

修士論文

Belle II 実験開始に向けた  
TOP カウンター実機の性能検証

名古屋大学理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻  
高エネルギー素粒子宇宙物理学研究室

学籍番号 261601281

都築 識次

平成 30 年 3 月 31 日

## 概要

Belle II 実験は 2018 年に電子・陽電子衝突を開始する。同実験は 2024 年までに B 中間子対を約 50 億ペア生成し、稀崩壊事象の精密測定から新物理を探索する。崩壊過程を正しく再構成するには終状態での粒子の種類を識別する必要がある。我々は新型の粒子識別装置 TOP カウンターを導入し、特に荷電  $K/\pi$  中間子に対して、前身の Belle 実験よりも高い識別効率を目指す。

TOP カウンターは石英輻射体とその 1 つの端面に取り付けた光検出器 (PMT)、及び信号読み出し回路から構成される。荷電粒子は石英輻射体を通過する際、チェレンコフ光を放出する。そのうち約 20 光子は石英内部を伝搬後に PMT で検出できるので、読み出し回路でその検出位置と時間を記録する。荷電粒子の質量によって光子の検出パターンが異なることを用いて粒子識別を行う。

2016 年 5 月に TOP カウンターの Belle II 検出器へのインストールが完了したので、次は期待している識別能力を発揮できると実証したい。具体的には、光子検出に約 50 ps の時間分解能を持ち、光子が検出面まで正しく伝搬することを確かめる。私はレーザー光試験、宇宙線試験を行い、これらを検証した。

まずはパルスレーザーの光子で時間分解能を調べた。その結果は約 100 ps と不十分であったので、読み出し回路での信号波形をシミュレーションで再現し、原因を考察した。それにより波形解析に関数フィットを用いれば 80 ps まで改善すること、波形サンプリング時の電荷増幅率が非一様になっていたことが時間分解能を悪化させることを突き止めた。

次に、石英と PMT、及び石英同士の接着について調べた。前者は磁場試験の際にいくつか剥がれが発見されたため、後者はインストール作業などで剥がれが起きていないと確かめるため、検証が必要である。光子が剥がれ箇所を通過すると、約 4 割が反射してしまう。レーザー光での光子検出率を磁場試験の前後で比較した結果、512 個中 24 個の PMT に接着剥がれの兆候を見た。また、チェレンコフ光子の伝搬経路を計算することで、石英間の接着剥がれの割合を 20% 程の誤差で測定できる手法を開発した。これを宇宙線データに適用した結果、有意な石英接着の剥がれは検出されなかった。よって、少なくとも 90% の光子は正常に伝搬しており、期待する TOP カウンターの識別性能のうち 95% 以上は発揮できると保証した。

# 目次

第 1 章 Belle II 実験 TOP カウンター	4
1.1 はじめに	4
1.2 Belle II 実験	4
1.2.1 Belle II 実験の概要	4
1.2.2 Belle II における物理	6
1.2.3 Belle II 検出器	6
1.3 TOP カウンター	8
1.3.1 粒子識別の原理と手法	8
1.3.2 TOP カウンターの構造	9
第 2 章 読み出し回路の時間分解能への影響	15
2.1 信号読み出しシステムとその較正	15
2.2 読み出し回路による時間分解能への影響	18
2.3 トイシミュレーションを用いた時間分解能の検証	19
2.3.1 トイシミュレーション用信号波形の作成	20
2.3.2 ベースライン電圧のふらつきによる影響	25
2.3.3 関数フィットによる時間決定	26
2.3.4 サンプル増幅器の増幅率の不均一性による影響	28
第 3 章 光学接着の検証とその光子の検出数への影響考察	35
3.1 MCP-PMT 光学接着の検証	35
3.1.1 MCP-PMT 光学接着の手法と剥がれが発生した問題について	35
3.1.2 光学接着の検証手法と修繕作業後における検証結果	38
3.1.3 光子検出数への影響	41
3.1.4 宇宙線試験での検証結果	42
3.2 石英輻射体の状態検証	45
3.2.1 接着面検証のためのチェレンコフ光解析手法	45
3.2.2 シミュレーションにおける検証能力	49
第 4 章 結論	51

# 目次

1.1	Belle II 実験	5
1.2	$b \rightarrow d(or s) \gamma$	6
1.3	Belle II 検出器	7
1.4	チェレンコフリングの伝搬	10
1.5	チェレンコフリングイメージ	10
1.6	TOP カウンターのインストール時	12
1.7	TOP カウンターの概要図	13
1.8	TOP カウンターの読み出し回路まわりの構造	14
2.1	読み出し回路での波形解析	16
2.2	1 つの ASIC でのサンプル時間間隔	16
2.3	サンプリング時間較正のためのパルス試験	17
2.4	サンプリング時間較正後のパルス試験データ	18
2.5	パルスレーザー光を用いた試験	19
2.6	パルスレーザー光試験での光子検出時間の分解能	20
2.7	波形サンプリングのシミュレーション	21
2.8	パルスレーザー光試験における信号波形	22
2.9	トイシミュレーション用に作成した信号波形	23
2.10	レーザー光試験での波形解析	24
2.11	実データとシミュレーションの時間分解能の比較	25
2.12	信号の ADC 値と波形解析精度の関係	27
2.13	関数フィットによる波形解析	28
2.14	関数フィットを用いた場合の時間分解能 (シミュレーション)	29
2.15	関数フィットを用いた場合の信号時刻のピーク波高依存性	30
2.16	実データにおけるサンプル増幅率の非一様性	31
2.17	サンプル増幅率の非一様性による波形の歪み	32
2.18	サンプル増幅率の非一様性による時間のバイアス (シミュレーション)	33
3.1	PMT モジュールと石英輻射体の接着	36
3.2	TOP カウンター内蔵の CCD カメラ	37
3.3	光学接着の剥がれの様子	37
3.4	PMT モジュール回転に対する修繕のためのシム	38

3.5	パルスレーザー試験での読み出しチャンネルごとの検出光子数 (ヒットマップ) . . . . .	39
3.6	修繕作業前の PMT モジュール回転の検証結果 . . . . .	40
3.7	修繕作業後の PMT モジュール回転の検証結果 . . . . .	41
3.8	PMT モジュール内部での MCP-PMT 光学接着剥がれの検証結果 (レーザー試験) . . . . .	43
3.9	宇宙線試験用トリガーシンチレータ (2016 年 6 月) . . . . .	44
3.10	宇宙線試験用トリガーシンチレータ (2016 年 10 月) . . . . .	45
3.11	MCP-PMT 光学接着剥がれの検証結果の比較 (レーザー試験と宇宙線試験) . . . . .	46
3.12	チェレンコフ光の伝搬経路と検出時刻のイメージ . . . . .	48
3.13	プリズムと石英間の接着剥がれ測定能力の検証 (シミュレーション) . . . . .	50

# 第1章 Belle II 実験 TOP カウンター

## 1.1 はじめに

素粒子標準模型は現在までのところ、多くの素粒子実験の結果と良く一致している。その一方で、宇宙観測における物質と反物質の量の不均衡をはじめとして、標準模型では説明できない事実が存在している。そういった問題を解決するために、標準模型にはない新粒子の発見に対する期待が高まっている。

Belle II 実験 [1] では、B 中間子や  $\tau$  粒子の崩壊分岐比などを精密に測定し、理論値と実験結果に有意なずれが観測されるかを調べることで、間接的な新物理の発見ないし新物理を含む理論に制限を与えることができる。これは、高いエネルギーでの粒子衝突から直接的に新粒子を生成、発見する手法と比較して、より高いエネルギースケールまで探索できるという点で優れている。

私は、Belle II 実験において測定粒子の種類を識別する TOP カウンターの動作検証を行ってきた。TOP カウンターは石英輻射体で発生したチェレンコフ光を光検出器 (PMT) で測定する装置である。2016 年 5 月には TOP カウンターの Belle II 検出器へのインストールが完了し、実機の状態を直に見て確かめることは困難になった。そこで私はレーザー光試験と宇宙線試験を行い、PMT で読み出されたデータを解析することで、粒子識別を行う上での問題が無いか検証した。

TOP カウンターの性能が発揮されるために重要な情報として、1 光子ごとの時間分解能と 1 粒子イベントあたりの検出光子数がある。本論文では、まず PMT からの信号を読み出す回路が時間分解能に与える影響について考察した結果について言及する。次に、チェレンコフ光が発生してから PMT の光電面に到達するまでの伝搬経路上に接着剥がれが存在しないかを検証し、光子検出への影響を考察した結果を述べる。

本章では導入として Belle II 実験、TOP カウンターについて説明する。その後、私が検証した項目について、その動機などをまとめる。

## 1.2 Belle II 実験

### 1.2.1 Belle II 実験の概要

電子・陽電子衝突から B 中間子を対生成し、精密測定することを主な目的とする B factory 実験は、より新物理に感度が高い第 3 世代の素粒子であるボトムクォークで標準理論を検証する方法として、これまで Belle 実験 [2] などが行われてきた。Belle II 実験は世界最高統計量の B 中間子対を記録した Belle 実験よりさらに 50 倍のデータを収集し、測定結果の統計精度を向上させることを目標としている。

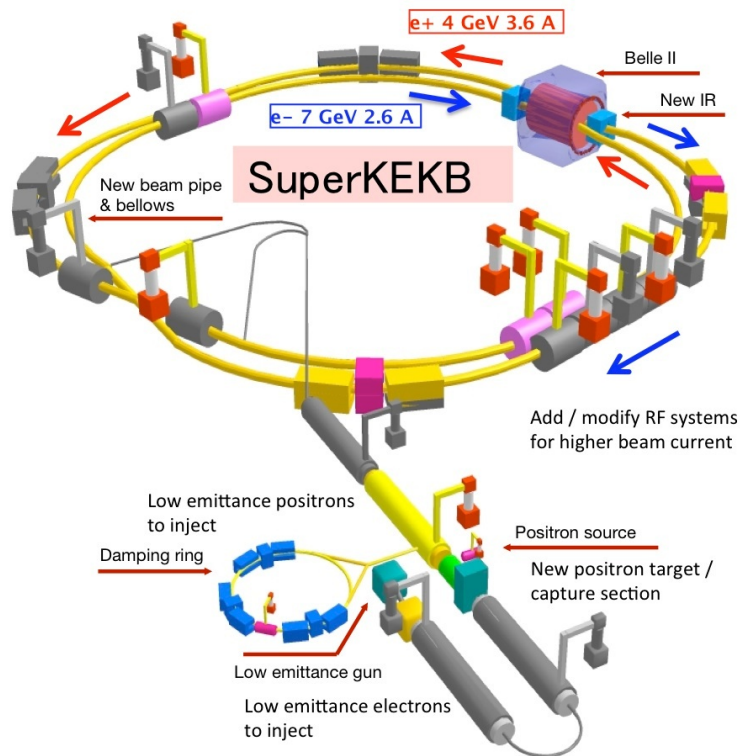


図 1.1: Belle II 実験

SuperKEKB 加速器で 7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を衝突させ、そこで起こる物理事象を Belle II 検出器で測定する。この実験は B 中間子の生成、測定を軸に行われ、世界最高統計量の B 中間子対を記録する。

SuperKEKB 加速器 (図 1.1) は 7 GeV の電子と 4 GeV の陽電子を Belle II 検出器の内部で衝突させる。この時の重心系エネルギーは 10.58 GeV で、96%以上が B 中間子対に崩壊する  $\Upsilon(4S)$  中間子の質量に一致している。このため、2 個の B 中間子のみが衝突時の全エネルギーを持って生成されるクリーンな環境下で測定することが可能である。

また、Belle 実験に比べ、電子・陽電子のビームを安定させ、単位時間あたりに交差するバンチ数を増やしたことで、衝突の際にビームをより絞ることで 40 倍の瞬間ルミノシティを実現する。一方で、ビーム由来のバックグラウンドが増加するため、Belle II 検出器は高放射線環境であっても動作するようにアップグレードが行われている。

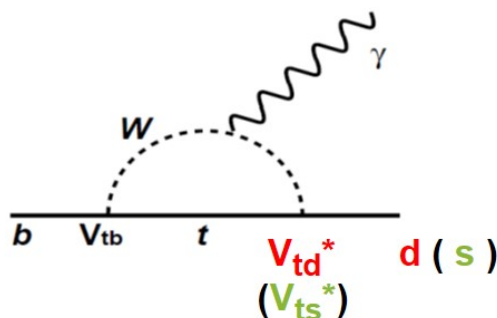


図 1.2:  $b \rightarrow d(\text{or } s) \gamma$

$b$  クォークが  $t$  クォークなどアップ系のクォークと  $W$  ボソンのループを介して、光子を放出しつつ  $d$  クォーク又は  $s$  クォークに崩壊する。このうち、 $d$  クォークに崩壊する割合は  $s$  クォークに崩壊する割合に比べ 50 分の 1 程度である。いくつかの新物理モデルではこの 2 つの崩壊分岐比の比が標準理論とずれることを予言しており、どちらに崩壊したかを終状態の中間子から区別できる粒子識別装置の性能向上が求められる。

### 1.2.2 Belle II における物理

高統計量のデータを取得できる Belle II 実験において、これまで十分に測定されていなかった稀崩壊事象の崩壊分岐比を精度良く知ることは、新物理発見のために重要な解析の 1 つである。こういった測定では、単に測定する  $B$  中間子のデータ量を増やすだけでなく、別の崩壊事象が間違っ測定されて現れる背景事象を減らすことでも測定精度を向上できる。図 1.2 にその代表的な例を示す。この例では、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稀崩壊事象を測定したいが、同じようにしてストレンジクォークになる事象が 50 倍の崩壊分岐比で存在している。この崩壊仮定の終状態では、 $K$  中間子と  $\pi$  中間子を間違えると他方の背景事象となるため、粒子識別の能力が測定精度に大いに影響する。

### 1.2.3 Belle II 検出器

Belle II 検出器（断面図：図 1.3）は高さ及び長さがともに約 7 m の円筒型検出器である。主な構成要素は、ビームの衝突点付近から、崩壊点検出器、飛跡検出器 (CDC)、粒子識別装置、電磁カロリメーター (ECL)、ソレノイド磁石、ミュオン粒子・中性  $K$  中間子検出器 (KLM) となっている。それぞれの役割と特徴を以下に示す。

- 崩壊点検出器

これは、生成粒子の崩壊位置を測定するための検出器である。SuperKEKB の非対称エネルギーで生成された  $B$  中間子は約数百  $\mu\text{m}$  飛行したのち崩壊するという特徴があるので、崩壊位置の情報は親粒子が  $B$  中間子であることを判定する重要な材料になる。この検出器はピクセル型検



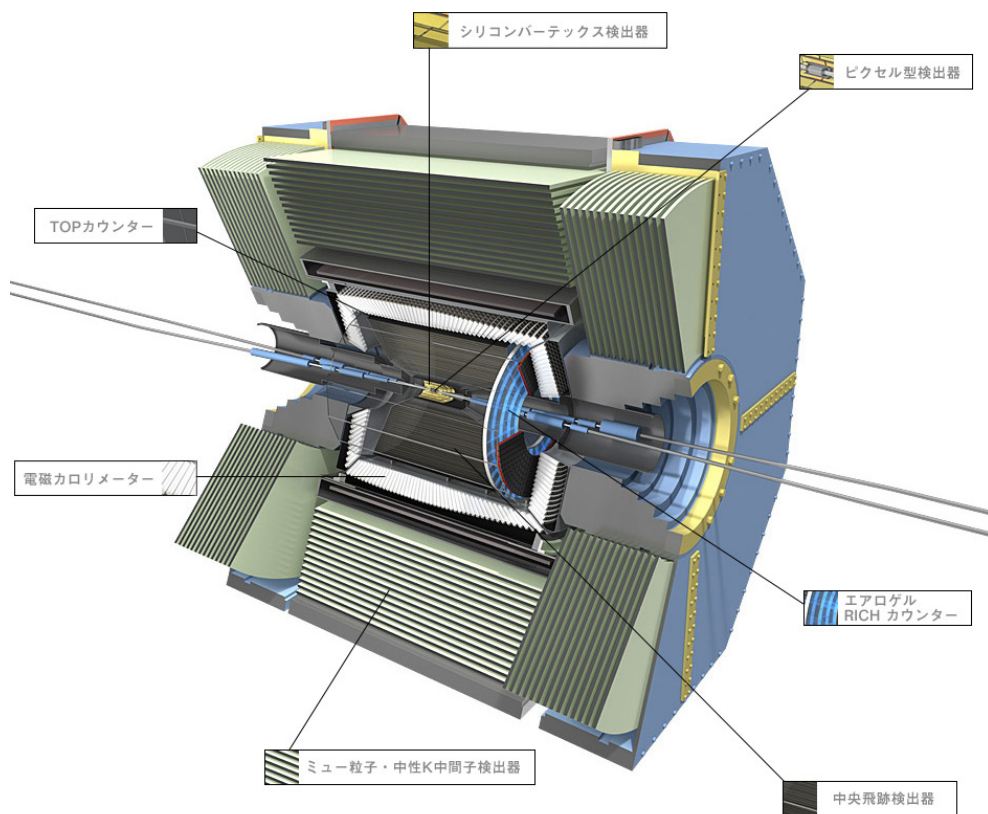


図 1.3: Belle II 検出器

ビームパイプ付近から順に、崩壊点検出器 (シリコンバーテックス検出器 SVD、ピクセル検出器 PXD)、中央飛跡検出器 CDC、粒子識別装置 (TOP カウンター、ARICH)、電磁カロリメーター ECL、ソレノイド磁石、ミュー粒子・中性 K 中間子検出器 KLM。B 中間子の物理事象を中心に測定できるように設計されている。

出器 (PXD) とシリコンバレーテックス検出器 (SVD) からなり、どちらも半導体内部を荷電粒子が通過した際の電離現象をピクセルごとに分けて検出する。より放射線バックグラウンドの多い内層に1つ1つのピクセルサイズが小さく、衝突イベントごとのピクセル占有率を抑えられるピクセル型検出器が配置されている。

