

# 修士論文

## Belle II実験TOPカウンターの 位置・時間較正

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

学籍番号 261701288

千賀 智史

平成 31 年 3 月 28 日

## 概要

Belle II 実験は電子・陽電子を衝突させ、 $B$  中間子や  $\tau$  粒子などの崩壊を精密に測定することで、標準理論では説明できない新物理の発見を目指している。これらの事象を精密に再構成するためには、終状態に多く含まれる  $\pi/K$  中間子の正確な識別が必要である。私たちは粒子識別装置として Time-Of-Propagation (TOP) カウンターを開発し、Belle II 検出器のバレル部分に全 16 モジュールインストールした。TOP カウンターは、石英輻射体とその片側端面に設置した PMT からなるリングイメージ型チェレンコフ検出器である。荷電粒子が石英を通過するとチェレンコフ光が放出され、PMT によって光子の検出位置・時間情報が測定される。

粒子識別は、荷電粒子の運動量と入射位置を使って予想検出位置・時間分布を計算し、粒子の種類を仮定したときの尤度を比較することで行う。したがって、識別能力は TOP カウンターの設置位置と時間原点に依存し、位置・時間較正が必要となる。較正目標精度は、積分ルミノシティ  $50 \text{ ab}^{-1}$  に相当する統計量の  $B \rightarrow \rho\gamma$  と  $B \rightarrow K^*\gamma$  の 2 モードを使い、理想的な位置・時間のときに対して  $\pi/K$  の識別個数が有意に変化しない範囲とし、位置 2-5 mm、角度 1-3 mrad、時間 10 ps 以内を目指すこととした。

TOP カウンターの位置・時間較正として、まずモジュール間の時間を合わせるために、宇宙線事象を利用した。チェレンコフ光子の検出情報から宇宙線がモジュールに当たった時間を推定し、2 モジュール間の時間差が飛行時間と等しくなるように較正した。シミュレーションでこの手法が次の較正に必要な精度で較正できることを確認した。実際のデータに適用したところ、最大で 1.5 ns のずれを較正することに成功し、またレーザーによる結果と一致することが確認できた (図 1)。

次に、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用い、 $\mu$  粒子仮定の尤度が最大になるように、位置・時間を較正する手法を確立した。まず理想的な位置・時間の下でこの手法をシミュレーションで試験したところ、最大で位置 2 mm、角度 1 mrad、時間 1 ps のバイアスを持っていたが、いずれも目標精度内であることが確認できた。また、位置・時間をずらした状態でも同様の試験を行ったところ、一定のバイアスを保ったまま正しい値を得られ、この手法が正しく動作することが確認できた。また、本手法を実データに手法に用いることで、データ取得中に時間が変動しているという問題を新たに明確にした (図 2)。

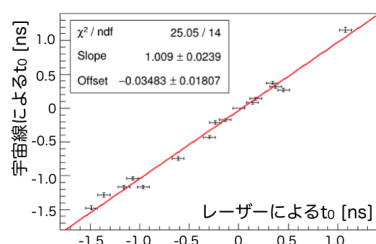


図 1: 宇宙線を用いたときとレーザーを用いたときの、それぞれの時間原点較正の結果。1つの点が1モジュールに対応しており、独立した手法で結果が一致している。

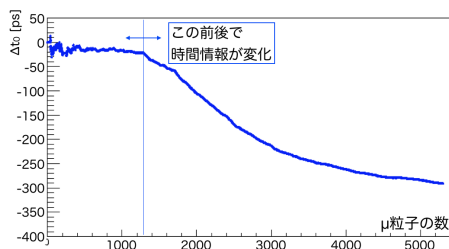


図 2: ある TOP モジュールでの時間情報の変化の様子。 $\mu$  粒子の数がおよそ 1200 個の時点で、この TOP モジュールの時間情報が 300 ps ほど変動している。

# 目次

<b>第 1 章 Belle II 実験 TOP カウンター</b>	<b>5</b>
1.1 Belle II 実験	5
1.1.1 SuperKEKB 加速器と Belle II 実験	5
1.1.2 Belle II 検出器	6
1.2 TOP カウンター	8
1.2.1 TOP カウンターの概要	8
1.2.2 粒子識別手法	10
1.2.3 TOP カウンターのインストール	11
1.2.4 較正の流れ	14
1.3 本論文の内容	16
<b>第 2 章 較正目標精度</b>	<b>17</b>
2.1 較正すべきパラメータ	17
2.2 識別性能の評価方法	17
2.3 パラメータがずれたときの識別能力と較正目標精度の決定	21
<b>第 3 章 宇宙線を用いたモジュールごとの時間較正</b>	<b>30</b>
3.1 較正手法の原理	30
3.2 シミュレーションによる手法の評価	35
3.3 宇宙線データを用いた時間較正	39
3.3.1 データ取得	39
3.3.2 較正結果	40
3.3.3 レーザーによる結果との比較	41
<b>第 4 章 電子・陽電子衝突事象を用いた TOP カウンターの位置・時間較正</b>	<b>42</b>
4.1 較正手法の原理	42
4.2 シミュレーションによる手法の評価	43
4.2.1 理想的な位置・時間の下での結果	43
4.2.2 位置・時間をずらしたときの結果	46
4.3 実データの解析	56
4.3.1 実データの取得状況	56
4.3.2 較正結果とインストール時の測定との比較	56
4.3.3 モジュール 10 の調査	59
<b>第 5 章 結論</b>	<b>61</b>
<b>付録 A TOP 座標から Belle II 座標への変換</b>	<b>62</b>

<b>付録 B 位置・時間較正での誤差の評価</b>	<b>64</b>
B.1 $\hat{p}$ の各パラメータの相関	64
B.2 衝突データでの誤差の導出	64

# 目次

1.1	$b \rightarrow d$ (または $s$ ) $\gamma$ のダイアグラム	5
1.2	SuperKEKB 加速器全体の模式図	6
1.3	Belle II 検出器	7
1.4	チェレンコフ光が伝播する様子	9
1.5	TOP カウンターの外観	9
1.6	MCP-PMT	10
1.7	$\pi$ 中間子と $K$ 中間子の PDF	11
1.8	Belle II 検出器の側面図	12
1.9	Backward 側から見たときの TOP の端面	13
1.10	TOP モジュール全体の外観	13
1.11	インストールされた TOP モジュール	14
1.12	ECL フランジの位置測定に使用されたカメラ	14
1.13	レーザー測定のセットアップ	15
1.14	チャンネルごとの時間較正の原理	15
2.1	較正する位置のパラメータ	17
2.2	$B \rightarrow \rho\gamma$ の崩壊の様子	18
2.3	$M_{bc} > 5.2 \text{ GeV}/c^2$ の分布	19
2.4	$ \Delta E  < 0.4 \text{ GeV}$ の分布	19
2.5	FOM の数値	20
2.6	$\rho$ の不変質量	20
2.7	$\rho$ の不変質量カット後の $B$ の不変質量	21
2.8	$\Delta x$ を変化させたときの相対識別効率の変化	22
2.9	$\Delta x$ を変化させたときの相対誤識別率の変化	23
2.10	$\Delta y$ を変化させたときの相対識別効率の変化	23
2.11	$\Delta y$ を変化させたときの相対誤識別率の変化	24
2.12	$\Delta z$ を変化させたときの相対識別効率の変化	24
2.13	$\Delta z$ を変化させたときの相対誤識別率の変化	25
2.14	$\Delta\alpha$ を変化させたときの相対識別効率の変化	25
2.15	$\Delta\alpha$ を変化させたときの相対誤識別率の変化	26
2.16	$\Delta\beta$ を変化させたときの相対識別効率の変化	26
2.17	$\Delta\beta$ を変化させたときの相対誤識別率の変化	27
2.18	$\Delta\gamma$ を変化させたときの相対識別効率の変化	27
2.19	$\Delta\gamma$ を変化させたときの相対誤識別率の変化	28
2.20	$\Delta t_0$ を変化させたときの相対識別効率の変化	28
2.21	$\Delta t_0$ を変化させたときの相対誤識別率の変化	29

3.1	宇宙線 $\mu$ 粒子が2つの TOP モジュールを通過する様子	30
3.2	1つの $\mu$ 粒子が TOP に入射したときの光子の検出時間分布と伝播時間補正後の時間分布	31
3.3	2 ns の時間ウィンドウと時間分布	32
3.4	宇宙線が TOP に当たった推定時刻と MC の時間情報の差 (モジュール 1-8)	33
3.5	宇宙線が TOP に当たった推定時刻と MC の時間情報の差 (モジュール 9-16)	34
3.6	モジュールペア (4,11) での $\Delta t$ 分布	36
3.7	モジュールペア (4,12) での $\Delta t$ 分布	36
3.8	モジュールペア (5,13) での $\Delta t$ 分布	37
3.9	時間原点がそろっていない場合のモジュールペア (4,12) での $\Delta t$ 分布	38
3.10	時間原点がそろっていない場合のモジュールペア (5,13) での $\Delta t$ 分布	38
3.11	$\chi^2$ フィットによる結果と期待値	39
3.12	データでのモジュールペア (4,12) の $\Delta t$ 分布	40
3.13	宇宙線データの $t_0$ の結果	40
3.14	本手法とレーザーによる較正の比較	41
4.1	$\Delta z$ が更新されていく様子	43
4.2	モジュール4の $\hat{p}$ の各パラメータの較正の様子	44
4.3	$\hat{p}$ の各パラメータの平均値と統計量の関係	45
4.4	$\Delta x$ をずらしたときの結果	47
4.5	$\Delta y$ をずらしたときの結果	48
4.6	$\Delta z$ をずらしたときの結果	49
4.7	$\Delta\alpha$ をずらしたときの結果	50
4.8	$\Delta\beta$ をずらしたときの結果	51
4.9	$\Delta\gamma$ をずらしたときの結果	52
4.10	$\Delta t_0$ をずらしたときの結果	53
4.11	較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta x$ )	57
4.12	較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta y$ )	57
4.13	較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta z$ )	57
4.14	較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta\alpha$ )	58
4.15	較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta\beta$ )	58
4.16	較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta\gamma$ )	58
4.17	$\Delta t_0$ の較正結果	59
4.18	モジュール 10 での $\Delta t_0$ の移り変わりの様子	59
4.19	TOP bad run 前後でデータの順序を入れ替えたときの、モジュール 10 の $\Delta t_0$ の移り変わり	60
A.1	Belle II 検出器の座標系	62
A.2	TOP カウンターの座標系	62
A.3	$\xi_i$ の意味する角度	63
B.1	各パラメータの相関係数	64

# 第1章 Belle II実験 TOPカウンター

素粒子標準模型はこれまでの素粒子実験で観測した測定結果をよく予言している。その一方で、質量の起源や物質優勢の宇宙など、説明できない問題も多く存在しており、標準模型を超えた新物理が存在していると期待される。新物理の探索方法として、ある粒子の崩壊モードから生成される終状態粒子を精密に測定することで、新物理の寄与を間接的に見る方法がある。間接測定では、高いエネルギーで粒子を衝突させて、新粒子を直接生成・観測する探索方法よりも、さらに高いエネルギースケールでの新物理の寄与を見ることができる。

## 1.1 Belle II実験

### 1.1.1 SuperKEKB 加速器と Belle II 実験

Belle II 実験は大量の  $B$  中間子や  $\tau$  粒子などを生成し、その崩壊を精密に測定することで新物理の寄与を観測することを目指している。わたしは、Belle II 実験で重要となるモードの1つである  $B \rightarrow \rho(K^*)\gamma$  に着目した。この崩壊はクォークレベルでは図 1.1 のようなダイアグラムで表現され、それぞれの崩壊分岐比を測定することで、 $|V_{td}/V_{ts}|$  を求めることができる。超対称性を考慮した理論ではこの数値は標準模型からずれると予想されている [1]。 $\rho$  は  $\pi\pi$  に、 $K^*$  は  $K\pi$  に崩壊するため、それぞれの崩壊分岐比を精密に測定するためには終状態粒子である  $\pi$  中間子や  $K$  中間子を精密に識別することが求められる。

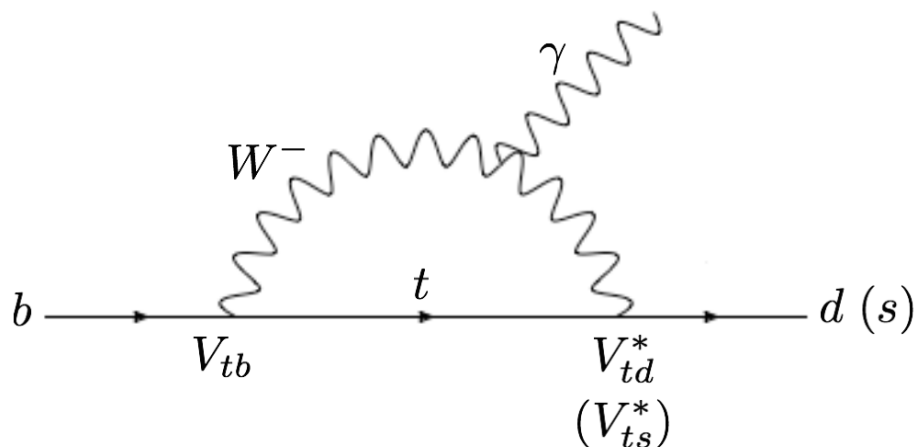


図 1.1:  $b \rightarrow d$ (または  $s$ ) $\gamma$  の遷移を表したダイアグラム。標準模型では、 $b$ (または  $s$ ) クォークから  $d$  クォークへの遷移は  $W^-$  を媒介粒子とするループでのみ発生する。このモードを精密に測定することで新物理の寄与を調べる。

高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある SuperKEKB(図 1.2) は周長約 3 km の加速器であ

る。superKEKBは電子ビームを7 GeVに、陽電子ビームを4 GeVに加速し、それらを重心系エネルギー  $\sqrt{s} = 10.58$  GeV で衝突させる。このエネルギーは、ほとんどが  $B$  中間子対に崩壊する  $\Upsilon(4S)$  中間子の質量に一致しており、 $B$  中間子の崩壊をクリーンな環境で観測できる。superKEKB 加速器は瞬間ルミノシティ  $8.0 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  という世界最高のルミノシティを目指し、Belle II 実験は  $50 \text{ ab}^{-1}$  のデータを収集する予定である。

2017年に Belle II 検出器がビーム軸にロールインされ、以降各種データを用いて検出器の較正、性能評価が行われている。同年8月、2018年2月には宇宙線データを取得した。2018年3月から7月までは電子・陽電子ビームの衝突運転が実施され、検出器の性能評価や物理解析のためのデータを取得した。現在は、2019年2月から再開される衝突運転に向けて準備がなされている。

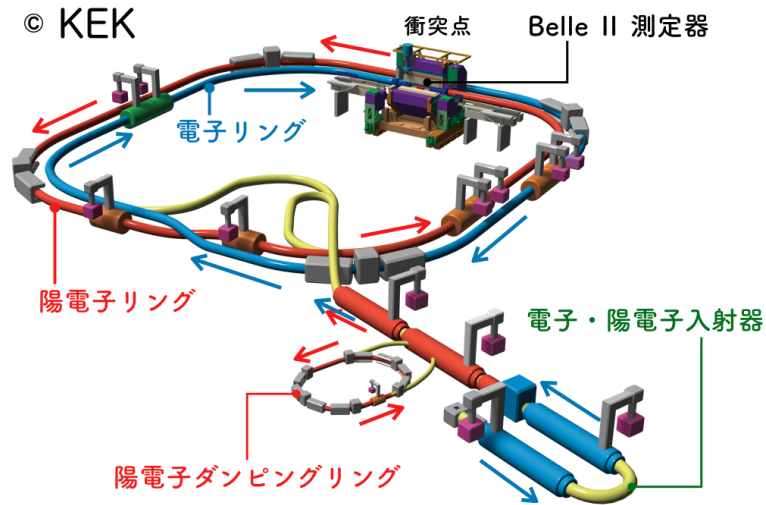


図 1.2: SuperKEKB 加速器全体の模式図 [2]

### 1.1.2 Belle II 検出器

図 1.3 は Belle II 検出器の全体図を示している。ビームパイプに近い方から、崩壊点検出器 (PXD、SVD)、中央飛跡検出器 (CDC)、粒子識別装置 (TOP、ARICH)、電磁カロリメータ (ECL)、ソレノイド電磁石、 $K_L$  中間子・ $\mu$  粒子検出器 (KLM) の順に設置されている。[3]



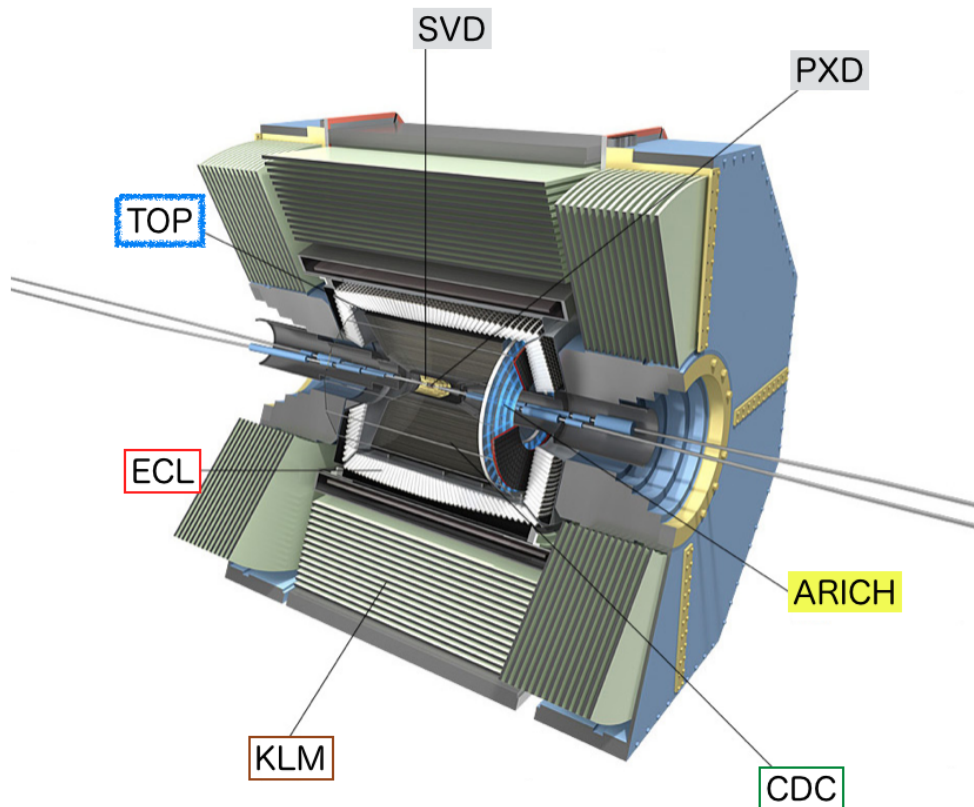


図 1.3: Belle II 検出器 [4]

### 崩壊点検出器 (PXD、SVD)

Belle II 検出器では最内層に設置されている。崩壊点検出器はシリコン半導体センサーを使用しており、荷電粒子がシリコンを通過したときに生成される電子・正孔対を電気信号として読み出し、粒子の通過位置を  $10 \mu\text{m}$  の精度で検出する。 $B$  中間子は  $O(100 \mu\text{m})$  飛行したのち崩壊するため、 $B$  中間子の飛行距離を十分に検出できる。崩壊点検出器は計 6 層あり、内側 2 層がピクセル検出器 (PXD)、外側 4 層がシリコンバーテックス検出器 (SVD) となっている。

### 中央飛跡検出器 (CDC)

SVD の外側には、内径 160 mm、外径 1130 mm の円筒形のドリフトチェンバーが設置されている。内部はヘリウムとエタンの混合ガスで満たされており、荷電粒子が通過することでガスが電離され、その電気信号を読み取ることで飛跡を再構成する。Belle II 検出器は 1.5 T の磁場がかかっており、荷電粒子の飛跡の曲率を測ることで、運動量を測定することができる。また、荷電粒子のエネルギー損失  $dE/dx$  を電気信号の大きさに測ることで粒子識別を行うこともできる。

## 粒子識別装置 (TOP、ARICH)

バレル部分とエンドキャップ部分で、それぞれ Time-Of-Propagation (TOP) カウンターと Aerogel-Ring-Imaging-Cherenkov (ARICH) 検出器が設置されている。ともに、荷電粒子から放出されるチェレンコフ光を検出することで粒子識別を行っており、チェレンコフ輻射体として、TOP は石英 (屈折率  $n \sim 1.47$ )、ARICH はエアロジェル (屈折率  $n \sim 1.05$ ) を用いている。チェレンコフ光の放出角は荷電粒子の速度に依存しており、それにより TOP はチェレンコフ光の伝播時間を、ARICH はリングイメージを測定することで粒子識別を行う。TOP については、詳細を 1.2 節で説明する。

## 電磁カロリメータ (ECL)

バレルとエンドキャップ部分に設置されている。ECL は CsI(Tl) で構成されており、入射した電子や光子が電磁シャワーを起し、エネルギーに比例した量の光が発生する。これらの光をフォトダイオード検出することで、電子や光子のエネルギーを測定することができる。

## $K_L$ 中間子・ $\mu$ 粒子検出器 (KLM)

貫通力の高い中性  $K_L$  中間子と  $\mu$  粒子を検出する。1.5 T の電磁石の外側に位置しており、Belle II 検出器では最外層に設置されている。KLM は鉄と RPC (Resistive Plate Chamber) あるいはシンチレーターのサンドイッチ構造となっている。 $K_L$  中間子はハドロンのため、鉄との相互作用でハドロンシャワーを起し、その信号が検出される。

## 1.2 TOP カウンター

### 1.2.1 TOP カウンターの概要

荷電粒子が輻射体内を、光速を超える速さで通過したとき、図 1.4 のように開き角  $\theta_C$  でチェレンコフ光が放出される。チェレンコフ光は輻射体中を全反射しながら伝播し、MCP-PMT によって検出される。また、チェレンコフ光は円錐状に放出されるため、放出方向によっていろいろな経路を通る。

荷電粒子の質量を  $m$ 、運動量を  $p$ 、速度を  $\beta$ 、輻射体の屈折率を  $n$  としたとき、

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} = \frac{\sqrt{m^2 + p^2}}{np} \quad (1.1)$$

