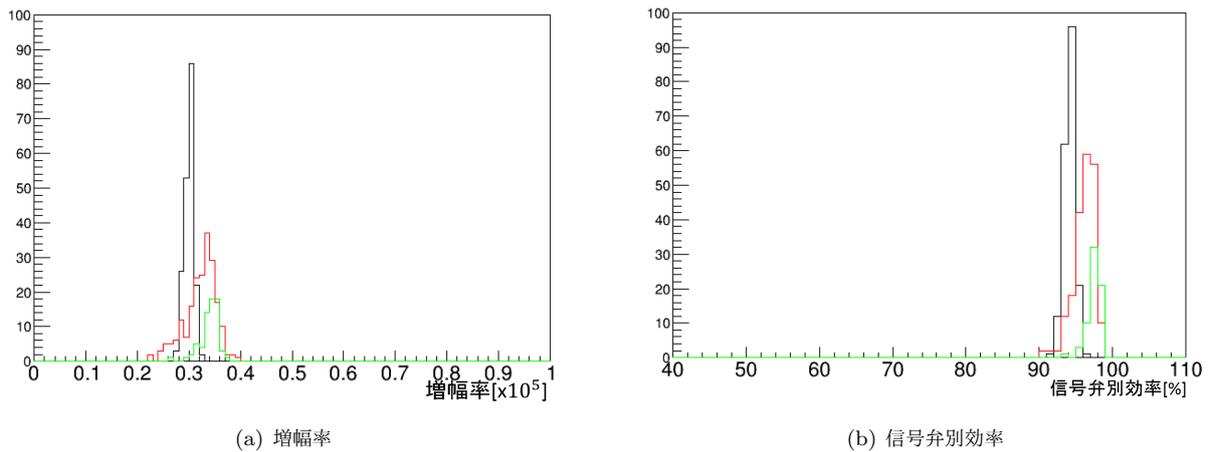


図 3.10 較正後の磁場無しでの増幅率 (a) 及び信号弁別効率 (b) 分布。黒線が初期量産型、赤線が ALD、緑線が寿命改善型 ALD の MCP-PMT。

### 3.2.3 増幅率較正の妥当性

次に、この増幅率較正の妥当性について述べる。増幅率較正の妥当性を示すためには、増幅率遷移の原因特定をすることが望ましい。そこで、実機とインストール前試験で大きく異なっている PMT への電圧分割器に着目した。以下にそれぞれの電圧分割器の回路図を図 3.11、3.12 に示す。

電圧分割には、次の役割がある。

- 光電面-MCP1 段目上面電極間に光電子を収集するための電場を生成するため

R1, R3, R5, R7: 1 MΩ ± 5%

R2, R4, R6, R8, R9: 1.5 MΩ ± 5%

C1--C8: 1000 pF(2 kV)

C9, C10: 1000 pF(6 kV)

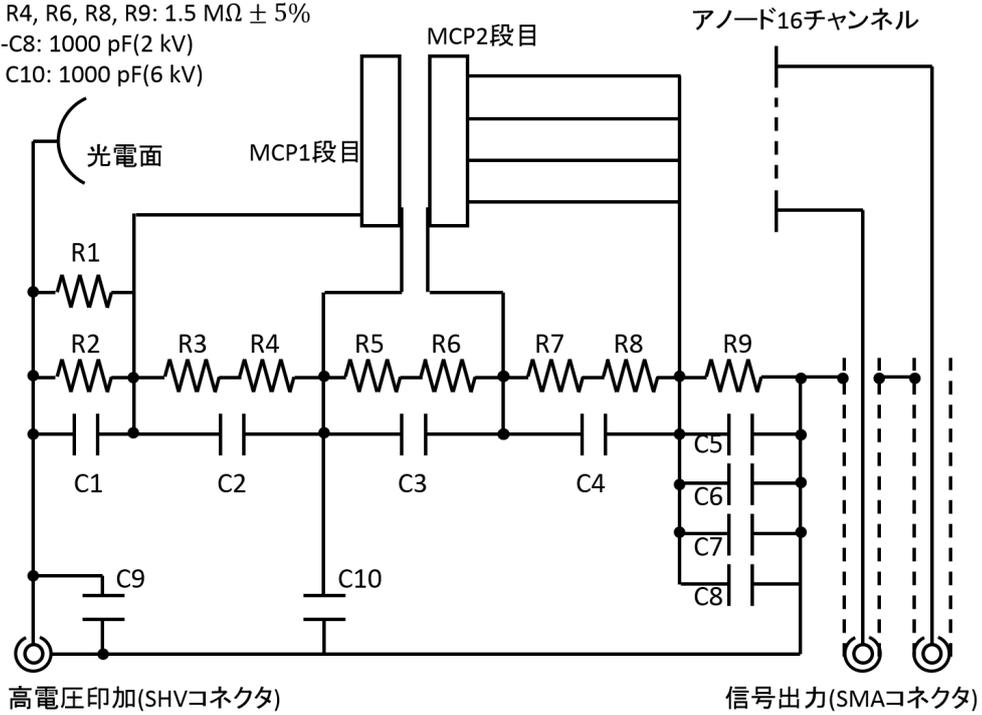


図 3.11 インストール前試験に用いた浜松ホトニクス製の電圧分割器の回路図

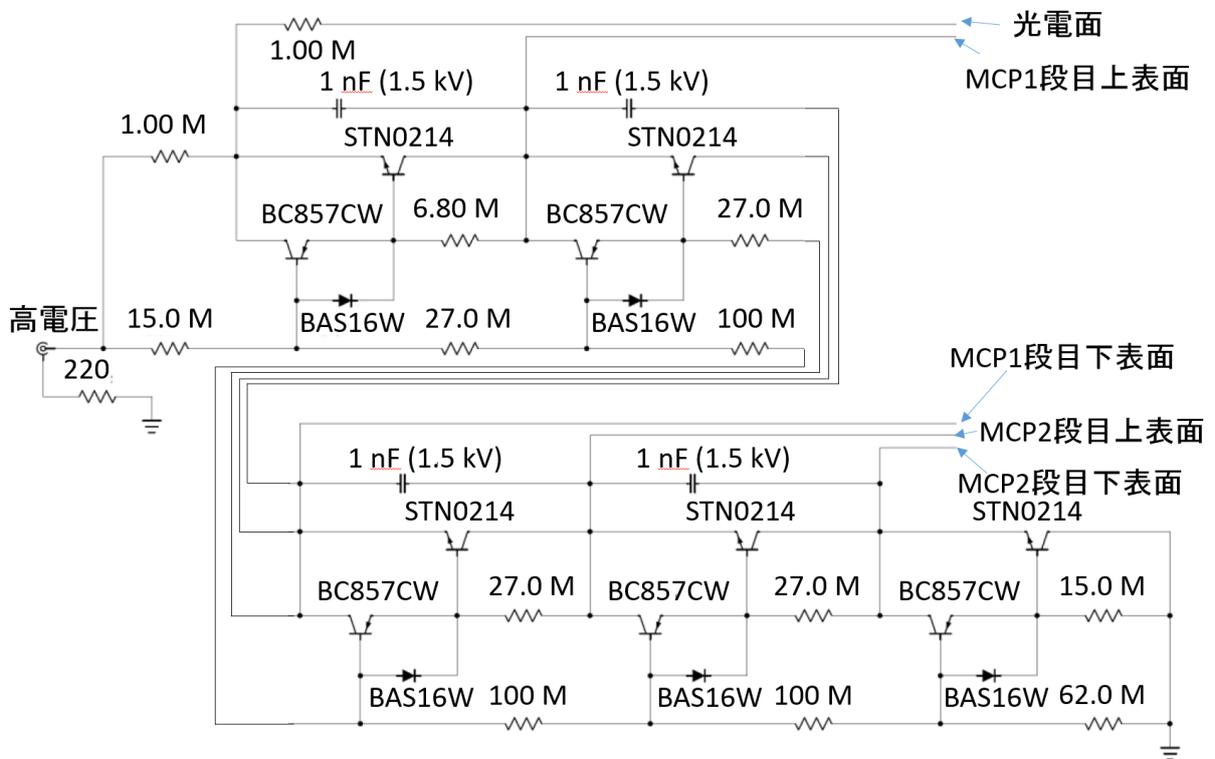


図 3.12 実機に用いるハワイ大学が設計した電圧分割器の回路図。青矢印で示したところがMCP-PMT各部へ接触。

- MCP 上面と下面の電極間に 2 次電子増幅を起こすための電圧をかけるため
- MCP2 段目下面電極とアノード (GND) 間に、増幅電子をアノードへ収集するための電場を生成するため

MCP-PMT 中の MCP で電子の増幅過程があるため、MCP の上下の電極に印加されている電圧が増幅率に主に寄与することになる。インストール前試験用電圧分割器では、回路上の抵抗と MCP が並列接続となっており、MCP にかかる電圧比は MCP 自体の抵抗値に依存することになる。一方で、実機用の電圧分割器はトランジスタとダイオードを組み合わせることで、MCP の抵抗値に依存せずに、回路上の抵抗だけで MCP にかかる電圧比が決まる (付録 A 参照)。MCP の抵抗値は典型的に数十-数百  $M\Omega$  である。その抵抗値を  $R [M\Omega]$ 、光電面の電圧  $V_0$  とすると、それぞれの電圧分割器での MCP1 枚にかかる電圧  $V$  は、インストール前試験のものが式 3.2、実機のもものが式 3.3 となる。

$$V = \frac{2.5 \times R}{9.5 \times R + 11.25} V_0 \quad (3.2)$$

$$V = \frac{100}{404} V_0 \quad (3.3)$$

式 3.2 によると、電圧分割器全体に印加する電圧が一定であれば  $R$  が小さいほど MCP にかかる電圧比が下がる、つまり増幅率が下がることになる。これは、浜松ホトニクス製の電圧分割器では抵抗分割の役割を担っている抵抗に対して MCP が並列に繋がっているため、MCP 抵抗値が小さい場合に MCP 上下の電極にかかる電圧が低下することに起因する。浜松ホトニクス製の電圧分割器を用いた測定に基づいて決定した印加電圧を実機用の電圧分割器を用いる際に印加する場合に、MCP 上下の電極に同じ電圧がかかる場合は、式 3.2 と式 3.3 から、 $R = 18.75 M\Omega$  のときである。つまり、実機用の電圧分割器では、 $R < 18.75 M\Omega$  のときは目標の増幅率を達成する電圧よりも高い電圧を設定し、 $R > 18.75 M\Omega$  のときは低い電圧を設定していることになる。ここで、浜松ホトニクスが一部の MCP-PMT に対して測定していた MCP 抵抗値を、PMT の型ごとに表 3.1 にまとめる。この表から、初期量産型より ALD、さらに寿命改善型 ALD の方が高い MCP 抵抗値を示していることがわかる。ここから、初期量産型が最も増幅率低下が小さく (あるいは増幅率増加)、ついで ALD 型、もっとも低下が大きいのが寿命改善型 ALD であることが予想される。実際に、図 3.6(a) の較正前の磁場無し測定での増幅率分布をみると、傾向が合致している。さらに詳しく調べるため、この電圧分割器をインストール前試験環境に導入して測定することで、電圧分割器の違いを直接比較した。すでにインストールされた MCP-PMT は取り出すことができないため、手元にある予備及び交換用の MCP-PMT30 台についての比較を行った。

表 3.1 MCP-PMT の型ごとの MCP 抵抗値

MCP-PMT の型	平均値 [ $M\Omega$ ]	最大値 [ $M\Omega$ ]	最小値 [ $M\Omega$ ]
初期量産型	24.8	65.8	12.1
ALD 型	50.0	102	9.7
寿命改善型 ALD	169.7	700	26