- CDC  
荷電粒子の飛跡を再構成し、磁場中での曲がり具合から運動量を計算するために用いられる。内部に満たされたガスとセンスワイヤー、フィールドワイヤーからなり、ワイヤーをビーム軸に沿って張るものと約 50 mrad の角度をつけて張るものに分けることで3次元の飛跡が得られるドリフトチェンバーである。また、各センスワイヤーでの信号の大きさから粒子のエネルギー損失も分かるので、特に低運動量領域での粒子識別も行う。運動量 0.5 GeV/c 以下の K/ $\pi$  中間子の識別が可能である。さらに、TOP カウンターに荷電粒子のヒット位置、角度情報を供給する役割も担っており、角度分解能が数 mrad、位置分解能は円周方向で数十  $\mu\text{m}$ 、ビーム軸方向で数百  $\mu\text{m}$  である。
- 粒子識別装置  
他の検出器では識別が難しい運動量が数 GeV/c の K/ $\pi$  中間子をターゲットに粒子識別を行う装置。パレル部分を TOP カウンター、エンドキャップ部分をエアロゲル RICH カウンターがカバーしており、どちらもチェレンコフ角度の差から粒子の種類を識別する。  
TOP カウンターについては、詳細を第 1.3 節で述べる。
- ECL  
特に電子、光子のエネルギー測定を担っている。タリウム活性化ヨウ化セシウム (CsI(Tl)) 結晶を用い、1 GeV のエネルギーの粒子に対して 2% のエネルギー分解能を持つ。
- ソレノイド磁石  
1.5 T の磁場を発生させ、CDC による運動量測定を可能にする。
- KLM  
中性  $K_L$  中間子と透過力の強いミュー粒子の識別を行う。鉄と、Resistive Plate Chamber 又はシンチレータが層構造になっている。

## 1.3 TOP カウンター

### 1.3.1 粒子識別の原理と手法

Belle II 実験で TOP カウンターが検出する荷電粒子は電子、 $\mu$  粒子、 $\pi$  中間子、K 中間子、陽子及びそれぞれに対応する反粒子である。我々は、これらが持つ固有の質量を計算することで粒子識別を行う。質量  $m$  は運動量  $p$  と速度  $\beta$  で

$$m = \frac{p\sqrt{1-\beta^2}}{\beta} \quad (1.1)$$

と表せる。CDC とソレノイド磁石を用いることで、磁場中での飛跡の曲がり具合から運動量と電荷の正負が分かる。TOP カウンターは残る速度を、粒子の飛行時間及びチェレンコフ光放出角度から求める装置である。飛行時間  $T$  は粒子の生成点から TOP カウンターにヒットするまでの飛行距離を  $L$  として

$$T = \frac{L}{\beta} \quad (1.2)$$

である。飛行距離は CDC が測定した飛跡から計算する。さらに、チェレンコフ角度  $\theta$  は屈折率  $n$  の輻射体において、

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \quad (1.3)$$

で求められる。チェレンコフ光は図 1.4 に示すように、粒子の入射位置と角度、そしてチェレンコフ角度によって検出面までの伝搬経路が決まり、それに従って検出位置と時刻が決まる。以上を踏まえて、 $\pi$  中間子と K 中間子を TOP カウンターで測定するシミュレーションを行うと、図 1.5 の位置と時間の 2 次元プロットから分かるように、光子の検出パターンに違いが生まれる。ここでは、 $\pi$ /K 中間子と同じ運動条件で繰り返し生成し、また、TOP カウンターの光検出器の時間分解能は 50 ps としている。この検出パターンは、測定される運動量と飛跡を用いて、粒子の種類ごとに確率密度関数として計算できる。実際の TOP カウンターに 1 個の荷電粒子が入射した場合は約 20 個の光子が検出され、それぞれの粒子の確率密度関数とどの程度一致しているかが求められる。こうして求められた値がそれぞれの粒子らしさであり、 $\pi$  中間子らしさ、K 中間子らしさなどを比較することで粒子識別を行う。

TOP カウンターは、特に K/ $\pi$  中間子の識別を目的に開発されており、運動量 3 GeV/c の  $\pi$  中間子を正しく識別する確率を 95%、運動量 3 GeV/c の K 中間子を  $\pi$  中間子と誤識別する確率を 5% とすることを目標としている。TOP カウンターの性能は、主に以下の項目に左右される。

- チェレンコフ光子の検出数
- 輻射体の厚みによるチェレンコフ光子の発生時間のばらつき
- 波長分散による光子の伝搬速度のばらつき
- 光子の検出時間分解能

### 1.3.2 TOP カウンターの構造

Belle II 検出器にはビーム軸から 1200 mm の位置で円筒形に 16 台の TOP カウンターが配置されている。(図 1.6 は 2016 年 5 月のインストール直後の写真) TOP カウンターの肝となる部分は図 1.7 に示した石英輻射体と光検出器 Micro Channel Plate PMT(MCP-PMT) である。

石英輻射体は 1250 mm × 450 mm × 20 mm の石英板が 2 枚とプリズム、そして 1 つの面を球面上に研磨して集光ミラー [3] を蒸着した石英を光学接着剤で接着したものである。粒子識別の際には、チェレンコフ光子が MC-PMT に到達するまでに石英輻射体の内部を約 3 m 伝搬し、その間に約 100 回表面反射するため、石英板は表 1.1 の精度で製作している。また、チェレンコフ光のリングイメー

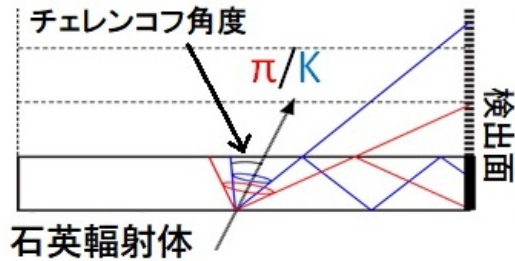


図 1.4: チェレンコフリングの伝搬

チェレンコフ角度は荷電粒子の速度によって大きさが異なり、その角度差から伝搬経路差が生まれ、検出面で位置と検出時刻に差が現れる。この検出面での差を用いて粒子識別を行う。

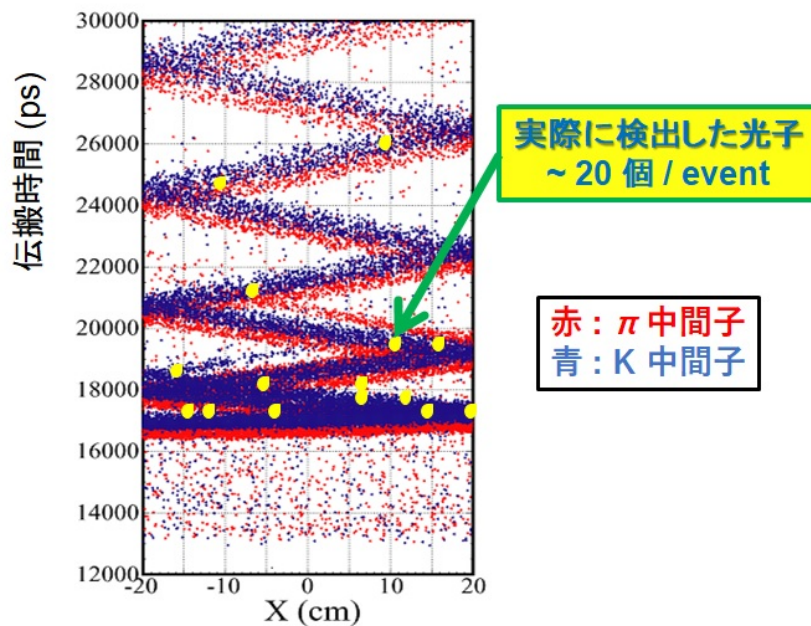


図 1.5: チェレンコフリングイメージ

開発した TOP カウンターの形状から、ある条件で粒子を入射し続けた時に検出されるチェレンコフ光の位置と時刻の関係。異なる種類の粒子でパターンがずれるため、1回の粒子の入射で得られる約20個の光子(黄色の点)と各種類の粒子でのパターンがどれだけ一致するか計算できる。

表面研磨精度	約 5 Å
内部表面反射率	99.90%以上
内部透過率	99.2%/m 以上

表 1.1: 石英輻射体の加工精度

ジを歪めないために面の平行度が 4 秒角未満であるように製作、接着されている。加えて、チェレンコフ光の連続スペクトラムの波長のうち短波長のものは石英内部での伝搬速度が遅く、端面に到達する時間がずれるため、MCP-PMT と石英の間に 340 nm 以下の波長の光子をカットするフィルターを取り付けている。

MCP-PMT は大きさ 27.6 mm × 27.6 mm × 13.1 mm のものを用い、TOP カウンター 1 台あたり 32 個でプリズムの面を覆っている。各 MCP-PMT は光電面からの電子を、電場で加速しつつ 2 枚の Micro Channel Plate で増幅し、16 チャンネルあるアノードから信号を出力する。光電面の量子効率は波長 360 nm の光子に対して約 28% である。MCP-PMT には Belle II 検出器の 1.5 T の磁場が光電面に垂直にかかるが、その環境下でも 1 光子を時間分解能 50 ps 以下で検出することができる [4]。

検出した光子の信号は図 1.8 で示しているように MCP-PMT の背後にある読み出し回路で解析され、デジタル信号が検出器外部へ送られる。MCP-PMT は 4 個ずつに PMT モジュールとしてまとめられ、読み出しのボードスタックが 2 個の PMT モジュールからの信号を処理する。1 つのボードスタックには 1 個の FPGA と 16 個の ASIC があり、各 ASIC が 8 つの MCP-PMT アノードからの信号波形をサンプリング、デジタル化した後、FPGA で波形解析を行い、信号の到来時刻などを計算する。これらの処理においても計算される時間にはばらつきが現れるため、その時間分解能も 50 ps 以下に抑える必要がある。

最後に、石英は空気中の水蒸気や有機物質と反応して表面が劣化することが分かっている。TOP カウンターは全体をアルミ製の容器で覆い、機械的に保護するとともに、石英輻射体の周りに窒素ガスを封入して劣化を防いでいる。

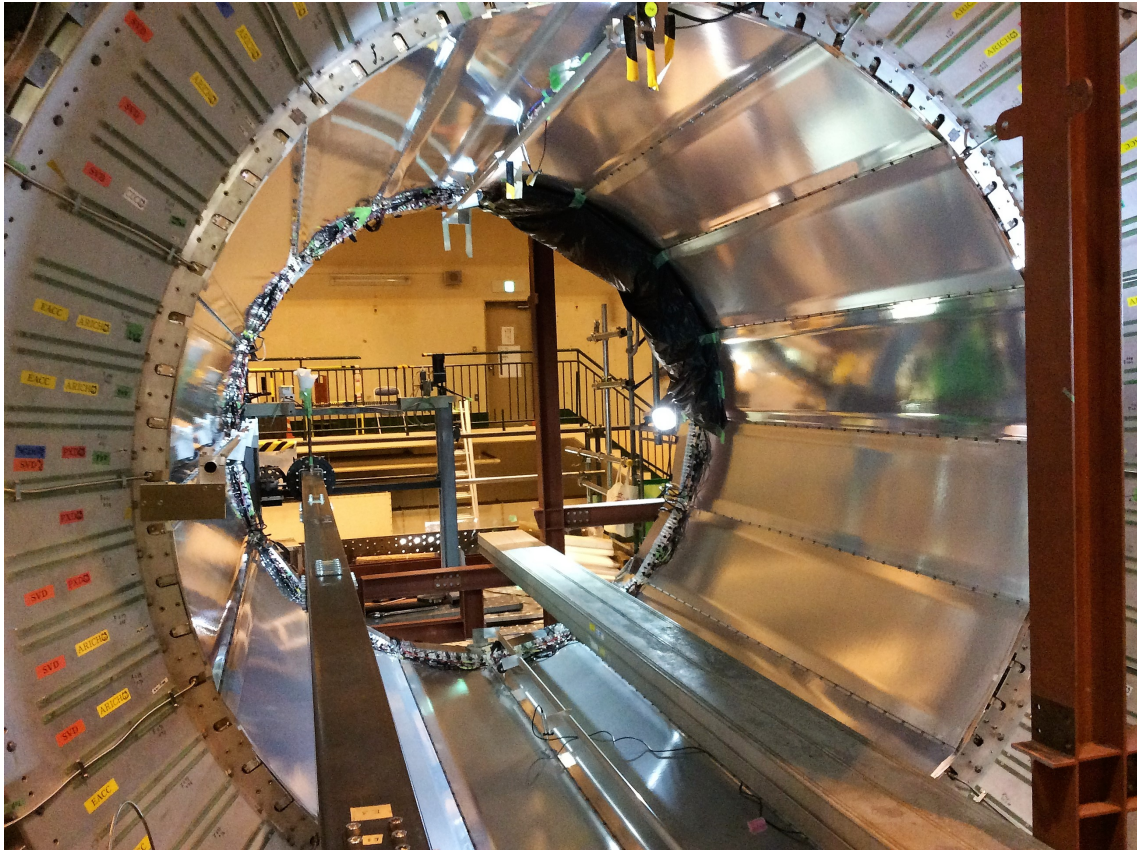


図 1.6: TOP カウンターのインストール時

16 台で Belle II 検出器の円筒部分をカバーしている。ビーム中心点との距離は 1.2 m。この時内側には TOP カウンターまわりで作業するために足場から橋を渡している。現在は TOP カウンターの内側に CDC がインストールされている。

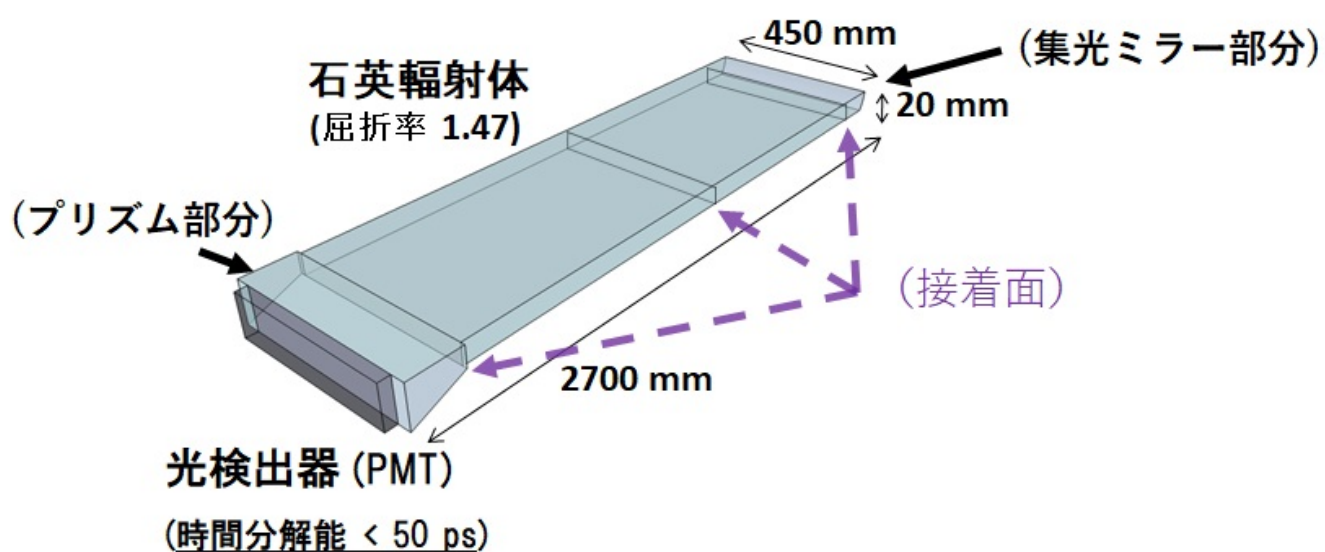


図 1.7: TOP カウンターの概要図

石英輻射体の構造と、光検出器の設置場所。石英輻射体を 1 枚で製作することは困難であるので、2 枚の板と両端にあるプリズム、集光ミラーの 4 つを接着している。光検出器と石英輻射体の間もオイルなどによる光学接着が施されている。

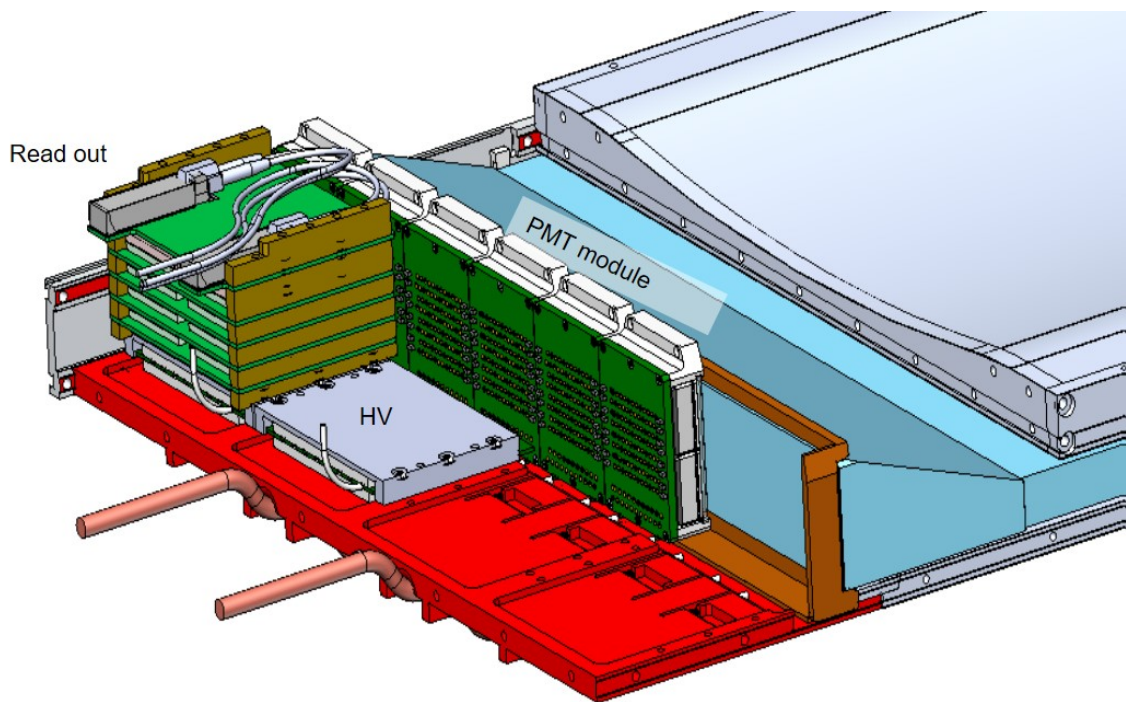


図 1.8: TOP カウンターの読み出し回路まわりの構造

光検出器 MCP-PMT は 4 つごとに PMT モジュールとして 1 組にし、2 つの PMT モジュールごとに読み出し回路と HV ボードを取り付ける。(読み出し回路内部はさらに 16 個の ASIC が 8 チャンネルずつに対応している。)また、石英輻射体はアルミ製の容器に覆われ、純度の高い窒素で外気を遮断している。



## 第2章 読み出し回路の時間分解能への影響

本章は、TOP カウンターが目標性能を発揮するために最も重要な、光子検出の時間分解能について検証した内容を論じる。チェレンコフ光子が MCP-PMT に到達した時刻の測定精度を決めるのは、MCP-PMT 内での光電子走行時間のばらつきと、信号読み出し回路での光信号時刻の決定精度である。MCP-PMT はすでに時間分解能約 40 ps を実現し TOP カウンターに搭載されているため、あとは読み出し回路が 50 ps 前後の精度であれば要求を満たす。