が成立している。したがって、同じ運動量でも質量によって  $\theta_C$  が異なるためチェレンコフ光の伝播経路が変化する。

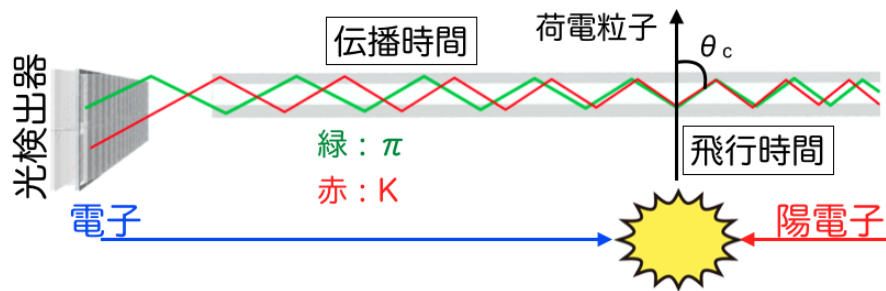


図 1.4: チェレンコフ光が伝播する様子。緑が  $\pi$  中間子、赤が  $K$  中間子から放出されるチェレンコフ光を表している。粒子ごとに光子が放出される角度  $\theta_C$  が異なる。

わたしたちはこの検出器を実現するため、図 1.5 のように石英を輻射体とした TOP カウンターを開発した。TOP カウンターは  $450 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 2700 \text{ mm}$  の大きさの石英輻射体と、その端面に取り付けられてある光検出器 MCP-PMT (Micro-Channel-Plate Photomultiplier Tube) からなる。全長  $2700 \text{ mm}$  の輻射体は、長さ  $1250 \text{ mm}$  の石英 2 枚とプリズムとミラーからなっており、これらはすべて光学接着されている [5, 6, 7]。TOP に用いられる MCP-PMT は、図 1.6 のように角形である。MCP-PMT の読み出しチャンネルは  $4 \times 4$  分割されており、光子を検出した位置も知ることができる。

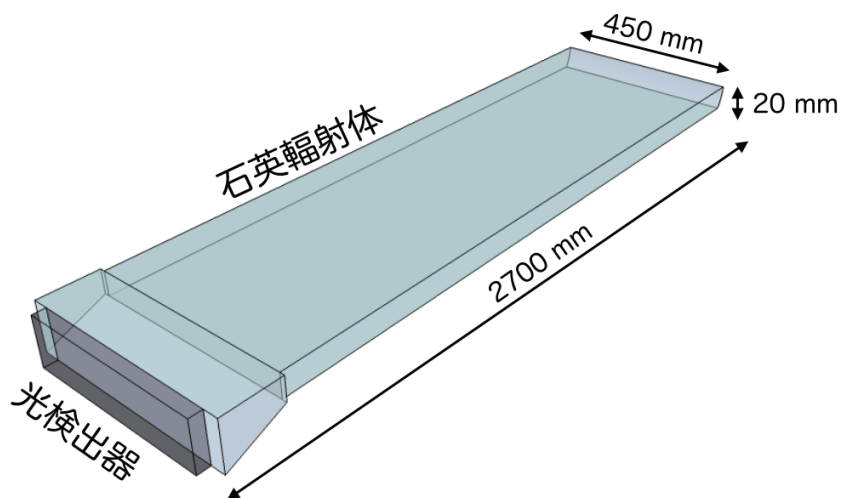


図 1.5: TOP カウンターの外観

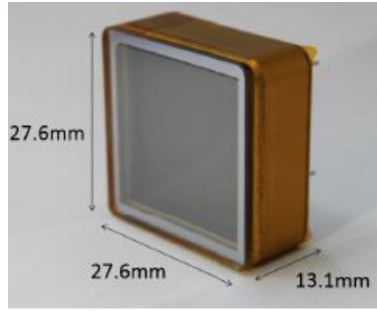


図 1.6: MCP-PMT

1つのTOPには $2 \times 16$ 個のMCP-PMTが取り付けられており、すなわち $8 \times 64$ 個の読み出しチャンネルで光子の検出位置を2次元で見出す。

### 1.2.2 粒子識別手法

MCP-PMTが測定する検出時間は、荷電粒子が生成されてからTOPに当たるまでの飛行時間 $t_{\text{TOF}}$ と、チェレンコフ光が石英を伝播する時間 $t_{\text{TOP}}$ の和となる。荷電粒子がTOPに当たったとき、荷電粒子の入射位置、角度、運動量の情報を用いて、荷電粒子 $X = (e, \mu, \pi, K, p)$ ごとに対応する、MCP-PMTでの光子検出時間 $t$ と検出位置 $\mathbf{r}$ の確率密度関数 (Probability Density Function; PDF)  $f_X = f_X(t, \mathbf{r}; \text{track})$ が計算される。それぞれの荷電粒子で、その粒子の尤度 $\mathcal{L}_X$ は

$$\mathcal{L}_X = \prod_{i=1}^n f_X(t_i, \mathbf{r}_i) \quad (1.2)$$

で表される。ここで、 $n$ は検出光子数である。この尤度の大小を荷電粒子で比較することで、粒子を識別する。

図1.7は、ある入射条件における $\pi$ 中間子と $K$ 中間子のPDFと、光子の検出位置・時間を表している。この場合、検出点は $\pi$ 中間子のPDFによく一致しており、尤度としては $\mathcal{L}_\pi > \mathcal{L}_K$ が成り立っている。したがって、このケースでは「荷電粒子は $K$ 中間子よりも $\pi$ 中間子の可能性が高い」といえる。

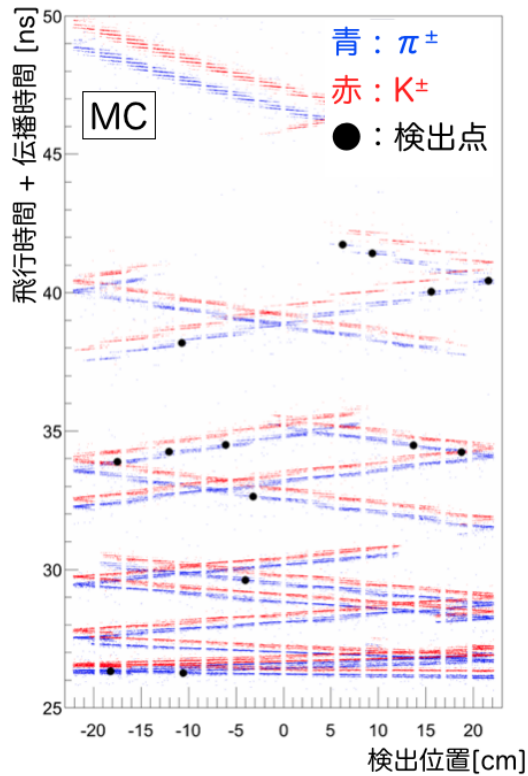


図 1.7: ある入射条件での  $\pi$  中間子 (青) と  $K$  中間子 (赤) の PDF。黒点は 1 つの  $\pi$  中間子が通過したときの光子の検出位置・時間のシミュレーション結果である。

### 1.2.3 TOP カウンターのインストール

図 1.8 は、Belle II 検出器の断面を表しており、TOP は青枠で囲まれている位置にインストールされる。TOP の石英はアルミニウム筐体に入れられており、ECL にあるフランジにねじ止めすることで設置される。ねじ止めする箇所は、TOP の端面から見て図 1.9 のようになっている。TOP モジュールは全部で 16 台あり、図 1.10 のような配置になっており、全て連結されている。図 1.11 は、2016 年に Belle II 検出器にインストールされた TOP モジュール全体を写している。

設置位置の設計値に対するずれは数 mm 以内であり、また回転角は数 mrad 以内であることがわかっている。なお、この測定は図 1.12 のようなカメラを用いて ECL フランジの位置を測定することで行われた。

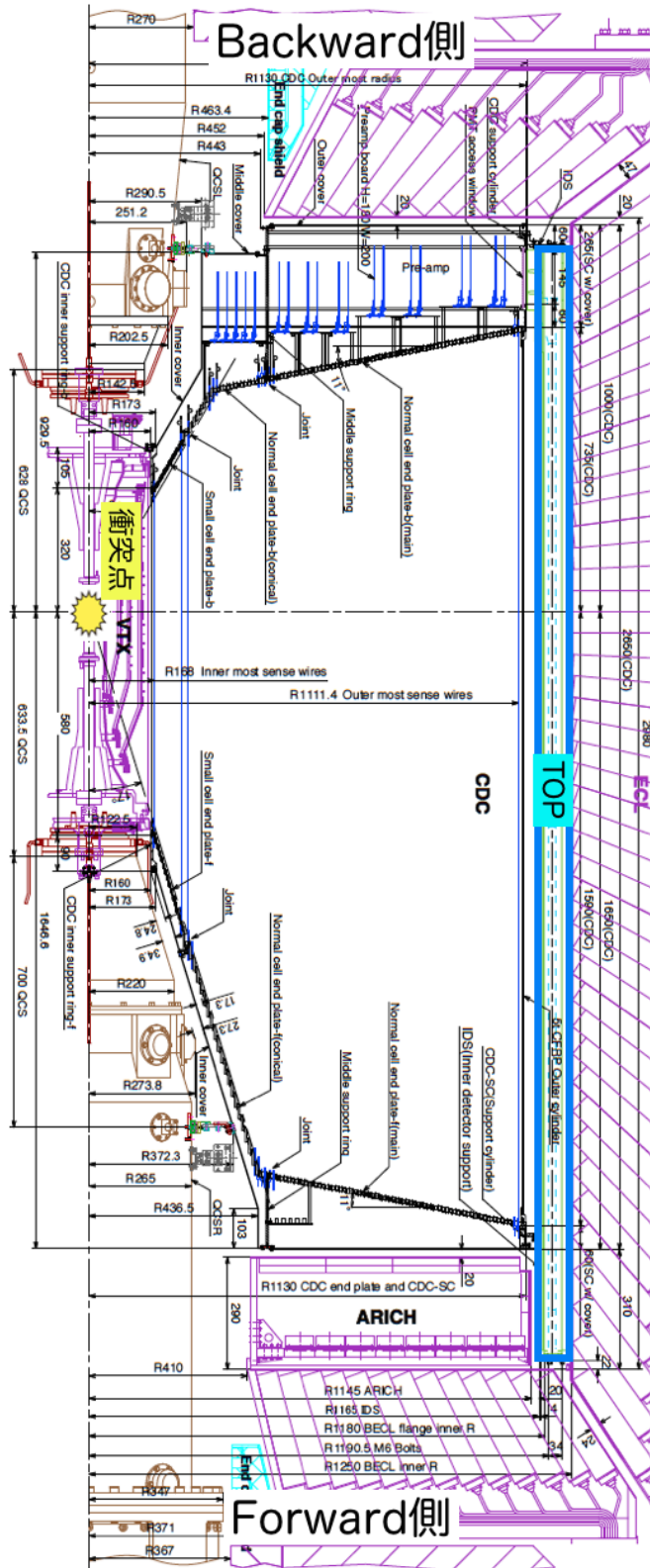


図 1.8: Belle II 検出器の側面図。青枠で囲ってあるところが TOP の位置となる。

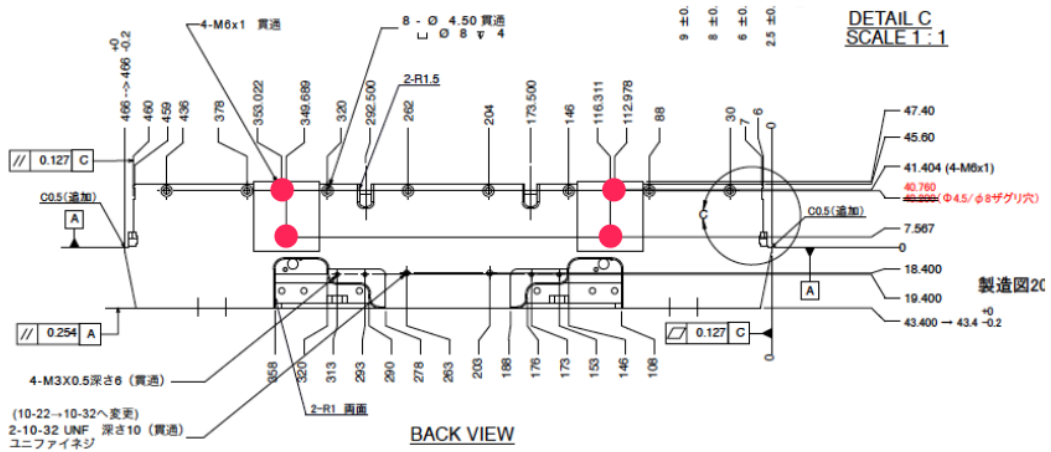


図 1.9: Backward 側から見たときの TOP の端面。赤く塗りつぶしたところが ECL フランジにねじ止めされる。

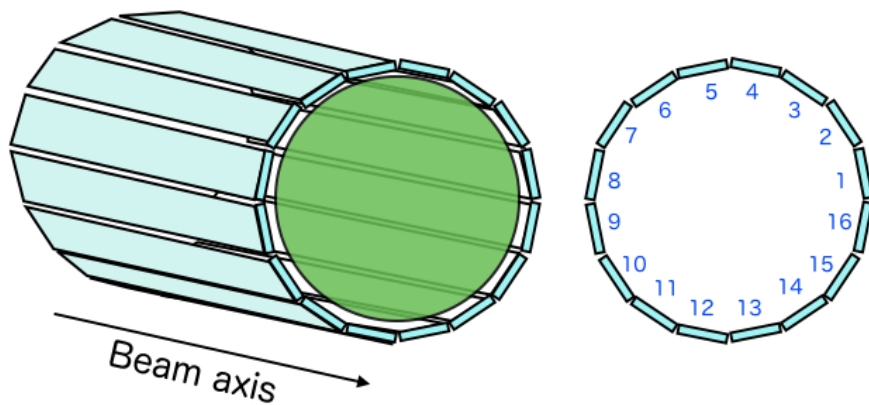


図 1.10: TOP モジュール全体の外観。全 16 台が飛跡検出器を囲むように設置されている。右図は Forward 側から見た TOP モジュールであり、それぞれモジュール番号が割り振られている。

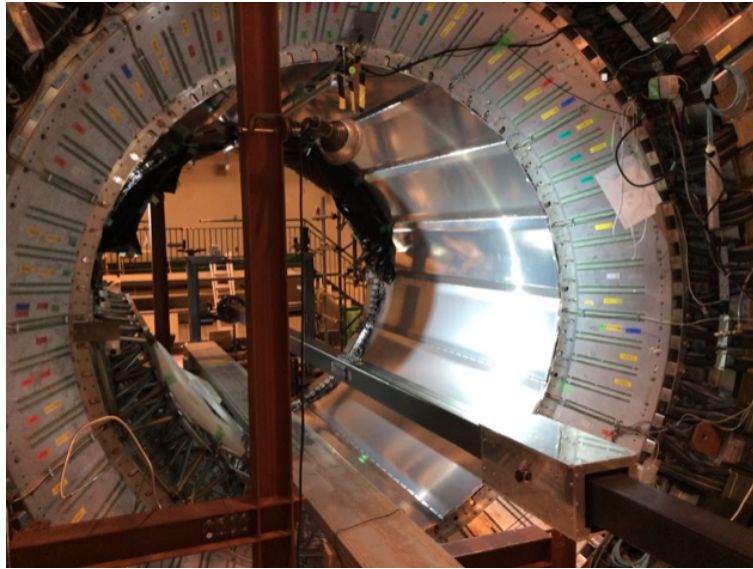


図 1.11: インストールされた TOP モジュール。Forward 側から撮影している。



図 1.12: ECL フランジの位置測定に使用されたカメラ

#### 1.2.4 較正の流れ

1.2.2 節で述べた通り、粒子識別に用いる尤度は、荷電粒子が TOP を通過したときの位置・角度、光子の検出時間の情報を使用して計算される。したがって、TOP の設置位置や時間原点は粒子識別性能に影響するため、TOP モジュールの位置・時間を較正する必要がある。TOP モジュールの位置・時間較正は、次のような手順で行う [8]。



## 光検出器の読み出しチャンネルごとの時間較正

1つのTOPモジュール内で $8 \times 64$ 分割されているPMTのチャンネルの時間較正を行う。較正のセットアップは図1.13のようにになっている。1つの光源から出力されるレーザー光を各TOPモジュールに分割し、さらに9分割してMCP-PMTに照射する。図1.14は、この較正の原理を示している。読み出しチャンネルの1つを基準にして、 $T_{A(B)}^0$ を求めることで較正を行う。

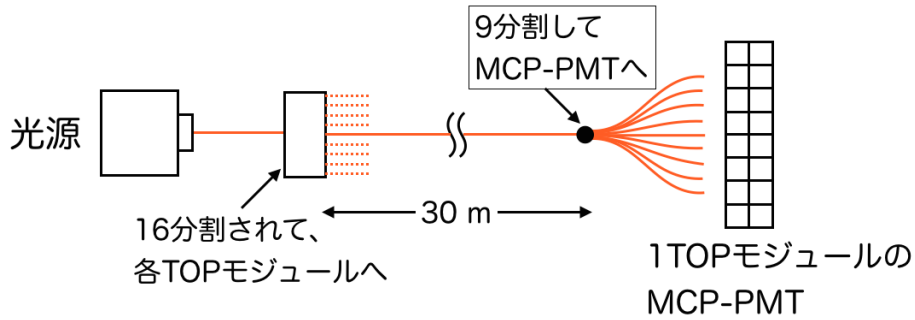


図 1.13: レーザー測定のセットアップ。

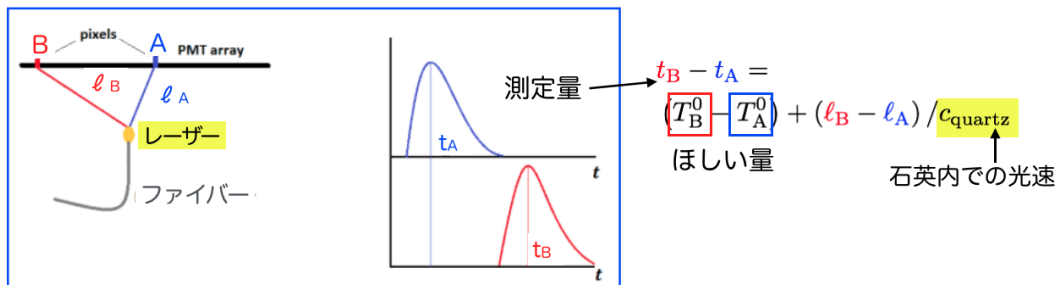


図 1.14: チャンネルごとの時間較正の原理。 $T_{A(B)}^0$ は、基準となるチャンネルとの時間原点のずれを示している。

## TOP モジュールごとの時間較正

チャンネルごとの時間較正ののち、次にTOPモジュール間の時間原点を揃える必要がある。次の位置・時間較正を行うために、100 ps 以内の精度で較正しておく必要がある。電子・陽電子衝突運転前に、宇宙線 $\mu$ 粒子を用いて較正を行う。詳しくは第3章で述べる。

## TOP モジュールの位置・時間較正

2018年3月から7月までの間、Belle IIは電子・陽電子衝突運転を迎え、 $\int \mathcal{L} dt \simeq 500 \text{ pb}^{-1}$ のデータを収集した。TOPの位置・時間較正は、衝突による $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 事象を用いて行う。詳しくは第4章で述べる。

### 1.3 本論文の内容

2章では、位置・時間較正の目標精度を、シミュレーションで  $B \rightarrow \rho\gamma$  と  $B \rightarrow K^*\gamma$  を作り、識別効率と誤識別率を求め決定する。

3章では、宇宙線を用いた TOP モジュールごとの時間較正を行う。まずはシミュレーションで手法を確立し、実際の宇宙線データに適用して較正する。

4章では、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用いて位置・時間較正を行う。同様にシミュレーションで手法を確認したのち、衝突データの解析を行う。

## 第2章 較正目標精度

本章では、設置位置と時間原点のずれと粒子識別能力の相関について述べ、位置・時間較正の目標精度を決定する。

### 2.1 較正すべきパラメータ

設置位置と時間について較正するパラメータ  $\hat{p}$  は1 モジュールにつき7つあり、設置位置の並進方向のずれ  $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ 、3次元での回転角が  $(\Delta\alpha, \Delta\beta, \Delta\gamma)$  と時間原点  $\Delta t_0$  を較正する [8]。設置位置のパラメータの方向は図 2.1 のように定義されており、 $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$  はそれぞれ、設計されている位置に対する  $x$  軸、 $y$  軸、 $z$  軸方向のずれ、 $(\Delta\alpha, \Delta\beta, \Delta\gamma)$  はそれぞれ、 $x$  軸、 $y$  軸、 $z$  軸を中心としたときの設計位置からの回転角度を意味している。

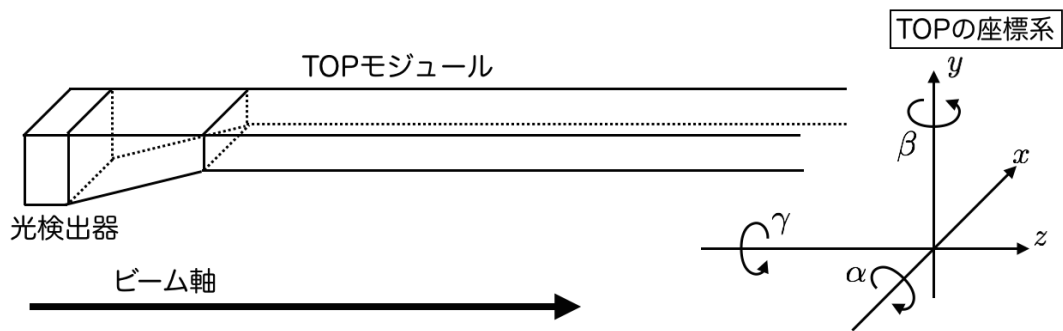


図 2.1: 較正する位置のパラメータ。全て TOP モジュールから見た座標系により定義される。

### 2.2 識別性能の評価方法

Belle II 実験で指標となる崩壊モード  $B^0 \rightarrow \rho^0(\rightarrow \pi^+\pi^-)\gamma$  を用いて TOP の  $\pi$  識別効率を、その背景事象  $B^0 \rightarrow K^{*0}(\rightarrow K^+\pi^-)\gamma$  を用いて、 $K$  中間子を  $\pi$  中間子と識別してしまう誤識別率を考える。識別効率と誤識別率は次のように計算する。

$$\begin{cases} \text{識別効率} = \frac{\text{TOP が}\pi\text{であると識別した}\pi\text{の個数}}{\text{TOP を通過した}\pi\text{の個数}} \\ \text{誤識別率} = \frac{\text{TOP が}\pi\text{であると識別した}\pi\text{の個数}}{\text{TOP を通過した}K\text{の個数}} \end{cases} \quad (2.1)$$

ここで「TOP が  $\pi$  であると識別する」とは、式 (2.2) 用いて計算される尤度が  $\mathcal{L}_\pi > \mathcal{L}_K$  を満たすことと同義とする。

$$\mathcal{L}_X = \prod_{i=1}^n f_X(t_i, \mathbf{r}_i; \hat{p}) \quad (2.2)$$

モンテカルロ (MC) シミュレーションを用いて、 $50 \text{ ab}^{-1}$  の統計量に対応する事象数生成し、設置位置・時間原点がずれていない状態での識別効率、誤識別率を調べた。式 (2.1) の条件を適用する前に、運動学的に  $B \rightarrow \rho\gamma$  らしい事象を選ぶ。図 2.2 のように、粒子  $A$  の 4 元運動量を  $(\mathbf{p}_A, E_A)$  と定義する。