#### 測定セットアップ

実機用の電圧分割器は 2.1 節でも示した通り、MCP-PMT が取り付けられる基板のパッドに Pogo ピンを押し付ける形で電圧供給する。この特殊な構造のため、実機用の電圧分割器をインストール前試験のセットアップ (図 1.20(a)) に導入するために、図 3.13 のような治具を設計、作成した。

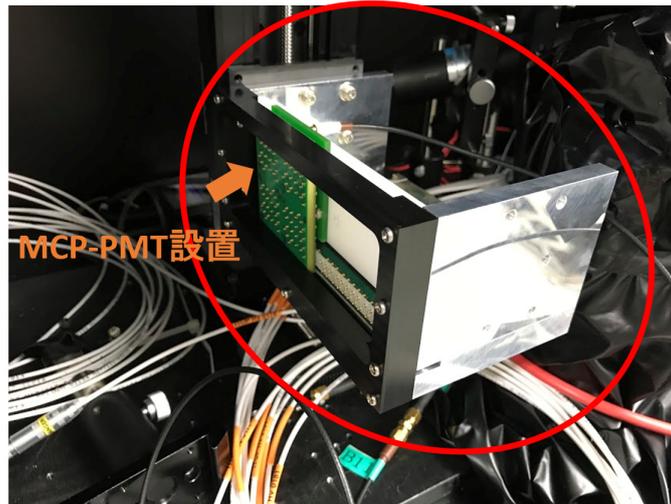
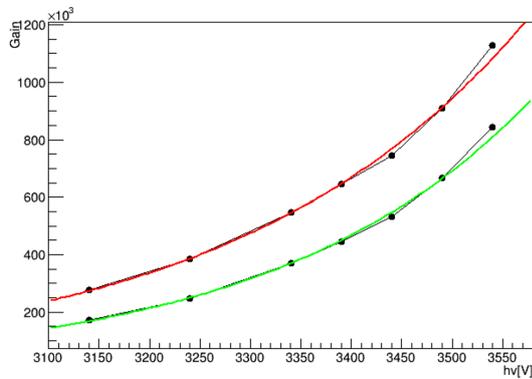


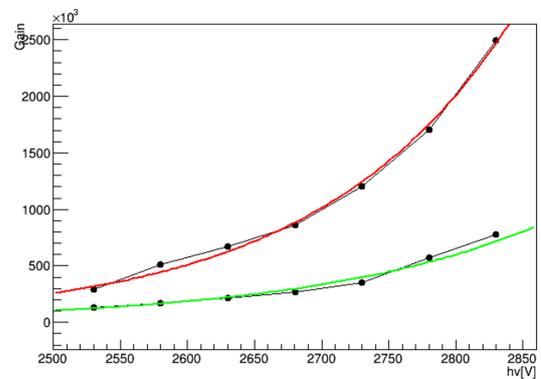
図 3.13 インストール前試験セットアップに実機電圧器を導入するための治具の写真。実機用電圧分割器は、1 台で MCP-PMT8 台分の電圧供給をするように設計されているため、治具の大きさも MCP-PMT8 台分である。

### 測定結果

まず、印加電圧-増幅率曲線を、以前のインストール前試験と同じ手順で求めた (図 3.14)。



(a) 初期量産型 MCP-PMT の例 (SN: JT0620)



(b) ALD 型 MCP-PMT の例

図 3.14 インストール前試験環境での印加電圧-増幅率曲線の比較。黒点が測定結果。赤線はもともとのインストール前試験のデータで、緑線が実機の電圧分割器を用いたデータ。

このデータの通り、実機用の電圧分割器を用いた場合には、インストール前試験での電圧分割器を用いた場合より低い増幅率になることが分かった。MCP-PMT30 台について行い、もともとのインストール前試験で決定した印加電圧での、実機電圧分割器を用いた場合の増幅率を示す (図 3.15)。

このように、MCP-PMT に対して増幅率の低下がみられた。テストベンチで決定した電圧から実機用電圧分割器を用いて増幅率  $5 \times 10^5$  を得られる電圧へ補正する際に理論的に必要となる補正比率曲線と、実際に必要となった補正比率を比較した (図 3.16)。補正比率曲線は、式 3.2 と式 3.3 の比を取って導出した式 3.4 で定義

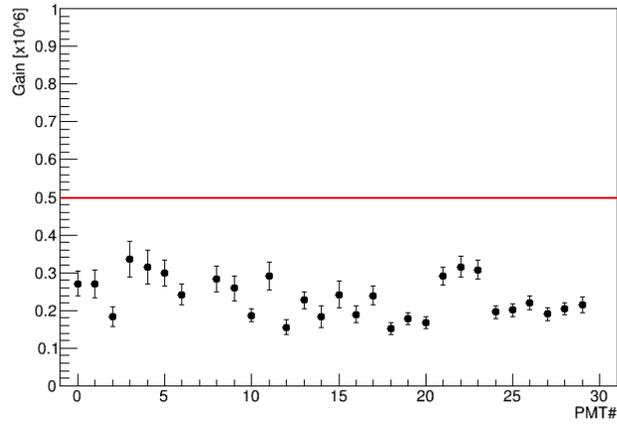


図 3.15 電圧分割器の違いによる増幅率の低下。赤線は、テストベンチの電圧分割器で得られる増幅率  $5 \times 10^5$ 。

する。

$$f(R) = \frac{101 \times R}{95 \times R + 112.5} \quad (3.4)$$

この図からわかるように、MCP の抵抗値以外に起因する MCP-PMT 個体間の差によるばらつきがあるものの補正比率の傾向は一致しており、補正比率は電圧分割器による影響である程度説明がつくことが分かる。個体差の由来としては、製造期間の違いが可能性として挙げられる。同じ従来型の MCP-PMT に着目して、2011 年 4 月～2012 年 7 月に製造されたもの (黒点) と、2013 年 1 月～同年 3 月に製造されたもの (緑点) には系統的な差が見て取れる。この結果から増幅率の較正はある程度妥当だといえるが、個体差が大きいためこれ以上の言及はできない。

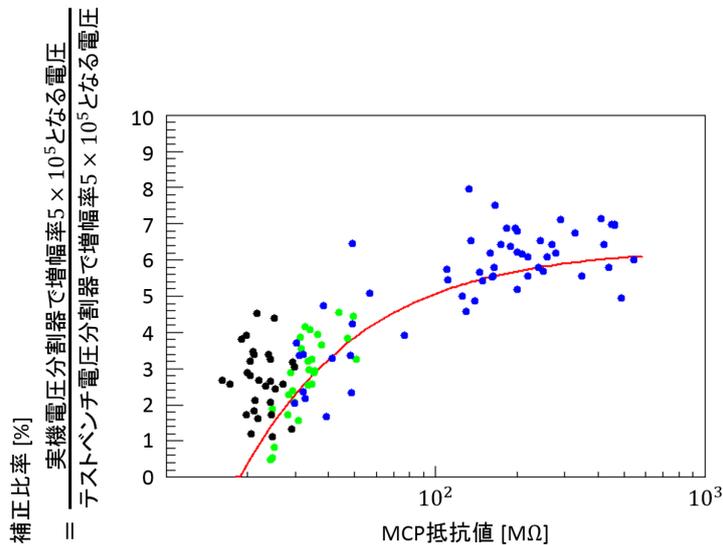


図 3.16 実機用電圧分割器使用時への補正比率と MCP 抵抗値の関係。横軸は 2 枚の MCP 抵抗値の平均。縦軸は実機インストール前試験から実機環境へ補正するときに必要な電圧補正比率 [%]。黒は 2011 年 4 月～2012 年 7 月に製造された従来型の MCP-PMT。緑は 2013 年 1 月～同年 3 月に製造された従来型の MCP-PMT。青点は ALD コーティングを施した MCP-PMT。MCP の抵抗値は浜松ホトニクスが測定した値。抵抗値が分かっている MCP-PMT のみプロット。

### 3.3 レーザー測定によるノイズの評価

本節では、レーザー測定によって1光子のヒットに対するノイズを評価する。読み出し機構上対になっているチャンネルに現れるノイズやMCP-PMTの信号に対して現れる付加的なノイズ、cross talk 及び charge sharing による影響を抑えることで、S/N比を改善する必要がある。なお、1.5 T 磁場中では charge sharing は起きないので、ここでは考慮しない。

図 3.17(a)、3.17(b) は、レーザー測定で得たヒットすべてについての波高 vs パルス幅分布である。

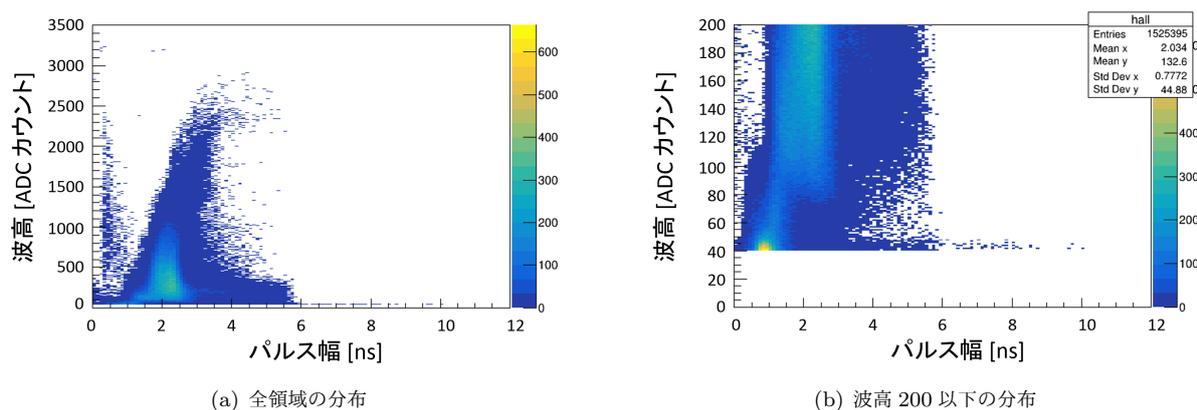


図 3.17 レーザー測定でのヒットの波高 (縦軸)vs パルス幅 (横軸) 分布。

ここで、光子信号を波高/パルス幅を用いずに選別し、信号/ノイズの波高/パルス幅の特徴をつかむことでノイズと信号を弁別する際に有用な特徴をあぶりだすことができる。そこで、光子信号のみを取り出すため、以下のチャンネルの組み合わせに対してウィンドウの時間 23.7 nsec 分の間に 1 ヒットのみ存在することを要求 (Isolation 要求) した。

- 信号があったチャンネル自体
- MCP-PMT16 チャンネル
- ASIC 8 チャンネル
- ASIC 上対になっているチャンネル (対チャンネル)

図 3.18 にこれらを要求した場合の波高 vs パルス幅分布を示す。この分布にはノイズが残っている可能性があるがかなり低いレートに抑えられているはずである。次に、この Isolation によって落とされたヒットを取り出して波高 vs パルス幅分布にすることでノイズの特徴をつかむ。

**アフターノイズ** 付加的なノイズの内、自身のチャンネルにおいて本信号より少し遅れた特定のタイミングで現れるノイズをアフターノイズと呼ぶことにする。これは、信号があったチャンネル自身にさらにヒットがあることを要求することで抽出できる。波形の例を図 3.19 に示す。

この波形の例では、信号とアフターノイズが約 11 サンプル離れており、時間差にして 4 nsec となる。同じチャンネルに 2 つのヒットが存在した場合のヒットの時間差分布を図 3.20(a) に示す。この図から、4 nsec をピークに 10 nsec まで分布している。次にこれらのノイズの波高 vs パルス幅分布を図 3.20(b) に示す。幅 2ns 付近の縦筋を作っている要素の候補としては、PMT のアフターパルスあるいは 2 光子以上のイベントの二つが挙げられる。ヒットレートはチャンネルによって異なるが、典型的に数 % な