2.1 節と 2.2 節では、読み出しシステムの説明と、現時点での光子検出の時間分解能について述べ、目標の分解能に達していない点に触れる。それを受けて、2.3 節では簡易なシミュレーションを行い、時間分解能が 50 ps から 60 ps 程度に改善できることを示す。これにより、時間分解能という点において、TOP カウンターは目標の粒子識別性能のうち 80%以上を発揮できる見込みである。

### 2.1 信号読み出しシステムとその較正

TOP カウンターでは以下のように光信号を読み出す。

1. 光電子増幅後の信号の電荷を、ASIC が約 2.7 GHz でサンプリング
2. サンプルごとに増幅器に通し、バッファに一時保存
3. 外部からトリガーが来たら、一定サンプル数遡ってバッファを読み、Analog to Digital Converter(ADC) でデジタル化
4. サンプル番号とデジタル化した値を使い、FPGA で波形 (図 2.1) を解析
5. ピーク波高の半分の波高にあたる時刻などを計算し、外部の PC へ送信、保存

ここで 1 つ注意すべき点がある。ASIC は 256 個のサンプルを周回して使うことで絶えずサンプリングをしているが、1 つ 1 つのサンプル時間間隔には個体差がある。そのため我々は、各 ASIC に電気パルスを入力する試験を行い、256 個のサンプル時間間隔を測定している。図 2.2 に測定結果の一例を示す。(これ以降、ASIC サンプル番号と表記する時はこの 256 個のサンプル番号を、単にサンプル番号と表記する時は繰り返しも含めて何番目にサンプリングされたかを表す。) 平均的なサンプル時間間隔はおおよそ 370 ps である。また、256 個のサンプル時間間隔の合計値は 94.327756 ns に固定されている。

この試験では約 20 ns で一定な時間差のパルス 2 つを入力し、読み出し回路が測定した各パルス時刻でのサンプル番号を取得する。ここで述べるパルス時刻でのサンプル番号とは、図 2.1 で信号時刻

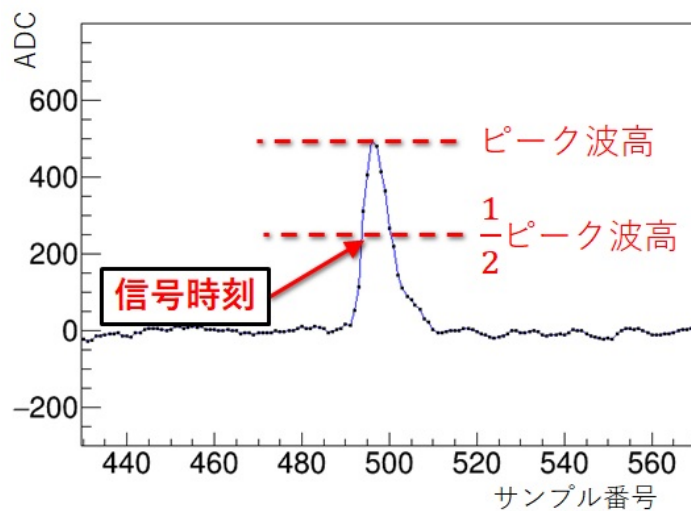


図 2.1: 読み出し回路での波形解析

信号波形のサンプルのうち、最も高い波高の値をピーク波高値とし、その半分の波高にあたる立ち上がり側の時刻を信号の検出時刻とみなす。

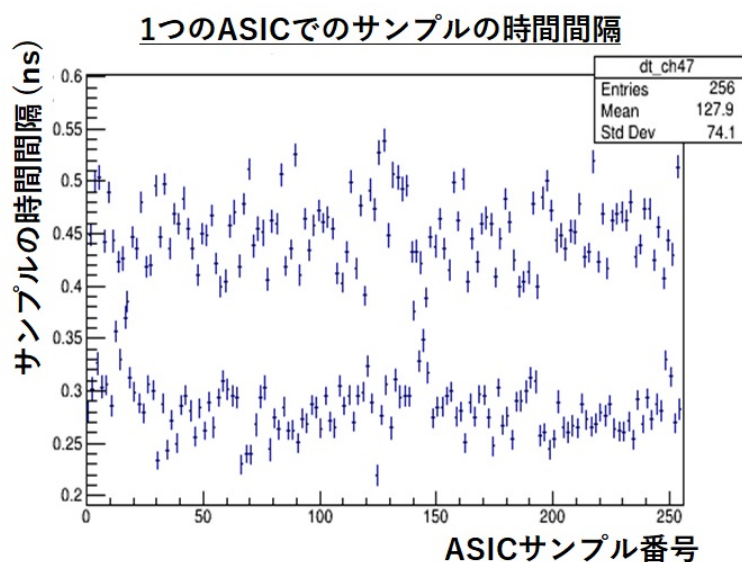


図 2.2: 1 つの ASIC でのサンプル時間間隔

ASIC 内部の構造上、間隔の広いサンプルと狭いサンプルが交互になりやすい。縦軸の平均値はおよそ 370 ps、全サンプルの時間間隔の合計値は、94.327756 ns である。

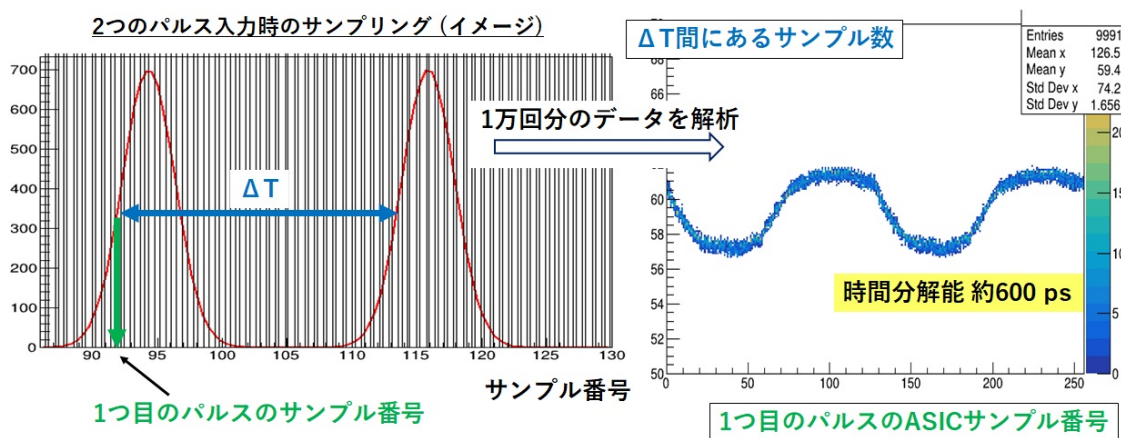


図 2.3: サンプリング時間較正のためのパルス試験

ASIC 内でのサンプルの時間間隔を測定するために行う。左図のように一定時間差で 2 つのパルス信号を入力し、読み出し回路で記録したそれぞれの時刻のサンプル番号から、右図のプロットが得られる。この  $\Delta T$  間にあるサンプルの時間間隔の合計値が  $\Delta T$  に等しいことから、1 つ 1 つのサンプル時間間隔を計算できる。

としている位置の前後のサンプルの番号と ADC 値から 1/2 ピーク波高の時のサンプル番号を直線内挿で求めた値である。このデータをおよそ 1 万回分集めると図 2.3 のように、1 つ目のパルス時刻でのサンプル番号 (ここでは、ASIC 内の 256 サンプルのうち何番目であるか) と、2 つのパルス間に存在するサンプル数の関係が得られる。

2 つのパルスは一定の時間差  $\Delta T$  で入力されているので、 $i$  番目のサンプルの時間間隔を  $t_i$ 、 $i$  番目のサンプルが 2 つのパルスの間に入っている割合を  $m_i$  とすると、

$$\sum_{i=1}^{256} m_i t_i = \Delta T \quad (2.1)$$

という関係が成り立つ。256 個のサンプル番号それぞれに対応するパルス時間差の平均値から 1 つ 1 つのサンプルの時間間隔として最適な解を計算できる。(図 2.2 はこの結果として得られる。) これに従って 2 つのパルスの時間差を計算すると、図 2.4 のようにサンプル番号に依らない値を得ることができる。本章の 2.3.2 節で詳しく言及するが、サンプルごとに増幅器に通す際、その増幅率が 256 サンプル間で一様でない場合、サンプルの時間間隔を誤って計算してしまう。増幅率を一様に調整する作業は電子・陽電子衝突までに行われる予定である。

もう 1 つ必要な較正として、チャンネルごとの時間原点を合わせる工程がある。これには、TOP カウンターの石英輻射体のプリズム付近にある光ファイバーを使い、パルスレーザー光を用いた試験を行う。(パルスレーザー光試験については本章の 2.2 節で詳しく説明する。) レーザー光が光ファイバーを出てからプリズムに入射し、MCP-PMT の光電面に届くまでの時間を考慮しているシミュレーションの結果と、実際の試験結果を比較することで時間原点が分かる。

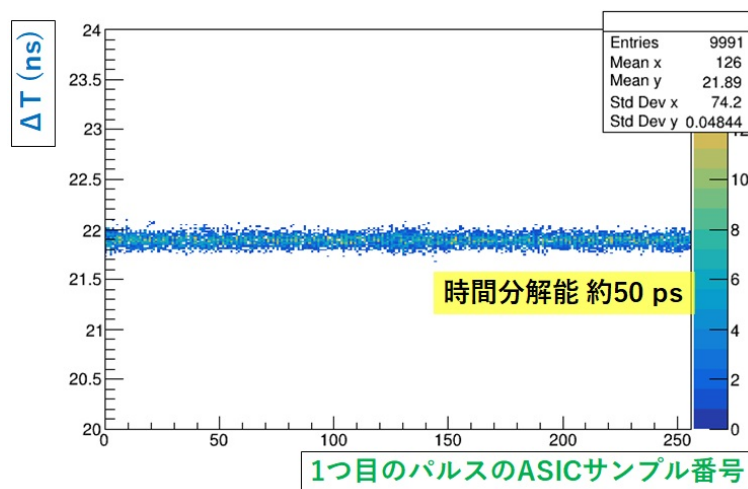


図 2.4: サンプリング時間較正後のパルス試験データ

1つ1つのサンプル時間間隔を考慮して計算すれば、実際に入力している2つのパルス信号の時間差を得ることができる。このプロットのようにASICサンプル番号によらずに信号の時刻を得られることが重要である。

ただし、この手法ではレーザー光が光ファイバー内を伝搬している間の時間ばらつきを考慮できないために、得られる時間原点は数百 ps 程度の誤差を持つ。そのため、最終的な時間原点の決定には電子・陽電子衝突のデータを用いる。レーザー光試験で求められた時間原点を初期値として使い、粒子識別性能が最大になるように値を調整する。

## 2.2 読み出し回路による時間分解能への影響

現在 TOP カウンターが光子を検出した時の時間分解能がいくつであるかを知るために、我々はパルスレーザー光源を用いて試験を行った。TOP カウンターの支持体であるアルミ製容器には光ファイバーを通してあるので、外部の光源から石英輻射体のプリズム部分へ光を照射することができる。また、1つのクロック信号でパルスレーザー光源の照射タイミング決定、読み出し回路への2つのパルス信号入力(本章 2.1 節でサンプルの時間間隔を較正した試験と同一のもの)、読み出し回路の情報を保存するためのトリガータイミング決定を行う。(図 2.5 に簡略したパルスレーザー試験のセットアップを示す。)

このパルスレーザー試験で得られた光子信号の時刻から、光源を発光させている基準用のパルス信号の時刻を差し引いた時刻について解析する。図 2.6 にその時間分布を示す。MCP-PMT 光電面に到達するまでの経路が異なる光子や、MCP-PMT の増幅時に MCP で反跳した光電子などの存在による影響はここでは無視したいので、最初のイベントピークのみをガウス関数フィットし、時間分解能を評価した。そのフィット結果はおよそ 110 ps 程度であり、基準のパルス信号の時間分解能と除去しき

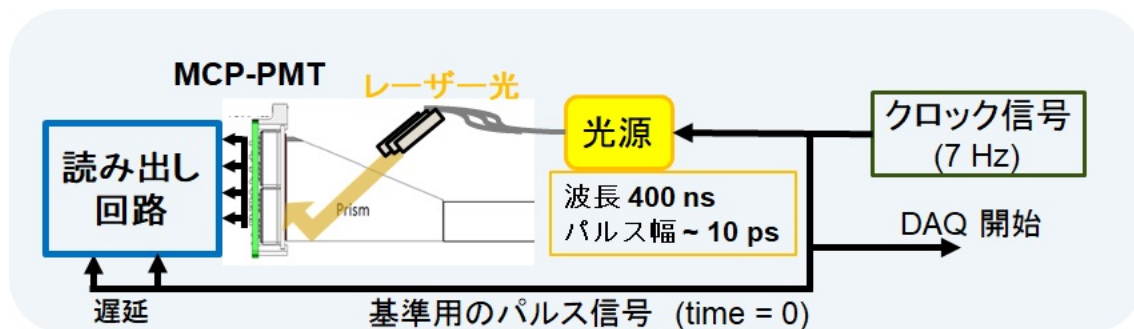


図 2.5: パルスレーザー光を用いた試験

1つのクロック信号をパルスレーザー光源のオン、光源発光タイミングの基準となるパルス信号の入力、データ取得のトリガーとして使う。パルス信号は同じ信号が一定時間遅延して2つ入力されるようになっている。光源からの光は光ファイバーを通して Belle II 検出器内部の TOP カウンターの石英輻射体プリズム部分に向け照射される。1つの TOP カウンターに対し、光ファイバーは9本あり、32個の MCP-PMT(各 16 チャンネルずつ) すべてに光子が入るようになっている。読み出し回路ではレーザー光子を検出した MCP-PMT の信号と基準用のパルス信号の波形が解析される。

れなかった時刻の遅い成分を考慮しても、光子の検出時間分解能は約 100 ps で目標値である 50 ps に達していなかった。

もし1光子検出に対する時間分解能が 100 ps のままであると、TOP カウンターの粒子識別性能は半減し、重大な問題となる。ただし、信号読み出し回路における光子信号の時刻の決定精度に関しては、FPGA 内での波形解析の手法を変更することで改善が見込まれる。そこで私は、MCP-PMT から出力される波形を簡易的にガウス関数などで表現し、パソコン上でサンプリングと信号波形解析をシミュレーションした。これを用いて、現状の波形解析で時間分解能が悪化している原因の考察、及び波形解析の手法を変えることでどの程度の時間分解能向上が見込めるかを検証した。

次の 2.3 節では、シミュレーション上で波形を作成する手順について説明したのち、関数フィットを用いた波形解析の有用性、さらに増幅器の増幅率のサンプル依存性が現状の時間分解能を悪化させている可能性について言及する。

## 2.3 トイシミュレーションを用いた時間分解能の検証

この節では読み出し回路において信号検出時間の決定精度がどのように決まるかを検証する。そのために簡易的なシミュレーション(トイシミュレーション)で ASIC がサンプリングした波形を作成し、TOP カウンターと同様の波形解析を試みる。さらに、今後 TOP カウンターの FPGA に実装される関数フィットを用いた波形解析の手法についても簡単な検証を行い、パルスレーザー試験で 100 ps であった光子検出の時間分解能が約 80 ps まで改善すると分かった。加えて、サンプリング時の増幅率が ASIC サンプル番号ごとに異なると、波形が歪んで時間決定精度を悪化させることを発見した。増

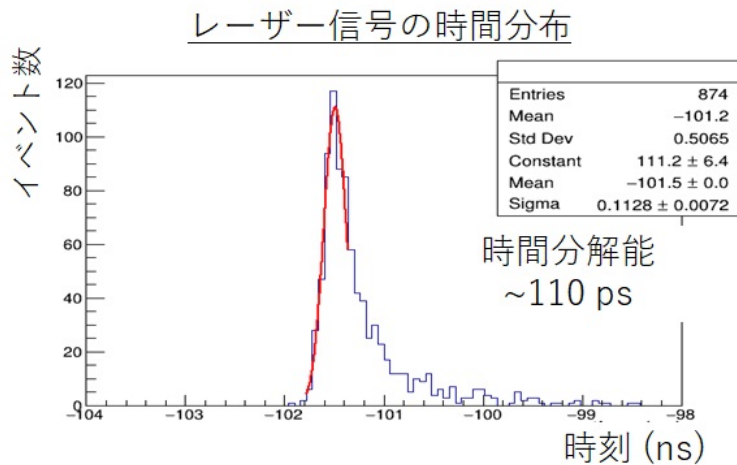


図 2.6: パルスレーザー光試験での光子検出時間の分解能

チャンネル間の時間原点のばらつきに影響され無いうように、1つのチャンネルのみを解析している。遅い時刻のイベントはMCP-PMT内部で光電子が反跳したもの、あるいは光子が異なる経路で光電面に到達したものである。遅い成分を除いてガウス関数でフィットした結果、時間分解能はおよそ110 psであった。

幅率の非一様性は単にASICのパラメータ調整が不十分であるために起こっている問題であり、Belle II 本格運転までには解消される予定である。以上のことより、TOPカウンターの光子検出の時間分解能は50 ps から60 ps に改善できる見込みであり、目標性能のうち、80%以上は達成できている。

### 2.3.1 トイシミュレーション用信号波形の作成

トイシミュレーションで再現する波形データは以下の手順で作成する。

1. MCP-PMT から出力されるアナログ波形 (関数) を実データに近い時間間隔でサンプリングしデジタル化する。
2. ベースライン電圧のふらつきを考慮するため、波形データのサンプル1つ1つにガウス関数に従う乱数を生成し、加算する。
3. デジタル化後の波形を解析し、信号時間などを決定する。
4. 以上をアナログ波形の時刻をずらしながら繰り返すことで、全ASIC サンプル番号についてデータを集める。

次に上の手順の詳細について言及する。光子の信号及びパルス信号の波形についてはガウス関数で表す。サンプリングの時間間隔は本章の2.1節で得られた実データでの測定結果の1つを用いる。図