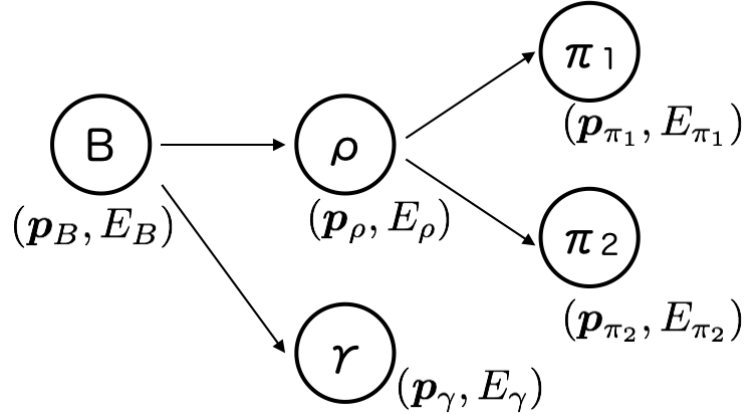


図 2.2:  $B \rightarrow \rho\gamma$  の崩壊の様子。

$\rho$  の不変質量を  $m_\rho$ 、 $B$  の不変質量を  $m_B$  とすると、

$$\begin{aligned} m_\rho &= \sqrt{\mathbf{p}_\rho^2 + E_\rho^2} \\ &= \sqrt{(\mathbf{p}_{\pi_1} + \mathbf{p}_{\pi_2})^2 + (E_{\pi_1} + E_{\pi_2})^2} \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} m_B &= \sqrt{\mathbf{p}_B^2 + E_B^2} \\ &= \sqrt{(\mathbf{p}_\rho + \mathbf{p}_\gamma)^2 + (E_\rho + E_\gamma)^2} \\ &= \sqrt{(\mathbf{p}_{\pi_1} + \mathbf{p}_{\pi_2} + \mathbf{p}_\gamma)^2 + (E_{\pi_1} + E_{\pi_2} + E_\gamma)^2} \end{aligned} \quad (2.4)$$

で計算できる。これらと Beam constraint mass  $M_{\text{bc}}$ 、損失エネルギー  $\Delta E$  を用いて、次のように事象選別を行った。

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{TOP を通過している} \\ M_{\text{bc}} > 5.2 \text{ GeV}/c^2 \\ |\Delta E| < 0.4 \text{ GeV} \\ |m_\rho - 0.775 \text{ GeV}/c^2| < \mu_\rho \\ |m_B - 5.28 \text{ GeV}/c^2| < \mu_B \end{array} \right. \quad (2.5)$$

$M_{\text{bc}}$  と  $\Delta E$  の分布を、それぞれ図 2.3、図 2.4 に示した。

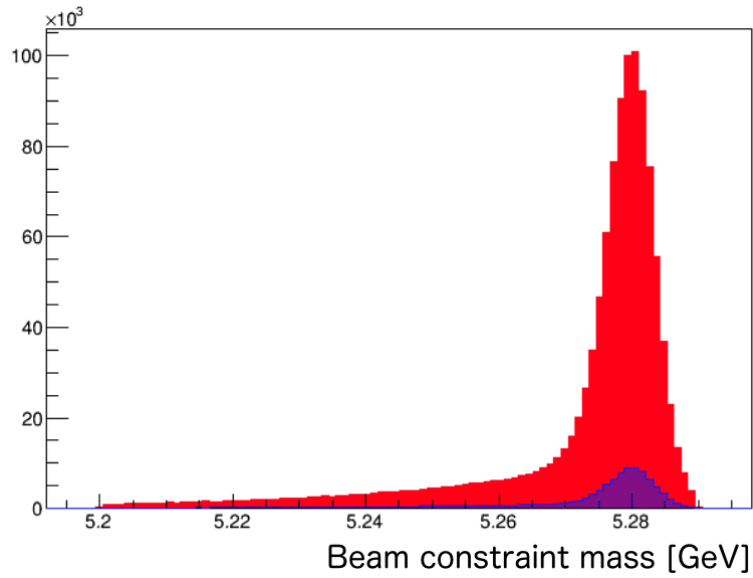


図 2.3:  $M_{bc} > 5.2 \text{ GeV}/c^2$  の分布。青色のヒストグラムは  $B \rightarrow \rho\gamma$ 、赤色は  $B \rightarrow K^*\gamma$  での分布である。

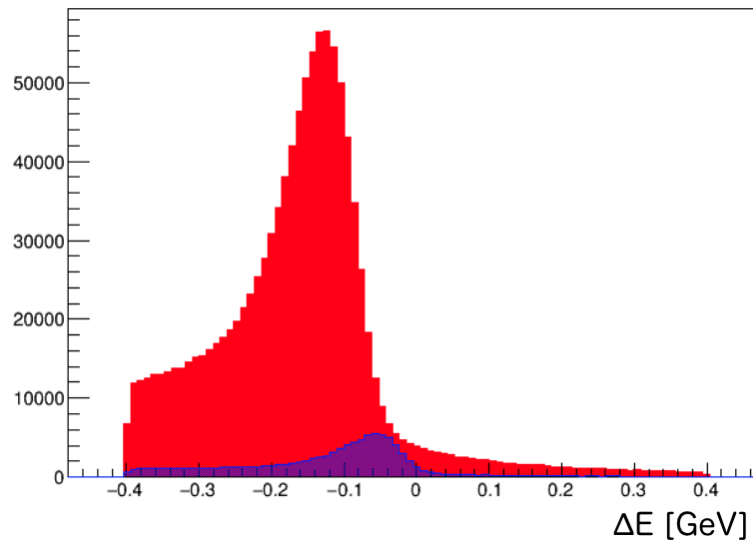


図 2.4:  $|\Delta E| < 0.4 \text{ GeV}$  の分布。青色のヒストグラムは  $B \rightarrow \rho\gamma$ 、赤色は  $B \rightarrow K^*\gamma$  での分布である。

式 (2.5) での  $\mu_\rho$  は  $0.1 \text{ GeV}/c^2 \leq \mu_\rho \leq 0.6 \text{ GeV}/c^2$  で、 $\mu_B$  は  $0.01 \text{ GeV}/c^2 \leq \mu_B \leq 0.1 \text{ GeV}/c^2$  でスキャンし、Figure Of Merit (FOM) が最も大きくなる組み合わせを選んだ。ここで FOM は、信号事象数  $S$  と背景事象数  $B$  を用いて

$$\text{FOM} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (2.6)$$

と計算する。スキャン結果を図 2.5 に示す。

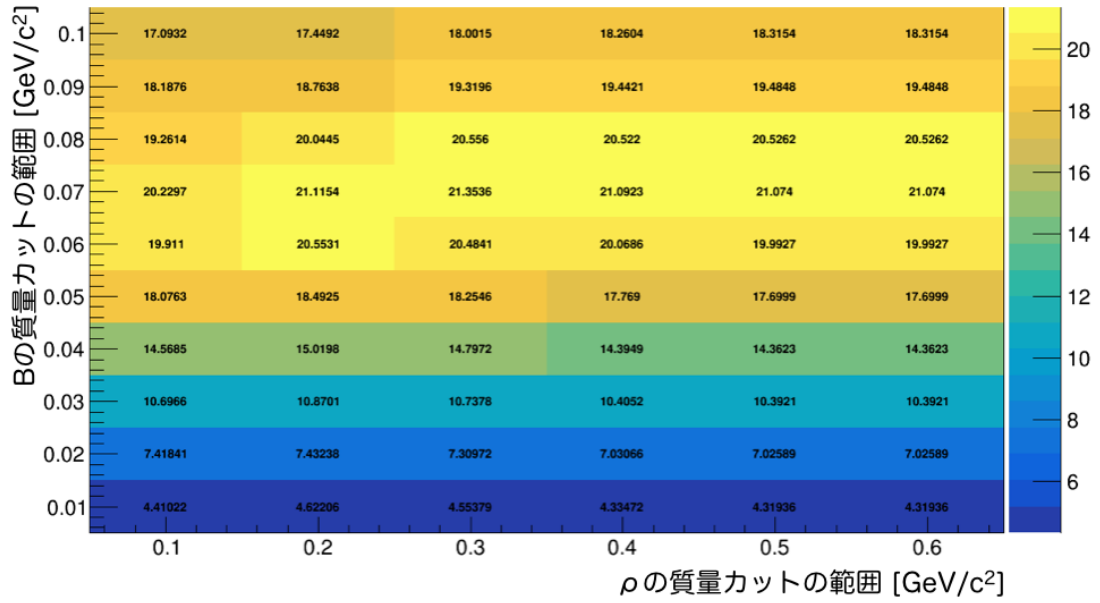


図 2.5: FOM の数値。横軸が  $\mu_\rho$ 、縦軸が  $\mu_B$  である。

$(\mu_\rho, \mu_B) = (0.3 \text{ GeV}/c^2, 0.07 \text{ GeV}/c^2)$  のときに FOM が最大になるので、事象選別としてこれらの数値を採用する。

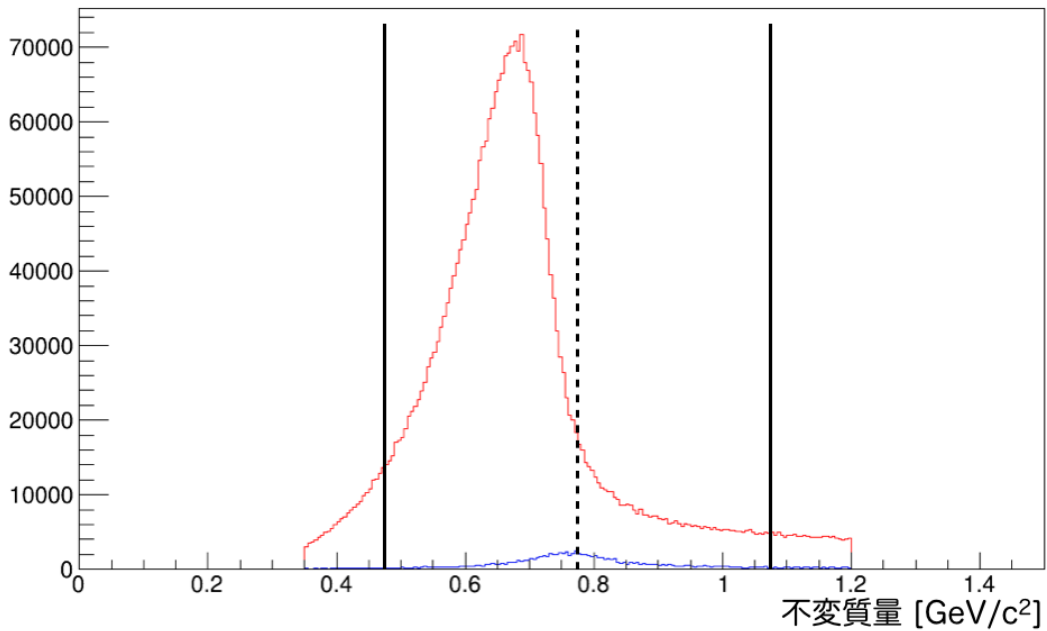


図 2.6:  $\rho$  の不変質量。青が  $B \rightarrow \rho\gamma$ 、赤が  $B \rightarrow K^*\gamma$  である。点線は  $\rho$  の質量  $0.775 \text{ GeV}/c^2$ 、実線は  $0.775 \pm 0.3 \text{ GeV}/c^2$  の範囲を示している。

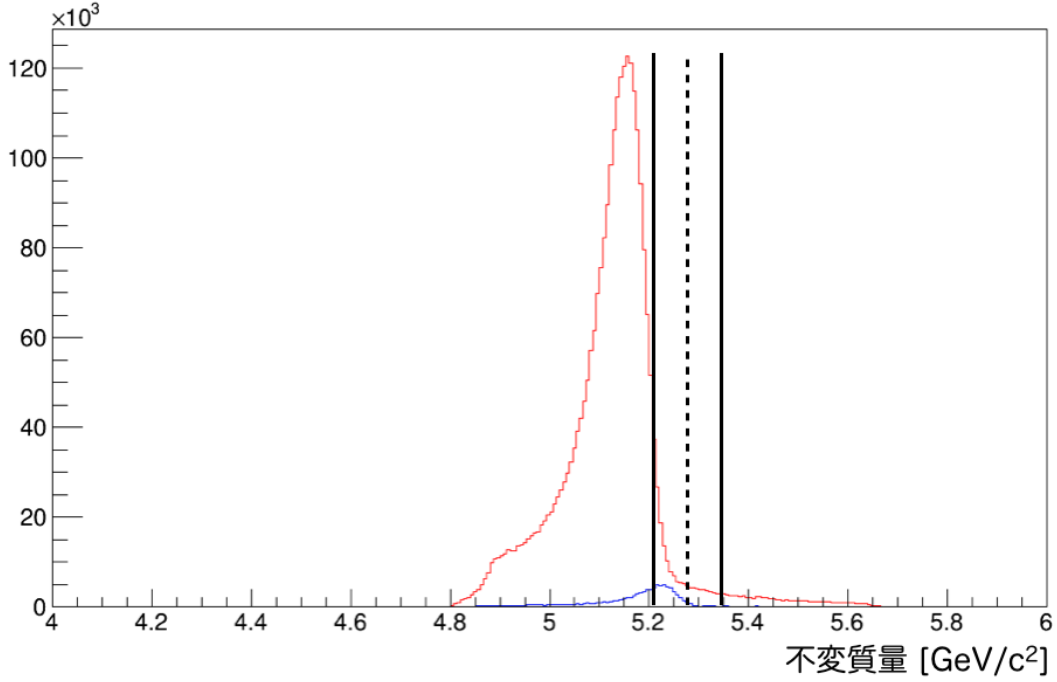


図 2.7:  $\rho$  の不変質量カット後の  $B$  の不変質量。青が  $B \rightarrow \rho\gamma$ 、赤が  $B \rightarrow K^*\gamma$  である。点線は  $\rho$  の質量  $5.28 \text{ GeV}/c^2$ 、実線は  $5.28 \pm 0.07 \text{ GeV}/c^2$  の範囲を示している。

図 2.6 は  $\rho$  の不変質量の分布、図 2.7 は  $\rho$  の不変質量のカットを施した後の  $B$  の不変質量の分布である。図 2.7 で青のヒストグラムのピークが  $5.28 \text{ GeV}/c^2$  から小さくなっているのは、 $\gamma$  のエネルギー損失によるものと考えられる。

事象数はそれぞれ、 $B \rightarrow \rho\gamma$  は  $2.3 \times 10^4$ 、 $B \rightarrow K^*\gamma$  は  $1.2 \times 10^6$  となる。このうち、選別条件 (2.5) を通過した事象数は、 $B \rightarrow \rho\gamma$  が  $3.8 \times 10^3$ 、 $B \rightarrow K^*\gamma$  が  $2.8 \times 10^4$  であった。これらの事象を用いて  $\mathcal{L}_\pi > \mathcal{L}_K$  による識別効率  $\varepsilon_0$  と誤識別率  $f_0$  を計算した結果、

$$(\varepsilon_0, f_0) = (0.934, 0.112) \quad (2.7)$$

と求まった。TOP によって  $B \rightarrow \rho\gamma$  と正しく識別される事象数は、 $3.8 \times 10^3 \times \varepsilon_0^2$ 、 $B \rightarrow \rho\gamma$  と誤って識別される  $B \rightarrow K^*\gamma$  の事象数は  $2.8 \times 10^4 \times \varepsilon_0 f_0$  となる。

## 2.3 パラメータがずれたときの識別能力と較正目標精度の決定

理想的な状態では、 $B \rightarrow \rho\gamma$  を正しく識別できる個数  $N_S^0$ 、誤って  $B \rightarrow \rho\gamma$  と識別された  $B \rightarrow K^*\gamma$  の個数  $N_B^0$  は

$$N_S^0 = 3.8 \times 10^3 \times \varepsilon_0^2 \pm \sqrt{3.8 \times 10^3 \times \varepsilon_0^2} \quad (2.8)$$

$$N_B^0 = 2.8 \times 10^4 \times \varepsilon_0 f_0 \pm \sqrt{2.8 \times 10^4 \times \varepsilon_0 f_0} \quad (2.9)$$

と表すことができる。目標精度は、ある状態での識別効率を  $\varepsilon = \kappa_\varepsilon \varepsilon_0$ 、誤識別率を  $f = \kappa_f f_0$  としたとき、信号事象数  $N_S$  が式 (2.8) よりも有意に減っていないこと、背景事象数  $N_B$  が式 (2.9) よ

りも有意に増えていないこと、とした。すなわち、

$$\begin{aligned}
 N_S &= 3.8 \times 10^3 \times \varepsilon^2 \\
 &= 3.8 \times 10^3 \times \kappa_\varepsilon^2 \varepsilon_0^2 \\
 &> 3.8 \times 10^3 \times \varepsilon_0^2 - \sqrt{3.8 \times 10^3 \times \varepsilon_0^2}
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

$$\begin{aligned}
 N_B &= 2.8 \times 10^4 \times \varepsilon f \\
 &= 2.8 \times 10^4 \times \kappa_\varepsilon \varepsilon_0 \kappa_f f_0 \\
 &< 2.8 \times 10^4 \times \varepsilon_0 f_0 + \sqrt{2.8 \times 10^4 \times \varepsilon_0 f_0}
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

を成り立たせる。それぞれ  $\kappa_\varepsilon$ 、 $\kappa_f$  について解くと、

$$\begin{cases} \kappa_\varepsilon > \sqrt{1 - \frac{1}{\sqrt{3.8 \times 10^3 \times \varepsilon_0^2}}} \\ \kappa_f < \frac{1}{\kappa_\varepsilon} \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{2.8 \times 10^4 \times \varepsilon_0 f_0}} \right) \end{cases} \tag{2.12}$$

となる。これに (2.7) を代入すると、

$$\kappa_\varepsilon > 0.995 \quad \kappa_f < 1.022 \tag{2.13}$$

と求まる。これが位置・時間較正の目標精度の基準となる。

$\hat{p} = (\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta\alpha, \Delta\beta, \Delta\gamma, \Delta t_0)$  のパラメータを1つずつ独立に動かしたとき、識別効率と誤識別率がどのように変化するか、モンテカルロ (MC) シミュレーションで調べた。図 2.8-2.21 は、相対的な識別効率と誤識別率を、それぞれのパラメータで表している。また、赤線は式 (2.13) を表している。