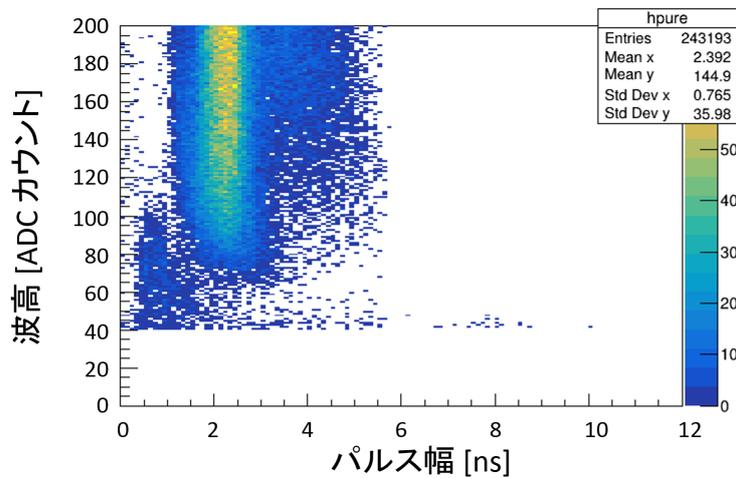


図 3.18 Isolation を要求した時の波高 vs パルス幅分布

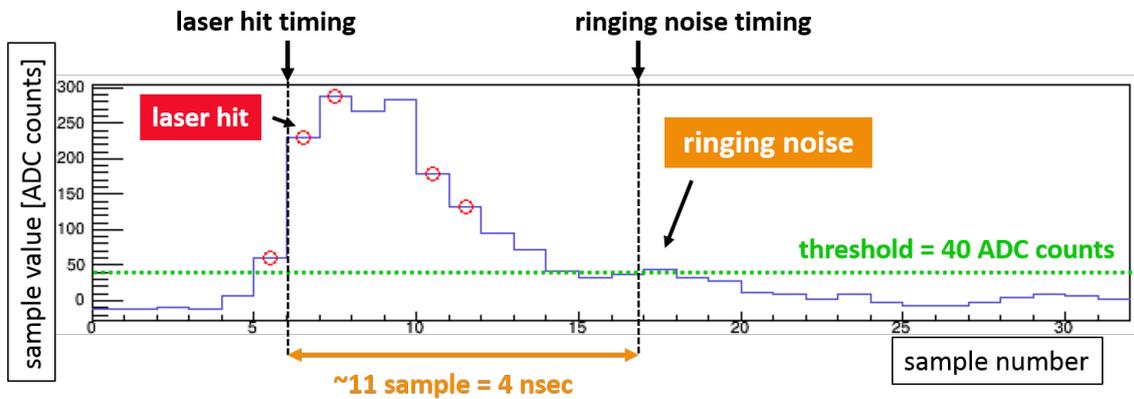
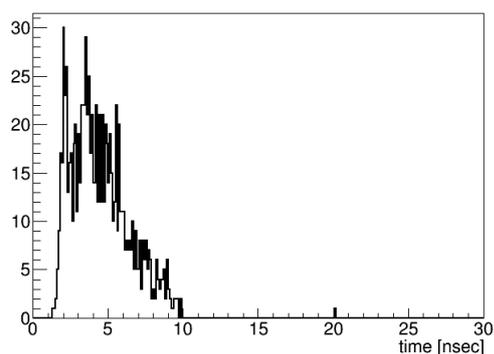


図 3.19 レーザー測定でのアフターノイズ波形。X 軸はサンプル番号。Y 軸は ADC 値でのパルス波高。緑線は閾値 40 ADC カウントを示している。

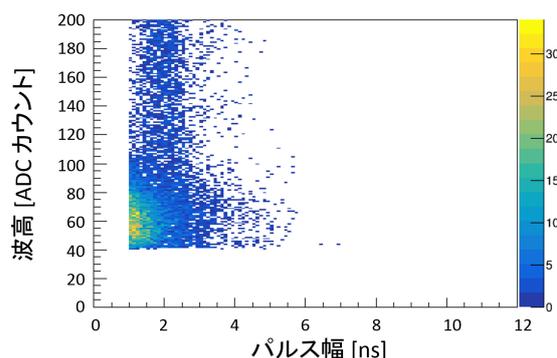
ので、5% のヒットレートであると仮定して、さらにポアソン分布に従って光子が検出されると仮定すると、期待値が 0.05 で 2 光子以上のイベントが起こる確率は 0.2% 以下となる。このことから、アフターパルスがこの分布を作っている可能性が高い。アフターパルスの典型的なレートは 1% 程度である [19]。本研究では 1% 未満の影響は十分小さいとして議論しないが、将来さらなる追求をする必要がある。

ノイズと思われるエントリーは 1 ns 付近にピークを持っていることが分かる。このことから、アフターノイズの波高、幅がある程度決まって表れていることが言える。

**対チャンネル** 第 2 章で述べたように、対になっているチャンネルにヒットがある場合、もう一方のチャンネルにベースラインのふらつきによるノイズが現れる。これは波高、パルス幅ともに小さいことが予想される。対のチャンネルにヒットがあった場合に、波高が小さいヒットを取り出して波高、パルス幅分布 (図 3.21) を作ると、確かに波高、パルス幅ともに小さいところにピークを持っていることが分かる。更に ADC カウント 60 から 200 にかけて筋のようなものが現れている。これは波高がベースラインノイズより明らかに高いので、電荷量がそれなりに多くないと現れない、つまり MCP-PMT 由来のノイズ



(a) レーザー測定でのアフターノイズと本信号の時間差



(b) レーザー測定でのアフターノイズの波高 vs パルス幅分布

図 3.20 アフターノイズの諸特徴

の可能性がある。これについてはノイズであると断言できないので、さらなる研究が必要となる。

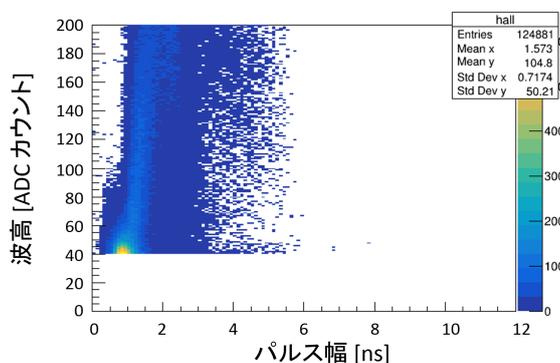


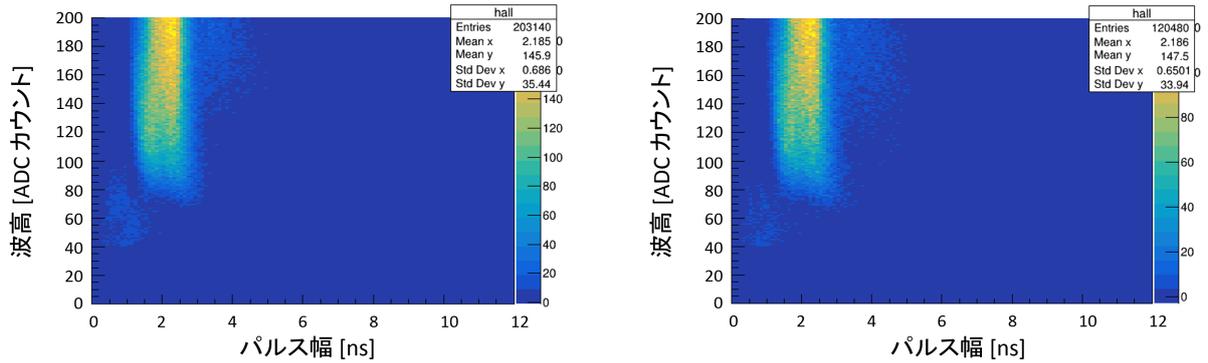
図 3.21 レーザー測定での対チャンネルノイズの波高 vs パルス幅分布

**cross talk** これは、MCP-PMT 内の cross talk と読み出し回路による cross talk が存在し得る。図 3.22 に MCP-PMT と ASIC で Isolate していないヒットの波高 vs パルス幅分布を示す。ここで、対チャンネルの項で示した図 3.21 の波高 vs パルス幅ヒストグラムを引くことで、その影響を省いて表示している。明らかに 2 ns 弱のところ筋が見え、本信号とは異なるヒットが存在することが分かる。波高が高いことから、MCP-PMT 由来のヒットであることが予想できる。今後、cross talk 由来の分布かどうかを精査する必要がある。

ここまでのノイズの内、対チャンネルに現れるノイズとアフターノイズを簡易的に落とすために、図 3.23 のようなカット条件での領域を選択することにする。カット条件は、以下の通りである。

- パルス幅 > 1 ns
- 波高 > 60 ADC カウント
- $65 \times (\text{パルス幅}) + 3 \times (\text{波高}) > 315$

このカット条件は一時的に設定したもので、将来的には最適化をしつつファームウェアに C++ コードとして実装する予定である。本研究では、最初の研究として簡潔なカット条件で評価をしていく。このカット条件で



(a) MCP-PMT での isolation を要求した場合

(b) ASIC での isolation を要求した場合

図 3.22 cross talk 抽出のための isolation 要求をした波高 vs パルス幅分布

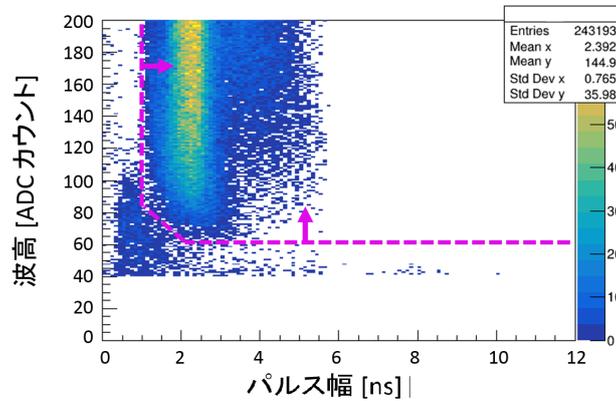


図 3.23 波高 vs パルス幅分布でのカット条件

は信号とノイズ共に落とされてしまうため、ノイズ単体がどれだけ落とされているかは不明である。ただし、Isolation を要求したヒットに対してカットをかけたときのヒット数をすべて本信号と仮定すると、光子損失率の下限値を評価できる。ノイズのカットが正しく動作しているかどうかは、例えば実際に荷電粒子が通過した際の検出光子数と、それをシミュレーションで予想した結果を比較することで妥当性を議論できる。光子損失率の  $R_{\text{loss}}$  の定義は以下の通りである。

$$R_{\text{loss}} = \frac{N_{\text{rejected}}}{N_{\text{all}}} \quad (3.5)$$

ここで、 $N_{\text{all}}$  はすべてのヒット数、 $N_{\text{rejected}}$  はカットされたヒット数である。この光子損失率の上限値を、TOP カウンター 16 台ごとに示す (図 3.25)。凡例として Look-Back ウィンドウの値とファームウェアのバージョンを示している。同日にファームウェアのバージョン 2 つを取得している日がないため、凡例間の違いがファームウェアのバージョンに起因するのか、異なる取得日による何かしらの要因に起因するのか判断することはできない。7 月 28 日には、Look-Back ウィンドウの値が 220 及び 30 での取得を行っているが、明らかに Look-Back ウィンドウ 220 の時の光子損失率が高くなっていることが分かる。ここで、図 3.24 に、それぞれの Look-Back ウィンドウでの波高 vs パルス幅分布を示す。Look-Back ウィンドウ 220 では、波高 200 ADC カウント付近においてパルス幅が大きいヒットが存在することが分かる。一方で Look-Back ウィンドウ 30 ではそのヒットは確認できない。また、波高 40 ADC カウント付近でも分布の形が異なっていることが分かる。これら原因は、本信号の波形が変形した可能性や長い Look-Back ウィンドウの時に現れるノイズの可能