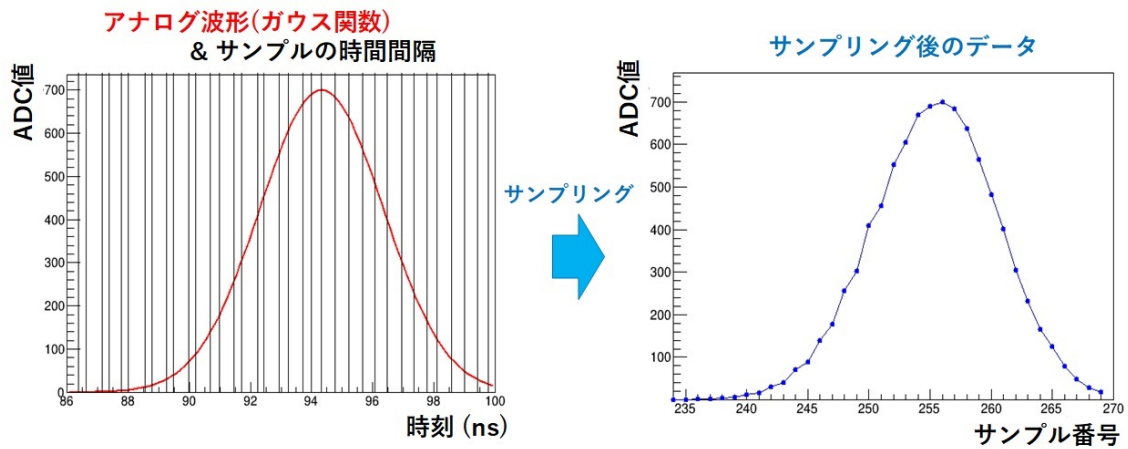


図 2.7: 波形サンプリングのシミュレーション

信号波形に見立てたガウス関数を描画し、実際のサンプリング時刻での関数の値 (ADC 値) を取得して、サンプル番号順にプロットした。これを基本として、実際の波形を模したシミュレーション波形を作成する。

2.7 はアナログ波形 (ガウス関数) の各サンプル時間点での波高を取得してサンプル番号順にプロットした結果である。

パルスレーザー試験での実データの波形の 1 例を図 2.8 に示す。信号波形の他、1 つ目のパルス信号によるオーバーシュートでベースラインが下がっているため、これを 1 つ目のパルス信号以降に 1 次関数を加えることで表現する。光子信号はフラットな乱数を用いて 20% の確率で現れるようにする。また、5 つの ASIC に関して実データで信号がない時のベースラインのふらつきを RMS 値で調べるとその値の範囲は 6.4 から 7.2 の範囲であった。そこで、手順 2 の乱数生成では標準偏差  $\sigma = 7$  (平均値は 0) とした。信号波形を表すガウス関数のパラメータ (高さ、幅、信号間の距離) は実データの平均値に合わせた。ただし、光子信号波形の高さは実データでの変動が大きく、時間分解能の解析結果にも違いがあるため、インプットの値を変えてシミュレーションを繰り返した。以上の手順でシミュレーション用に作成した信号波形の 1 つを図 2.9 に示す。

手順 3 では TOP カウンターの信号選別条件に習い、しきい値である波高 40 を越えるサンプルが 3 つ以上連続した部分を信号とみなして解析する。(図 2.10) 現状の解析手法では、まずしきい値を越えている中から波高が最大のサンプルを見つけてピーク波高を記録する。そこから前のサンプルでピーク波高の半分の波高にあたるサンプル位置を、前後のサンプルの直線内挿で求めて信号の検出時刻とする。ピーク波高のサンプルより後ろのサンプルでも同様の計算を行い、信号検出時刻との差を信号幅とする。

サンプルの時間間隔などによる影響も確認するため、アナログ波形の中心時刻を 1 ps ずつ、256 サンプルの合計時間間隔である約 94 ns 分まで移動して解析した。また、サンプルの時間間隔の較正は波形を作る際に用いたサンプル時刻を使うため、較正精度については完璧な場合を解析することになる。

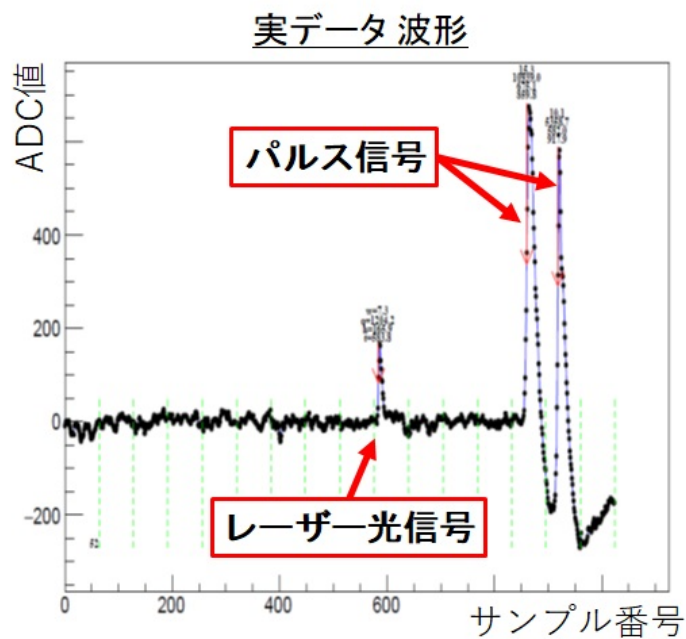


図 2.8: パルスレーザー光試験における信号波形

ここでは1例を示す。レーザー光信号はMCP-PMTでの増幅率のばらつきにより様々な大きさで出力される。一方で、パルス信号は読み出し回路に一定の信号を入力しているため、その波形に大きな変化はない。



### シミュレーション波形

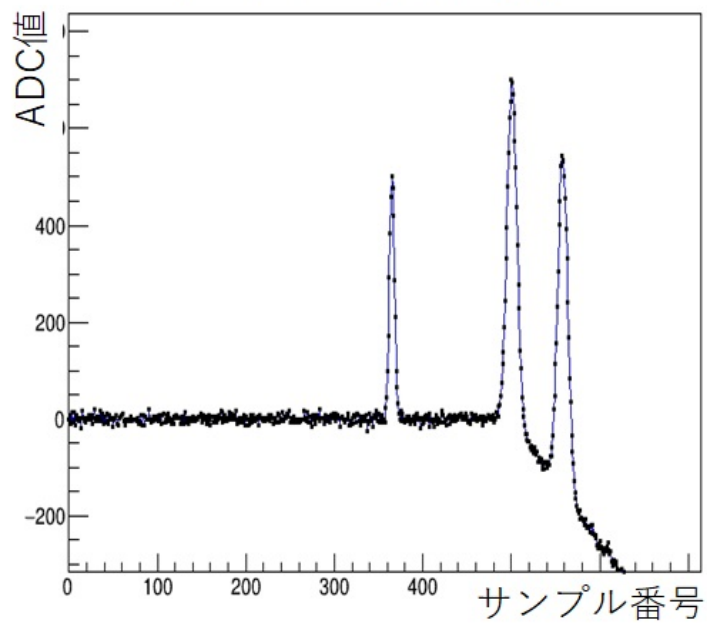


図 2.9: トイシミュレーション用に作成した信号波形

ここでは、レーザー光信号の波高が 500 の時の波形を示す。実際の波形で見られたパルス信号のオーバーシュートは 2 つ目のパルス信号の波高が実際の波高に一致するように 1 次関数を加えた。各信号の幅や時間差は実データに合わせ、ベースライン電圧のふらつきはガウス関数に従う乱数で表現している。

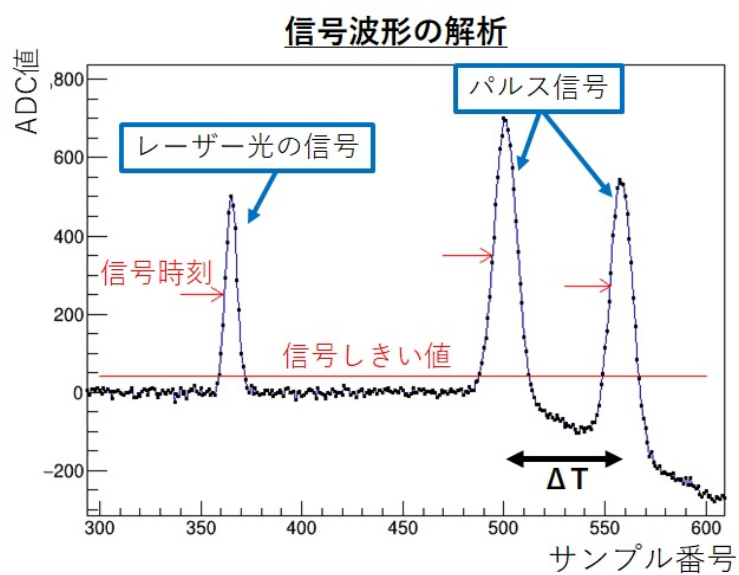


図 2.10: レーザー光試験での波形解析

実際の読み出し回路での解析に合わせて、しきい値を越える波高のサンプルが3点以上ある部分を信号とみなし、最大の波高をピーク波高値、その半分の波高にあたる信号立ち上がり時刻を検出時刻とする。

## パルス信号の時間差( $\Delta T$ )の分布

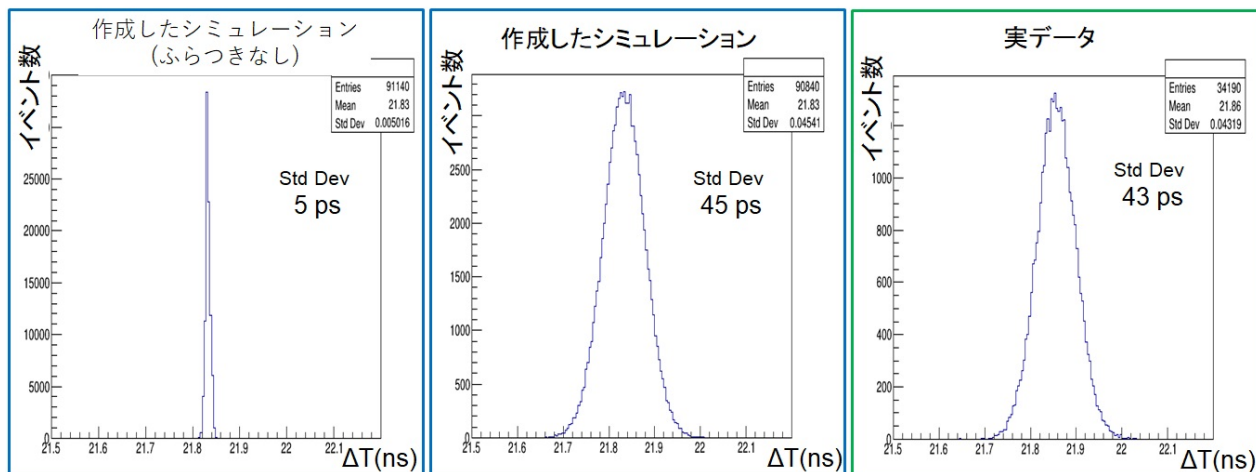


図 2.11: 実データとシミュレーションの時間分解能の比較

作成したシミュレーションの波形と実データの波形で2つのパルス信号の時間差の広がり进行比较した。左図がベースライン電圧のふらつきを0としたシミュレーション、中央図が実データのベースラインふらつきを参考にしたシミュレーション、右図がその実データである。左図と中央図の比較から時間分解能がベースラインふらつきに支配されることが分かる。また、中央図と右図の標準偏差が近い値であるので、作成したシミュレーションが実際のデータをある程度再現していることが分かる。

このシミュレーションで得られるデータは読み出し回路の時間分解能のみについて検証することが可能である。また、シミュレーションの条件を変更することで、時間分解能に影響する要素が何かを考察していく。

### 2.3.2 ベースライン電圧のふらつきによる影響

作成したシミュレーションが実際のパルスレーザー試験で得られた結果を再現できているかを見るため、まずは2つのパルス信号の時間差分布の広がりを確認した。その結果、ベースライン電圧のふらつきを実データに合わせたシミュレーションでは時間差分布の標準偏差が45 psとなり、実データの値43 psと同程度であった。さらに、ベースラインのふらつきを与えないシミュレーションも作成し、同様に時間差分布の標準偏差を確認したところ、その値は5 psであった。(図 2.11 にそれぞれのヒストグラムを示す。)つまり、読み出し回路における時間決定の分解能は、ベースライン電圧のふらつきによる影響が支配的であることが判明した。

ベースライン電圧のふらつきの影響は、信号波形の波高に対する、相対的なふらつきの大きさで決まる。よって、光子信号が大きい(MCP-PMTでの増幅率が大きい)時ほど読み出し回路での時間決定精度が良いことになる。図 2.12 にシミュレーションでレーザー光信号のピーク波高を変え、それぞれの場合の時間分解能(レーザー光信号とパルス信号の時間差分布の標準偏差)を調べた結果を示す。

また、図 2.12 の下半分に実データで得られたレーザー光信号のピーク波高分布を同じ横軸スケールで載せる。ここではピーク波高 100 未満はカットしているが、TOP カウンターが粒子識別を行う際はしきい値である波高 40 まで存在する。この 2 つを比較して見ると、レーザー光の時間分解能に対して、およそ 80 ps が読み出し回路の影響で説明されることが分かる。

この読み出しシステムのままでは TOP カウンターの 1 光子検出の目標時間分解能である 50 ps を達成できない。この問題を解決する最も単純な方法は、MCP-PMT により高い電圧を印加して増幅率を上げ、光子信号を大きくすることであるが、MCP-PMT の光電面劣化が早まるというデメリットがある。そこで我々は、波形解析の手法を変更することで、ベースライン電圧のふらつきの影響をより受けにくいシステムを作ることにした。次節 2.3.3 では、シミュレーションを用いて新たな波形解析の手法で時間決定の精度がどうなるかを考察する。

### 2.3.3 関数フィットによる時間決定

TOP カウンターの波形解析では、信号の検出時刻はピーク波高の半分の波高に一致する立ち上がりの時刻と定義している。現状の波形解析においては、信号検出時刻の前後の 2 サンプルのみを使い、直線内挿で検出時刻を求めている。この手法は、少ない数のサンプルの情報で解析しているため、2.3.2 節で述べたベースライン電圧のふらつきの影響を受けやすい。そこで、新たな波形解析の手法では信号付近のすべてのサンプルを使い、関数フィットによって信号検出時刻を決定する。(図 2.13 に 1 例を示す。) こうすることで局所的なベースラインふらつきが波形解析に与える影響が緩和され、検出時間の決定精度の向上が期待できる。

私は、作成したシミュレーションの波形解析を関数フィットに置き換え、時間分解能がどれだけ向上するかを検証した。フィットにはガウス関数を用いており、シミュレーションで作成した信号波形と一致する。

図 2.14 は 2.3.2 節で示した図 2.12 の上半分のプロットに、関数フィットを用いた場合の結果を重ねたものである。光子信号のピーク波高によって時間分解能が異なるため、シミュレーション時にインプットしたピーク波高ごとに、レーザー光信号とパルス信号の時間差分布の標準偏差を調べている。実データの光子信号に多いピーク波高 100 から 200 の範囲を見ると、現状の直線内挿の手法に比べ、関数フィットの手法はおよそ 30 ps ほど時間分解能が向上している。加えて、インプットしたピーク波高ごとに信号時刻の平均値を調べると、直線内挿の手法よりも関数フィットの手法はバイアスが小さいことが分かる。(図 2.15) これは、直線内挿の手法の場合、ベースラインふらつきで波高が増加したサンプルがピーク波高に選ばれ易く、実際のアナログ波形より高いピーク波高をもとに信号時刻を計算してしまうが、関数フィットではその影響がないためである。

以上の時間決定精度の違いを、波形解析の手法に由来する時間分解能の違いとみなす、現状のパルスレーザー試験で得た光子信号の検出時間分解能約 100 ps は関数フィットを用いることで約 80 ps に改善すると考えられる。次の 2.3.4 節では、未だ時間分解能が目標値より劣る原因について、シミュレーションを用いて検証し、1 つの原因を突き止めたことについて述べる。

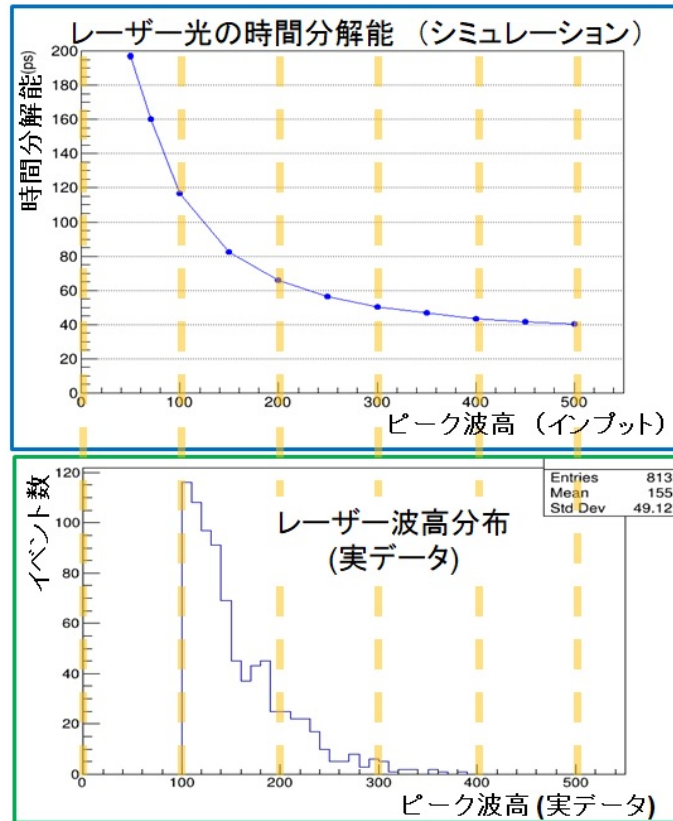


図 2.12: 信号の ADC 値と波形解析精度の関係

上図はシミュレーションから得た、レーザー光信号のピーク波高ごとの時間分解能。ピーク波高が大きくなるに従って分解能が向上するのは、ベースラインふらつきの影響が相対的に小さくなるからである。実際の光子信号はピーク波高に広がりがあるので、それを下図に載せる。2つの図での横軸のスケールは合わせてある。これらを比較して、光子の時間分解能を概算すると、80 ps から 100 ps 程度になる。