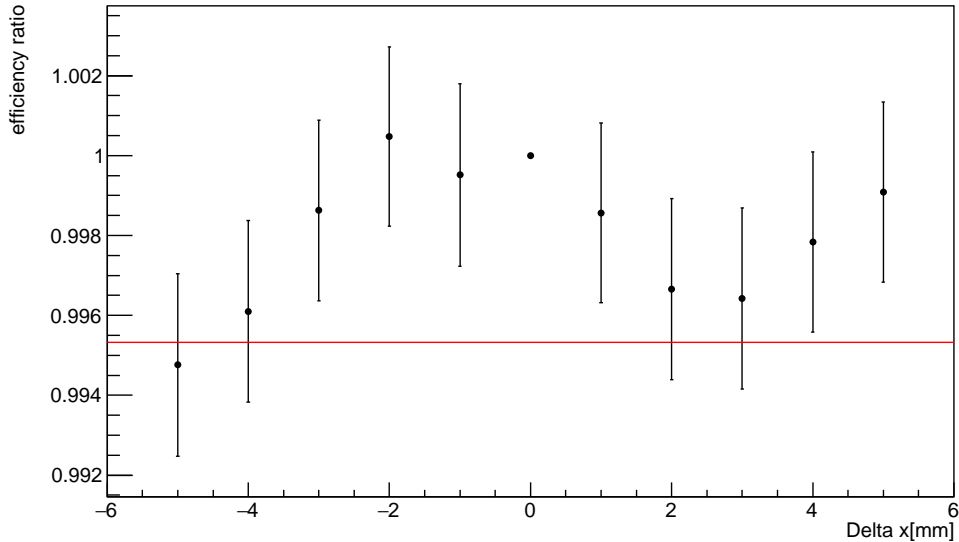


図 2.8:  $\Delta x$  を変化させたときの相対識別効率の変化。



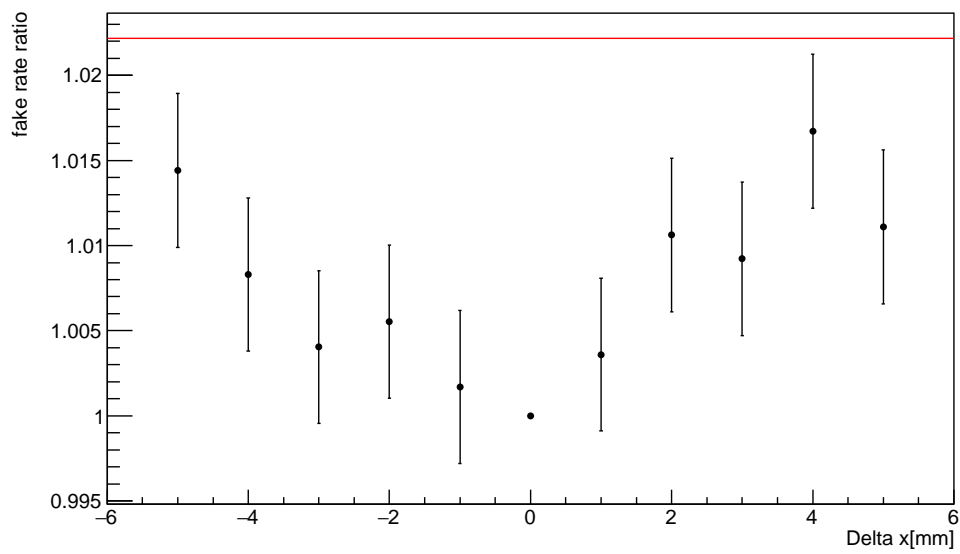


図 2.9:  $\Delta x$  を変化させたときの相対識別率の変化。

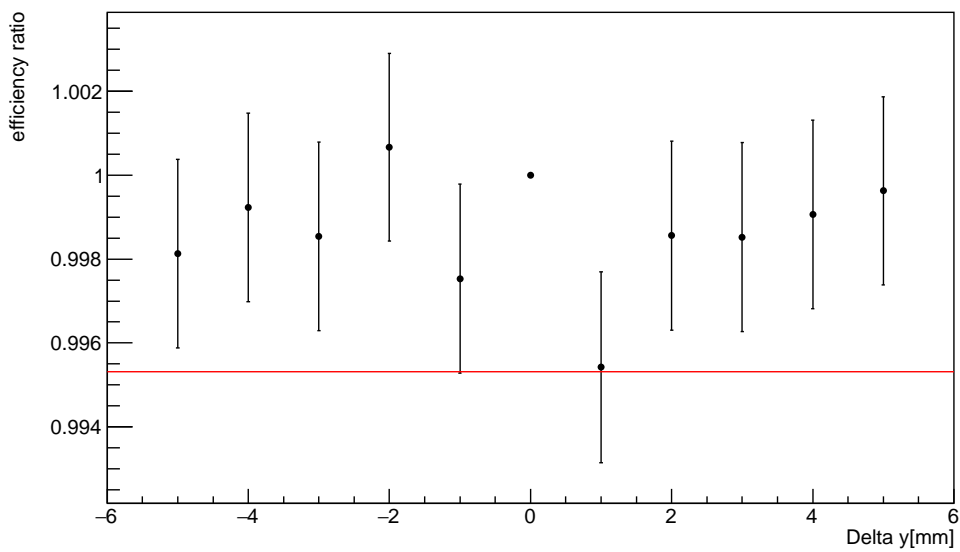


図 2.10:  $\Delta y$  を変化させたときの相対識別効率の変化。

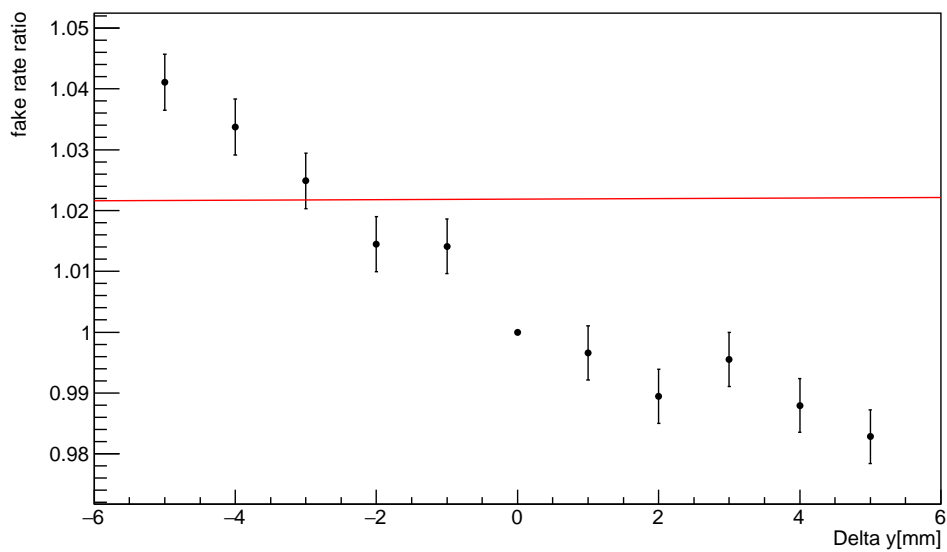


図 2.11:  $\Delta y$  を変化させたときの相対誤識別率の変化。

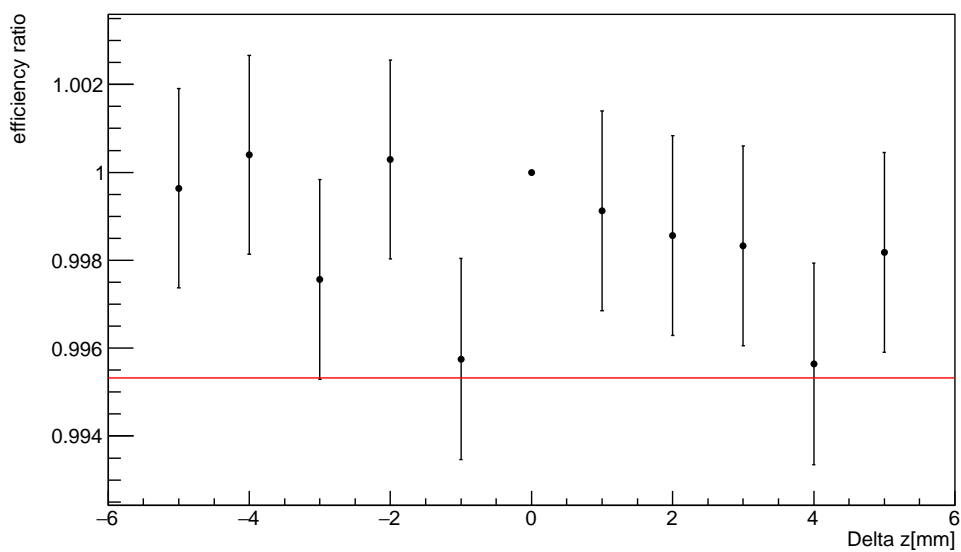


図 2.12:  $\Delta z$  を変化させたときの相対識別効率の変化。

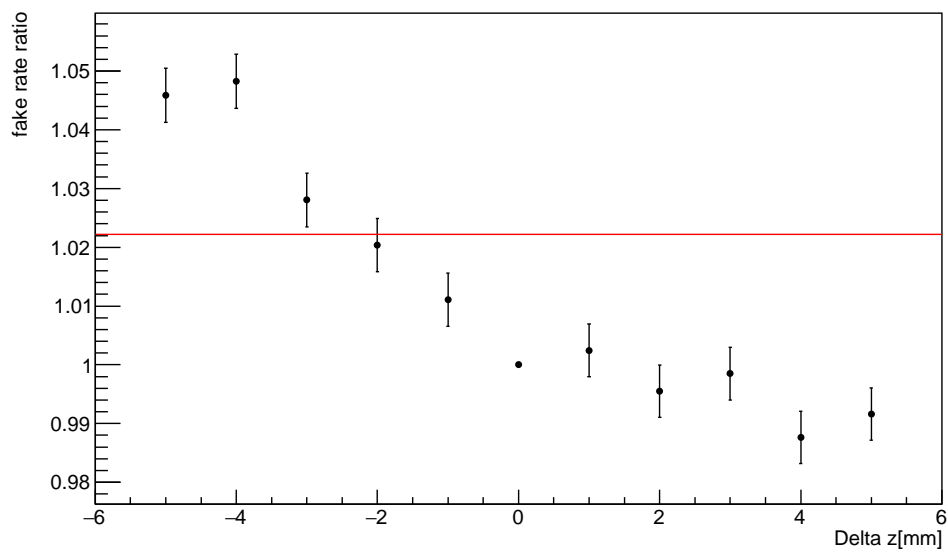


図 2.13:  $\Delta z$  を変化させたときの相対誤識別率の変化。

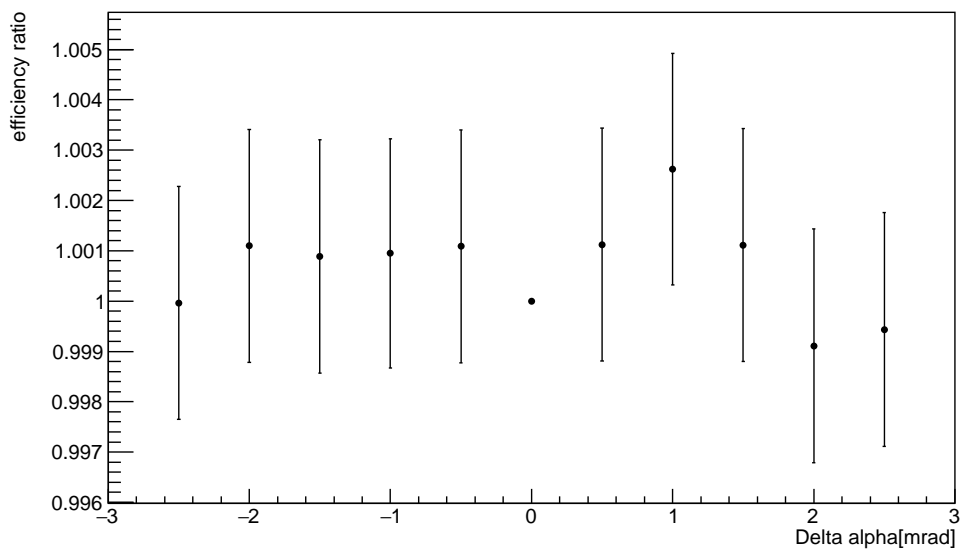


図 2.14:  $\Delta\alpha$  を変化させたときの相対識別効率の変化。

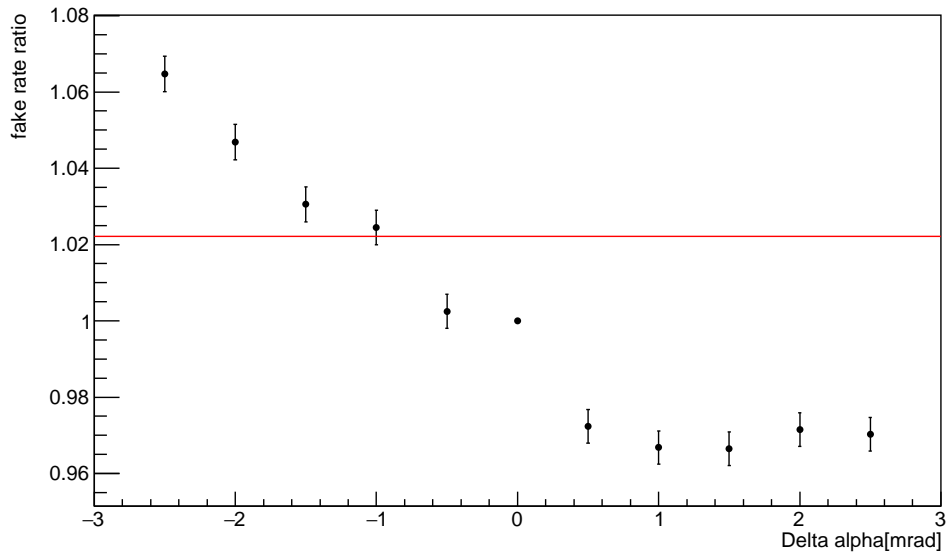


図 2.15:  $\Delta\alpha$  を変化させたときの相対誤識別率の変化。

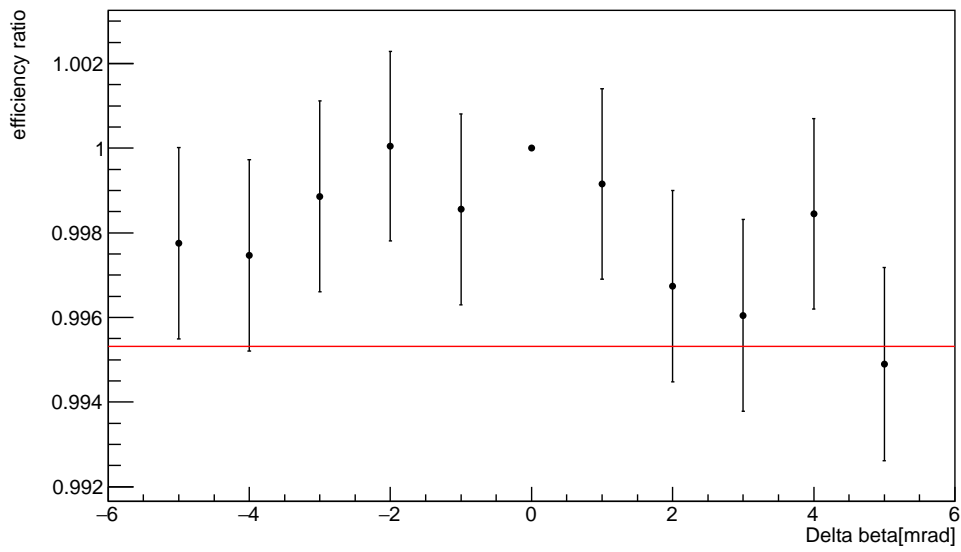


図 2.16:  $\Delta\beta$  を変化させたときの相対識別効率の変化。

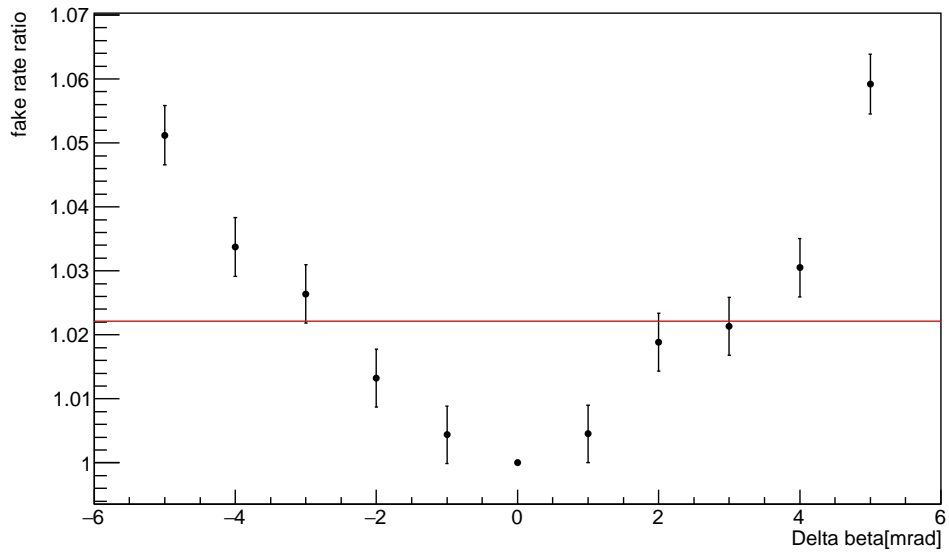


図 2.17:  $\Delta\beta$  を変化させたときの相対誤識別率の変化。

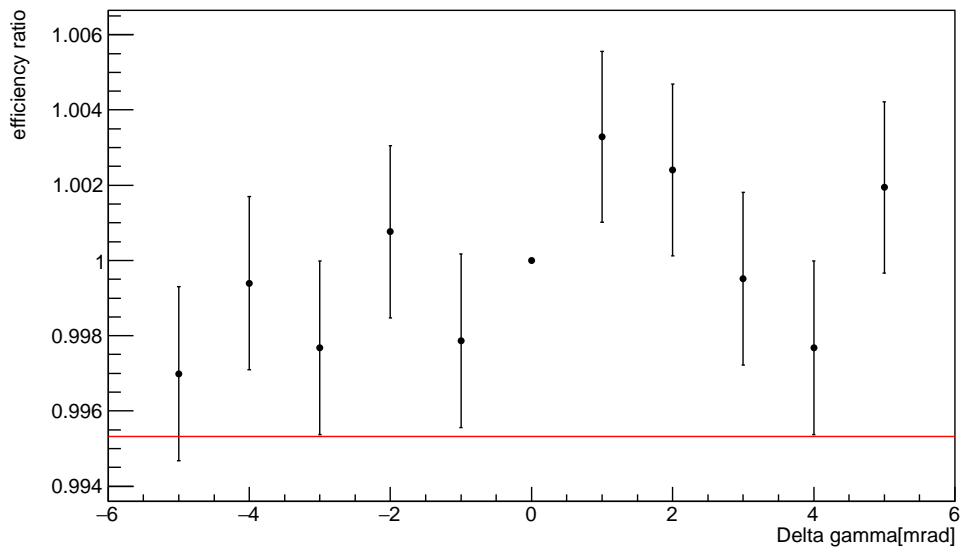


図 2.18:  $\Delta\gamma$  を変化させたときの相対識別効率の変化。

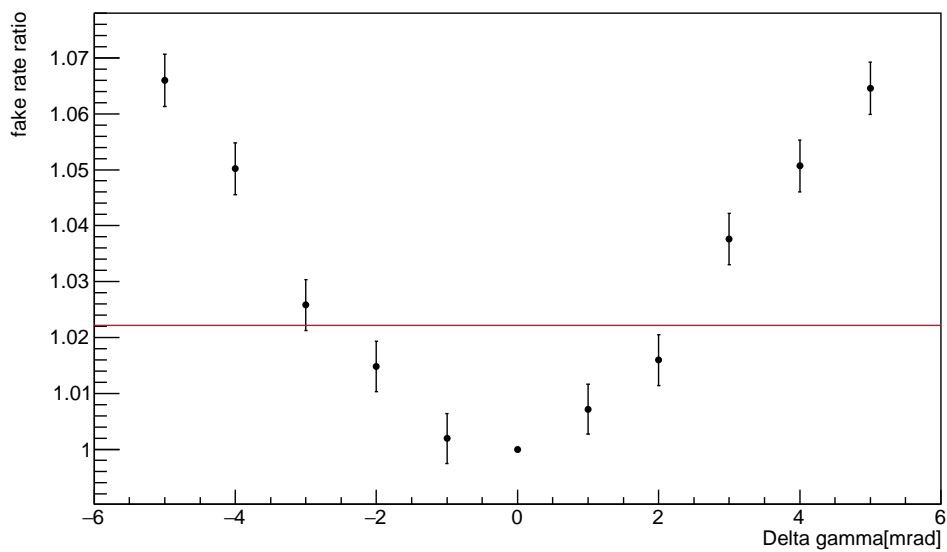


図 2.19:  $\Delta\gamma$  を変化させたときの相対誤識別率の変化。

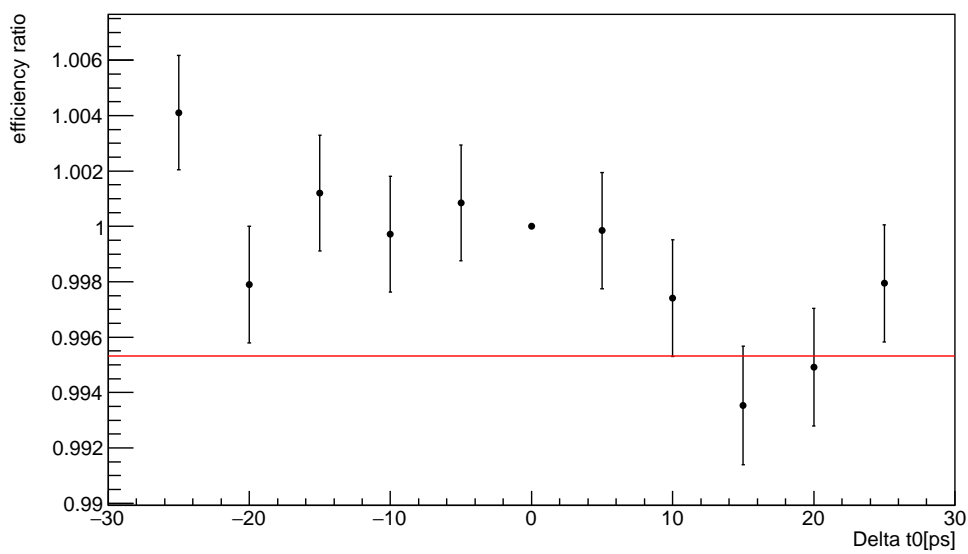


図 2.20:  $\Delta t_0$  を変化させたときの相対識別効率の変化。

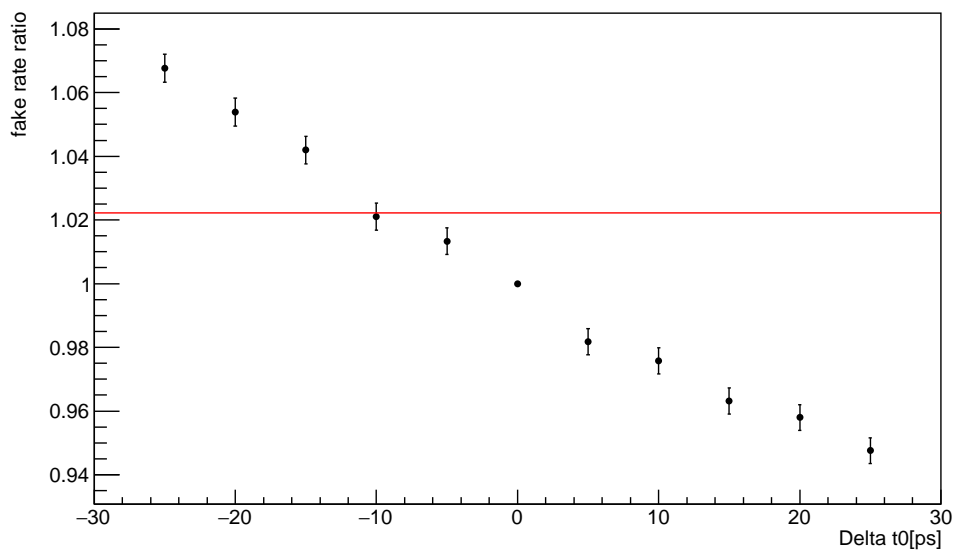


図 2.21:  $\Delta t_0$  を変化させたときの相対誤識別率の変化。

図 2.8-2.21 を参照し、「赤線に対して相対識別効率が有意に低下していない、かつ相対誤識別率が有意に悪化していない」ところを表 2.1 にまとめた。これらがパラメータの目標精度となる。

表 2.1: 各パラメータの目標精度

$\Delta x$	5 mm	$\Delta \alpha$	1 mrad
$\Delta y$	3 mm	$\Delta \beta$	3 mrad
$\Delta z$	2 mm	$\Delta \gamma$	2 mrad
$\Delta t_0$	10 ps		

## 第3章 宇宙線を用いたモジュールごとの時間較正

本章では、位置・時間の同時較正の前段階として、宇宙線  $\mu$  粒子を用いた全 16 台の TOP モジュールの時間原点の較正について議論する。ここでは、モジュール間の時間原点を 100 ps 以内で揃えることを目標とする。

### 3.1 較正手法の原理

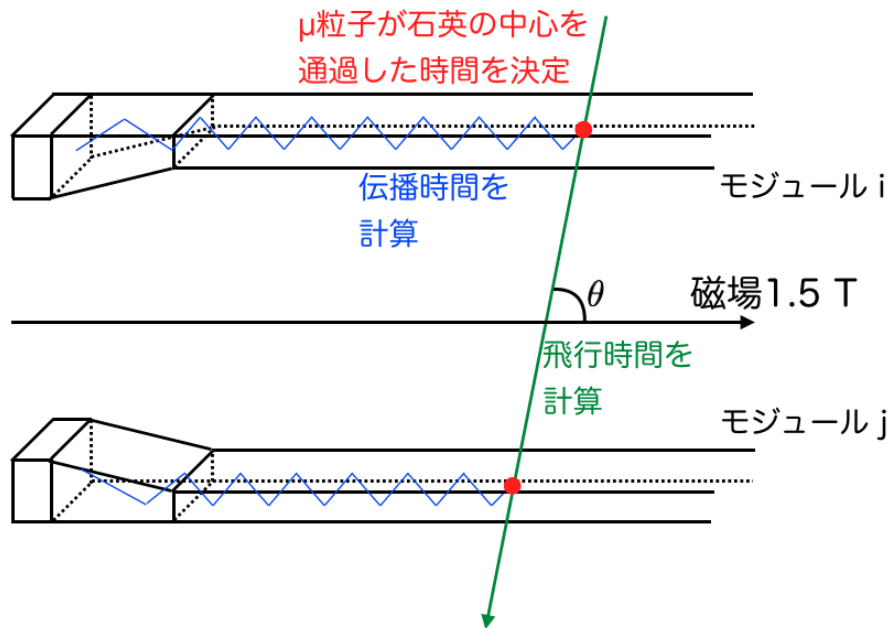


図 3.1: 宇宙線  $\mu$  粒子が 2 つの TOP モジュールを通過する様子。ここで、モジュール  $i$  は上半分、モジュール  $j$  は下半分の TOP モジュールとする。また、飛跡と磁場のなす角を  $\theta$  とする。