性がある。いずれにしても、この分布の形が大きく変化し、光子損失率の評価に影響を及ぼした可能性がある。Phase2 時では Look-Back ウィンドウ 220 を用いていたため、Phase2 時点の光子損失率を得ることができた。今後は Look-Back ウィンドウの違いによる信号やノイズの影響を調べることで、ノイズと本信号をより良い精度で分離することを目指す。

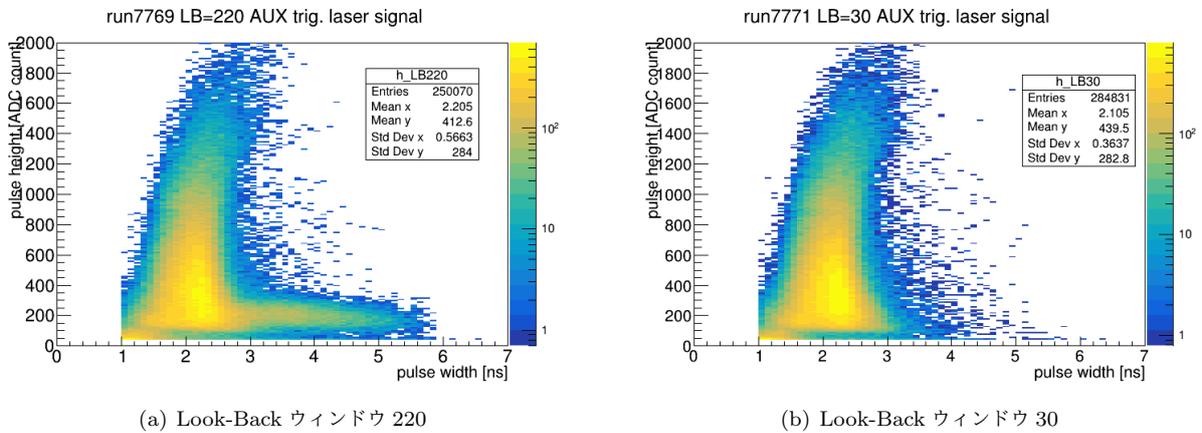


図 3.24 異なる Look-Back ウィンドウでの波高 vs パルス幅分布

Look-Back ウィンドウ 220 の黒点に着目すると、slot06 や slot14 は光子損失率が 3% 程度になっているが、他の TOP カウンターでは 1.5% 以下、最もよいもので 0.5% 以下であることが分かる。20% の光子損失で TOP カウンターの識別効率が 1-2% 程度低下、誤識別率が 30-50% 悪化することを考えると、十分に低い光子損失率になっていると考えられる。今後の課題として、ノイズカットの最適化がある。ノイズと思われる波形の分析や、衝突データと衝突シミュレーションの比較から、慎重に進める必要がある。

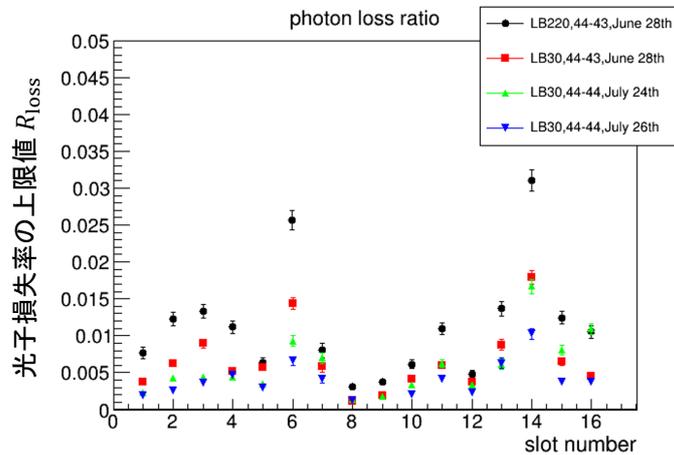


図 3.25 ノイズカットによる各 TOP カウンターの光子損失率。凡例は、データ取得の際の Look-Back ウィンドウの数字とファームウェアのバージョン、取得した日付で異なっている。Phase 2 期間中の衝突運転では、LB=220 が設定されている。

### 3.4 本章のまとめ

光検出器の増幅率を校正して MCP-PMT 間の個体差を 5% 以下に抑え、信号弁別効率について目標の 90% 以上を全 MCP-PMT で実現するとともに、電圧分割器の観点からその妥当性を示した。これにより、

Phase2 衝突実験での測定において、MCP-PMT の信号弁別効率からくる系統誤差を抑えた。また、ノイズと信号を選別する簡易的なカット条件を決定し、今後のノイズに関する研究の指針を示した。

## 第 4 章

# TOP カウンターの $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ データにおける光子検出能力の評価

第 2, 3 章では読み出し回路と光検出器に着目して、これらの検出光子数に対する性能検証を行ってきた。次に、これらの結果を反映したシミュレーション及び Phase 2 データの包括的な光子検出能力を評価し比較することにより、Phase 2 時点での TOP カウンターの動作状況を評価した。本章ではその方法と結果について述べる。

本研究では、1 つの飛跡が TOP カウンターを通過した際のチェレンコフ光による検出光子数を評価する。評価に用いる飛跡として、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象の  $\mu$  粒子を選別した。その利点を以下に示す。

- レプトンのみを含む過程のため、飛跡再構成が容易
- $\mu$  粒子は電子に比べて、TOP カウンターの石英輻射体内で電磁シャワーを起こしにくい

次に、事象選別の手法と結果を示す。

### 4.1 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象の選別

事象選別は、ハイレベルトリガー選別+オフライン選別の 2 段階に分けて行っている。選別すべきバックグラウンドとして、 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  の Bhabha 散乱事象、ビームがビームパイプなどに衝突して生成される粒子によるバックグラウンドが挙げられる。 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  は、電磁カロリメータにおいて、電子が落とすエネルギーが  $\mu$  粒子より大きくなっていることを利用する。それぞれの選別に用いた測定量とそれに対する選別条件を表 4.1 に示す。ここで、 $p$  は運動量、 $E$  はエネルギー、 $p_t$  は粒子の横運動量、 $d_0$  はビーム軸からの動径方向の距離、 $z_0$  は衝突点からのビーム軸方向への衝突位置のずれである。 $e^+e^-$  ビームの重心系での値を示す添え字として、Center of Mass System (CMS) をつけて表示する。ECL culster は飛跡に付随しているとみなされた電磁シャワー事象のことである。また、座標系の定義を図 4.1 に示す。

Phase 2 期間中はファームウェアのバージョンアップが段階的になされており、データ取得時期によって状況が大きく異なってくる。そのため本研究では最も安定して動作した Phase 2 終了時点での最新ファームウェアで取得されたデータ（積分ルミノシティ  $77.1 \text{ pb}^{-1}$  相当）を用いた。このデータと  $\mu$  粒子対のシミュレーション 50 万事象それぞれでの測定量、及び 2 つの粒子の不変質量の分布を図 4.2–4.6 に示す。ここで示したサンプルは、good Track が 2 つであるという条件のみを課している。また、シミュレーションサンプルには、ビームテストで得られているビームバックグラウンドを Phase2 運転状況に外挿して混入させている。ここでの分布ではそれぞれ、シミュレーションはデータの事象数で規格化しており、縦軸は対数表示である。図 4.2 の  $d_0$  分布は、理想的な衝突点である 0 cm 付近にピークを持っている。データがシミュレーションよりも分布の

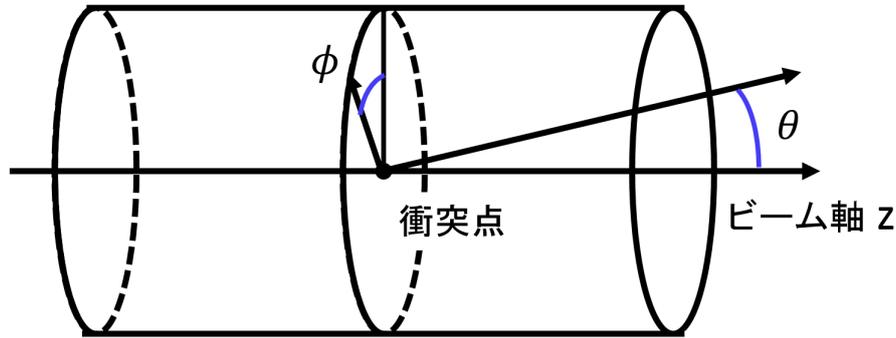


図 4.1 Belle II 検出器の座標系

表 4.1  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象の測定量と選別条件

測定量	選別条件	期待される効果
ハイレベルトリガー		
$\cos(2 \text{つの飛跡がなす鈍角}-180^\circ)$	最も大きい角度をなす 組み合わせの時に $>0.785^\circ$	
good Track	$p_t > 0.2 \text{ GeV}/c$ , $ d0  < 2\text{cm}$ , $ z0  < 4\text{cm}$ を満たす Track が 2 本以上	ビーム由来のバックグラウンドや 二次粒子を VETO する
運動量と ECL に落とされたエネルギー	重心系の運動量 $> 5.0 \text{ GeV}/c$ かつ (cluster のエネルギー)/( $p_{\text{CMS}}$ ) $> 0.8$ の飛跡がないこと	断面積が大きい Bhabha 散乱の ような電子の VETO
最も運動量大きい飛跡	$(p_{\text{CMS}})/(E_{\text{CMS}}) > 0.35$	Bhabha 散乱の VETO
2 番目に運動量大きい飛跡	$(p_{\text{CMS}})/(E_{\text{CMS}}) > 0.2$	Bhabha 散乱の VETO
全飛跡の ECL cluster の エネルギー合計	$E < 7 \text{ GeV}$	電子による ECL の 高エネルギー事象の VETO
2 番目に高いエネルギーの ECL cluster のエネルギー	$E < 1 \text{ GeV}$	電子による ECL の 高エネルギー事象の VETO
オフライン		
飛跡の数	2 本	事象形状の選別
二つの飛跡がなす鈍角-180°	10°以下	back-to-back の事象形状
ECL に落とされた全エネルギー	2 GeV 以下	光子を含む事象の VETO
全飛跡が ECL に落としたエネルギー	2 GeV 以下	電子飛跡の VETO
実験室系での飛跡の $\theta$	$45^\circ < \theta < 125^\circ$	ビームバックグラウンドの VETO
2 つの飛跡の不変質量	$10 < M_{\text{inv}} < 11 \text{ GeV}/c^2$	事象形状の選別