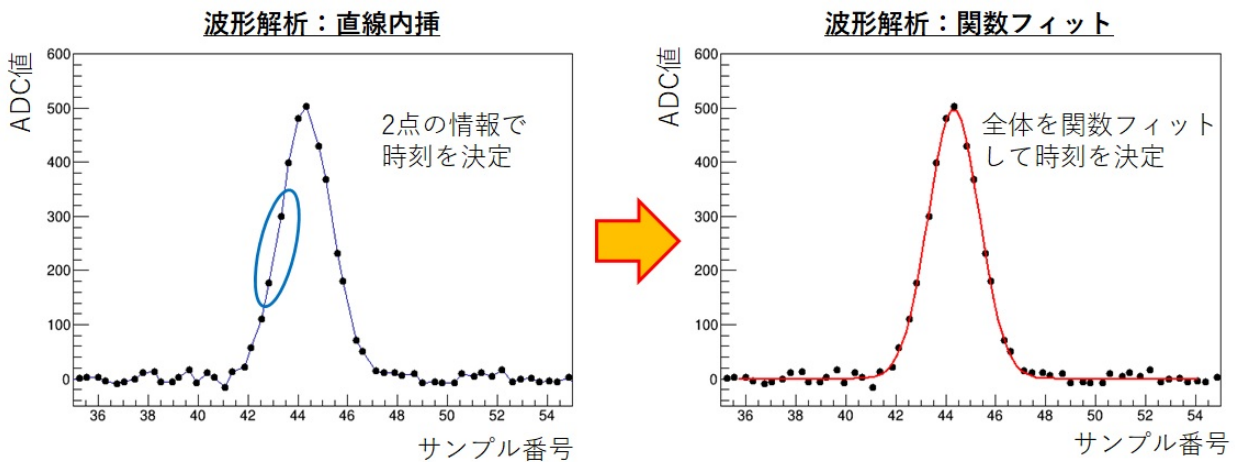


図 2.13: 関数フィットによる波形解析

各点はシミュレーションで作成した波形のサンプル番号と ADC 値。左図は現行の波形解析手法を表しており、信号の時刻を決める主なデータは青丸で囲んだ 2 点である。それに対して、右図は信号波形全体のデータ点を使った関数フィットで時刻を決定する。ランダムなベースラインのふらつきがある場合、後者の手法の方がより精度の良い時間決定が可能である。

### 2.3.4 サンプル増幅器の増幅率の不均一性による影響

2.2 節以降で述べているパルスレーザー試験では、読み出し回路内の ASIC のパラメータ調整が完全ではない。これは、読み出し回路のファームウェアが現在も開発途中であり、暫定的なバージョンでは必要と思われる部分しか調整がされないためである。ちなみに、このファームウェアの変更は Belle II 実験で予想される 30 kHz のイベントレートに対応するために行われているものであり、解析の手法は 2.3.3 節までに述べてきた通りである。

ASIC への調整がされていない影響で、サンプリング時のサンプルごとの増幅率が、256 個ある ASIC サンプル番号で非一様になっていたことが分かった。パルス信号入力時のピーク波高の値とその時の信号時刻にあたるサンプル番号をプロットしたものを図 2.16 に示す。私は、この増幅率の非一様性が波形解析における検出時間決定に影響を及ぼしているとみて、作成したシミュレーションに同様の増幅率を与える検証を行った。

シミュレーション上でアナログ波形をサンプリングしたあと、波高に ASIC サンプル番号ごとの相対的な増幅率を乗算した。相対的な増幅率には、図 2.16 で ASIC サンプル番号ごとに平均値をとり、それを全サンプルを合計した時の平均値で割った値を用いた。図 2.17 にそれぞれ別のサンプルでサンプリングされた波形を示す。この図では増幅率の非一様性による影響を見やすくするために、特別にベースライン電圧のふらつきを加えない波形で、一樣増幅の場合と非一樣増幅の場合を比較して載せた。これらに対して直線内挿の手法で検出時刻を求めると、増幅率が前後のサンプルで近い値であれば時間決定に影響しないが、増幅率の変動が大きい領域でサンプリングされた波形は形が歪み、検出

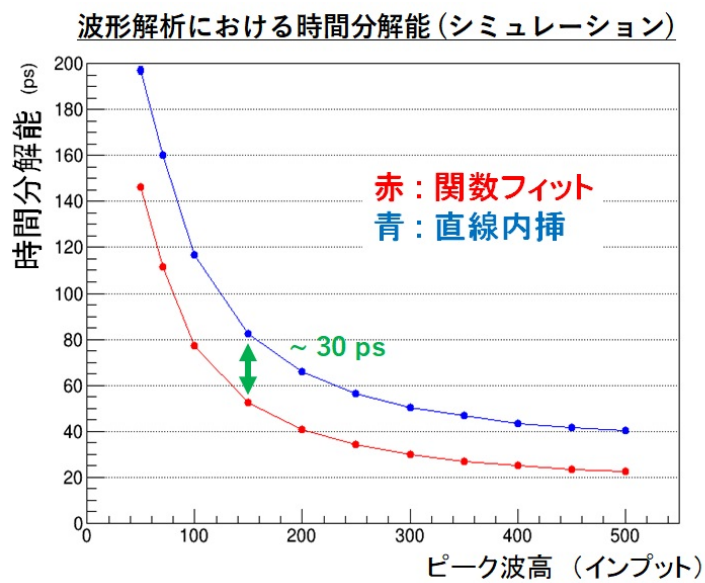


図 2.14: 関数フィットを用いた場合の時間分解能 (シミュレーション)

レーザー光信号の波高ごとに光子信号の時間分解能を関数フィットを用いた場合と現行の直線内挿で求める場合とで比較した。関数フィットを用いた場合は現行の直線内挿を用いた手法よりも 20 ps から 50 ps 分解能が良い。パルスレーザー試験で解析していた波高 100 から 200 のあたりでは、約 30 ps 向上している。

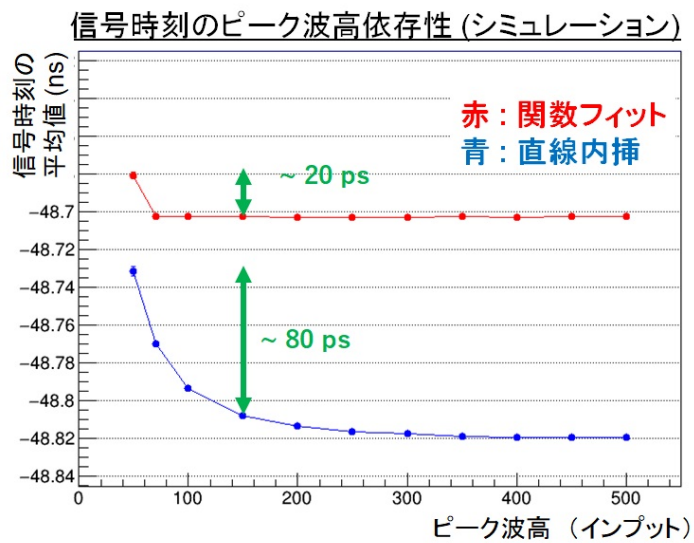


図 2.15: 関数フィットを用いた場合の信号時刻のピーク波高依存性

レーザー光信号の波高ごとに光子信号の時刻の平均値を関数フィットを用いた場合と現行の直線内挿で求める場合とで比較した。直線内挿の手法ではピーク波高が小さい時に信号時刻にバイアスがかかるが、関数フィットを用いればかなり軽減される。これは、直線内挿の場合、波高の最大値をピーク波高とみなすために、ベースラインのふらつきが正方向に大きいサンプルを選び易いことが原因である。ピーク波高が大きくなるバイアスを持つと、検出時刻と定義される波高が大きくなり時刻がずれる。関数フィットを用いれば、しきい値の影響でデータが取り除かれる場合を除き、バイアスはない。



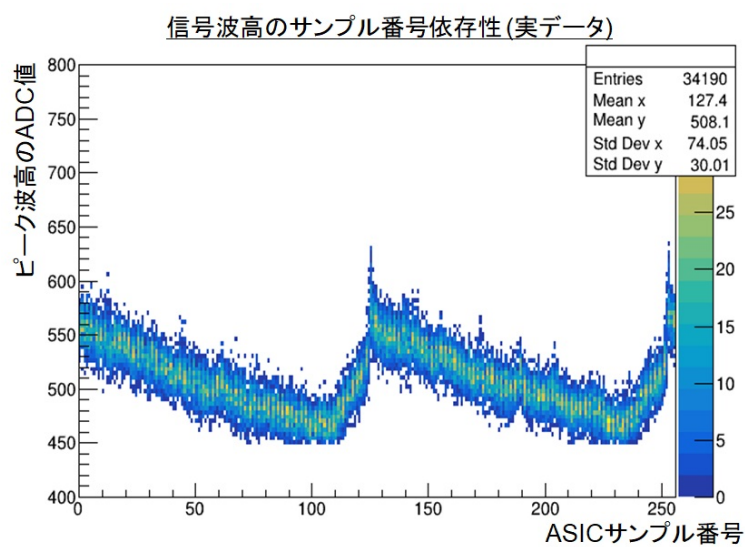


図 2.16: 実データにおけるサンプル増幅率の非一様性

読み出し回路で ASIC へのパラメータ調整が不完全なために、ASIC サンプル番号ごとに増幅率が異なっている。図は実データにおいて波高一定で入力しているパルス信号の ASIC サンプル番号ごとのピーク波高値をプロットしたものである。(ただし、ピーク波高を記録したサンプルの番号は記録していないため、信号時刻でのサンプル番号で代用している。)

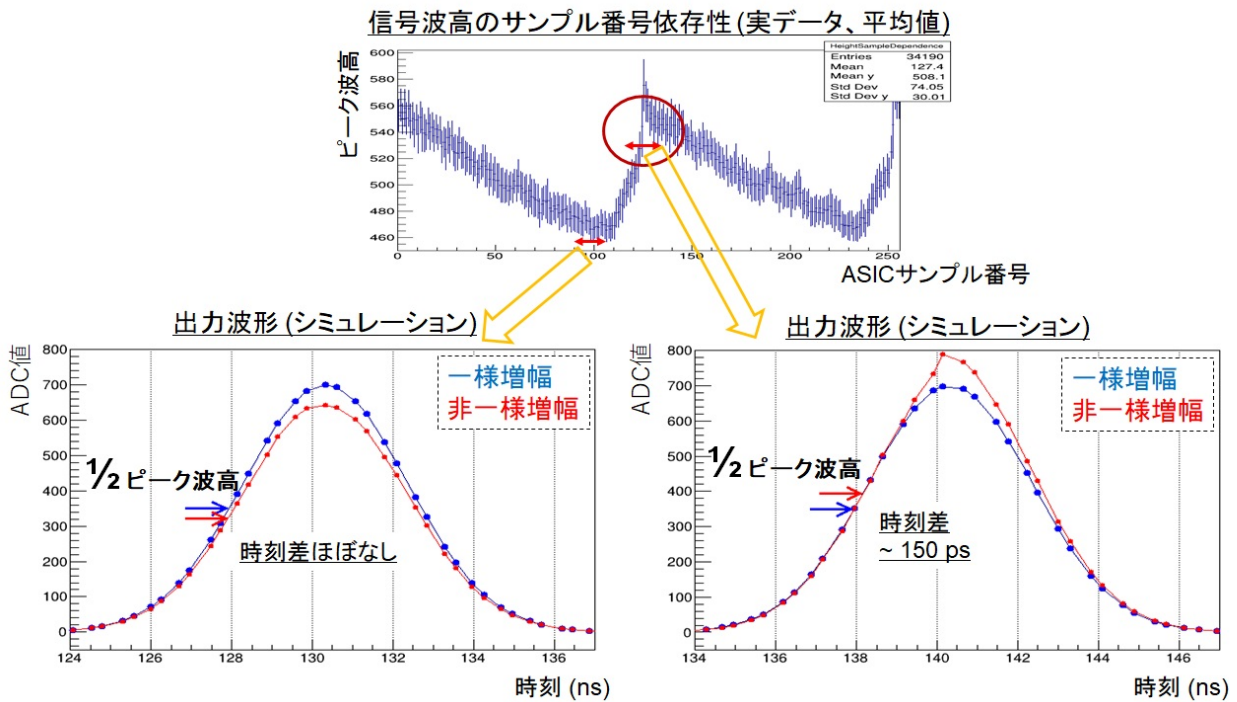


図 2.17: サンプル増幅率の非一様性による波形の歪み

上図の ASIC サンプル番号ごとのピーク波高値と全サンプルで平均したピーク波高値の比を使って増幅率の非一様性をシミュレーションに導入した。下にある図は増幅率の非一様性による影響を見やすくするためにベースラインのふらつきを 0 にした波形である。左側の図は増幅率の変動が穏やかな領域に入った波形、右側の図は変動が激しい領域に入った波形を示す。プロットの色は青が一樣増幅、赤が非一樣増幅の場合の波形である。左図では波形解析による検出時刻の違いはほぼ存在しないが、右図では約 150 ps の違いが現れた。

時刻がおよそ 150 ps ずれることが分かった。

この増幅率の非一様性を再現したシミュレーションを使い、ASIC サンプル番号ごとに、2つのパルス信号同士、及びレーザー光信号とパルス信号の時間差の分布を出力した結果が図 2.18 である。波形の歪みが生じるのは、ASIC サンプル番号 130 付近と 250 付近である。このプロットでは 2つの信号の時間差を見ているので、パルス信号同士の場合は 1つ目のパルス信号が歪む時と、2つ目のパルス信号が歪む時それぞれで時間検出のバイアスが現れている。一方で、レーザー信号とパルス信号の時間差を見る場合は、偶然に同じタイミングで 2つの波形が歪むため、バイアスの現れ方が異なっている。

ここで注意すべき点は、図 2.18 のパルス信号同士の時間差のプロットというものが、2.1 節で述べたサンプルの時間間隔の較正 (測定) で使う情報と同じだということである。つまり、サンプルの時間間隔の較正は増幅率の非一様性によってバイアスを受けていることになる。その間違ったサンプル時間間隔を使って、異なるバイアスを受けているレーザー光信号とパルス信号の時間差を見ているため

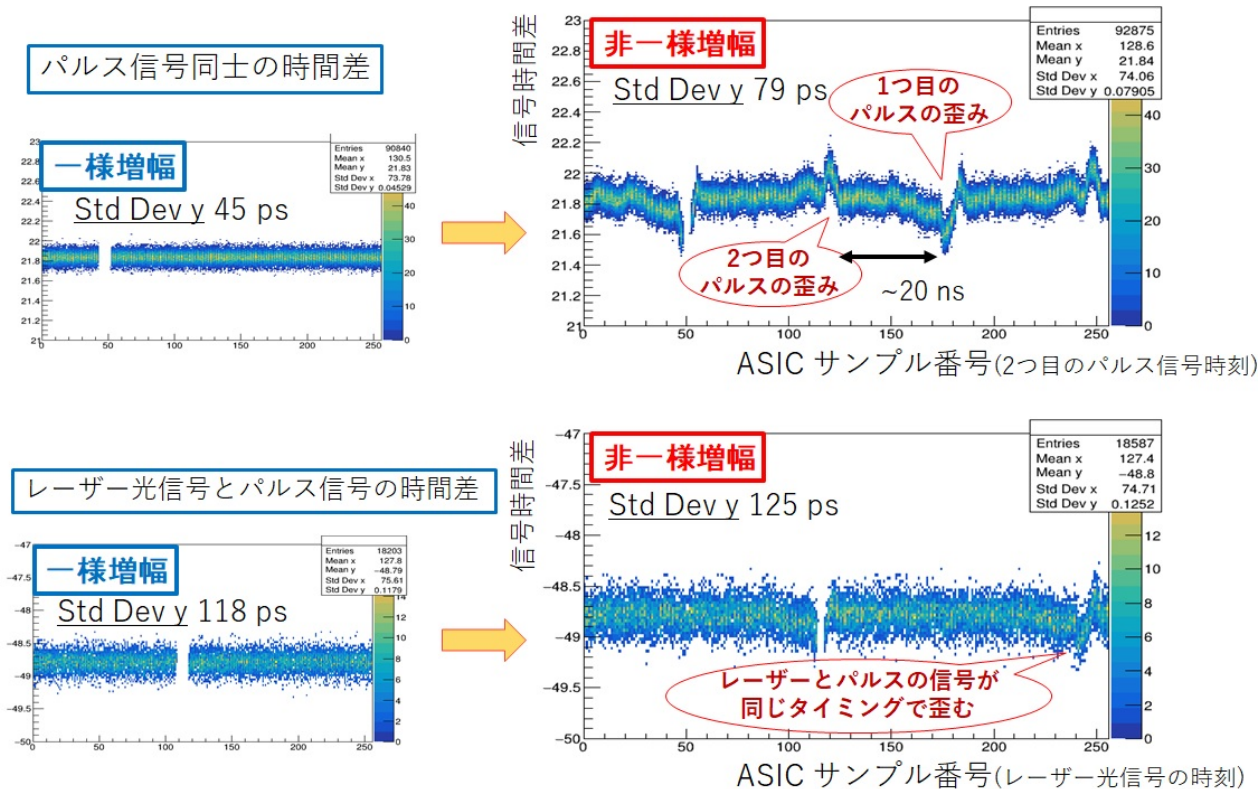


図 2.18: サンプル増幅率の非一様性による時間のバイアス (シミュレーション)

上側の図はパルス信号同士で時間差をとったもの、下側の図はレーザー光信号と1つめのパルス信号で時間差をとったもの、それぞれ左図がASICサンプル番号ごとに増幅率が一樣な場合、右側が非一樣な場合で、すべてASICサンプル番号を横軸にとっている。非一樣増幅では信号波形が歪む領域があるため、2つの信号の時間差をとった値はどちらかの波形が歪む度に時間差にバイアスがかかる。ただし、下図の場合は偶然2つの信号が歪むタイミングが近いいため、バイアスのかかり方が上図と異なる。

に、光子の時間分解能が悪化していたと考えられる。

サンプルごとの増幅率の非一様性の問題は電子・陽電子衝突実験までに解消される。正しいサンプル時間間隔の較正が行われれば、光子検出の時間分解能は 50 ps から 60 ps 程度に改善する見込みである。TOP カウンターの目標である 50 ps の 1 光子検出時間分解能が達成された場合に比べ、80%以上の粒子識別性能を発揮できる。

## 第3章 光学接着の検証とその光子の検出数への影響 考察

本章は、時間分解能に次いで TOP カウンターの粒子識別性能を左右する、チェレンコフ光子の検出数に関連した検証について論じる。我々が製作した TOP カウンターに荷電粒子が入射した際、石英輻射体内部を伝搬して光検出器 (MCP-PMT) に到達し、信号が検出されるチェレンコフ光子は約 20 個と想定されている。TOP カウンターにおいて粒子識別の計算を行うには、チェレンコフ光子の伝搬経路を良く理解している必要がある。

私は、MCP-PMT と石英の間の接着面、石英同士の接着面それぞれで接着剥がれの有無を検証する手法を開発した。MCP-PMT と石英の間の接着では、レーザー試験で検証を行った結果、全体のおよそ 5% に接着剥がれの疑いがあった。(ただし、簡易な宇宙線試験でクロスチェックしたところ、剥がれの疑いのある MCP-PMT のうちどちらの試験でも剥がれていると判定されるのは半数程度であった。) 石英同士の接着面では、開発した手法を 1 つのシミュレーション例で確認し、剥がれの発見は可能であるものの、剥がれの割合の値が約 20% ずれていることが分かった。こちらは今後さらに検証する必要がある。