図 3.1 の緑線のように宇宙線  $\mu$  粒子が 2 つの TOP モジュールを通過するイベントを用いて、その 2 つの TOP モジュール間の  $\mu$  粒子飛行時間を、TOP の光子検出時間および CDC で再構成した飛跡からそれぞれ求め ( $\text{TOF}_{\text{measured}}$  および  $\text{TOF}_{\text{expected}}$ )、 $\text{TOF}_{\text{measured}}$  が  $\text{TOF}_{\text{expected}}$  に一致するように TOP モジュール間の時間原点の差  $\Delta t^{ij}$  を補正する。

$\text{TOF}_{\text{measured}}$  は、 $\mu$  粒子がヒットしたモジュール  $i$  と  $j$  それぞれのヒット時間の差である。光子検出時間から  $\mu$  粒子のヒット時間を決定するために、次のような操作を行う。



光子の検出位置や、 $\mu$  粒子の TOP への入射位置、角度、運動量を使って、チェレンコフ光の伝播時間をそれぞれの光子ごとに計算し、光子検出時間からそれぞれ差し引く [7]。図 3.2 に示してあるように、赤いヒストグラムを見ると、エントリーが青よりもある部分に固まって存在することがわかるため、そのあたりがヒット時間となる。

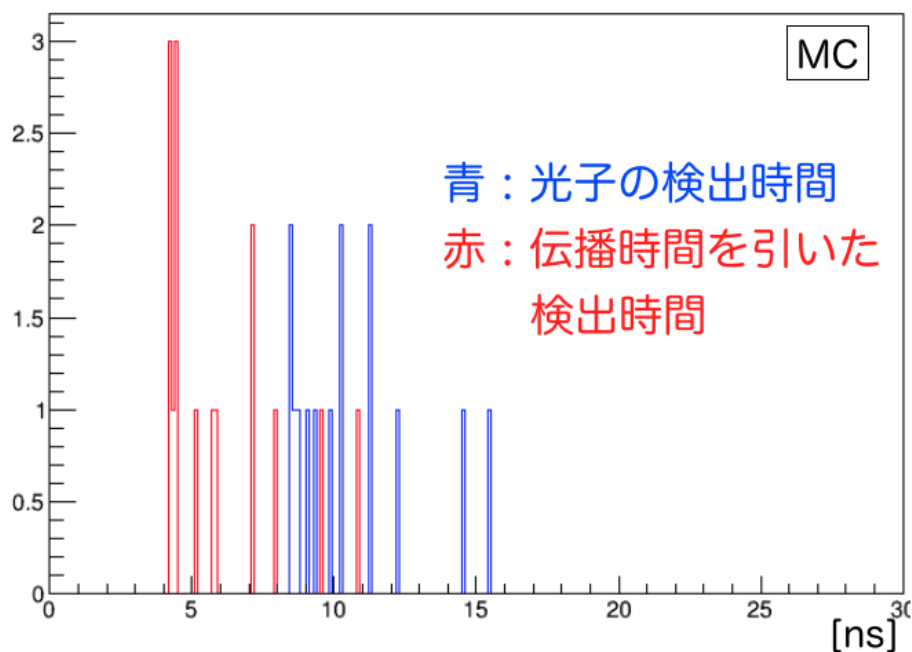


図 3.2: 1つの  $\mu$  粒子が TOP に入射したときの光子の検出時間分布 (青) と、そこから伝播時間を差し引いた後の時間分布 (赤)。

伝播時間の補正を行った状態で、2 ns の時間ウィンドウを時間軸に沿ってスライドさせていく。ウィンドウの左端は常に検出時間から伝播時間を差し引いた数値になっており、このウィンドウに入っている光子数が最大になるときの、ウィンドウの左端を  $\mu$  粒子ヒット時間と決定する。図 3.3 は、ウィンドウ内に入っている光子数が最大の状態を示しており、この手法によって決定された  $\mu$  粒子ヒット時間は黒い破線の左端となる。

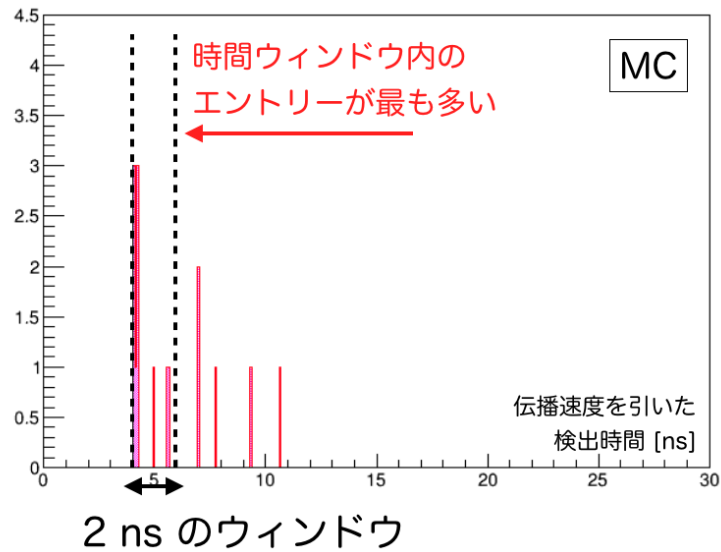


図 3.3: 2 ns の時間ウィンドウと時間分布。光子の検出時間から伝播時間を引いたのち、2 ns のウィンドウ (破線) をスキャンする。

ここまでの操作を行った上で、以上の方法で決定された  $\mu$  粒子ヒットタイミングと、シミュレーションの真の値を比較した。その結果は図 3.4、3.5 に示されてある。ガウス関数によるフィッティングの結果、全てのモジュールで中心値はおよそ  $-0.1$  ns のバイアスを含んでいることがわかった。石英内で放出された  $\delta$  線によるチェレンコフ光は、荷電粒子からのものよりも速く PMT に到達するため、左側のテールは  $\delta$  線による寄与が考えられる。

$\text{TOF}_{\text{measured}}$  は、決定されたヒット時間の差をとることで計算できる。

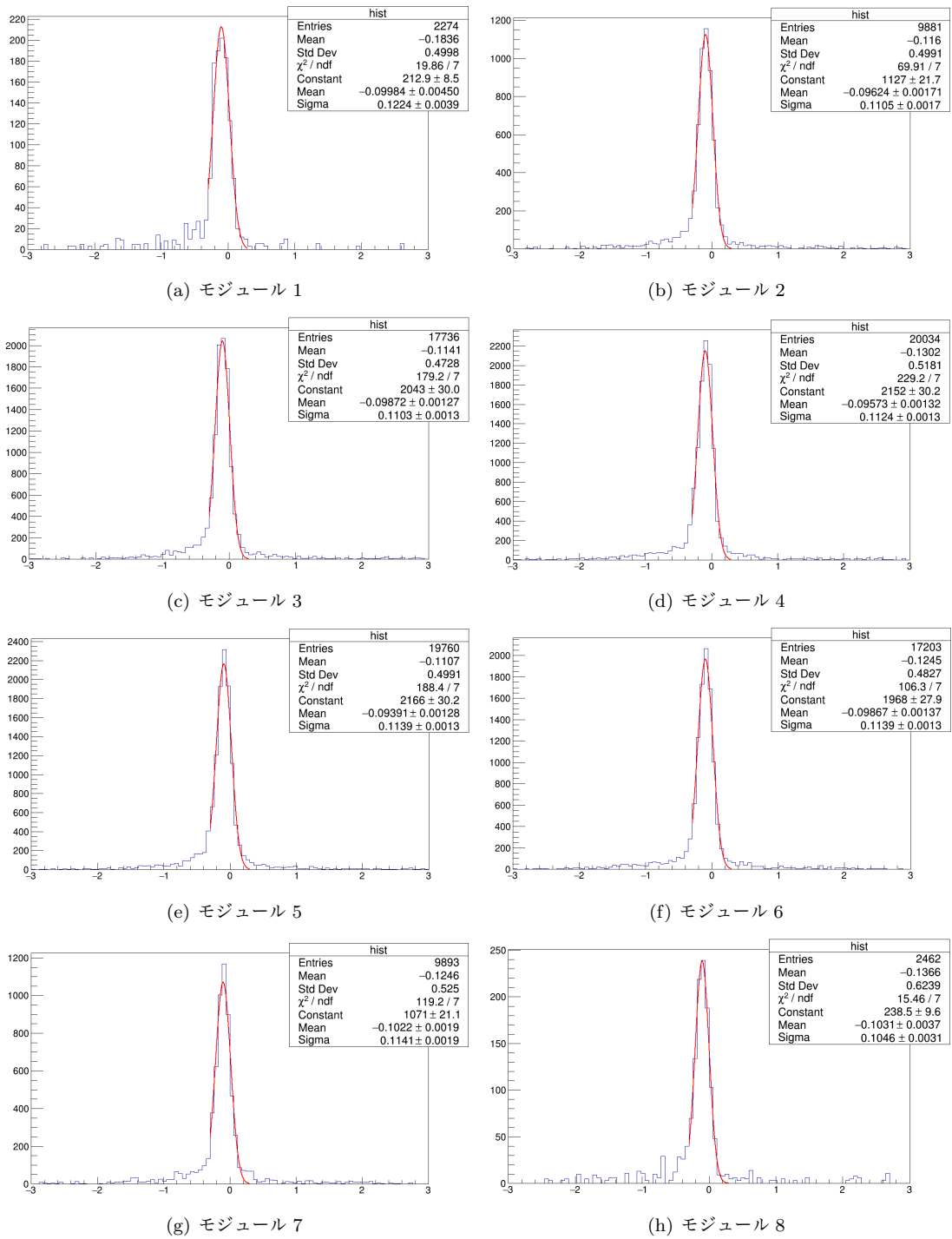


図 3.4: 宇宙線が TOP に当たった推定時刻と MC の時間情報の差 (モジュール 1-8)。

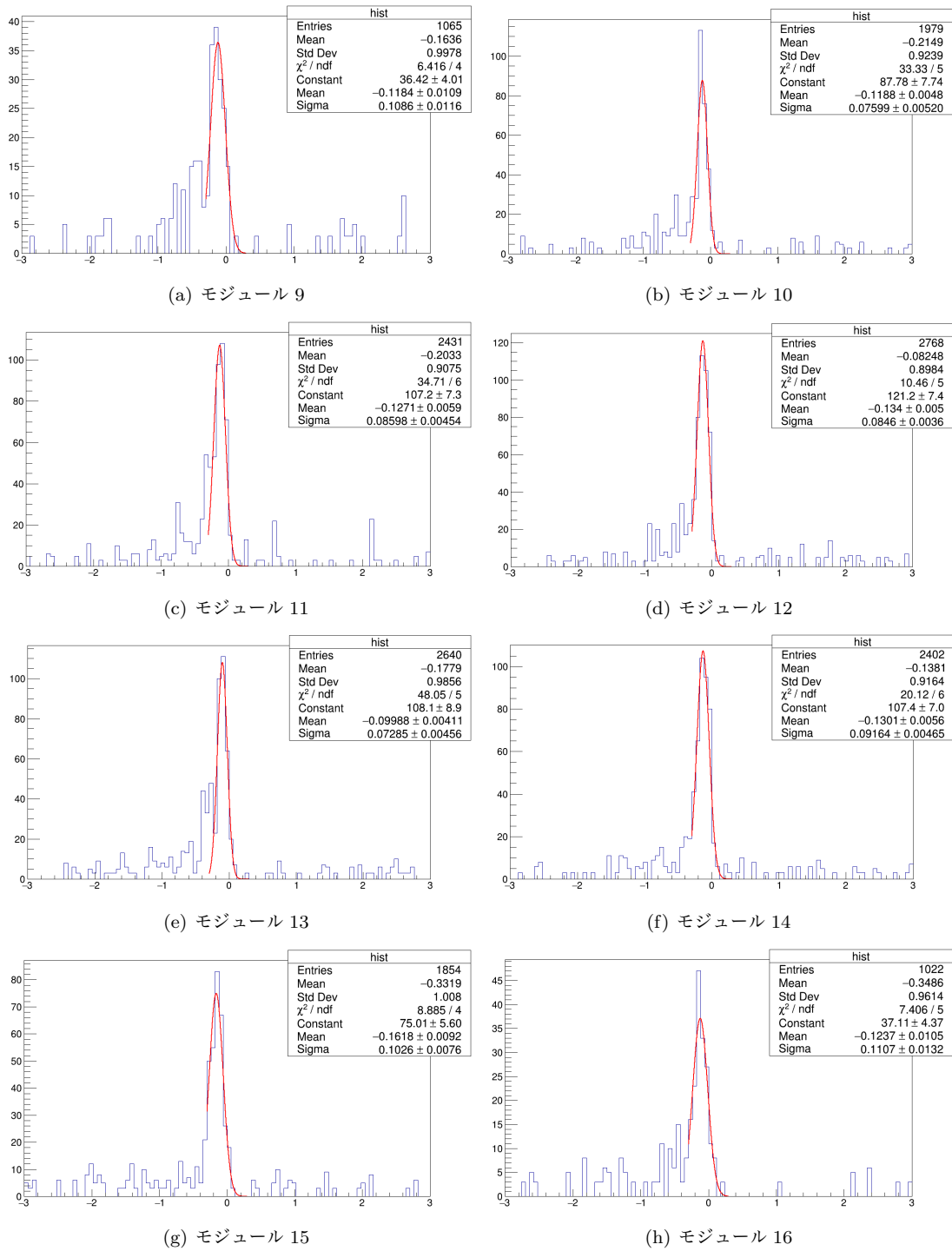


図 3.5: 宇宙線が TOP に当たった推定時刻と MC の時間情報の差 (モジュール 9-16)。

一方、飛行時間の期待値  $\text{TOF}_{\text{expected}}$  の計算には、モジュール  $i, j$  への  $\mu$  粒子のヒット位置と角度  $(x_{\text{TOP}}^i, y_{\text{TOP}}^i, \theta)$  を用い、 $x$ - $y$  平面で行う。TOP の座標から Belle II の座標  $(x_{\text{global}}^{i(j)}, y_{\text{global}}^{i(j)})$  へ変換 (付録 A を参照) し、2 点間距離  $s$  を式 (3.1) により求める。

$$s^2 = \left(x_{\text{global}}^i - x_{\text{global}}^j\right)^2 + \left(y_{\text{global}}^i - y_{\text{global}}^j\right)^2 \quad (3.1)$$

$B = 1.5$  T の磁場がある場合、さらに運動量の大きさ  $p$  を使用できる。 $\mu$  粒子の速度  $\beta$  は

$$\beta = \frac{pc}{\sqrt{p^2c^2 + m_{\mu}^2c^4}} \quad (3.2)$$

となる。また、

$$R = \frac{p \sin \theta}{0.3B} \quad (3.3)$$

により、 $\mu$  粒子の曲率半径が求まる。 $\mu$  粒子が描く弧の長さ  $\ell$  は、中心角  $\psi$  を用いて

$$\ell = R\psi = R \arccos \frac{2R^2 - s^2}{2R^2} \quad (3.4)$$

である。この  $\ell$  を用いて、飛行時間の期待値は

$$\text{TOF}_{\text{expected}} = \frac{\ell}{\beta c} \quad (3.5)$$

と計算される。モジュール  $i$  と  $j$  の時間原点のずれ  $\Delta t^{ij}$  は、 $\text{TOF}_{\text{measured}} - \text{TOF}_{\text{expected}}$  により求める。

## 3.2 シミュレーションによる手法の評価

ここまでの手法が正しく動作するか、宇宙線シミュレーションで確認する。シミュレーションでは CDC、TOP、ECL、KLM が含まれている状態であり、全ての TOP モジュールの時間は揃っている、というセットアップで行った。図 3.6-3.8 は、それぞれのモジュールの組み合わせでの  $\Delta t$  分布の例である。ここまでの手法を用いて、 $\Delta t$  分布をガウス関数でフィットした結果、どの組み合わせでも  $\Delta t$  の中心値はおおよそ  $-40$  ps となった。これは、この手法による系統的なずれが  $40$  ps であることを意味している。

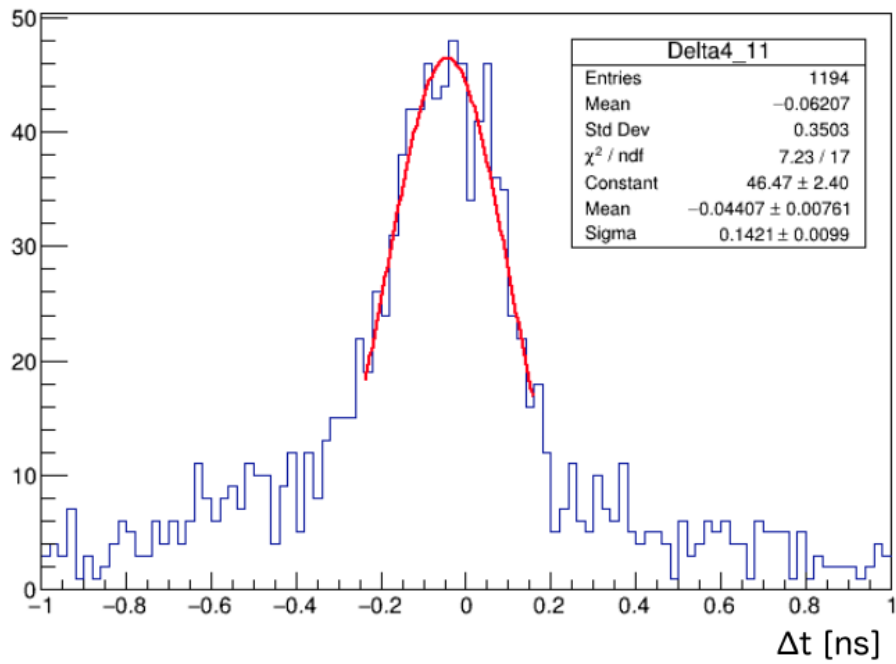


図 3.6: モジュールペア (4,11) での  $\Delta t$  分布。

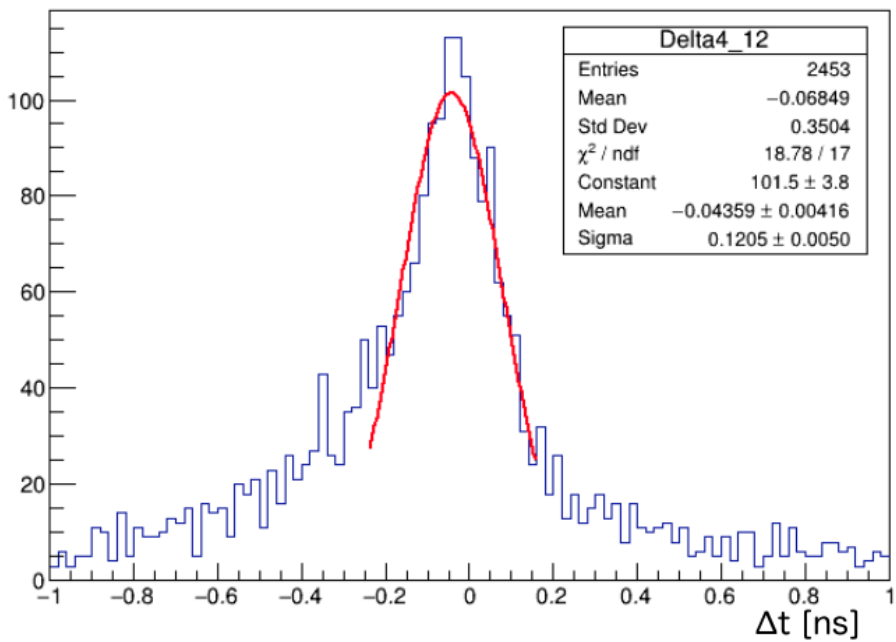


図 3.7: モジュールペア (4,12) での  $\Delta t$  分布

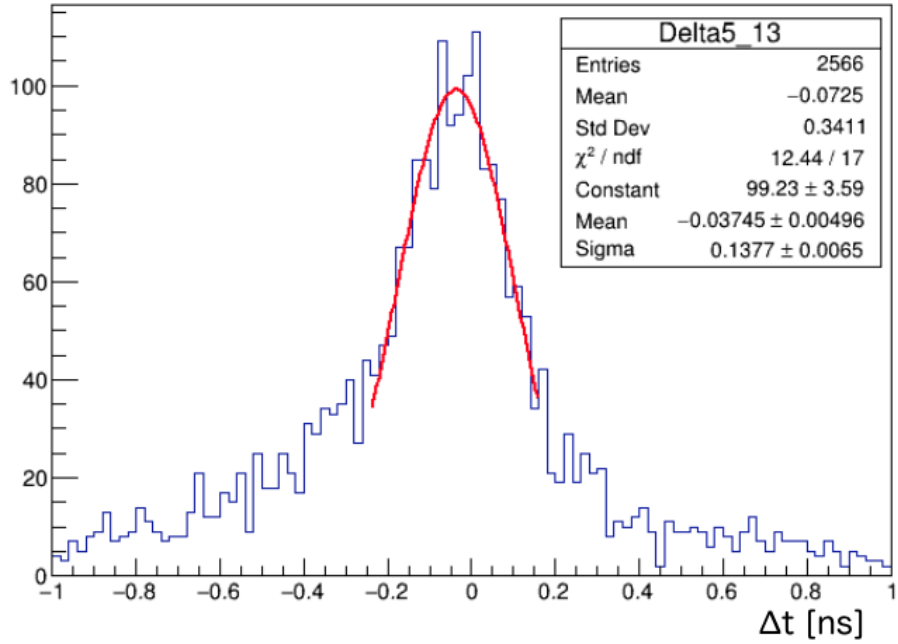


図 3.8: モジュールペア (5,13) での  $\Delta t$  分布

$\Delta t$  を利用し、モジュール 4 を基準としてそれぞれの TOP モジュール間の相対時間差を求める。宇宙線は 2 つの TOP モジュールを通過するが、その組み合わせは図 3.6-3.8 のように複数存在する。そこで、次のような  $\chi^2$  を導入する。

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \frac{[\Delta t^{ij} - (t_0^j - t_0^i)]^2}{(\sigma^{ij})^2} \quad (3.6)$$

$\Delta t^{ij}$  : モジュール  $i$  とモジュール  $j$  間の  $\Delta t^{ij}$

$t_0^{i(j)}$  : モジュール 4 からの相対時間差 ( $t_0^4 = 0$  は固定)