※特に指定がなければ、変数は  $e^+e^-$  重心系での値

広がりを持っている。比較的衝突点付近の広がり、SVD や VXD の分解能がシミュレーションで再現しきれていないことが原因と考えられる。衝突点から離れたところの広がり、ビームバックグラウンドが衝突点以外のところでビームパイプなどの物質と相互作用して生成された荷電粒子が候補として挙げられる。図 4.3 の  $z0$  分布も、0 cm が理想的な衝突点で、 $d0$  と同じ議論ができる。図 4.4 の (飛跡が落とした ECL cluster のエネルギー)/(飛跡の運動量) の分布では、データにおいて 0.9 付近にピークがみられる。これは、飛跡がほとんどすべてのエネルギーを貫通した  $\mu$  粒子ではなく、Bhabha 散乱などの、光速に近い電子が ECL に止められた事象であると考えられる。図 4.5 の、(二つの粒子のなす鈍角- $180^\circ$ ) の分布は、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  であれば二つの  $\mu$  粒子は CMS で back-to-back に飛ぶはずであり、確かに  $0^\circ$  にピークを持っている。データでは  $30^\circ$  付近に二つ目のピークを持っているが、これは表 4.1 に示したカットで  $10^\circ$  以上の分布は落とされる。図 4.6 は二つの粒子の不変質量分布である。10.58 GeV/ $c^2$  がビームの重心系エネルギーであり、確かにシミュレーション及びデータでピークを持っていることが分かる。広がりを持っているのは、 $\mu$  粒子が  $\gamma$  線を放出して低い質量に分布を作ることと、ビームバックグラウンド由来の  $\gamma$  線が追加でエネルギーを落としてしまい、高い不変質量に分布を作った可能性がある。これらも、表 4.1 で示したカットにより、 $10 < (\text{不変質量}) < 11 \text{ GeV}/c^2$  を選び出す。次に、図 4.7 に、表 4.1 に示したカットすべてをかけた二つの粒子の不変質量分布を示す。このように、シミュレーションとデータで分布が一致していることが分かる。この選別では、シミュレーションに対して  $\mu$  粒子 28.0% の選別効率で選び出すことができる。このデータに対して選別をかけると、TOP カウンター全スロットで全 20032 飛跡を得ることができた。以降はこの飛跡を用いて評価を行っていく。

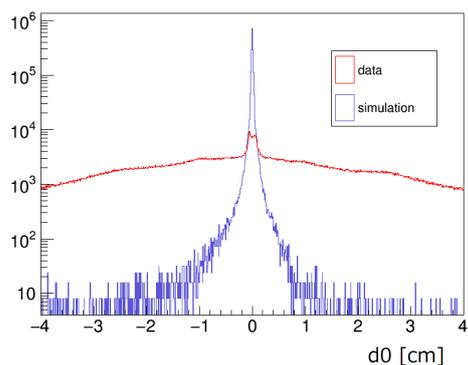


図 4.2 衝突点の動径方向のずれの分布

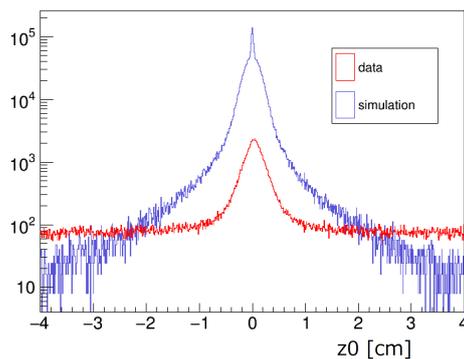


図 4.3 衝突点のビーム軸方向のずれの分布

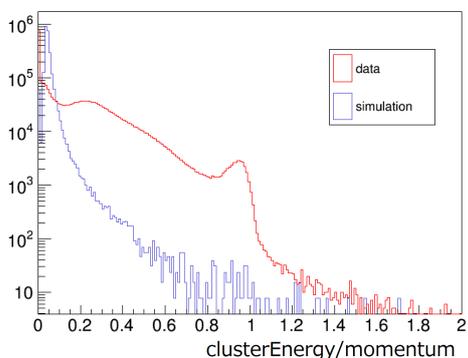


図 4.4 飛跡の (ECL cluster エネルギー)/(運動量) 分布

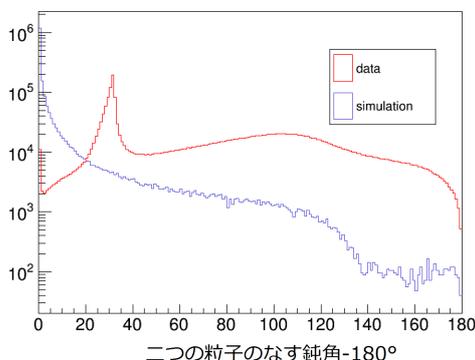


図 4.5 重心系での 2 つの飛跡がなす鈍角- $180^\circ$

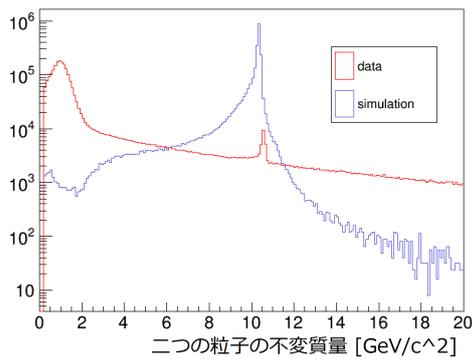


図 4.6 2つの飛跡の不変質量分布。

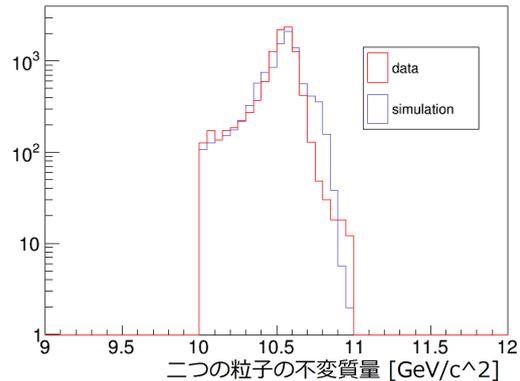


図 4.7 カット後の2つの飛跡の不変質量分布

## 4.2 ビームバックグラウンドによる影響の見積もり

第1章で述べたように、TOP カウンターに  $\gamma$  線が入射し、生成された電子が放出するチェレンコフ光を検出してしまうとビームバックグラウンド検出光子数は増える。データとシミュレーションを比較するためにビームバックグラウンドの効果をデータから見積もることが必要となる。検出光子数は  $\mu$  粒子飛跡が通ったときのヒット数について評価をするが、ビームバックグラウンドが時間的にランダムで一定であると仮定すると、飛跡がない場合のヒット数はビームバックグラウンドによる光子数に相当すると考えられる。図 4.8 に飛跡がない場合の TOP カウンターが検出した光子の時間分布を示す。また、図 4.9 に飛跡が通った場合の TOP カウンターが検出した光子の時間分布を示す。

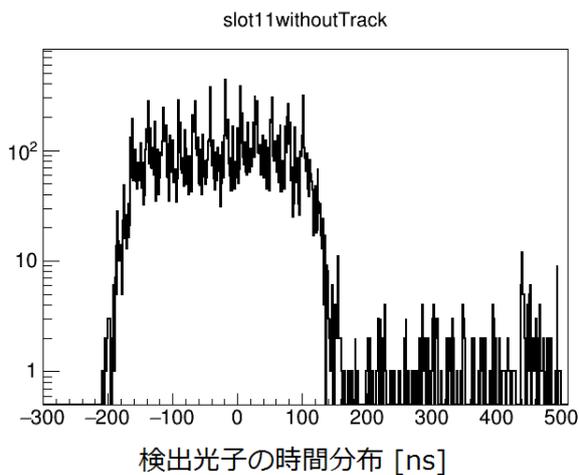


図 4.8 飛跡無しの際の TOP カウンター slot11 のヒット時間分布。衝突時間を原点にとっている。

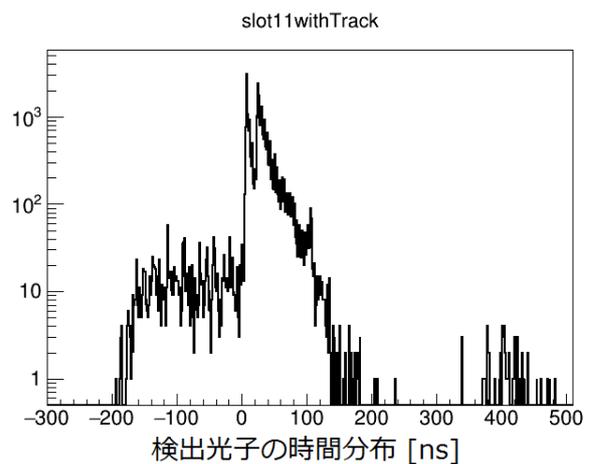


図 4.9 飛跡無しの際の TOP カウンター slot11 のヒット時間分布。衝突時間を原点にとっている。

飛跡無しの場合の時間分布にはピークはなく、一定時間に一様に分布している。これがビームバックグラウンドの影響である。一方、飛跡有りの場合の時間分布には、チェレンコフ光が直接 MCP-PMT に向かう事象の時のピークと、MCP-PMT とは反対側のミラーに向かって放出されてから反射されて MCP-PMT へ入射する事象の時のピークの 2 ピークが原点付近に現れ、それと合わせてビームバックグラウンドの分布が重なっていることが分かる。図 4.10 に、データから求めたビームバックグラウンドによる検出光子数分布を示す。

slot11 においては、Mean 値で 0.96 個の光子がビームバックグラウンドとして検出されることになる。0 ヒットをピークにテールを引くような形になっており、20 光子程度にピークを持っていないことから、やはり他の荷電粒子によるチェレンコフ光ではなく、 $\gamma$  線によるものであることが分かる。この方法で求めたビームバックグラウンドの個数分布の形を再現するように、横軸方向に 0-100 でランダムに整数値を振り、(そのビンの面積)/(全面積) を確率として再びランダムに数値を振って、この数値が確立を超えなかった場合にそのビン番号をビームバックグラウンドによる検出光子数としてシミュレーションに混ぜ込む。

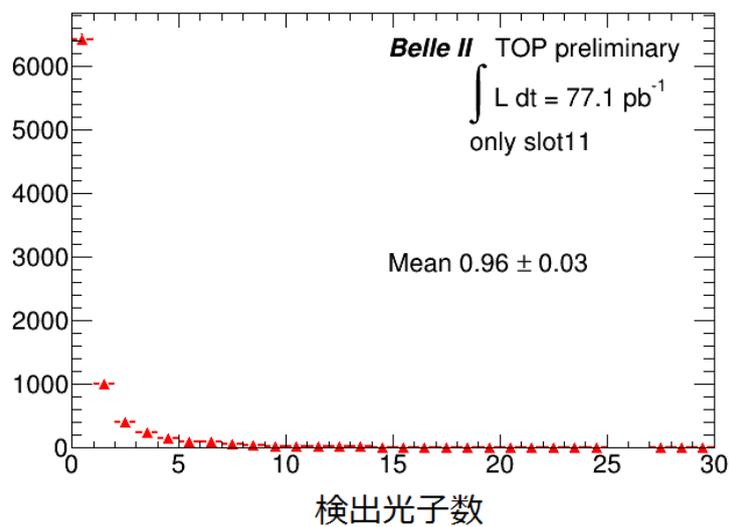


図 4.10 ビームバックグラウンドによる検出光子数分布。TOP カウンター slot11 の例を示している。

ここから、TOP カウンターの検出光子数分布と、それが持つ様々な依存性について述べる。

### 4.3 TOP カウンターでの検出光子数

図 4.11 に、TOP カウンター slot01 でのヒットマップ (上段)、一次元チャンネルヒットレート (中段)、全チャンネルにおける検出光子数 (下段) を示す。ヒットマップは、TOP カウンター 1 台に対応する 512 チャンネルそれぞれの 1 飛跡に対する検出光子数の期待値をカラースケール、チャンネル番号を 8 行 64 列を示したものである。一次元チャンネルヒットレートでは、横軸はチャンネルの番号、縦軸は 1 飛跡に対する検出光子数の期待値を示している。ここで、シミュレーションには、第 1, 2, 3 章で述べた試験や効率・ノイズ評価の結果、加えて上述したビームバックグラウンドを考慮に入れている。