### 3.1 MCP-PMT 光学接着の検証

#### 3.1.1 MCP-PMT 光学接着の手法と剥がれが発生した問題について

MCP-PMT は 4 つを 1 つの PMT モジュールとしてまとめ、窓材に光学接着剤で接着している。一方、PMT モジュールは窓材部分と石英輻射体の間に緩衝材のシリコンクッキーを挟み、オイルで光学的な接着をした後、バネの力でそれらを密着させている [5]。(図 3.1 に概略図を示す。)

TOP カウンターを Belle II 検出器にインストールした翌月の 2016 年 7 月に、1.5 T の磁場環境下での TOP カウンターのレーザー光検出試験を行うため、Belle II 検出器内のソレノイド磁石を励磁した。ところが、予期せぬことに MCP-PMT が磁場の力を受けて動き、いくつかの光学接着が破れる事態が起こった。これは、磁場を受けた MCP-PMT が接着面を押しながら回転する方向への力の見積りが甘かったこと、ばねの力の調整が PMT モジュールによってまばらであったことが原因である。

光学接着が破れた部分には空気が入り、石英などとの境界面で通過すべき光子を一部反射してしまう。このままでは TOP カウンターが検出するチェレンコフ光子数が減少し、粒子識別性能が低下するため、補修作業及び識別性能への影響評価を行った。

TOP カウンターの内部には、製作中に PMT モジュールの光学接着を確認するために使っていた CCD カメラ及び LED ライトが残されている。図 3.2 に PMT モジュールと CCD カメラの位置関係を

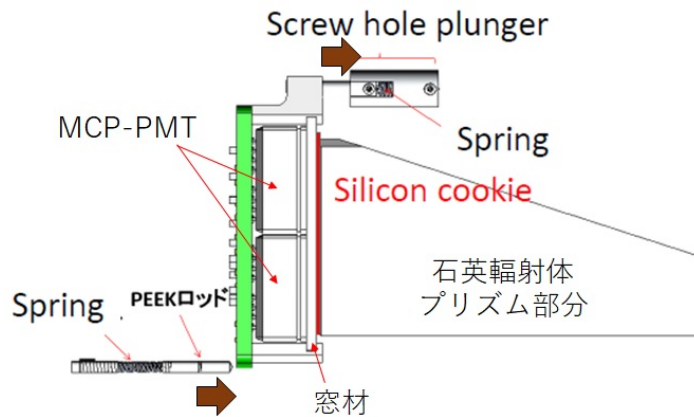


図 3.1: PMT モジュールと石英輻射体の接着

PMT モジュールでは4つの MCP-PMT をまとめて窓材に接着している。PMT モジュールと石英輻射体は緩衝材のシリコンクッキーを挟んでオイルによる光学接着がなされ、PMT モジュールの上下にバネの力を加えて密着させている。

示す。これに再びケーブルを接続し、磁場による PMT モジュールの回転で光学接着が剥がれる様子を確認した。図 3.3 は磁場をかける前後での光電面付近の映像である。励磁後、白っぽい領域が現れており、そこに空気が侵入していることが分かる。空気層の厚さはおよそ  $100 \mu\text{m}$  で、回転による剥がれであるため PMT モジュールの一端から徐々に広がり、バネの力と磁場による力が釣り合った位置で静止する。

今回発生した MCP-PMT と石英の間の光学接着剥がれは2通りに分類される。まず1つ目は先ほど図 3.3 で示したように、PMT モジュールが回転し、石英から一部が浮き上がる場合である。こちらは多くの PMT モジュールで確認され、空気層の存在範囲も広いが、バネの力の調節と、厚みを  $50 \mu\text{m}$  刻みで調整したプラスチック製の詰め物 (シム、shim) を使うことで回転を止めることが可能である。(図 3.4 にシムの挿入例を示す。この挿入位置は図 3.1 で言えば上部のバネが PMT モジュールを引っ張っている部分である。) 2つ目は MCP-PMT が PMT モジュールの内部で回転し、窓材との接着を壊してしまった場合である。こちらの問題を起こした MCP-PMT はそれほど多くないが、修繕や回転を抑制する補強を行うには一度 PMT モジュールを TOP カウンターから取り外す必要があり、早期の解決ができない。(少なくとも 2020 年までの電子・陽電子衝突実験では2つ目の接着剥がれの修繕は行わない。)

以上の問題は、TOP カウンターの光子検出数から粒子識別性能への影響を評価する必要がある。次の 3.1.2 節では、レーザー光試験での検出光子数から光学接着剥がれを発見する手法について説明する。

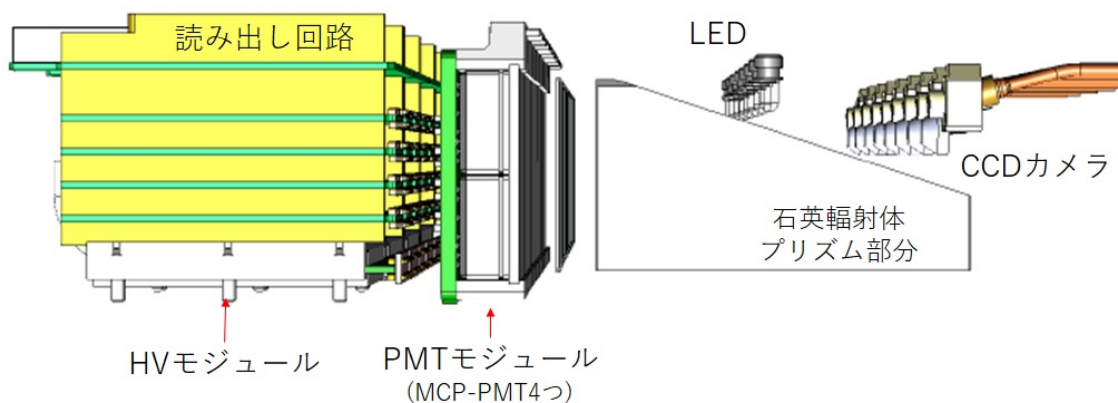


図 3.2: TOP カウンター内蔵の CCD カメラ  
LED を光らせて CCD カメラで撮影すれば、プリズム越しに MCP-PMT の光電面を観察することができる。

### CCDカメラで見た光電面 (接着剥がれが見つかった箇所)

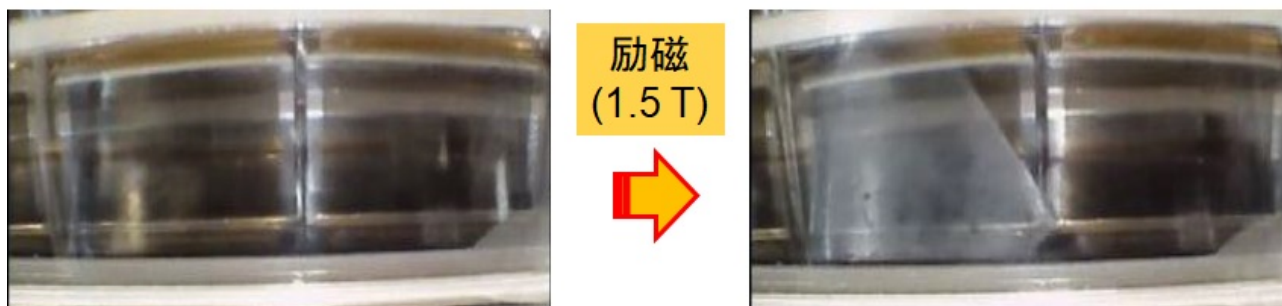


図 3.3: 光学接着の剥がれの様子  
Belle II 検出器のソレノイド磁石を励磁する前後での CCD カメラ映像の比較。PMT モジュールごとに一方の端から徐々に白っぽい領域が広がっていく。この領域には空気が侵入しており、光電面に入るはずの光子を一部反射してしまう。磁場を消す際には、逆に空気層が消えていく様子が見られる。

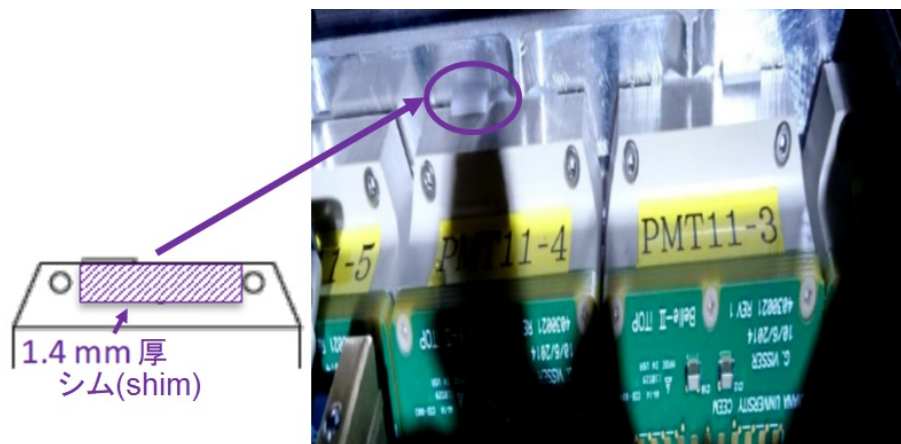


図 3.4: PMT モジュール回転に対する修繕のためのシム

左の絵の位置で、右の写真の PMT モジュールと TOP カウンター容器の間の隙間を埋めるためのもの。PMT モジュールの回転はこの隙間に向かって動いている場合が多く、隙間をなくすことで回転を抑制できる。

### 3.1.2 光学接着の検証手法と修繕作業後における検証結果

前節で言及した MCP-PMT と石英の間の光学接着剥がれは CCD カメラである程度の発見が可能であるが、画像の解像度が十分とは言えず、見る人によって光学接着が回復したか否かの判断が異なることも多い。そこで私は、パルスレーザー光試験での検出光子数を各読み出しチャンネルごとに確認することで、光学接着剥がれにより検出光子数が減少したと思われる箇所を探し出すことにした。

パルスレーザー試験については 2.2 節で述べ、図 2.5 に簡略したセットアップを示したが、パルスレーザー光源からの光を各 TOP カウンターへ光ファイバーで運び、石英輻射体プリズム部分へ向けて 9ヶ所から照射することですべての読み出しチャンネルで光子信号を得られるようになっている。光学接着が剥がれている場合、屈折率の違いから空気層と石英の境界などで光の反射が起き、光電面に到達する割合が減少する。よって、その付近の読み出しチャンネルでは検出光子数の減少がみられる。

ただし、レーザー試験では光子が検出面に対して一様に照射されるわけではないため、そもそも光学接着が良い場合にいくつの光子を検出できるのか、チャンネルごとに知る必要がある。(図 3.5 に、ある時のレーザー試験で得られた検出光子数を読み出しチャンネルの位置ごとに示す。これ以降、このように光子検出数をプロットした図をヒットマップと表記する。) そこで私は、2つのパルスレーザー試験で各チャンネルの光子検出率の比をとり、光学接着の剥がれが起きている箇所の特徴を見つける手法を開発した。

私の手法に必要なデータは、参照用のヒットマップと剥がれの有無を検証したいヒットマップ(以下、検証用のヒットマップと表記する)の2つである。参照用のものは剥がれが無いと分かっているが、もしくは検証用のヒットマップよりも剥がれが少ないと期待されるデータを使う。PMT モジュールの回転による光学接着の剥がれを検証する場合、PMT モジュールが磁場環境下では回転し、無磁場



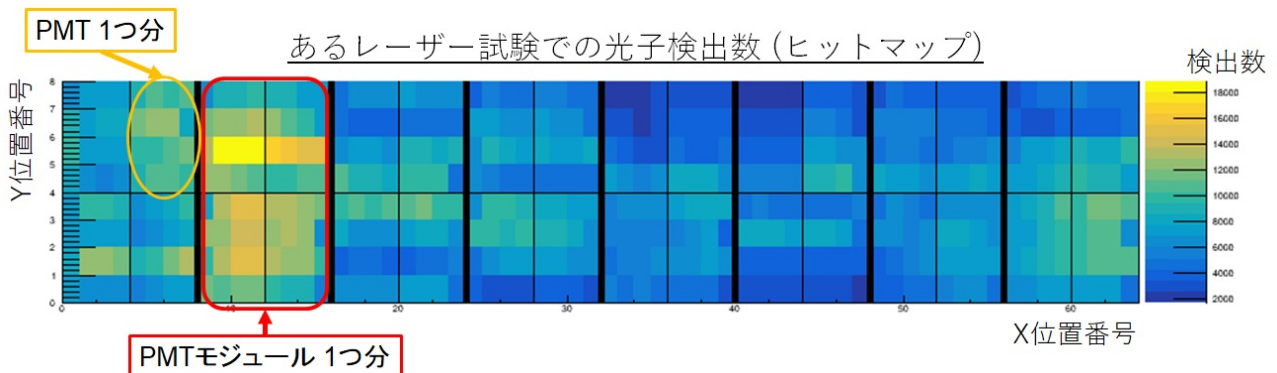


図 3.5: パルスレーザー試験での読み出しチャンネルごとの検出光子数 (ヒットマップ)

X 位置番号は PMT モジュールを並べる方向に 64 チャンネル分ずつ、Y 位置番号は石英輻射体の厚み方向に 8 チャンネル分存在する。このチャンネル位置ごとに検出光子数をプロットした図をここではヒットマップと呼ぶ。

に戻ればバネの力で光学接着が回復するという特徴を利用する。磁場をかける直前にレーザー試験を行って参照用データとし、磁場をかけた直後にレーザー試験を行ったデータを検証用とした。一方で、個々の MCP-PMT が PMT モジュール内部で回転している事象を検証する場合、一度剥がれた光学接着剤は磁場を落としても復元しないので、参照用には最初に磁場をかけた日よりも前に行ったレーザー試験の結果を使い、検証用のデータには最も新しい無磁場環境下でのレーザー試験の結果を使った。また、レーザー試験を行った時間の長さの違いを、参照用と検証用のデータ間で打ち消すために、各チャンネルでの検出光子数を出力データファイルのサイズで規格化してから比をとっている。

続いて、比をとった結果の図から光学接着剥がれによる光子検出率の低下を発見するために、注意すべき点や工夫した点について説明する。比をとった結果の図を見やすくするための工夫には次の 2 つがある。

- チャンネル単位で光子検出率が低下した箇所にマークをつける  
各チャンネルでの光子検出率の比の値を 1 次元ヒストグラムに保存し、ガウス関数フィットを行う。フィット結果の中心値と標準偏差の値 ( $\sigma$ ) を使い、光子検出率の比の値が (中心値  $-\sigma$ ) 以下のチャンネルを茶色の四角でマークし、(中心値  $-2\sigma$ ) 以下のチャンネルを黒色の四角でマークした。光学接着が剥がれている場合、その領域にこれらのマークが集中すると期待される。
- 読み出し回路の ASIC が正常でない部分には、ばつ印をつける  
これらのレーザー試験を行った当時はデータ取得に失敗する ASIC がいくつか存在していた。1 つの ASIC は横並びの 8 つのチャンネルからの信号を処理しており、正常でない ASIC があるとその 8 チャンネル全ての検出光子数が減少してみえる。そこで、各 ASIC の検出光子数 (つまり、8 チャンネルの合計値) を調べ、全チャンネルの合計検出光子数に対して 0.5% 未満であれば ASIC が不調であるとみなす。参照用と検証用のヒットマップのどちらかもしくは両方で不調な

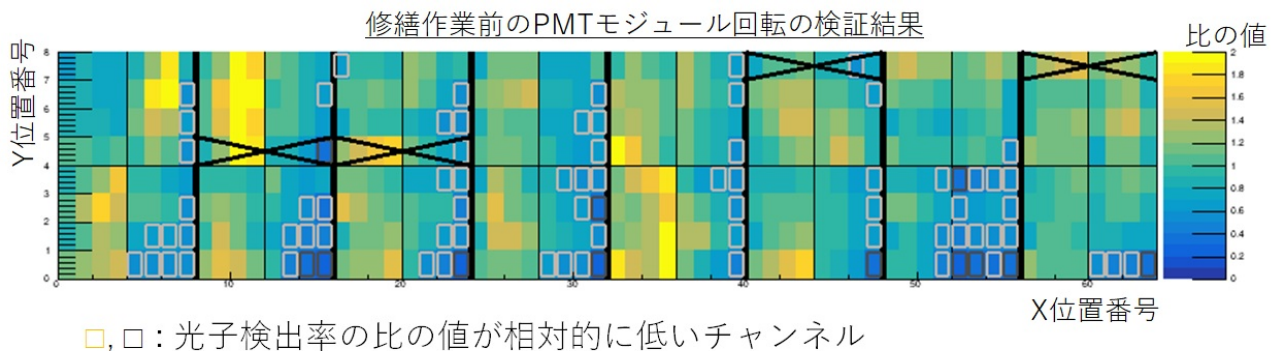


図 3.6: 修繕作業前の PMT モジュール回転の検証結果

励磁の前後でレーザー試験を行い、2つのヒットマップで光子検出率の比をとった結果。四角のマークが光子検出率の比の値が全体と比較して小さいチャンネル。ばつ印は読み出し回路の ASIC の不調によりデータ取得に失敗している領域。修繕作業前では PMT モジュール回転で光学接着の破れた箇所にも四角マークが集中する。

ASIC であった場合、光子検出率の比をとった図でその ASIC の位置にばつ印をつけ、解析から除外する。

以上の工夫を行い、2つのヒットマップで光子検出率の比をとった結果の1つを図 3.6 に示す。ここでは、最も光学接着剥がれが分かり易い、修繕作業前の PMT モジュール回転の検証結果を載せた。次に、この図の見方、光学接着剥がれ箇所の判断基準を説明する。

- 光子検出率の比の値が低いことを意味する四角マークが偏って存在している位置を見つける  
光学接着の剥がれは MCP-PMT 又は PMT モジュールの回転によって起きるので、MCP-PMT 又は PMT モジュールの中である程度広い範囲の光子検出率が減少すると予想される。特に MCP-PMT、PMT モジュールの1つの角やある一辺を中心にマークが集中している箇所は、CCD カメラで確認された回転による剥がれの様子と一致する。もし四角マークがランダムな位置に分散していれば、検証用のデータは参照用のデータに比べ、新たに剥がれている箇所が存在しないと解釈できる。次に2つ挙げる注意点を考慮した上で、5チャンネル以上に四角マークが集中していれば光学接着剥がれの候補とみなす。
- ばつ印の領域は検証できない箇所として扱う  
先ほど述べたように、ばつ印は不調な ASIC を意味するので、光学接着剥がれの検証においては判断材料にしない。まわりの検証可能な領域で四角マークが集中していれば剥がれの候補とみなせる。
- 1つの ASIC の領域で一様に光子検出率が下がっている場合はその領域内での相対値を判断材料とする