$\sigma^{ij}$  :  $\Delta t^{ij}$  の誤差

ただし、 $\Delta t^{ij}$  はモジュール  $(i, j)$  間の  $\Delta t$  分布のピーク付近をガウシアンでフィッティングしたときの mean 値、 $\Delta t^{ij}$  の誤差  $\sigma^{ij}$  は、mean 値のフィッティング誤差とする。 $\Delta t^{ij}$  と  $\sigma^{ij}$  を式 (3.6) に入力し、 $\chi^2$  が最小となるように  $t_0^{i(j)}$  を決定する。最小  $\chi^2$  フィットが正しく動作するか、シミュレーションで確認した。シミュレーションでは、あえて各 TOP モジュールの原点をずらし、すべてのモジュールの  $t_0$  の初期値を 0 とした状態で、正しい  $t_0$  が得られるか確かめた。

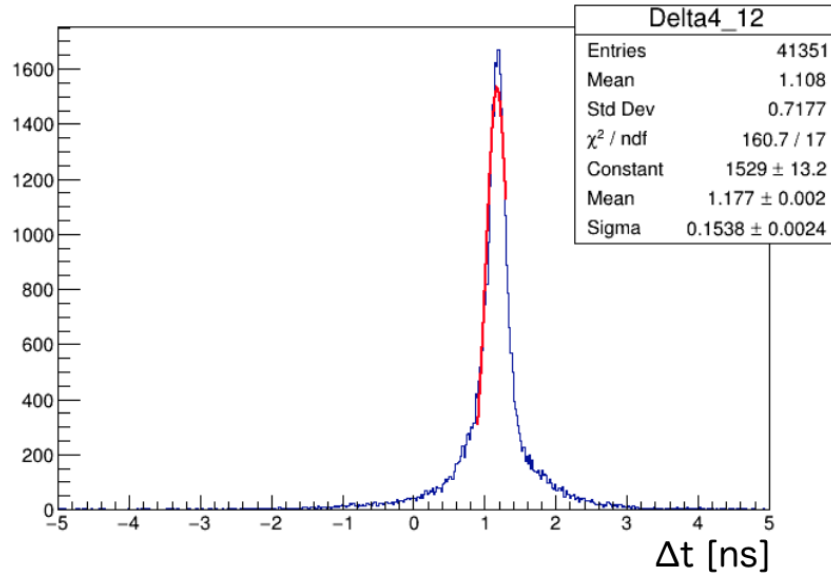


図 3.9: 時間原点がそろっていない場合のモジュールペア (4,12) での  $\Delta t$  分布。

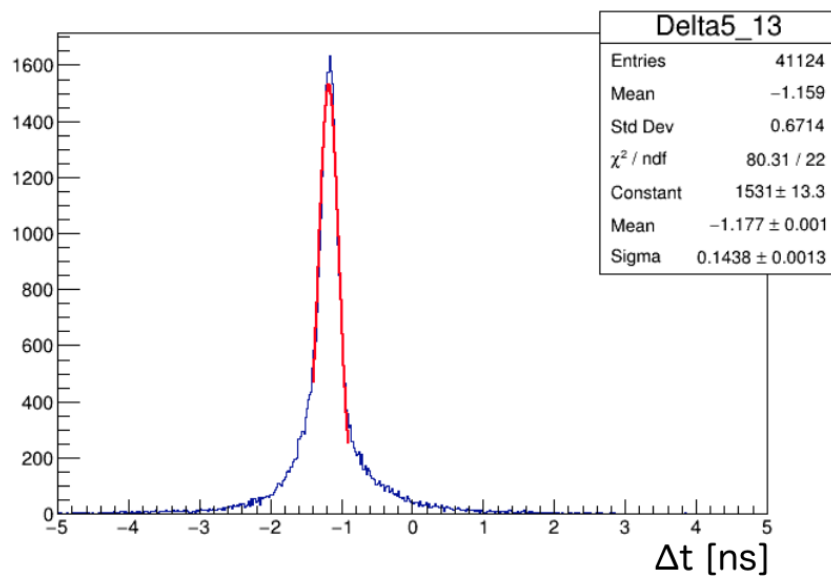


図 3.10: 時間原点がそろっていない場合のモジュールペア (5,13) での  $\Delta t$  分布。

図 3.9、3.10 は、モジュールペアの例として (4,12)、(5,13) での  $\Delta t$  分布を表している。ピーク付近をガウス関数でフィッティングし、 $\sigma^{ij}$  と  $\Delta t^{ij}$  を式 (3.6) に入力する。



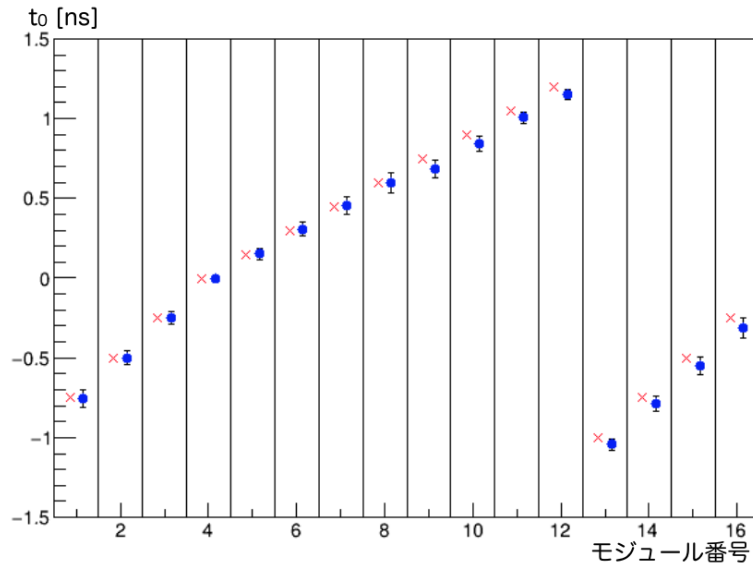


図 3.11:  $\chi^2$  フィットによる結果と期待値。赤い×印が設定した  $t_0$  の値であり、青い○印が  $\chi^2$  フィットの結果である。

図 3.11 は、意図的にずらした  $t_0$  と  $\chi^2$  フィットによる結果を比較したものである。下側のモジュールで  $\Delta t$  のもつ  $-0.04$  ns のバイアスは見えているものの、どのモジュールも正しい値に到達しており、本較正手法は正しく動作することが確認できた。

### 3.3 宇宙線データを用いた時間較正

#### 3.3.1 データ取得

今回使用する宇宙線データは、ビーム運転開始直前の 2018 年 2 月に取得されたものである。1.5 T の磁場が印加されていた。解析には、全部で  $7.5 \times 10^5$  個の宇宙線イベントを使用した。

### 3.3.2 較正結果

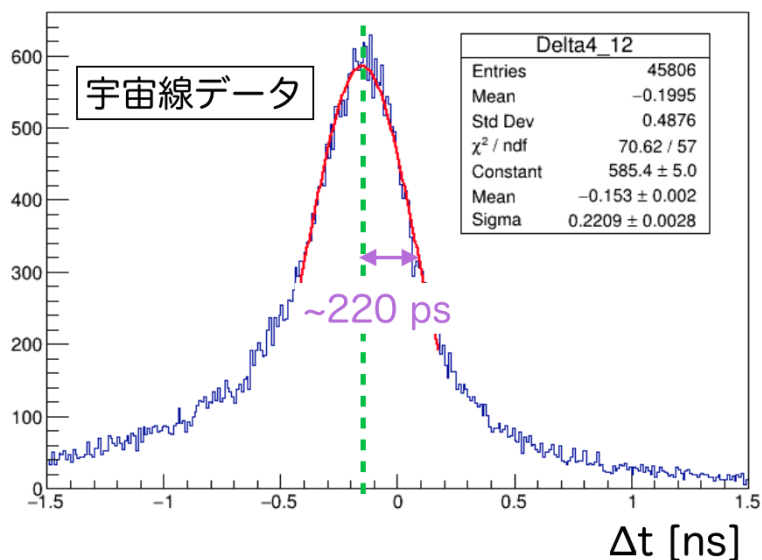


図 3.12: データでのモジュールペア (4,12) の  $\Delta t$  分布。

図 3.12 は、実際の宇宙線データでのモジュールペア (4,12) の  $\Delta t$  分布である。宇宙線データでは、 $\Delta t$  の幅約 200 ps であり、シミュレーションの 140 ps よりは少し大きくなった。原因として、CDC の飛跡の分解能、TOP の位置のずれなどが考えられる。 $\chi^2$  フィットを適用した結果を図 3.13 に示す。

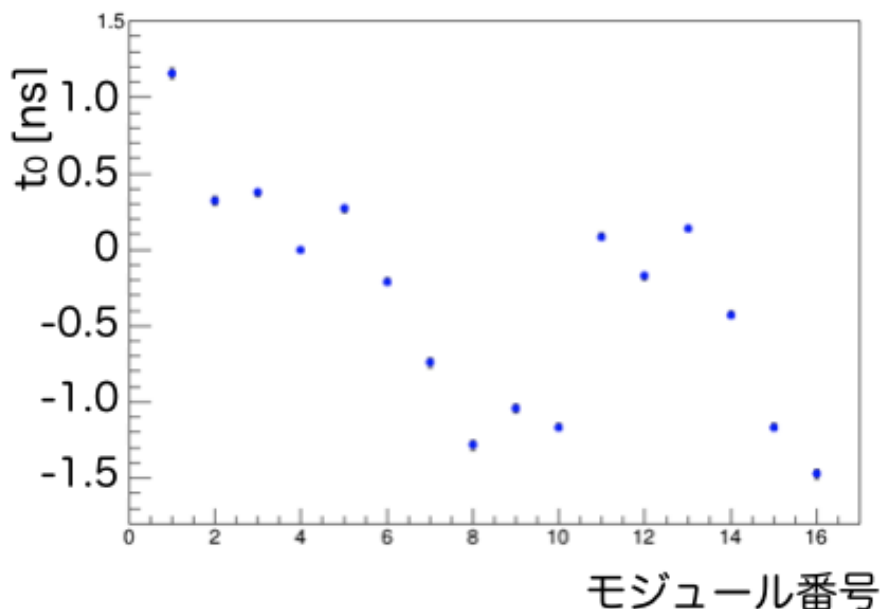


図 3.13: 宇宙線データの  $t_0$  の結果。モジュール 4 は 0 に固定されている。

図 3.13 を見ると、TOP モジュールの中には最大で 1.5 ns ずれていたことがわかった。1.5 ns は

ケーブル長にして 30 cm の長さのずれを意味している。読み出しケーブルは数十 m の長さのため、1.5 ns 程度のずれならあり得る範囲である。

### 3.3.3 レーザーによる結果との比較

この手法とは独立に、図 1.13 の測定系によっても、TOP モジュールごとの時間の較正を行うことができる。ただしレーザーによる測定では、レーザー光を 16 分割したのちのファイバー長が 30 m 程度あるため、不確かさとしておよそ 200 ps の誤差がつく。

実際にレーザーによって同じ較正が行われ、その結果と比較した。図 3.14 にその結果を示す。

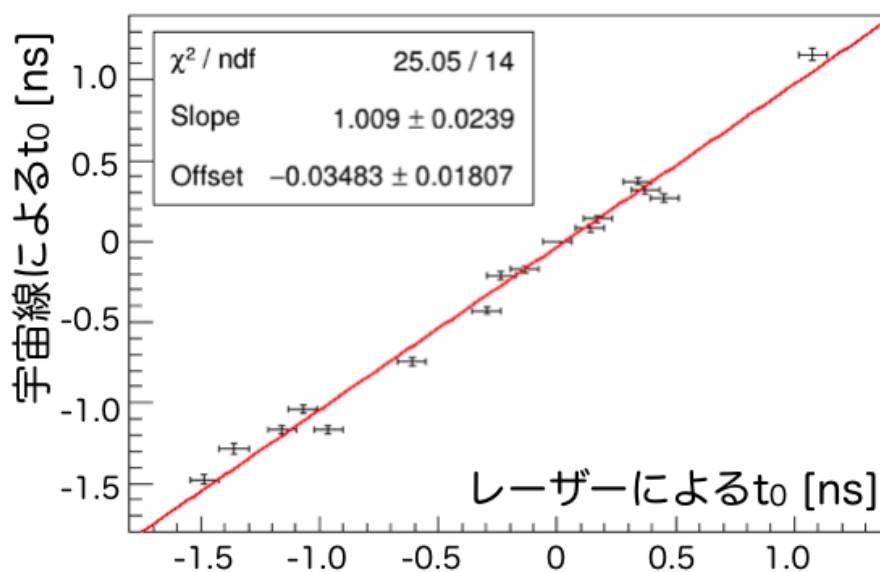


図 3.14: 本手法とレーザーによる較正の比較。1つ1つの点が1モジュールを表しており、横軸がレーザーによる  $t_0$ 、縦軸が本手法の  $t_0$  である。また、赤線は1次関数でフィットした結果である。

レーザーによる  $t_0$  と宇宙線による  $t_0$  の相関を1次関数でフィットした結果、直線の式がほぼ  $y = x$  に一致した。これは、お互いの結果が一致していることを表している。

これにより、TOP モジュールの時間を宇宙線を用いて較正することに成功した。

## 第4章 電子・陽電子衝突事象を用いたTOP カウンターの位置・時間較正

本章では、 $e^+e^-$  衝突事象を用いた TOP の位置・時間較正について述べる。較正に使用するの  
は  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象である。本章ではまず、MC シミュレーションで較正手法の妥当性を評価し  
た後、実データの結果を示す。

### 4.1 較正手法の原理

$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を利用し、 $\mathcal{L}_\mu(\hat{p})$  が最大となる  $\hat{p}$  を選ぶことで位置・時間を較正するこ  
ができる。 $e^+e^-$  衝突から生じる事象のうち、 $\mu^+\mu^-$  は高い純度で選別でき、かつ反応断面積は 1.148 nb  
であり、 $\Upsilon(4S)$  の生成断面積とほぼ等しいため、高い統計量が期待できる。

TOP に  $n$  個の  $\mu$  粒子が入射したとする。このとき、それぞれの飛跡  $i$  で尤度  $\mathcal{L}_\mu^{(i)}(\hat{p})$  を計算す  
る。 $\hat{p}$  は、 $n$  通りの尤度の積

$$\prod_{i=1}^n \mathcal{L}_\mu^{(i)}(\hat{p}) \quad (4.1)$$

を最大にするような値が選ばれる。これは、式 (4.1) について対数をとった以下の式について、 $\chi^2$   
の最小値をとることと同義である。

$$\chi^2(\hat{p}) = -2 \sum_{i=1}^n \ln \mathcal{L}_\mu^{(i)}(\hat{p}) \quad (4.2)$$

より計算を簡単にするために、以下のように  $\hat{p}$  を求める。

$n$  個の  $\mu$  粒子が TOP を通過しており、すでにその時点までの最適な  $\hat{p} = \hat{p}^{(n)}$  が求まっている  
とする。ここに、 $(n+1)$  個目の  $\mu$  粒子が入ったとき、最適な補正量  $\Delta\hat{p}$  を加えることで、 $(n+1)$   
個時点での  $\hat{p} = \hat{p}^{(n)} + \Delta\hat{p} = \hat{p}^{(n+1)}$  を求める。 $(n+1)$  個の  $\mu$  粒子の時点で、式 (4.2) は

$$\begin{aligned} \chi^2(\hat{p}^{(n+1)}) &= \chi^2(\hat{p}^{(n)} + \Delta\hat{p}) \\ &= -2 \sum_{i=1}^{n+1} \ln \mathcal{L}_\mu^{(i)}(\hat{p}^{(n)} + \Delta\hat{p}) \\ &\simeq -2 \sum_{i=1}^{n+1} \ln \mathcal{L}_\mu^{(i)}(\hat{p}^{(n)}) - 2 \frac{\partial \ln \mathcal{L}_\mu^{(n+1)}(\hat{p}^{(n)})}{\partial(\Delta\hat{p}_j)} \Delta\hat{p}_j \\ &\quad - \sum_{i=1}^{n+1} \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}_\mu^{(i)}(\hat{p}^{(n)})}{\partial(\Delta\hat{p}_j) \partial(\Delta\hat{p}_k)} \Delta\hat{p}_j \Delta\hat{p}_k \end{aligned} \quad (4.3)$$

と展開できる。式 (4.3) を最小化する  $\Delta\hat{p}$  は、次のように解析的に計算できる。

$$\begin{cases} U_{jk}^{(n+1)} = U_{jk}^{(n)} - D_{jk}^{(n)} \\ V^{(n+1)} = [U^{(n+1)}]^{-1} \\ \Delta\hat{p}_j = V_{jk}^{(n+1)} \hat{s}_k^{(n+1)} \end{cases} \quad (4.4)$$

ただし、 $U^{(0)} = 0$  であり、 $V$  は誤差行列を意味している。また、 $D$  と  $\hat{s}$  は次を満たしている。

$$\begin{cases} D_{jk}^{(n)} = \frac{\partial^2 \ln \mathcal{L}_\mu^{(n+1)}(\hat{p}^{(n)})}{\partial \hat{p}_j \partial \hat{p}_k} \\ \hat{s}_j^{(n)} = \frac{\partial \ln \mathcal{L}_\mu^{(n+1)}(\hat{p}^{(n)})}{\partial \hat{p}_j} \end{cases} \quad (4.5)$$

式 (4.4) を満たす  $\Delta\hat{p}$  を逐次計算することで、図 4.1 のように  $\mu$  粒子の数が増えるにつれて値は収束していく。

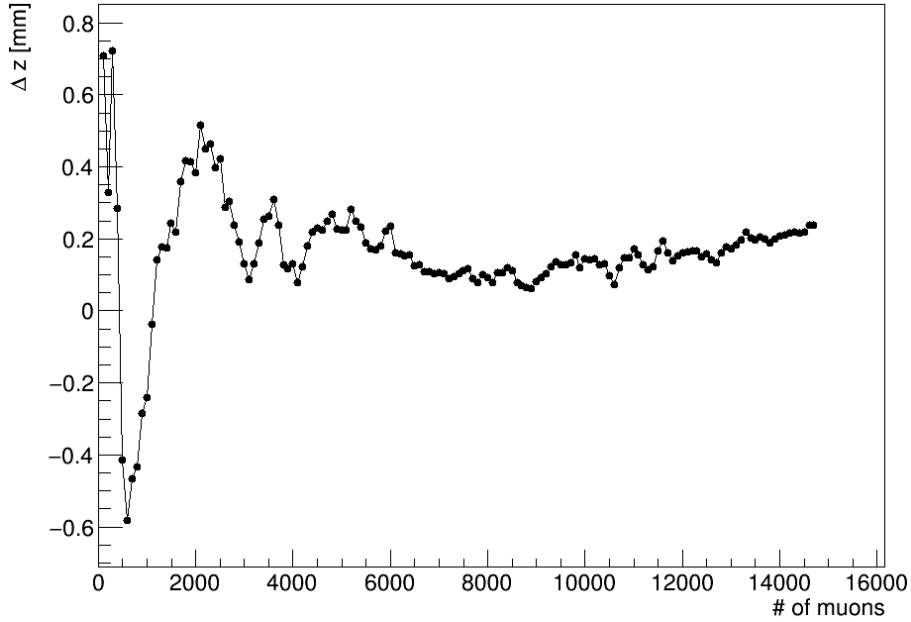


図 4.1:  $\Delta z$  が更新されていく様子 (モジュール 1)。

## 4.2 シミュレーションによる手法の評価

以上の手法が正しく動作するか、シミュレーションを用いて確認する。

### 4.2.1 理想的な位置・時間の下での結果

まずは、位置・時間のずれがない理想的な条件で検証する。理想的な位置・時間では、 $\hat{p}$  の要素はすべて 0 になるはずである。シミュレーションで  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  を、積分ルミノシティ  $\int \mathcal{L} dt \simeq 170 \text{ pb}^{-1}$  相当の 200000 イベントを生成し、16 モジュールで独立に較正手法を適用した。例として、モジュール 4 のパラメータの移り変わりの様子を図 4.2 に示す。

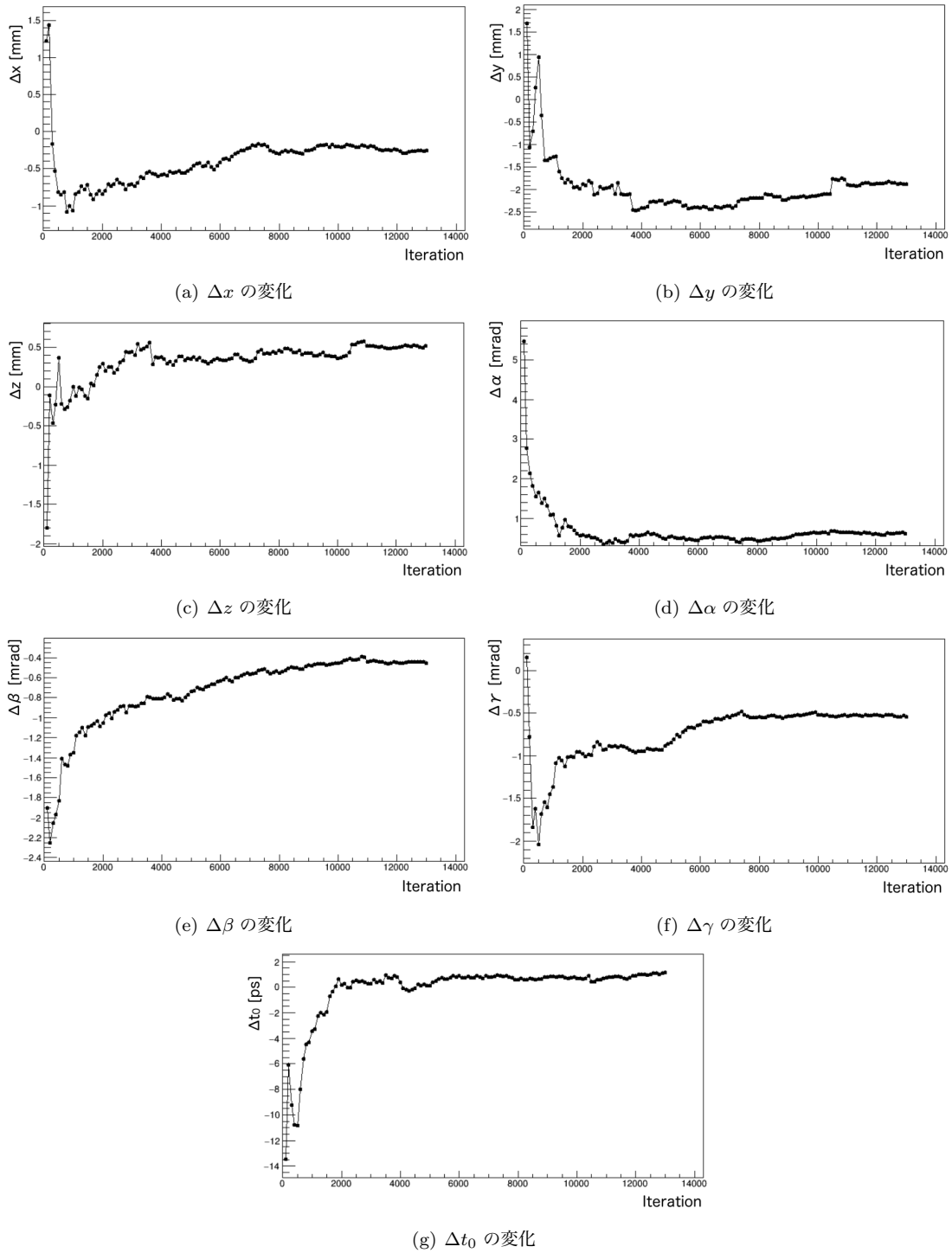


図 4.2: モジュール 4 の  $\hat{p}$  の各パラメータの較正の様子。

16 モジュールの較正は統計的に独立と捉えることができる。図 4.3 は、 $\mu$  粒子数に対する各パラメータの 16 モジュールでの平均値と分散をプロットしたものである。