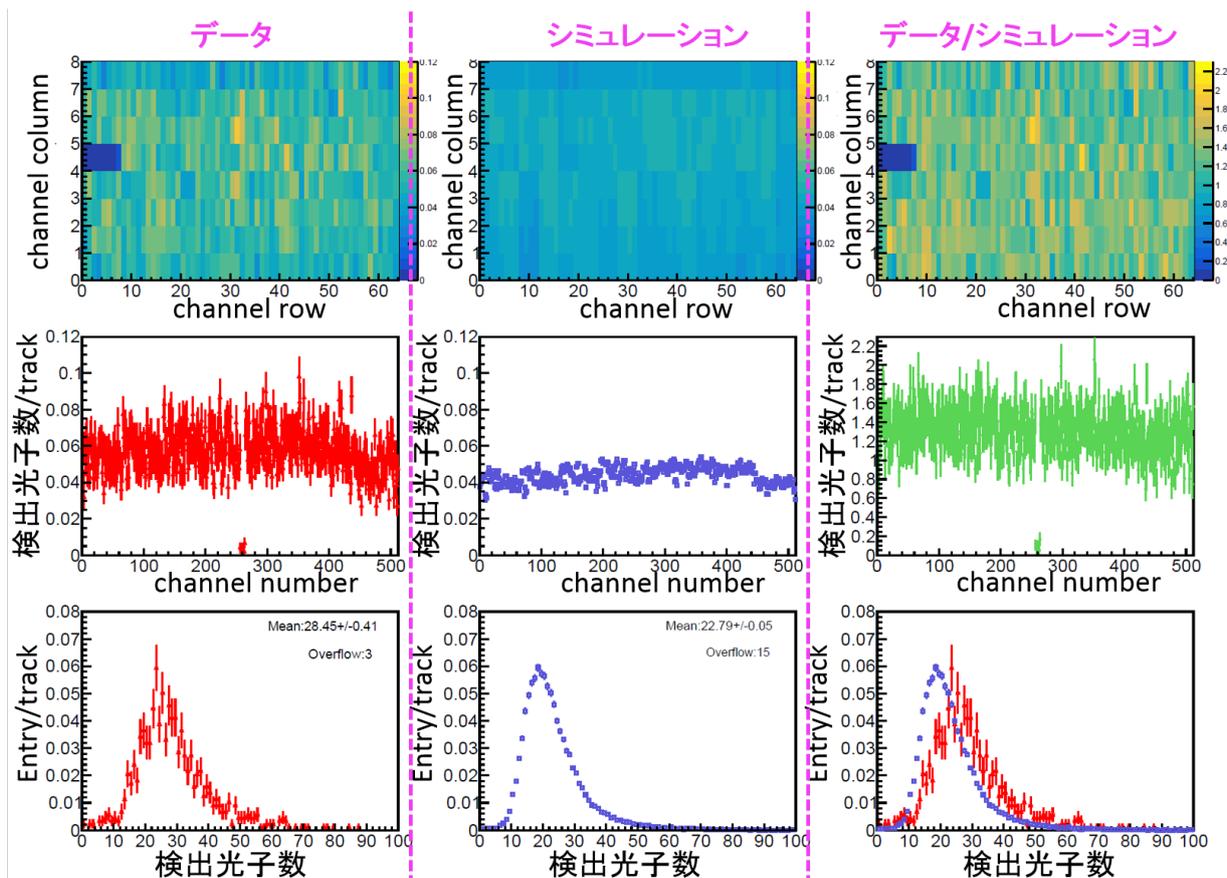


図 4.11 TOP カウンター slot01 のチェレンコフ光ヒット分布。ヒットマップ (上段)、一次元チャンネルヒットレート (中段)、全チャンネルにおける検出光子数 (下段) を示している。それぞれ、飛跡数で規格化してある。

表 4.2 に全ての TOP カウンターにおける検出光子数の Mean 値をまとめる。ここでは、データ取得の際に動作を安定させるために、一部の Board Stack のデータを読み出さない状態 (マスク状態) にすることがあったため、用いたデータの取得中にマスク経験があるか否か (マスク履歴) を示している。slot13 は読み出し回路が不安定で、データを取得できていない領域が大きいことが分かっている。議論を簡潔にするため、マスク履歴がない TOP カウンターに絞って議論をする。すべての slot においてデータの方がシミュレーションよりヒット数が多いことが分かる。また、シミュレーションでは MCP-PMT の型によって大きく Mean 値が変わっていることが分かる。これは、第 1 章で述べたように、MCP-PMT の型によって量子効率及び収集効率が異なるためである。この MCP-PMT の型依存性はデータでも見られるが、MCP-PMT の型に依存して、寿命改善型で 24%、ALD 型で 18%、初期量産型で 2-9% という比率でデータがシミュレーションよりも検出光子数が多い結果になっている。つまり、未だ発見、評価しきれていない要素が存在することと、その要素中に MCP-PMT に依存した要素が含まれることが分かる。1つの原因候補として、MCP-PMT 由来のノイズである cross-talk などの量が評価しきれていないことが挙げられる。今後、さらなるノイズ評価、削減を行う必要がある。

表 4.2 各 TOP カウンターにおける検出光子数の Mean 値。グレーの行はマスク履歴有り

TOP カウンター slot	検出光子数の Mean 値		Data/MC 比	マスク履歴	MCP-PMT の種類
	Data	MC			
01	28.45 ± 0.41	22.79 ± 0.05	1.25 ± 0.02	無し	寿命改善型
02	27.98 ± 0.28	23.15 ± 0.05	1.21 ± 0.01	有り	寿命改善型
03	25.88 ± 0.30	21.90 ± 0.05	1.18 ± 0.01	無し	4 台寿命改善型 28 台 ALD 型
04	27.32 ± 0.30	21.39 ± 0.05	1.28 ± 0.01	無し	ALD 型
05	24.78 ± 0.28	21.03 ± 0.05	1.18 ± 0.01	無し	ALD 型
06	25.06 ± 0.31	21.13 ± 0.05	1.19 ± 0.01	有り	ALD 型
07	24.35 ± 0.32	21.12 ± 0.05	1.15 ± 0.01	有り	ALD 型
08	25.61 ± 0.31	21.76 ± 0.05	1.18 ± 0.01	無し	ALD 型
09	24.03 ± 0.36	21.34 ± 0.05	1.13 ± 0.02	有り	ALD 型
10	16.38 ± 0.22	17.58 ± 0.04	0.93 ± 0.01	有り	初期量産型
11	19.64 ± 0.25	18.03 ± 0.05	1.09 ± 0.02	無し	初期量産型
12	18.51 ± 0.23	18.07 ± 0.05	1.02 ± 0.02	有り	初期量産型
13	***	***	***	有り	初期量産型
14	19.88 ± 0.21	17.99 ± 0.04	1.05 ± 0.01	無し	初期量産型
15	19.44 ± 0.27	17.94 ± 0.04	1.08 ± 0.01	有り	初期量産型
16	18.72 ± 0.22	18.42 ± 0.04	1.02 ± 0.01	無し	初期量産型

#### 4.3.1 検出光子数の $\mu$ 粒子入射位置・角度依存性

TOP カウンターの石英における飛跡入射位置や  $\cos \theta$  に対する検出光子数の依存性について述べる。図 4.12 に TOP カウンターのローカル座標を示す。

図 4.13 に TOP カウンター slot01 の x 方向の入射位置依存性、図 4.15 に TOP カウンター slot01 の  $\cos \theta$  依存性を示す。まず、図 4.13 の構造の説明をする。TOP カウンターの端である  $\pm 22.5$  cm に近いところでは、 $\mu$  粒子が TOP カウンターを掠るように通過する事象が多くなっていく。そのため発生するチェレンコフ光の個数自体が少なくなるので、端の検出光子数が少なくなる。また、中心を通る飛跡が最も長い距離を通過するため、中心をピークとした山形の構造となる。次に図 4.15 の構造の説明をする。 $\cos \theta = 0$  が y-z 平面で見たときの TOP カウンターに対する垂直入射を意味している。そこからマイナス側が MCP-PMT 方向、プラス側がミラー方向となっている。垂直入射付近でピークを作っているが、垂直入射より少し傾くとチェレンコフ光の角度が TOP カウンター内部表面に対して全反射角より大きい角度で入射することが多くなり、チェレンコフ光を損失するために、検出光子数が減っていく。そこからさらに、 $\cos \theta > 0.4$  の範囲で右肩上がりになっているのは、チェレンコフ角が全反射角より小さい角度にまで傾いたことと、荷電粒子が石英放射体内を通過する距離が長くなるためにより多くのチェレンコフ光を放出するからである。次に、各 TOP カウンターの飛跡依存性を図 4.14(x 方向)と図 4.16( $\cos \theta$ ) に示す。どちらも、オフセットとしてデータとシミュレーションの違いが見えているが、それぞれの横軸に対する明らかな依存性は見えていない。つまりオフセットの原因として、飛跡に依存しない、例えば読み出し回路や MCP-PMT によるノイズ混入あるいは実際に検出効率が高いことなどが考えられる。

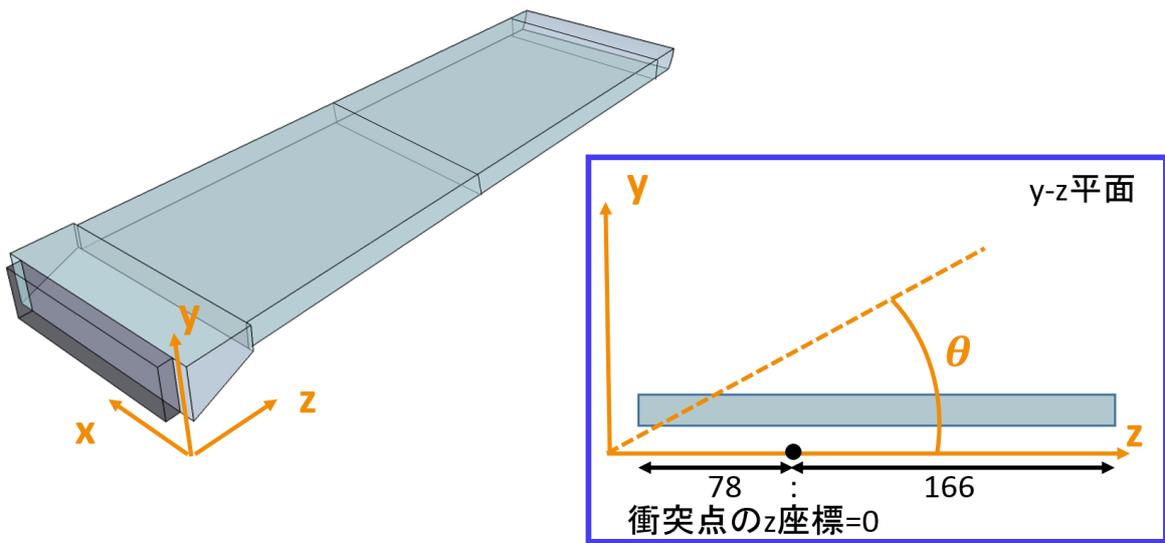


図 4.12 TOP カウンターのローカル座標

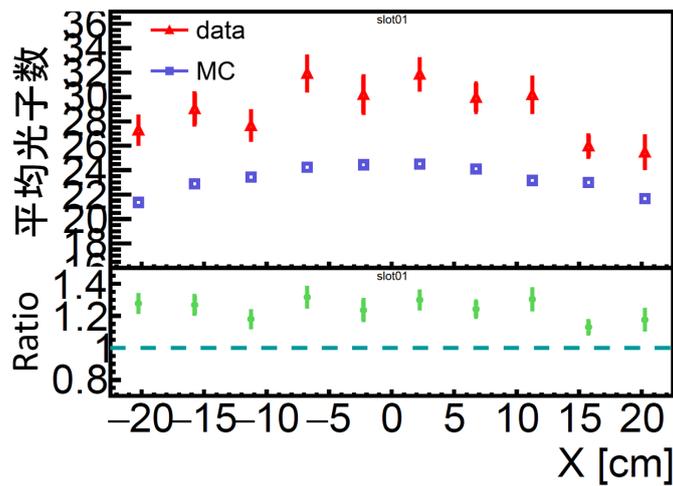


図 4.13 TOP カウンター slot01 の検出光子数の x 方向入射位置依存性。赤点がデータ、青点がシミュレーション。緑点はデータ/シミュレーション比で、点線が (比率)=1 のところを示している。