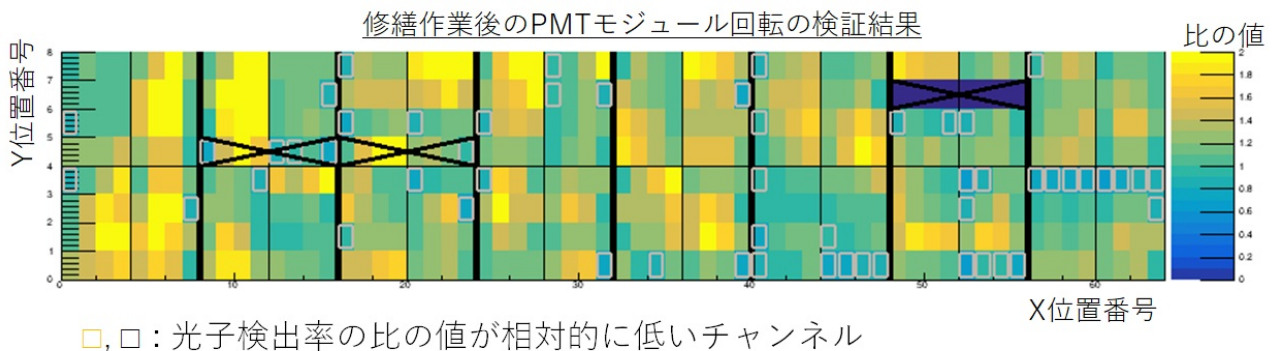


図 3.7: 修繕作業後の PMT モジュール回転の検証結果

PMT モジュール回転に対する修繕作業後に再度励磁前後でのレーザー試験のヒットマップを比較した結果。図 reffig:RatioMapBeforeShim と違い、ASIC の問題を除いて四角マークが集中している箇所がない。このことから、修繕作業後には PMT モジュールの回転は起こっていないと分かる。

ASIC の不調は、光子検出率が大幅に減少するパターンの他、やや光子検出率が下がるというパターンも存在する。その場合、剥がれが無い時であっても、四角マークがその ASIC の領域の 8 チャンネルのほとんどについてしまう。ばつ印と異なるのは、この領域が検証できない箇所ではないという点である。この領域の一部に光学接着の剥がれが存在する場合、その箇所の光子検出率はさらに低下し、剥がれの無い部分と区別可能になる。ここでは、1 つの ASIC 領域の 8 チャンネルのうち 5 チャンネル以上で四角マークがついている場合、茶色の四角マークは無視、黒の四角マークはその ASIC 領域内に 4 チャンネル以下であれば光子検出率が低いチャンネルとして扱い、5 チャンネル以上であれば無視する。

以上の基準で 3.6 を検証すると、図の左側の PMT モジュールから数えて、1、2、7 番目のモジュールは右下に剥がれが存在し、3、4、5、6 番目のモジュールは右側に剥がれが存在すると判定される。

図 3.7 は PMT モジュールの回転問題に対する修繕作業を行った後の検証結果である。同様の基準で検証すると、PMT モジュールの回転は確認されないと判定される。この検証と CCD カメラ映像を用いて PMT モジュール回転箇所の候補を絞り、修繕作業をした後、再び検証を行うことを何度か繰り返した結果、全ての TOP カウンターで PMT モジュールの回転は確認されなくなった。従って、PMT モジュールの回転による光学接着の剥がれ問題は解決できた。

次節ではこの基準を用いて、PMT モジュール内部での MCP-PMT の回転について検証した結果について述べる。

### 3.1.3 光子検出数への影響

Belle II 実験のスケジュールの都合により、PMT モジュール内部での MCP-PMT の回転による光学接着の剥がれは直ちに修繕することができない。少なくとも 2020 年までの電子・陽電子衝突実験で

は問題を残したまま TOP カウンターを運用することになる。そのため、この問題による粒子識別性能への影響がどの程度になるかを検証しておくことが重要である。私は、前節で述べた手法を用いて光学接着が剥がれている MCP-PMT を探し、その個数から光子が反射する割合を概算し、粒子識別性能への影響を求める。

個々の MCP-PMT 光学接着の剥がれを検証するため、参照用のデータとして TOP カウンターのインストール後から初めて磁場をかける前の間に取得した、剥がれが存在しない時点でのレーザー試験の結果を使い、検証用のデータとして PMT モジュール回転に対する修繕作業が完了した後のレーザー試験の結果を使う。

図 3.8 に TOP カウンター全 16 スロットで検証した結果を示す。前節で述べた基準に従って光学接着が剥がれている MCP-PMT を区別し、赤い楕円で囲んである。全 512 個の MCP-PMT のうち、剥がれがあると疑われるものは 24 個存在した。また、34 個の MCP-PMT は ASIC の不調が半分以上を占めており、検証できなかった。

この結果から粒子識別性能へ及ぶ影響を大まかに計算してみる。仮に 24 個の MCP-PMT が全て剥がれているとすると、検証できた MCP-PMT のうち 5% で光学接着が剥がれていることになる。剥がれ箇所にあたった光子のうち、3 分の 1 の光子は全反射角以上の角度を持って必ず反射し、残りはおおよそ 10% が反射すると仮定すると、全光子のうち 2% が反射される。TOP カウンターの粒子識別性能はおおよそ検出光子数の平方根をとった値に比例するので、検出光子数が想定値の 98% である場合、粒子識別性能は想定値の約 99% である。

次節では宇宙線試験のデータを用いて同様の光学接着剥がれの検証を行い、本節の結果の妥当性を考察する。

#### 3.1.4 宇宙線試験での検証結果

前節でレーザー試験結果を用いて検証した手法は、宇宙線試験を行ってチェレンコフ光の検出光子数をチャンネルごとに確認しても同様に検証することができる。レーザー試験よりもデータ量が少なく、また TOP カウンターの一部のスロットでしか宇宙線試験を行っていないが、前節の剥がれ箇所を宇宙線試験で再度確認することは検証結果の妥当性をみる上で有効である。

宇宙線試験を行う際には、トリガーを出すためのシンチレーションカウンターを TOP カウンターの近くに設置した。図 3.9 に TOP カウンターのインストール後から最初に磁場をかける前の間に行った宇宙線試験でのトリガーカウンターを示す。ここでは 2 個のシンチレータを使い、対角にある 2 つの TOP カウンターを宇宙線が通過するデータを取得した。また、中心の支柱は回転可能であり、TOP カウンターの対角ペアをそれぞれ順番に試験した。(ただし、水平に近い対角ペアについてはデータを取得していない。) 図 3.10 には PMT モジュール回転に対する修繕作業後に宇宙線試験を行った時のトリガーカウンターを示す。こちらはデータ取得時間を短縮するため、6 個のシンチレータで対角の TOP カウンターを 3 ペアずつデータ取得し、次にシンチレータの位置を変えて反対側の対角ペアに対してデータ取得した。

得られた宇宙線試験のデータのうち、読み出し回路などの問題があったスロットを除き、7 つのスロットで MCP-PMT の光学接着剥がれを検証できた。図 3.11 にその結果と前節で同じスロットを検証した結果を並べる。(上側が前節の結果、下側が本節の宇宙線試験での結果である。) 2 つの試験両

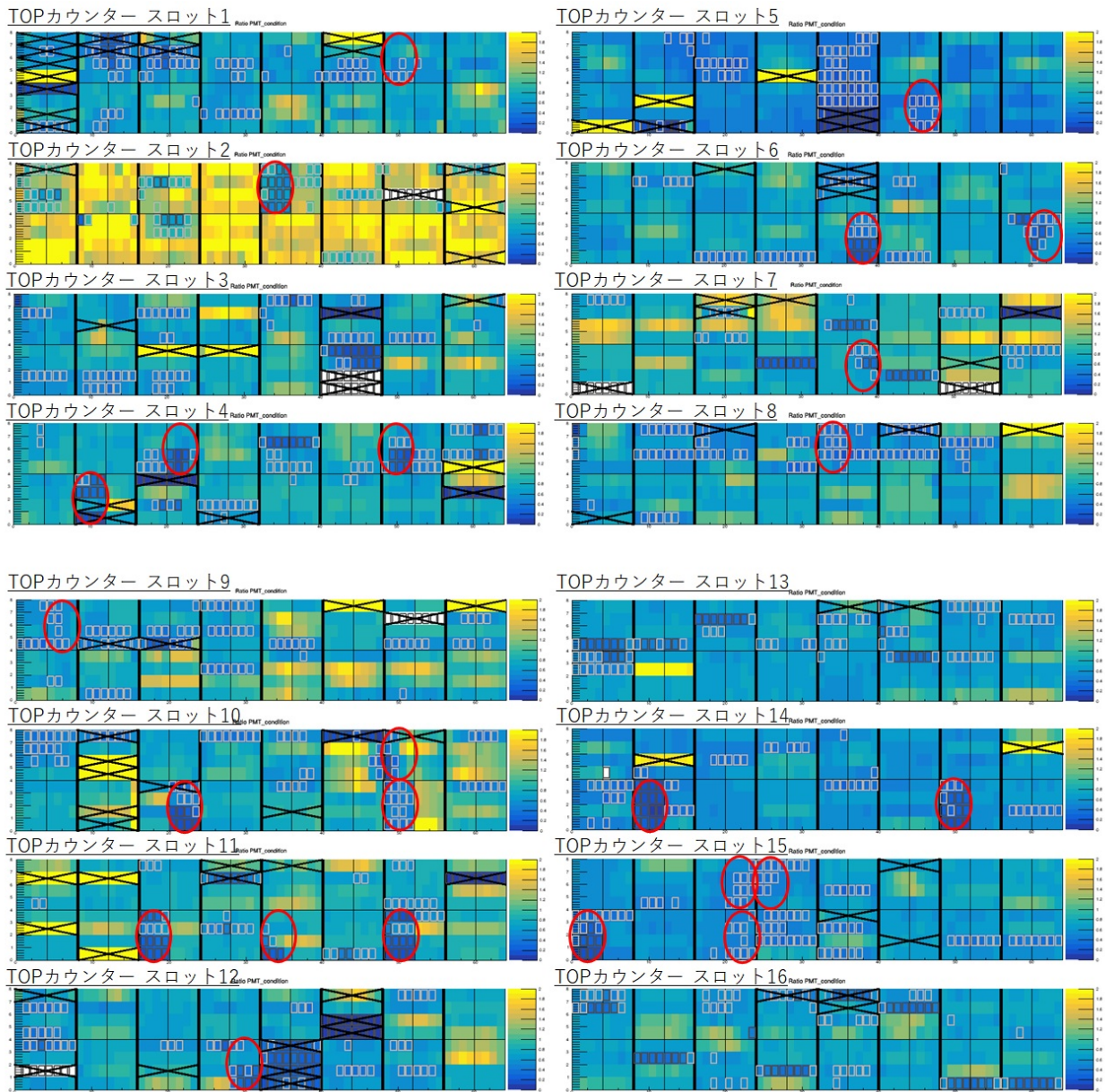


図 3.8: PMT モジュール内部での MCP-PMT 光学接着剥がれの検証結果 (レーザー試験)  
 TOP カウンター全 16 スロットで MCP-PMT の接着剥がれが起きる前と起きた後のレーザー試験での検証結果。赤丸が接着剥がれの疑いのある MCP-PMT で、検証できた MCP-PMT のうち約 5%にあたる。

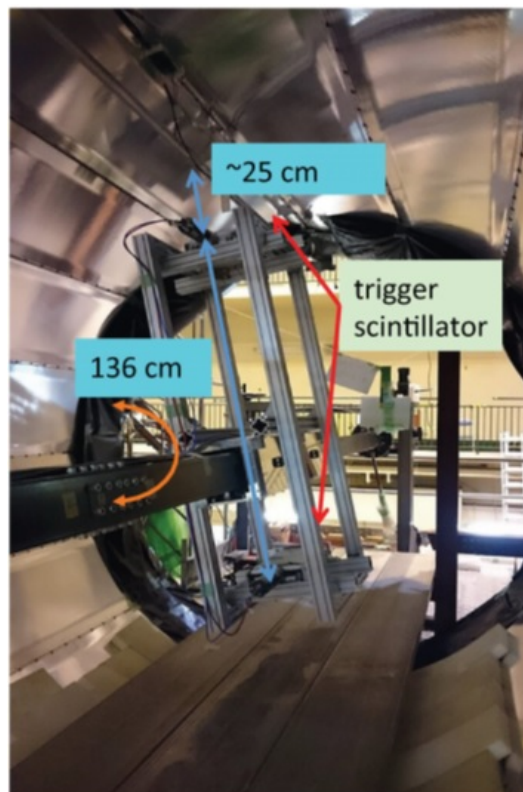


図 3.9: 宇宙線試験用トリガーシンチレータ (2016 年 6 月)

2つのシンチレータと回転可能な支柱を用いたトリガーカウンター。対角位置にある TOP カウンターを通った宇宙線をトリガーする。1つの対角ペアでのデータ取得が終わる度、支柱を回転させて別のペアでデータ取得を行う。

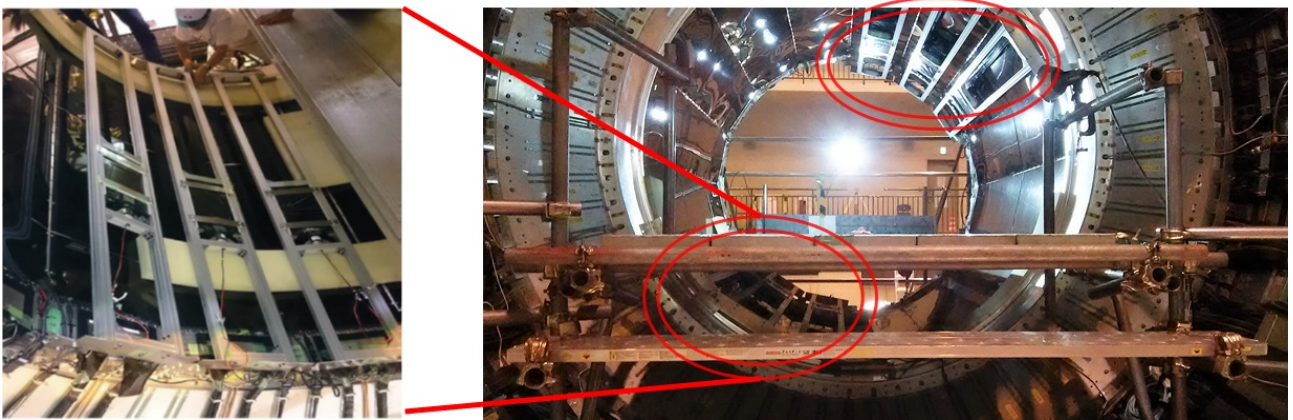


図 3.10: 宇宙線試験用トリガーシンチレータ (2016 年 10 月)

6 つのトリガーシンチレータをそれぞれ TOP カウンターの近くに配置し、3 つの対角ペアでデータ取得を行う。図の配置でデータ取得を終えると、続いて左右反対側に配置し、合計 6 ペア分のデータを取得する。

方で剥がれありと判定される MCP-PMT が 6 個、一方で、レーザー試験では剥がれありと判定されながら、宇宙線試験ではそうでない MCP-PMT も 6 個であった。(宇宙線試験でのみ剥がれありと判定される MCP-PMT はなかった。) 以上から、宇宙線でクロスチェックを行うと、前節で剥がれありと判定された MCP-PMT の半数は確からしく、もう半数は実際には剥がれていないと推定できる。

## 3.2 石英輻射体の状態検証

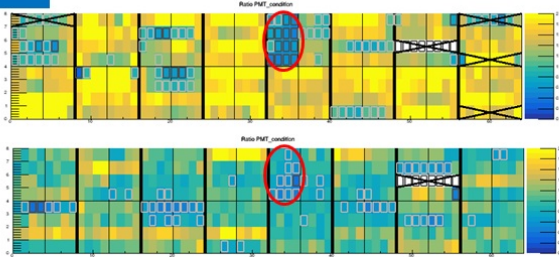
TOP カウンターの石英輻射体には MCP-PMT との光学接着のみならず、石英同士を接着している箇所がある。万が一それらに大きな剥がれが生じると TOP カウンターの粒子識別性能に多大な悪影響を及ぼす。そのため、TOP カウンターの製作時、インストール時ともに入念な研究のもと細心の注意を払っているが、光子のデータから石英同士の接着を検証する手法を開発することは、現在及び今後 10 年に及ぶ実験の最中に劣化などが起きていないかを知るために必要な仕事である。

この節では、TOP カウンターに粒子が入射した際のチェレンコフ光を用いて接着面の検証を行う手法について説明し、シミュレーションにおいてその手法がどの程度機能するかを 1 例をあげて確認する。

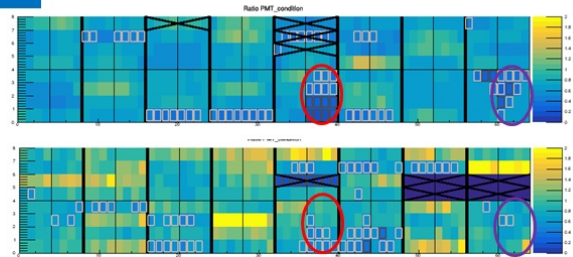
### 3.2.1 接着面検証のためのチェレンコフ光解析手法

より小さな接着剥がれを発見するには、チェレンコフ光子がどの位置を通過するとき反射をおこすのかが分かると良い。そこで私は、MCP-PMT の出力データ及び Belle II 検出器の中央飛跡検出器

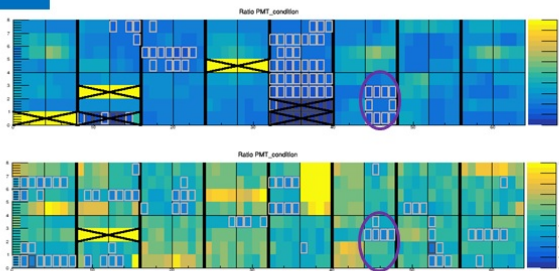
Slot 02



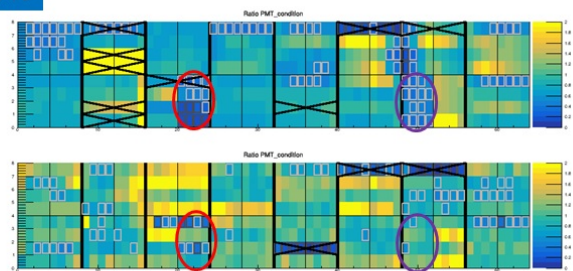
Slot 06



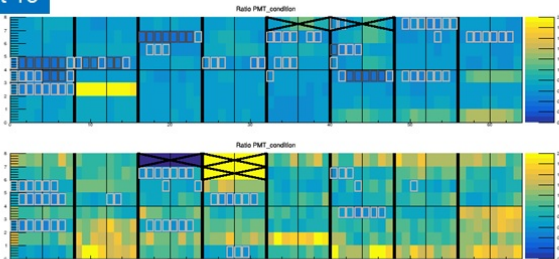
Slot 05



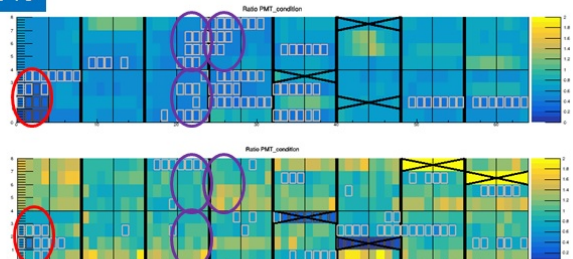
Slot 10



Slot 13



Slot 15



Slot 14

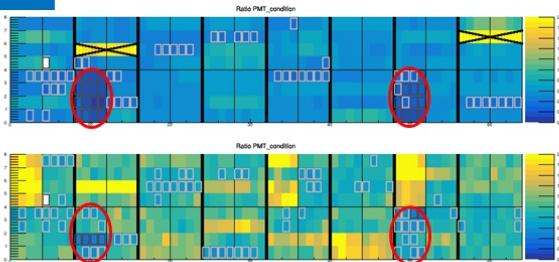


図 3.11: MCP-PMT 光学接着剥がれの検証結果の比較 (レーザー試験と宇宙線試験)