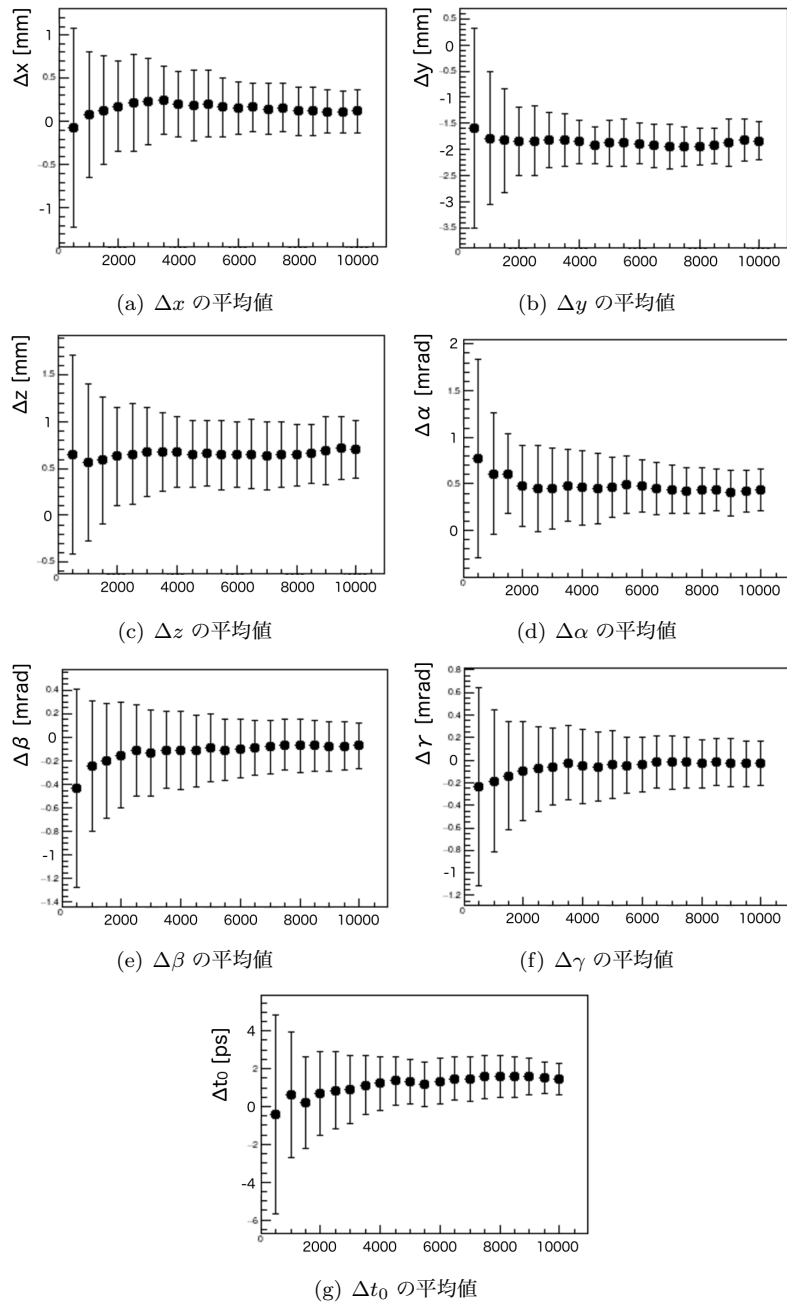


図 4.3:  $\hat{p}$  の各パラメータの平均値と統計量の関係。

$\mu$  粒子の数が 5000 程度あれば、表 2.1 に示してある目標精度以内で較正が可能であることがわかった。表 4.1 に、10000 個の  $\mu$  粒子が TOP を通過したときの較正結果を示す。

表 4.1: 10000 個の  $\mu$  粒子が TOP を通過した場合の、各パラメータの較正結果

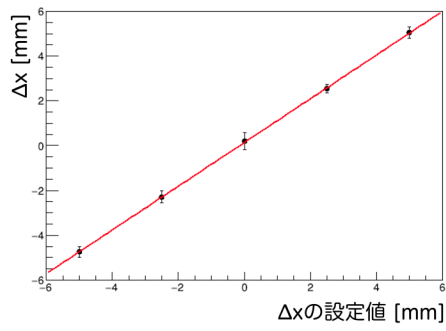
$\Delta x(\text{mm})$	$0.12 \pm 0.25$	$\Delta\alpha(\text{mrad})$	$0.44 \pm 0.22$
$\Delta y(\text{mm})$	$-1.83 \pm 0.37$	$\Delta\beta(\text{mrad})$	$-0.07 \pm 0.20$
$\Delta z(\text{mm})$	$0.70 \pm 0.31$	$\Delta\gamma(\text{mrad})$	$-0.03 \pm 0.20$
$\Delta t_0(\text{ps})$	$1.5 \pm 0.9$		

#### 4.2.2 位置・時間をずらしたときの結果

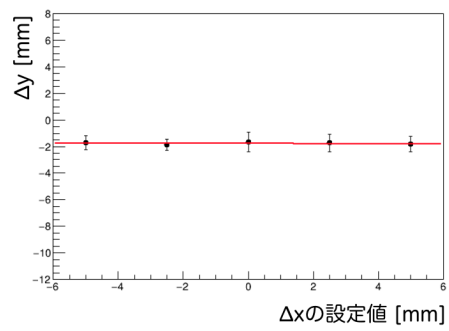
次に、位置・時間の初期値をずらした条件でこの手法を適用したときに、どのような結果が得られるか試験した。それぞれの条件で同様に較正を行い、10000 個の  $\mu$  粒子が TOP を通過したときの較正結果の 16 モジュールでの平均をとった。それぞれのパラメータでずらした値と較正の結果を示したプロットと、1 次関数でフィットした様子を図 4.4-4.10 に示し、表 4.2-4.8 にそれぞれの 1 次関数のフィット結果をまとめた。

それぞれの表での切片を見ると、表 4.1 の数値と一致している。この状態でさらに傾きが 0 に等しいパラメータは、ずらした変数に依存せず一定のバイアスを保っていることを意味する。また、切片が表 4.1 の数値と一致してかつ傾きが 1 に等しい場合、表 4.1 のバイアスを保ったまま値が追随している、すなわち正しい値に収束していることを意味する。表 4.2-4.8 を見ると、ずらしたパラメータは傾きが 1、それ以外のパラメータの傾きが 0 であるため、この手法で正しく較正ができることがわかった。