#### 4.4 本章のまとめ

Phase 2 での  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用いて TOP カウンター内でのチェレンコフ光子の検出光子数を評価し、データがシミュレーションと 8-20% の範囲で一致していることが分かった。また、検出光子数が明らかな飛跡依存性を持っていないことを示した。これらの結果は、本研究での MCP-PMT 及び読み出し回路の評価・校正・最適化によって妥当な検出光子数が得られることと、TOP カウンターがある程度期待通りの動作をしていることを示している。

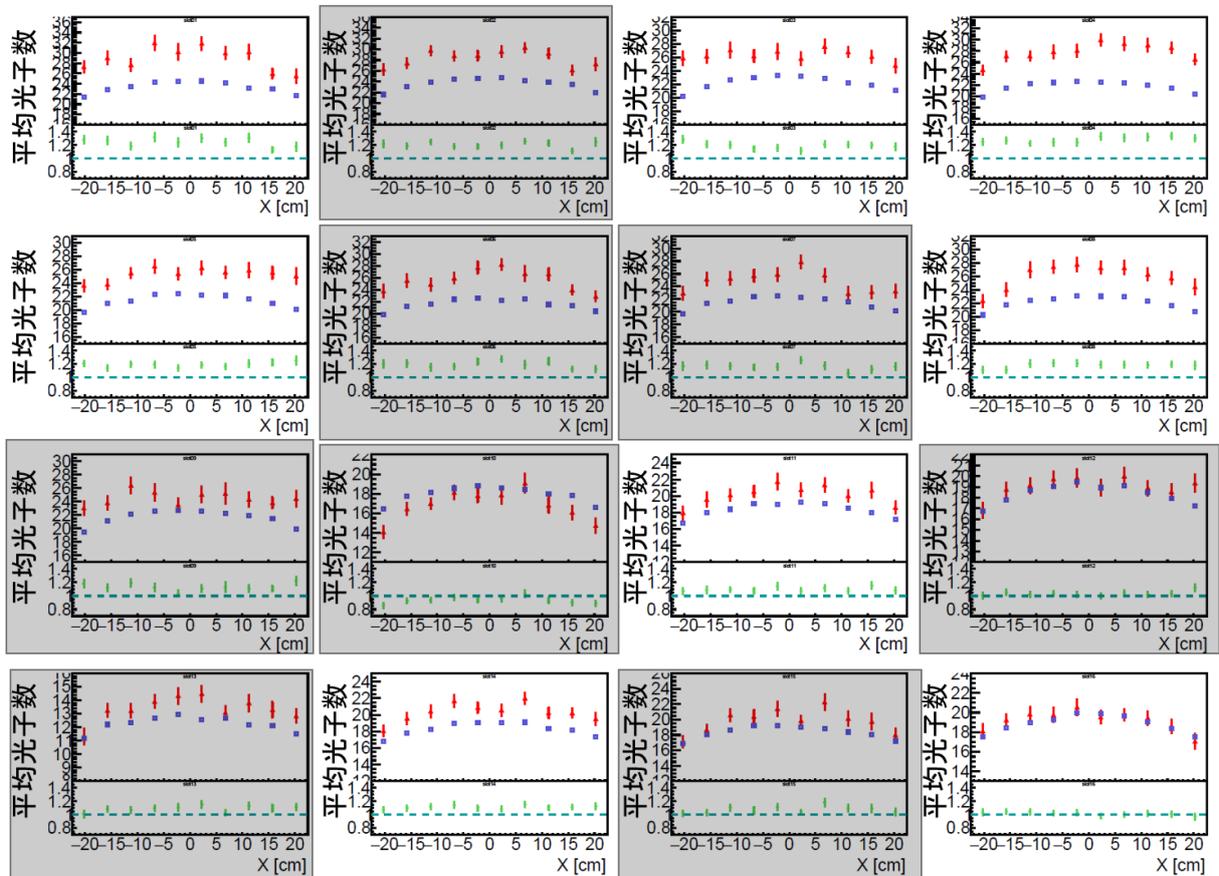


図 4.14 検出光子数の TOP カウンター x 方向入射位置依存性。左上が slot01 で、右に slot02... と続いている。赤点がデータ、青点がシミュレーション。緑点はデータ/シミュレーション比で、点線が(比率)=1のところを示している。灰色のプロットはマスク履歴がある slot。

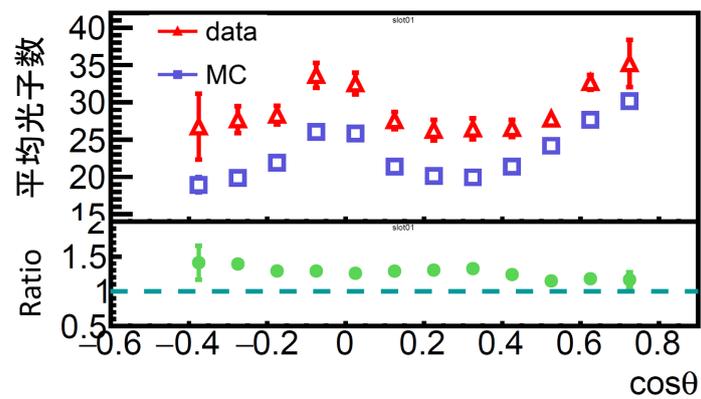


図 4.15 TOP カウンター slot01 の検出光子数の  $\cos\theta$  依存性。赤点がデータ、青点がシミュレーション。緑点はデータ/シミュレーション比で、点線が(比率)=1のところを示している。

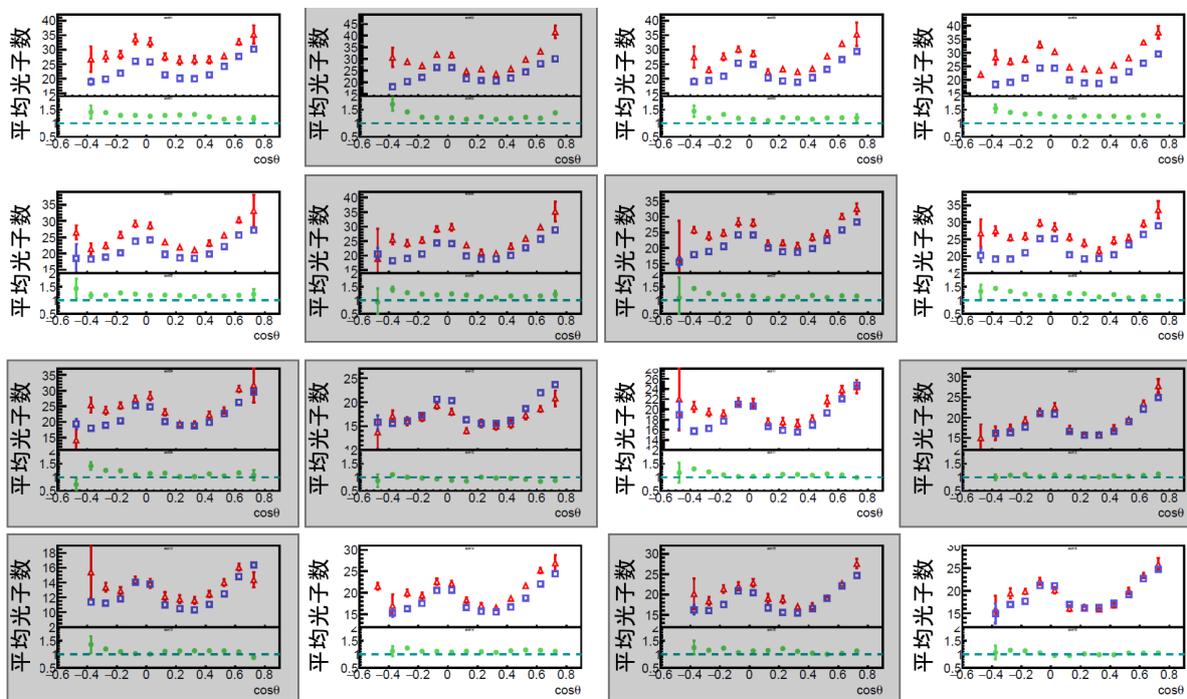


図 4.16 検出光子数の  $\cos \theta$  依存性。赤点がデータ、青点がシミュレーション。緑点はデータ/シミュレーション比で、点線が (比率)=1 のところを示している。灰色のプロットはマスク履歴がある slot。

## 第 5 章

### 結論

$e^+e^-$  衝突実験である Belle II 実験での素粒子標準模型の検証や新物理探索の物理解析での系統誤差を抑えるため、我々は TOP カウンターを開発・導入し、高い粒子識別性能を目指す。TOP カウンターの粒子識別性能は主にチェレンコフ光の検出数と時間分解能によって決まる。私はその内、検出光子数の観点、特に光子検出システムの要素である光検出器 MCP-PMT と読み出し回路に着目し、研究を行ってきた。

Belle II 実験では、本格的に統計量を貯めるための衝突運転の前段階である Phase 2 は 2018 年 4 月-7 月に行われ、初の電子陽電子衝突データを取得した。この Phase 2 では加速器、測定器のコミッショニングが目的の一つであるが、Phase 2 前の時点でもより良い調整状況で運用することが望ましい。また、光子検出システムの効率・ノイズの評価・較正を行うことで、光子検出システムからくる系統誤差を抑える必要がある。さらには検出光子数の包括的な評価を行い、TOP カウンターの動作の妥当性を示すことが重要となる。そこで本研究では主に以下の 3 つを行った。

- 読み出し回路の読み出し効率・ノイズの評価
- MCP-PMT の増幅率較正及び最適化と信号弁別効率・ノイズ評価
- TOP カウンターの検出光子数の包括的な評価

#### 読み出し回路の読み出し効率・ノイズの評価

読み出し回路は全部で 8192 チャンネルを読み出している。読み出し回路に直接入力できるパルスの測定によって、読み出し効率とノイズの評価を行った。読み出し回路はサンプリング型であり、サンプルの連続として信号波形を読み出す。読み出し回路単体の読み出し効率の評価やノイズの評価を行うため、私はパルス測定を行った。その結果、読み出し効率 100% であるべきところ、74-80% という低い読み出し効率であることが分かった。さらに、この非効率がファームウェアの問題で、64 サンプルが集まったウィンドウと呼ばれる単位の境界に信号が来た際にそれを損失してしまうことがあることを指摘した。また、Phase2 終了後にはこれが改善され、最大で読み出し効率を 100% にすることができることを示した。

さらに、パルスを入力したチャンネルと ASIC 上で対になっているチャンネル (対チャンネル) にノイズが機構を発見した。

#### MCP-PMT の増幅率較正及び最適化と信号弁別効率・ノイズ評価

MCP-PMT は Belle II 実験で 512 台が用いられており、そのすべてにおいてインストール前試験で性能を確かめ、十分な信号弁別効率を得られる増幅率  $5 \times 10^5$  を出すための印加電圧を決定していた。ただし、MCP-PMT には積分電荷量に依存した寿命を持っているため、信号弁別効率を目標値の 90% 以上に保ちつつ、低い増幅率で運転することが望ましい。私は実機インストール後に 1 光子レベルのレー