上側がレーザー試験、下側が宇宙線試験での検証結果。宇宙線試験のデータに問題がなかったスロットでの比較。赤丸は両方の検証結果で接着剥がれと判定された MCP-PMT、紫の丸はレーザー試験でしか接着剥がれと判定されなかったもの。レーザー試験で発見された剥がれのうち、約半数が宇宙線試験でも見られた。



(CDC) の飛跡情報を用いて個々のチェレンコフ光子の伝搬経路を計算することを試み、その結果から接着剥がれを発見する手法を開発した。この節ではその手法について順を追って述べる。

### 1. チェレンコフ光子の伝搬経路計算

チェレンコフ光の発生位置とチェレンコフ角度は粒子の飛跡、運動量、そして種類から分かる。ここで、飛跡は CDC で測定され、運動量は磁場中での飛跡の曲がり具合から求めることができる。そして粒子の種類は KLM 検出器で特定可能なミュー粒子を用いれば良い。これは電子・陽電子衝突実験でも、宇宙線実験でも同様である。また、宇宙線実験の場合、無磁場環境で行われることもあるが、宇宙線が上下の KLM 検出器を貫通しているデータを用いると、運動量が  $1 \text{ GeV}/c$  以上のミュー粒子を選び出すことができ、この時のチェレンコフ角度は数 mrad 程度の誤差で決定できる。

以上の条件を満たすデータであれば、粒子の入射位置から TOP カウンターで光子を検出した位置までをつなぐことでとり得るチェレンコフ光の進行方向が分かる。ただし、石英輻射体の厚みの範囲でいつチェレンコフ光が発生したかは分からないので、ここではちょうど中央でチェレンコフ光が生成したと仮定し、かつ MCP-PMT での光子検出位置の Y 方向の位置 (石英厚み方向の位置) は無視した 2 次元平面でチェレンコフ光の向きを求め、それを満たすチェレンコフコーン上の方向を光子の進行方向とする。図 3.12 はある条件で粒子が TOP カウンターに入射したイベントの検出光子の時刻分布と、そのイベントで光子が伝搬した経路をいくつか示す。光子の検出位置 X の情報だけでは図 3.12 の右図の a と c の経路があるように、伝搬経路は複数存在する。しかし、異なる伝搬経路をたどった光子は多くの場合検出時刻に違いがある。そこで次は、検出時刻の情報から、正しい伝搬経路を得る方法を説明する。

### 2. 粒子ヒット時刻の決定

どの伝搬経路が正しいか決定するには、チェレンコフ光が発生した時刻 (およそ粒子が TOP カウンターにヒットした時刻に近い) を知る必要がある。それは、光子の検出時刻から伝搬時間を差し引いた値がチェレンコフ光の発生時刻にほぼ一致するためである。(厳密には MCP-PMT 内での時間特性も存在する。) 電子・陽電子衝突実験であれば衝突時刻と粒子の飛跡、運動量から TOP カウンターへのヒット時刻が計算できるが、ここでは TOP カウンターの情報を用いてチェレンコフ光の発生時刻を決定する。そのためにまず、1 回の粒子ヒットで得られた全ての検出光子について、図 3.12 の右図の平面上で最短距離の伝搬時刻を計算する。ここでの平面上での最短距離とは石英輻射体の位置  $X = \pm 22.5(\text{cm})$  の壁面や鏡面で反射せずに検出位置まで至る経路である。ある 1 つの経路での伝搬時間を求めているので、光子の検出時刻からこれを差し引いた値は、一部ではチェレンコフ光の発生時刻に等しく、それ以外ではおよそランダムな時刻を示す。そこで、この時の検出時刻と伝搬時間の差の分布に対して、適当な時間幅のウィンドウでスキャンし、光子イベントの数が最大になる時刻を見つければ、それがチェレンコフ光の発生時刻である可能性が高い。特に、この最短の伝搬経路をとりうるチェレンコフコーンの割合が多い入射条件の時などはこの方法が成功しやすい。そういったイベント選別を行うと、シミュレーション上ではおよそ  $200 \text{ ps}$  の精度で目的の時刻が得られた。

### 3. 光子の伝搬経路計算と選別

チェレンコフ光の発生時刻が分かれば、後は検出時刻を満たす最適な伝搬時間の経路を計算すればよい。しかしながら、時間分解能の範囲で検出時間は変動し、伝搬経路の計算にも MCP-PMT の検出位置分解能や CDC の角度分解能に由来する時間の揺らぎが存在する。そこで、伝搬経路の候補は、

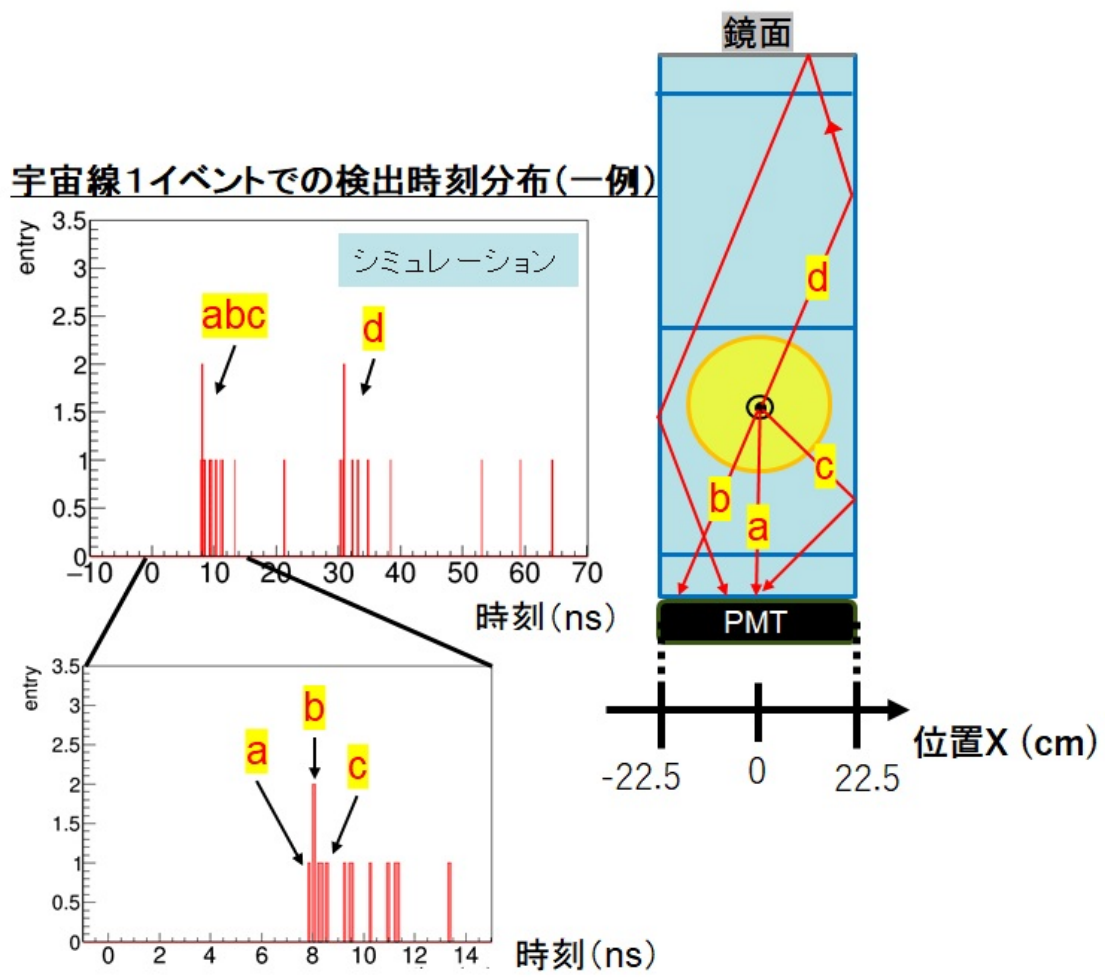


図 3.12: チェレンコフ光の伝搬経路と検出時刻のイメージ

先ほど計算した平面上での最短経路の他、石英輻射体の位置  $X = \mp 22.5(\text{cm})$  の壁面で一回反射しているもの及び、鏡面で一回反射しているものの4通りに絞る。このうちチェレンコフ光発生時刻から伝搬して最も検出時刻に近くなる経路を真の伝搬経路の候補とする。最後に、(光子検出時刻 - チェレンコフ光の発生時刻 - 伝搬時間) が0に近いデータだけを取り出せば、伝搬経路の計算に成功した光子を多く含むデータセットが得られる。

### 3.2.2 シミュレーションにおける検証能力

この節では、Belle II 検出器の宇宙線シミュレーションを活用し、TOP カウンターの石英輻射体に剥がれがある場合の宇宙線試験サンプルと剥がれないときのサンプルを使い、3.2.1 節述べた手法を用いて、検出光子の伝搬経路を用いた剥がれ検出を試みる。

ここでは、剥がれのある部分において、石英と空気的全反射角である約0度付近でイベント数が減少するという特徴が現れているか否かを確認する。まず、接着面を位置  $X$  で5 cm 刻みに分割し、データセットの光子を、どの領域を通過したかで分ける。その後、各領域で接着面に対する光子の入射角度の分布をヒストグラムにする。これを、剥がれの無いシミュレーション(参照用)と剥がれのあるシミュレーション(検証用)それぞれで作成し、0度から30度のイベント数の合計で規格化した後、角度ごとにイベント数の比をとる。その比の角度分布のうち、30度から50度の範囲をステップ関数

$$1 - \frac{[0]}{(1 + \exp(-[1](x - [2])))} \quad (3.1)$$

でフィットし、ステップ関数の減少割合と減少が始まる角度をチェックする。

図 3.13 はプリズムと石英板で100%の接着剥がれがあるときの検証結果である。このフィット結果では約80%が剥がれており、ステップする角度はおよそ40度である。剥がれ割合が20%ずれたのは、データセットの中に伝搬経路の計算を間違った光子が含まれていることが原因と思われる。今後、光子の伝搬経路計算の部分を見直し、剥がれ割合の測定精度を向上させる。

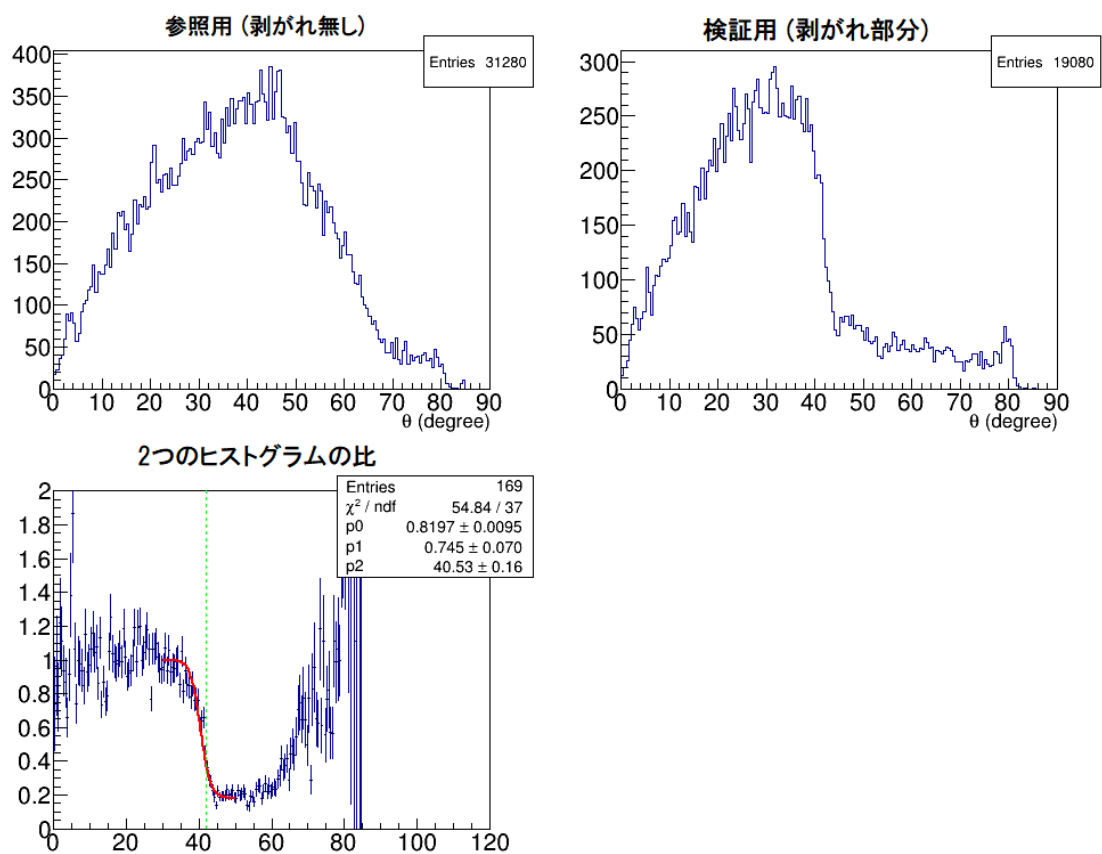


図 3.13: プリズムと石英間の接着剥がれ測定能力の検証 (シミュレーション)  
 左上の図と右上の図の比をとり、入射角度に依存したイベント数の減少を検証する。

## 第4章 結論

私は、Belle II 実験で運用する新型粒子識別装置、TOP カウンターの実機が目標の性能を達成できるかという検証を行った。特に、TOP カウンターの性能を左右する重要なパラメータとして、1 光子の検出時間分解能と検出光子数をあげ、それぞれに影響する事柄を研究し、個別に目標性能に対する達成率を見積もった。

1 光子検出の時間分解能の検証では、読み出し回路が波形解析するなかで信号の検出時刻を決定する精度に着目した。現状のパルスレーザー試験で光子の時間分解能が約 100 ps であった問題の原因を読み出し回路の仕組みから考察し、目標の時間分解能 50 ps を達成できるのかを検証した。その考察にあたり、簡易なシミュレーションを作成して信号波形とその解析手法を模造し、2 つの検証を行った。1 つ目は波形解析において関数フィットを用い、ベースライン電圧のふらつきに影響されにくい解析手法を採用することである。その結果、関数フィットの手法を用いれば、1 光子検出の時間分解能は約 80 ps になると分かった。2 つ目はパルスレーザー試験を行った時点で存在していた、読み出し回路でのサンプリング時の増幅率の問題である。サンプルごとの増幅率が非一様であることが、時間分解能を悪化させる可能性を追求した。その結果、増幅率の非一様性により、読み出し回路のサンプリング時間間隔の較正にバイアスが現れることを突き止めた。これは Belle II 実験の電子・陽電子衝突実験では解消される問題なので、本番での時間分解能は今回のパルスレーザー試験での値よりも向上する。以上の 2 点を大まかに計算し、1 光子検出の時間分解能は 50 ps から 60 ps 程度に改善されると見込んだ。この場合、TOP カウンターの粒子識別性能は想定値の 80% 以上である。

検出光子数に関する検証では光学接着の剥がれについて考察した。

MCP-PMT と石英の間の接着面では、励磁の際に MCP-PMT が磁場から力を受けて回転し、光学接着剥がれを起こした事態について、レーザー試験、あるいは宇宙線試験での読み出しチャンネルごとの光子検出率の変動から剥がれ位置を検証する手法を開発した。それを活用して、まず PMT モジュールの回転による光学接着の破れを探し、修繕作業を行う際の 1 つの参考にした。修繕作業終了後には、この手法で光学接着の破れが発見されないことを確認し、続いて PMT モジュール内部の MCP-PMT の接着剥がれについて検証した。レーザー試験データでの検証の結果、この問題による光学接着剥がれの割合は全光電面の領域に対して約 5% であると結論付けた。これにより TOP カウンターの粒子識別性能は、目標値と比較して 1% 程度悪化する可能性がある。

## 謝辞

本論文の執筆にあたり、飯嶋徹教授、居波賢二准教授をはじめとする研究室の皆様にも多大なご協力を頂きました。指導教員である飯嶋教授には、研究への視野が狭くなってしまう私に、行っている解析の意義を常に心に留めるようにと諭して頂きました。また、素粒子物理業界へインパクトのある物理解析について日々の研究活動やセミナー等から模索する姿勢、この分野における一人の研究者として志を持つようにとのご指導、大変ありがたく思います。居波准教授からは、Belle II 検出器や TOP カウンターについて、膨大な知識から多くの助言を頂きました。それらが無ければ、本研究の進展はなかったと言えます。前田陽祐研究員、松岡広大研究員、鈴木一仁研究員は、アドバイスをくださるとともに、研究への理解を深めるための議論にお付き合い頂き、感謝致します。他にも研究室の方々には、力を与えられることばかりでした。特に、私と同じ学生の皆様が頑張っている姿は本当に励みになりました。

さらに、TOP カウンターのデータ取得に関連し、ご尽力くださる TOP グループの皆様、統合宇宙線試験の折にお付き合い頂いた DAQ グループ、CDC グループをはじめとする皆様に尊敬の念を抱くとともに、厚く御礼申し上げます。ありがとうございました。

## 参考文献

- [1] T.Abe et al. (Belle II Collaboration), arXiv:1011.0352 (2010)
- [2] Jolanta Brodzicka et al. (Belle Collaboration), Prog. Theor. Exp. Phys. (2012) 04D001
- [3] 有田義宣 修士論文, “Belle II 実験 TOP カウンターの実機仕様決定に向けた光検出器の改良と K/識別性能評価”, (2011)
- [4] 廣瀬茂輝 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”, (2013)
- [5] 古村大樹 修士論文, “Belle II TOP カウンター量産のための PMT アセンブリ手法の確立” (2015)