ザーを用いた測定を行い、増幅率を評価したところ、MCP-PMT 個体のばらつきが大きい上に、増幅率が  $5 \times 10^5$  から低下していることが分かった。そこで増幅率の較正及び最適化を行い、加えて増幅率に依存する信号弁別効率を評価した。その結果、信号弁別効率は全 MCP-PMT で目標 90% 以上を確保しつつ、MCP-PMT の増幅率を  $3 \times 10^5$  に揃え、かつ MCP-PMT 個体間のばらつきを 5% 以内に抑えることができた。さらに、この較正・最適化において印加電圧を補正したが、その補正量が、インストール前試験のテストベンチの電圧分割器と実機の電圧分割器の違いで傾向を説明することができることを示した。このことから、増幅率の較正・最適化は妥当であるということが言える。

加えて、本研究で発見した対チャンネルノイズと、MCP-PMT の本信号の 4 ns 程度後に現れるノイズのカット条件を決定した。このカット条件により、実際の光子をカットしてしまう損失率の上限値を求め、0.5-3% であることを示した。これは、最大でも 1% 未満の識別能力低下に抑えることができる。ノイズ削減率に関しては、実際の衝突データをシミュレーションと比較することでその妥当性を確かめる必要がある。

### TOP カウンターの光子検出能力の包括的な評価

読み出し回路及び光検出器の調整や効率・ノイズ評価によって課題を抽出してきた。これらを考慮した上で、実際の飛跡を用いて包括的に光子検出能力を評価することで、抽出した課題以外の問題点の手がかりを得ることができる。そこで私は、比較的クリーンな事象である  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を選別し、Phase2 での  $\mu$  粒子通過時の検出光子数分布をシミュレーションと比較した。この評価の際には、粒子が通過していないことを要求することで得られる検出光子数をビームバックグラウンドとしてシミュレーションに混入させた。また、シミュレーションでは、本研究で測定した光検出器の信号弁別効率と、読み出し回路の読み出し効率、ノイズカット条件を考慮している。その結果、データとシミュレーションでの平均検出光子数が 8-20% の範囲で一致していることが分かった。さらに、検出光子数の、 $\mu$  粒子の TOP カウンターへの x 方向入射位置及び  $\cos \theta$  に対する依存性を評価した結果、各依存性が期待された分布を示していることを明らかにした。以上のことから、本研究の効率やノイズの評価及び較正によって妥当な光子数が得られ、TOP カウンターが期待通りの動作をしていると言える。今後の課題として、データとシミュレーションの間に見えるずれが MCP-PMT の型に依存していることの原因を探ることが挙げられる。

本研究で光子検出システムの評価、較正及び最適化を行い、目標である検出効率を実現できることを示した。さらに、この較正・最適化後には、妥当な TOP カウンターの検出光子数得られ、Phase2 衝突運転時での TOP カウンターがある程度期待通りの動作をしていることを示すことができた。また、今後改善が必要となる課題を抽出し、本格運転 Phase3 へ向けたさらなる較正の足掛かりを示した。これらの成果は、Belle II 実験での目標の粒子識別性能の実現に貢献し、さらには素粒子標準模型の検証や新物理探索などの物理解析における系統誤差の抑制につながる。

## 付録 A

### 実機電圧分割器の一定電圧供給

実機電圧分割器では、MCP に流れる電流に依存せずにはほぼ一定の電圧を供給できる。ここではその説明をする。機能を説明するために回路の基礎的な構造を図 A.1 に示す。

各抵抗、ダイオード、トランジスタをそれぞれ  $R$ 、 $D$ 、 $Q$  で表す。また、上部の MCP-PMT の要素には、

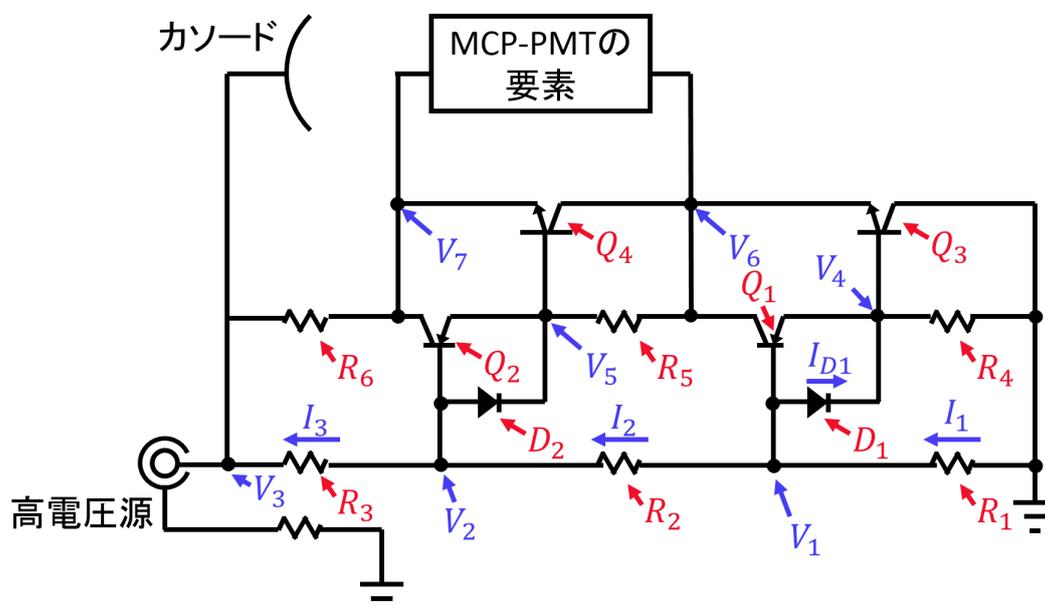


図 A.1 実機電圧分割器の基礎部分

MCP-PMT の各部 (MCP の電極間の抵抗など) がある。この回路で、

- $V_1 \cong V_6$
- $V_2 \cong V_7$
- $I_1 \cong I_2 \cong I_3$

であれば、抵抗値  $R_1$ 、 $R_2$ 、 $R_3$  の比が GND(アノード)、MCP-PMT の要素、カソードにかかる電圧比になる。以下ではこれを示す。まず、 $Q_3$  と  $Q_4$  は NPN トランジスタで、エミッタ-フォロワとなっているため、仮に MCP-PMT の要素に電流が流れた場合でも、ベース-エミッタ間電圧を  $V_{BE}$  とすると、 $V_6 = V_4 + V_{BE}$  となる。 $V_{BE}$  はトランジスタの設計で決まっており、高々 0.7 V の電圧となる。MCP-PMT の動作電圧は 3000 V 程度なので、 $V_6 \cong V_4$  となる。次に、 $V_1$  と  $V_4$  の大小関係で場合分けをして議論をする。

- $V_1 > V_4$  の場合

$D_1$  に電流が流れるが、ダイオードの順方向電圧  $V_D$  とすると、 $V_1 = V_4 + V_D$  となる。 $V_D$  もダイオードの設計で決まっており、高々 0.7 V の電圧となるので、 $V_1 \cong V_4$  となる。よって、 $V_1 \cong V_6$  となる。

- $V_1 < V_4$  の場合

$D_1$  には逆方向電圧がかかるので、ほとんど電流は流れない。一方で  $Q_1$  はエミッタの電圧がベースの電圧より高くなっているため、エミッタ-コレクタに電流が流れる。このとき、 $R_4$  にも電流が流れ、 $V_4$  が低下していくので、 $V_1 > V_4$  の定常状態へと向かう。

以上のことから、 $V_1 \cong V_4$  になることが示された。よって、 $V_1 \cong V_6$  も示された。

$V_2$  と  $V_7$  についても同様の議論ができ、結局  $V_2 \cong V_7$  も示される。ここで、 $D_1$  に流れる電流  $I_{D1}$  について考える。定常状態では  $Q_1$  は動作していないため、電流はほとんど流れない。 $Q_3$  にはベース電流が流れるが、エミッタ-コレクタ電流に対して約 100 分の 1 の電流となるため、これもほとんど無視できる。よって、 $I_{D1}$  もほとんど無視することが可能となり、結局  $I_1 \cong I_2$  となる。 $I_2$  と  $I_3$  にも同様の議論ができ、 $I_2 \cong I_3$  となる。よって、 $I_1 \cong I_2 \cong I_3$  が示された。

以上で、動作を説明するための 3 つの項目をすべて示した。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、飯嶋徹教授、指導教員である居波賢二准教授には大変お世話になりました。KMIの松岡広大特任准教授、Alessandro Gaz 特任准教授には、研究での的確なご指導をいただき、大変感謝しております。N 研究室研究員の前田陽祐さんやハワイ大学 ID ラボの Oscar Hartbrich さんには、実機測定の際に多大なご協力をいただきました。

N 研究室をはじめとする多くの方々にご協力いただき、本研究を行うことができました。皆様に深く御礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] Belle II Technical Design Report, KEK Report 2010-1(2010), arXiv:1011.0352.
- [2] Kazunori Akai, Kazuro Furukawa, Haruyo Koiso, 『SuperKEKB Collider』, arXiv:1809.01958v2.
- [3] Patricia Ball, Toman Zwicky, 『 $B \rightarrow K^* \gamma \nu_s B \rightarrow \rho \gamma$  and  $|V_{td}/V_{ts}|$ 』, arXiv:hep-ph/0608009v2 25 Sep 2006.
- [4] L. Santelj, 『Status and Prospects of the Belle II Experiment』, ARISF(2016)
- [5] T. Oshima, ICFA Instrumentation Bulletin 20 (2000) 2.
- [6] K. Inami., 『Performance and schedule (MC study, robustness) Belle II Focused Review』 (2011)
- [7] Marko Staric (J.Stefan Institute, Ljubljana, Slovenia) Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 『Performance studies of the Belle II TOP counter』
- [8] M. Akatsu, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 528 (2004) 763.
- [9] N. Kishimoto, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 564 (2006) 204.
- [10] K. Inami, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 592 (2008) 247.
- [11] T. Jinno, et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 629 (2011) 111.
- [12] K. Matsuoka et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 766 (2014) 148.
- [13] K. Inami 『cross-talk suppressed multi-anode MCP-PMT』 NIM A592 (2008) 247.
- [14] Y. Enari et al. 『Cross-talk of a multi-anode PMT and attainment of a  $\sigma \sim 10$ ps TOF counter』 NIM A547 (2005) 490.
- [15] N. Kishimoto et al. 『Lifetime of MCP-PMT』 NIM A564 (2006) 204.
- [16] T. Jinno et al. 『Lifetime-extended MCP-PMT』 NIM A629 (2011) 111.
- [17] K. Matsuoka 『Development and production of the MCP-PMT for the Belle II TOP counter』 NIM A766 (2014) 148.
- [18] 米倉 拓弥 2015 年 修士論文 『Belle II 実験 TOP カウンター実機用 MCP-PMT の性能評価』
- [19] 室山 玄太 2018 年 修士論文 『高時間分解能光検出器 MCP-PMT の内部残留ガスによる光電面劣化のメカニズムの研究』
- [20] 武市 秀樹 2012 年 修士論文 『Belle II 実験 TOP カウンター用 MCP-PMT の性能測定システムの構築』
- [21] 廣瀬 茂輝 2013 年 修士論文 『Belle II 実験 TOP カウンター用 MCP-PMT の実機設置環境における特性評価』
- [22] 伊藤 雄平 2014 年 修士論文 『CFD 読み出し回路を使った実機仕様 TOP カウンターの性能評価』
- [23] Y.Maeda RICH2018 proceedings 『Operational status of the Belle II Time-Of-Propagation counter readout and dataacquisition system』
- [24] M.Andrew TIPP2014 『128 channel waveform sampling digitizer/readout in the TOP counter for the Belle II upgrade』

- [25] M.Staric NIM.A876 (2017)260-264 『Alignment and calibration methods for the Belle II TOP counter』 .
- [26] Hulya Atmacan, Martin Bessner, Oskar Hartbrich, Yosuke Maeda, 31st Belle II General Meeting, 『TOP Operation summary』