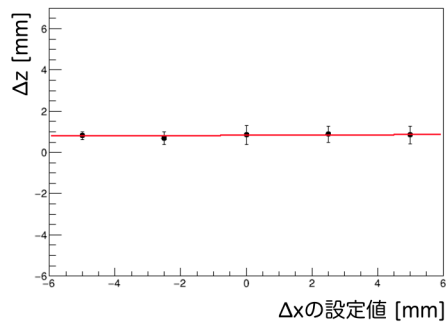




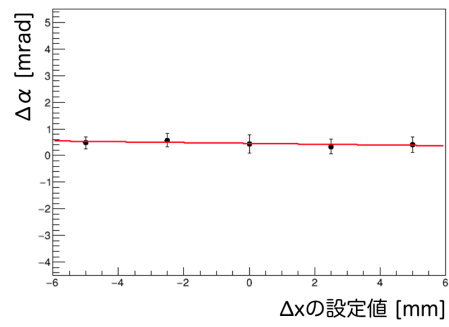
(a)  $\Delta x$  の収束値



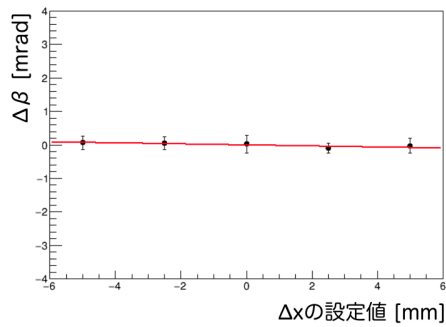
(b)  $\Delta y$  の収束値



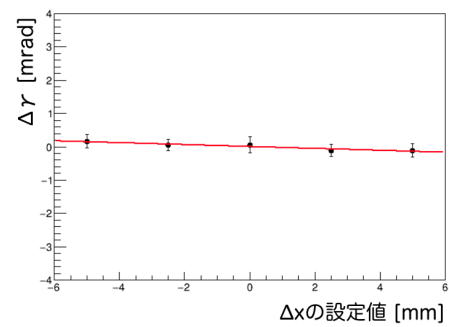
(c)  $\Delta z$  の収束値



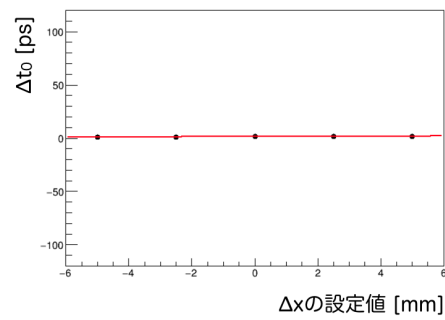
(d)  $\Delta \alpha$  の収束値



(e)  $\Delta \beta$  の収束値

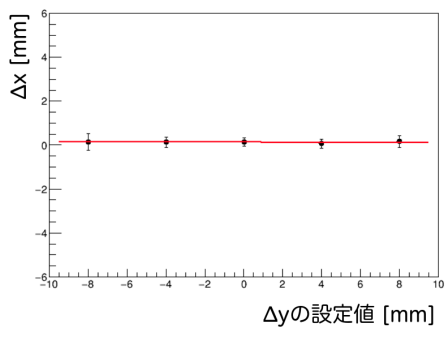


(f)  $\Delta \gamma$  の収束値

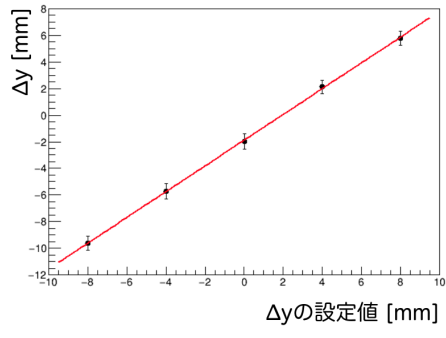


(g)  $\Delta t_0$  の収束値

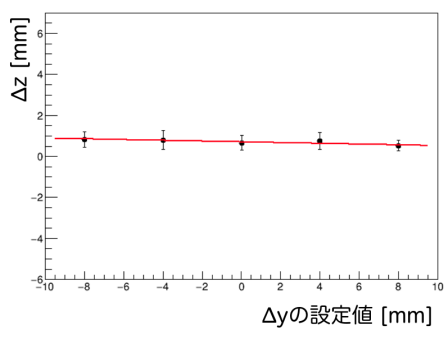
図 4.4:  $\Delta x$  をずらしたときの結果。



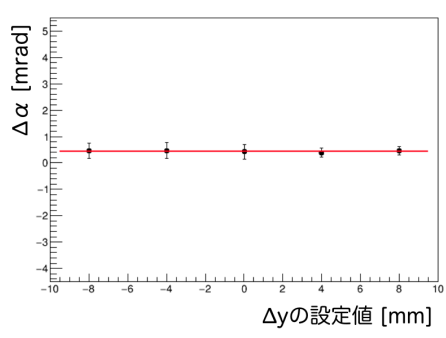
(a)  $\Delta x$  の収束値



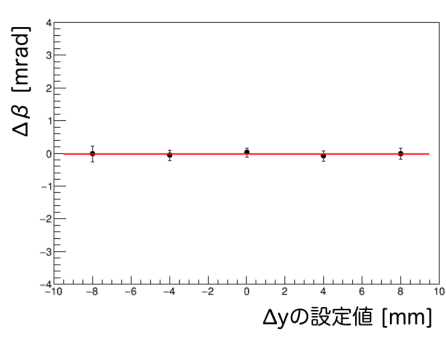
(b)  $\Delta y$  の収束値



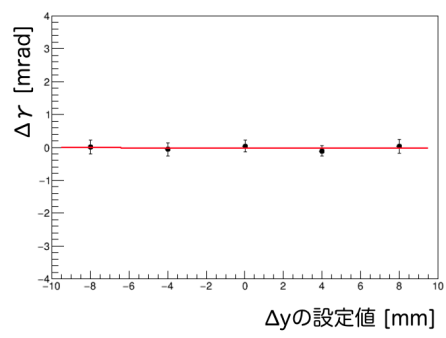
(c)  $\Delta z$  の収束値



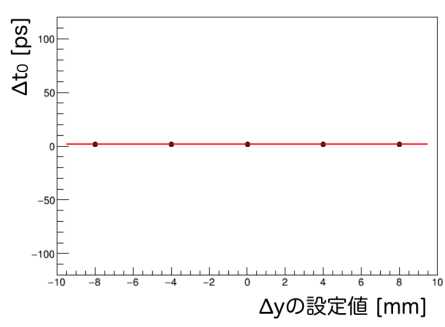
(d)  $\Delta \alpha$  の収束値



(e)  $\Delta \beta$  の収束値

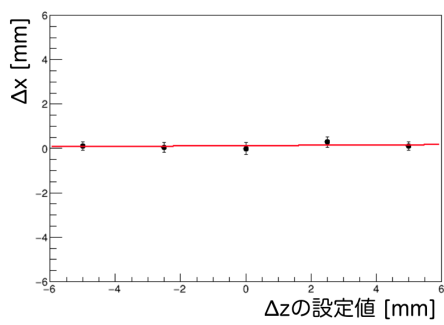


(f)  $\Delta \gamma$  の収束値

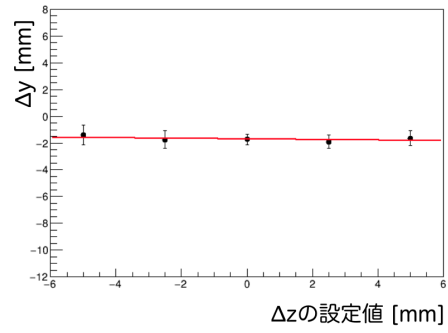


(g)  $\Delta t_0$  の収束値

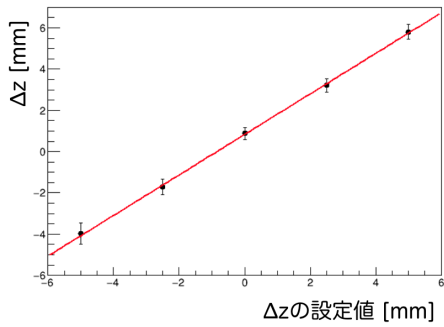
図 4.5:  $\Delta y$  をずらしたときの結果。



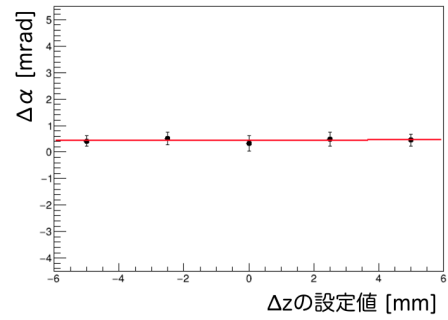
(a)  $\Delta x$  の収束値



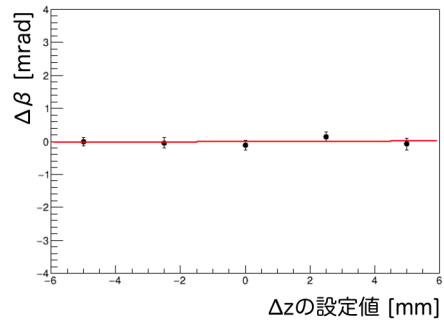
(b)  $\Delta y$  の収束値



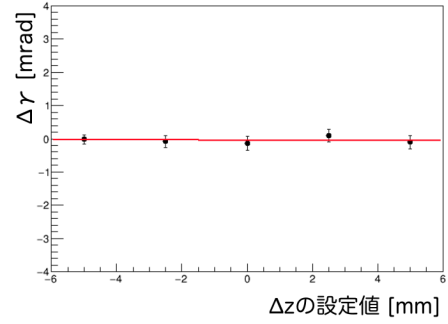
(c)  $\Delta z$  の収束値



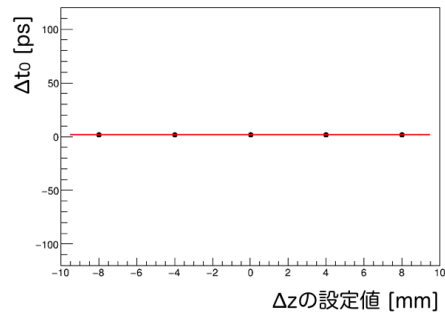
(d)  $\Delta \alpha$  の収束値



(e)  $\Delta \beta$  の収束値

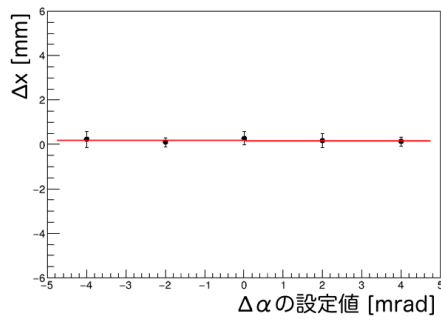


(f)  $\Delta \gamma$  の収束値

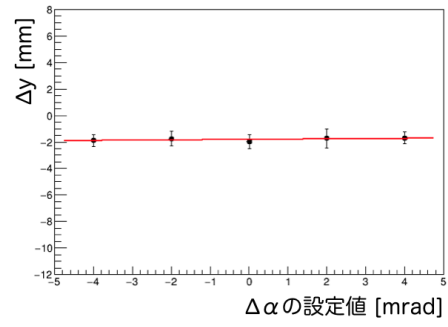


(g)  $\Delta t_0$  の収束値

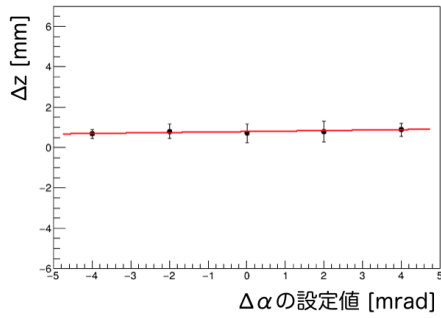
図 4.6:  $\Delta z$  をずらしたときの結果。



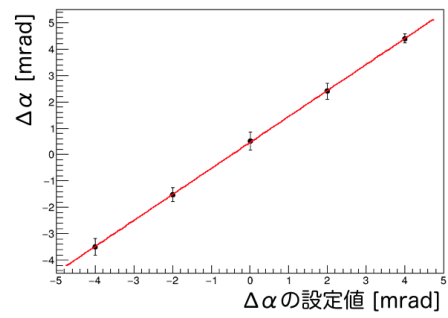
(a)  $\Delta x$  の収束値



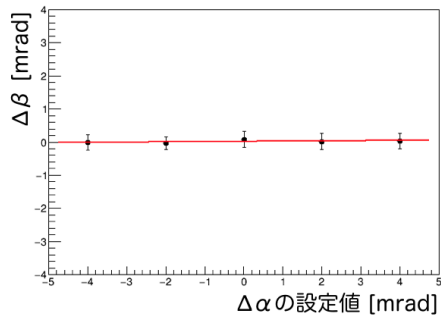
(b)  $\Delta y$  の収束値



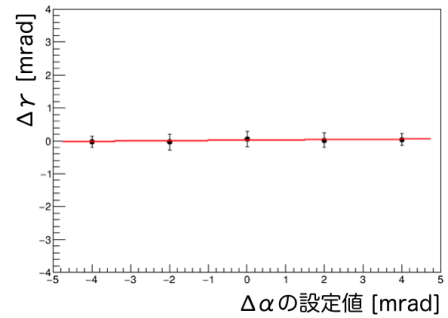
(c)  $\Delta z$  の収束値



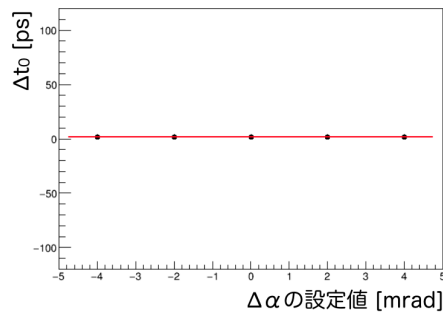
(d)  $\Delta\alpha$  の収束値



(e)  $\Delta\beta$  の収束値

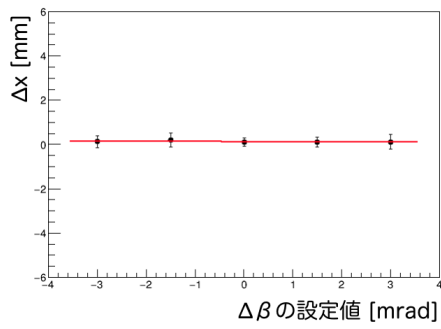


(f)  $\Delta\gamma$  の収束値

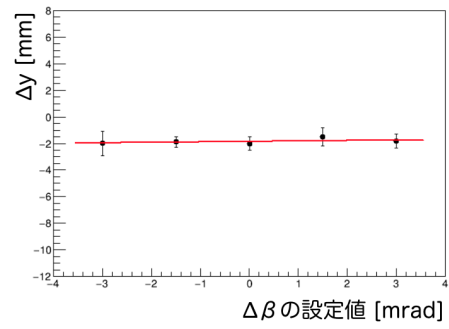


(g)  $\Delta t_0$  の収束値

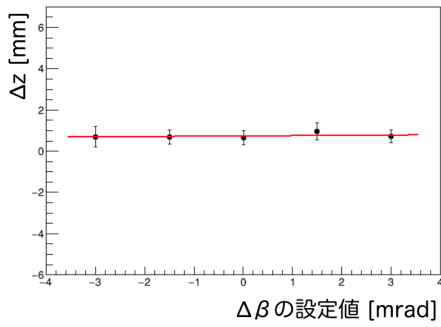
図 4.7:  $\Delta\alpha$  をずらしたときの結果。



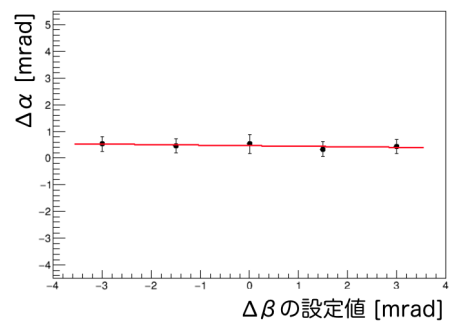
(a)  $\Delta x$  の収束値



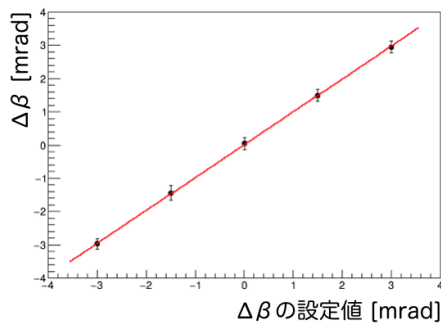
(b)  $\Delta y$  の収束値



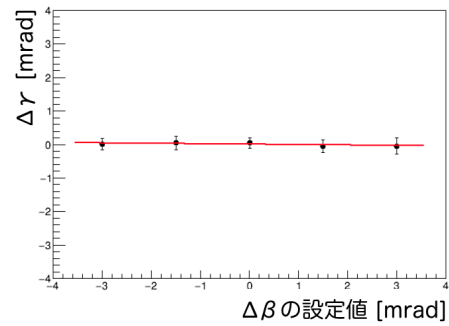
(c)  $\Delta z$  の収束値



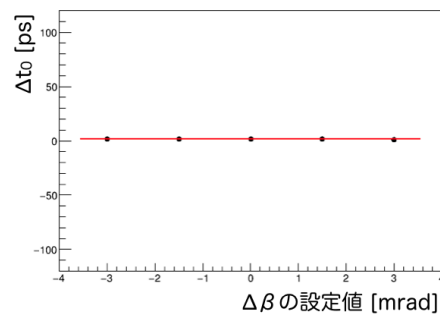
(d)  $\Delta\alpha$  の収束値



(e)  $\Delta\beta$  の収束値

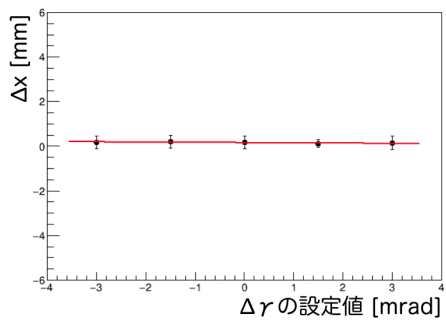


(f)  $\Delta\gamma$  の収束値

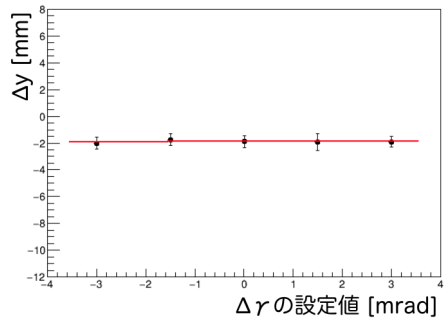


(g)  $\Delta t_0$  の収束値

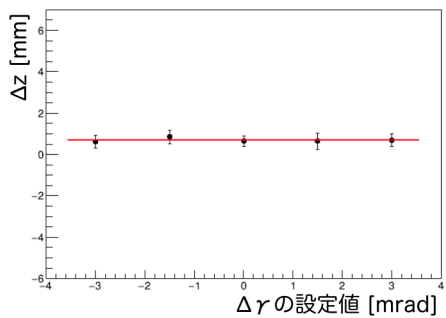
図 4.8:  $\Delta\beta$  をずらしたときの結果。



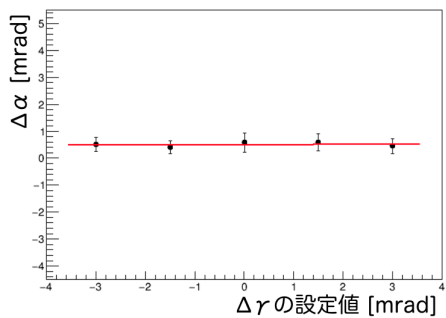
(a)  $\Delta x$  の収束値



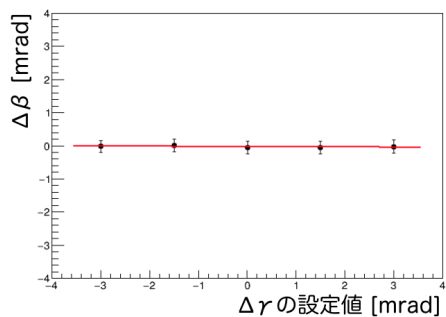
(b)  $\Delta y$  の収束値



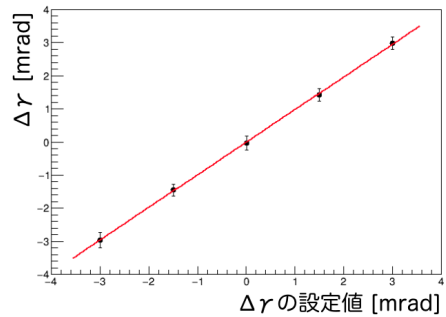
(c)  $\Delta z$  の収束値



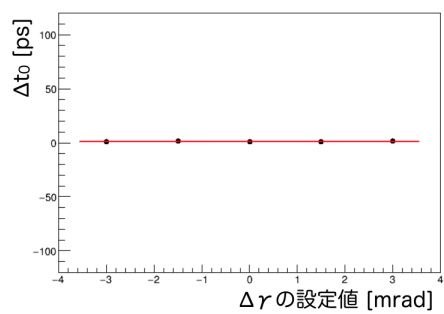
(d)  $\Delta \alpha$  の収束値



(e)  $\Delta \beta$  の収束値

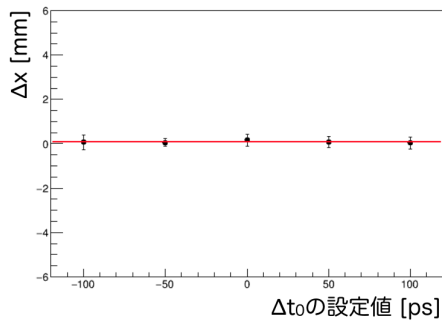


(f)  $\Delta \gamma$  の収束値

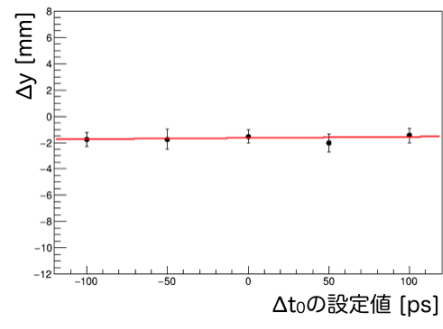


(g)  $\Delta t_0$  の収束値

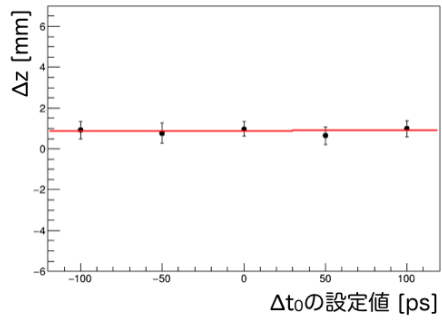
図 4.9:  $\Delta \gamma$  をずらしたときの結果。



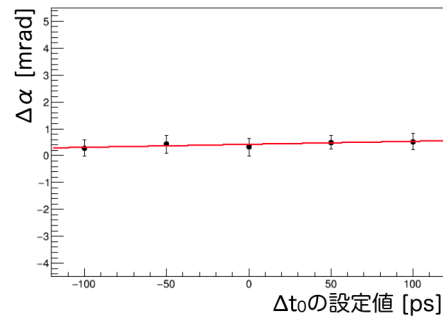
(a)  $\Delta x$  の収束値



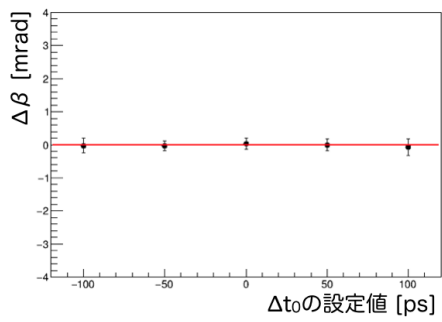
(b)  $\Delta y$  の収束値



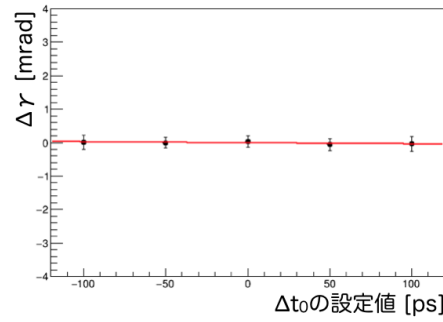
(c)  $\Delta z$  の収束値



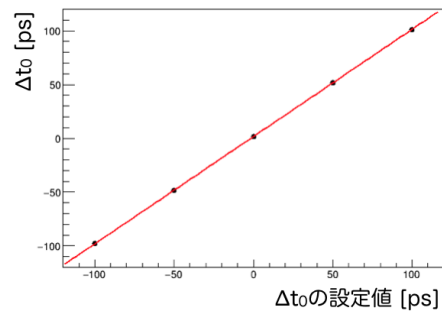
(d)  $\Delta \alpha$  の収束値



(e)  $\Delta \beta$  の収束値



(f)  $\Delta \gamma$  の収束値



(g)  $\Delta t_0$  の収束値

図 4.10:  $\Delta t_0$  をずらしたときの結果。

表 4.2:  $\Delta x$  をずらしたときの 1 次近似の結果

パラメータ	傾き	切片
$\Delta x$	$0.98 \pm 0.03$	$0.14 \pm 0.11$
$\Delta y$	$0.00 \pm 0.07$	$-1.79 \pm 0.25$
$\Delta z$	$0.01 \pm 0.04$	$0.81 \pm 0.16$
$\Delta\alpha$	$-0.01 \pm 0.03$	$0.44 \pm 0.12$
$\Delta\beta$	$-0.02 \pm 0.03$	$-0.01 \pm 0.09$
$\Delta\gamma$	$-0.03 \pm 0.02$	$0.00 \pm 0.09$
$\Delta t_0$	$0.1 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.5$

表 4.3:  $\Delta y$  をずらしたときの 1 次近似の結果

パラメータ	傾き	切片
$\Delta x$	$0.00 \pm 0.02$	$0.13 \pm 0.11$
$\Delta y$	$0.97 \pm 0.04$	$-1.87 \pm 0.24$
$\Delta z$	$-0.02 \pm 0.03$	$0.70 \pm 0.16$
$\Delta\alpha$	$0.00 \pm 0.02$	$0.44 \pm 0.11$
$\Delta\beta$	$0.00 \pm 0.01$	$-0.02 \pm 0.07$
$\Delta\gamma$	$0.00 \pm 0.02$	$-0.03 \pm 0.08$
$\Delta t_0$	$0.0 \pm 0.1$	$1.4 \pm 0.5$

表 4.4:  $\Delta z$  をずらしたときの 1 次近似の結果

パラメータ	傾き	切片
$\Delta x$	$0.01 \pm 0.02$	$0.11 \pm 0.10$
$\Delta y$	$-0.02 \pm 0.08$	$-1.70 \pm 0.24$
$\Delta z$	$0.98 \pm 0.05$	$0.83 \pm 0.16$
$\Delta\alpha$	$0.00 \pm 0.03$	$0.44 \pm 0.10$
$\Delta\beta$	$0.00 \pm 0.02$	$-0.02 \pm 0.07$
$\Delta\gamma$	$0.00 \pm 0.02$	$-0.04 \pm 0.08$
$\Delta t_0$	$0.0 \pm 0.1$	$1.5 \pm 0.5$



表 4.5:  $\Delta\alpha$  をずらしたときの 1 次近似の結果

パラメータ	傾き	切片
$\Delta x$	$0.00 \pm 0.04$	$0.16 \pm 0.12$
$\Delta y$	$0.02 \pm 0.07$	$-1.81 \pm 0.23$
$\Delta z$	$0.02 \pm 0.05$	$0.78 \pm 0.16$
$\Delta\alpha$	$0.98 \pm 0.04$	$0.46 \pm 0.12$
$\Delta\beta$	$0.01 \pm 0.04$	$0.02 \pm 0.10$
$\Delta\gamma$	$0.01 \pm 0.03$	$0.01 \pm 0.09$
$\Delta t_0$	$0.0 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.6$

表 4.6:  $\Delta\beta$  をずらしたときの 1 次近似の結果

パラメータ	傾き	切片
$\Delta x$	$-0.01 \pm 0.06$	$0.12 \pm 0.11$
$\Delta y$	$0.03 \pm 0.13$	$-1.86 \pm 0.24$
$\Delta z$	$0.01 \pm 0.08$	$0.73 \pm 0.17$
$\Delta\alpha$	$-0.02 \pm 0.06$	$0.45 \pm 0.13$
$\Delta\beta$	$0.99 \pm 0.04$	$0.01 \pm 0.08$
$\Delta\gamma$	$-0.01 \pm 0.04$	$0.00 \pm 0.09$
$\Delta t_0$	$0.0 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.5$

表 4.7:  $\Delta\gamma$  をずらしたときの 1 次近似の結果

パラメータ	傾き	切片
$\Delta x$	$-0.01 \pm 0.05$	$0.16 \pm 0.11$
$\Delta y$	$0.00 \pm 0.09$	$-1.89 \pm 0.21$
$\Delta z$	$0.00 \pm 0.07$	$0.68 \pm 0.14$
$\Delta\alpha$	$0.00 \pm 0.06$	$0.49 \pm 0.13$
$\Delta\beta$	$0.00 \pm 0.04$	$-0.03 \pm 0.09$
$\Delta\gamma$	$0.98 \pm 0.04$	$0.00 \pm 0.09$
$\Delta t_0$	$0.0 \pm 0.2$	$1.1 \pm 0.5$

表 4.8:  $\Delta t_0$  をずらしたときの 1 次近似の結果

パラメータ	傾き	切片
$\Delta x$	$0.00 \pm 0.00$	$0.08 \pm 0.11$
$\Delta y$	$0.00 \pm 0.00$	$-1.67 \pm 0.26$
$\Delta z$	$0.00 \pm 0.00$	$0.88 \pm 0.19$
$\Delta \alpha$	$0.00 \pm 0.00$	$0.41 \pm 0.13$
$\Delta \beta$	$0.00 \pm 0.00$	$-0.02 \pm 0.08$
$\Delta \gamma$	$0.00 \pm 0.00$	$-0.01 \pm 0.08$
$\Delta t_0$	$1.0 \pm 0.0$	$1.6 \pm 0.5$

## 4.3 実データの解析

### 4.3.1 実データの取得状況

2018 年 3 月から 7 月までの間、電子・陽電子衝突運転が行われ、 $\int \mathcal{L} dt = 500 \text{ pb}^{-1}$  の物理データが収集された。ところが、6 月のある期間に取得したデータは、TOP の情報が壊れているということが判明した (その期間のデータは TOP bad run と呼ばれている)。位置・時間較正には、TOP bad run を除いた  $360 \text{ pb}^{-1}$  のみで行った。

### 4.3.2 較正結果とインストール時の測定との比較

図 4.11-4.17 に、較正手法を実データに適用したときの結果を青点で (誤差の評価については付録 B を参照)、TOP をインストールしたときの測定値を赤点で示した。また、各モジュールで使用した  $\mu$  粒子の数を表 4.9 に示す。

表 4.9: 各モジュールで使用した  $\mu$  粒子の数

モジュール番号	$\mu$ 粒子数	モジュール番号	$\mu$ 粒子数
1	2749	9	3317
2	4762	10	5304
3	4233	11	5098
4	4929	12	6044
5	5503	13	5736
6	4402	14	6729
7	3413	15	4566
8	2829	16	4245

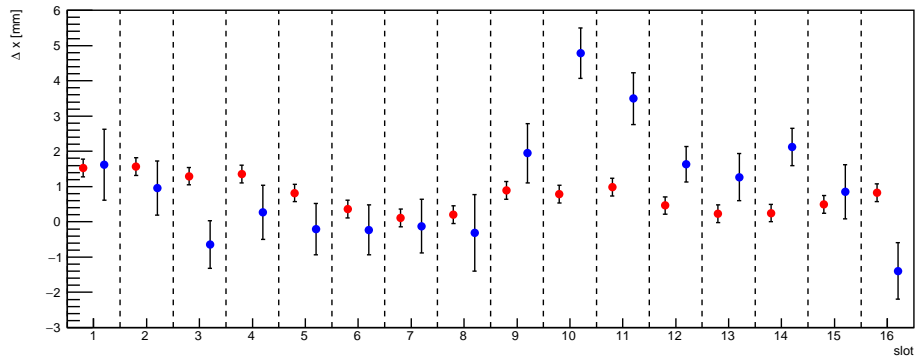


図 4.11: 較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta x$ )。

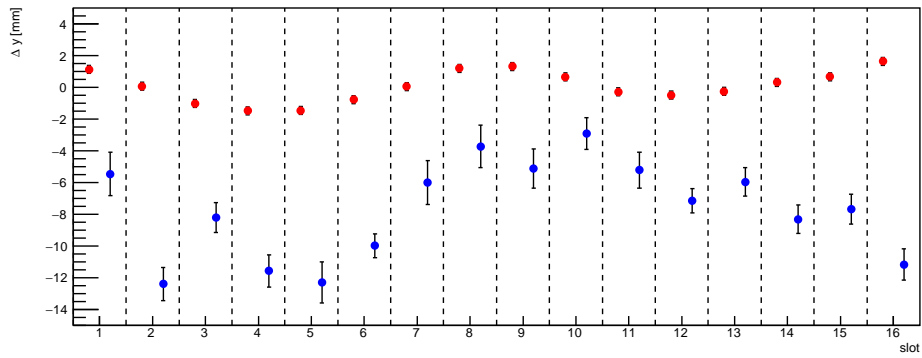


図 4.12: 較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta y$ )。

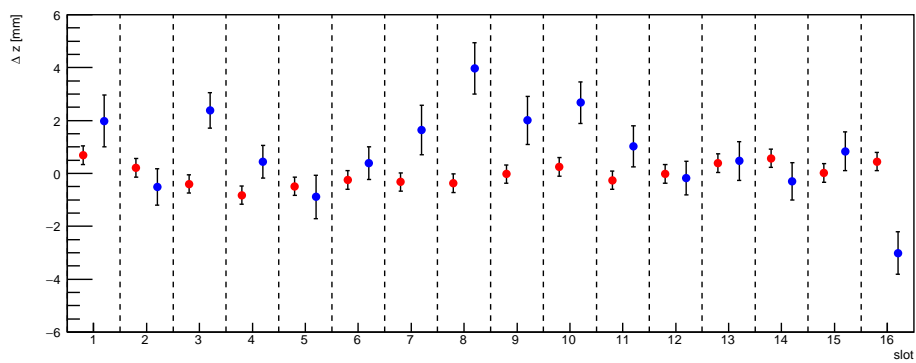


図 4.13: 較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta z$ )。

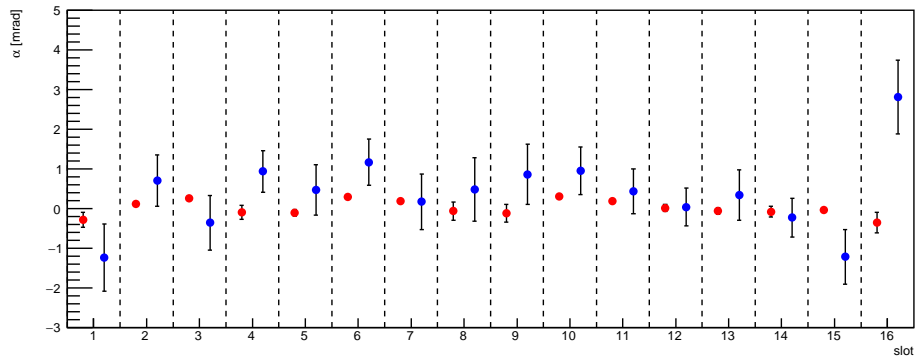


図 4.14: 較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta\alpha$ )。

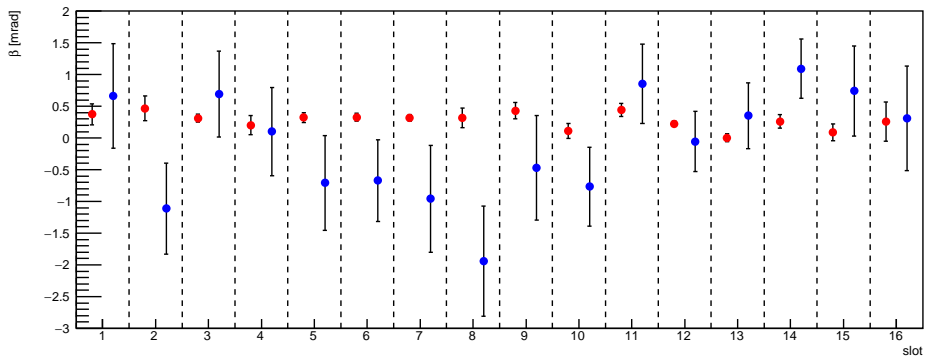


図 4.15: 較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta\beta$ )。

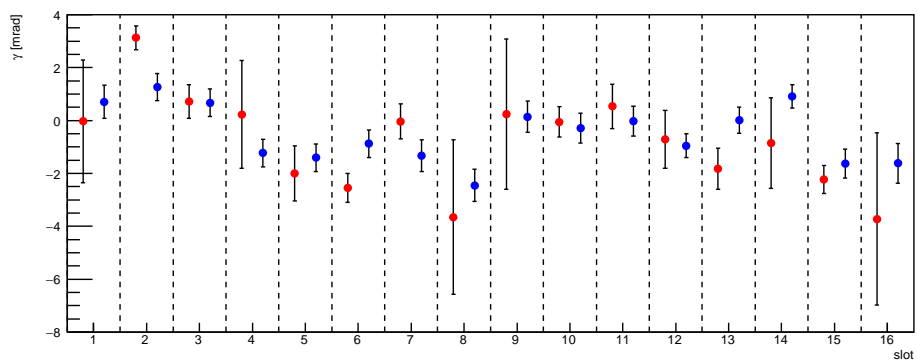


図 4.16: 較正結果と測定結果の比較 ( $\Delta\gamma$ )。

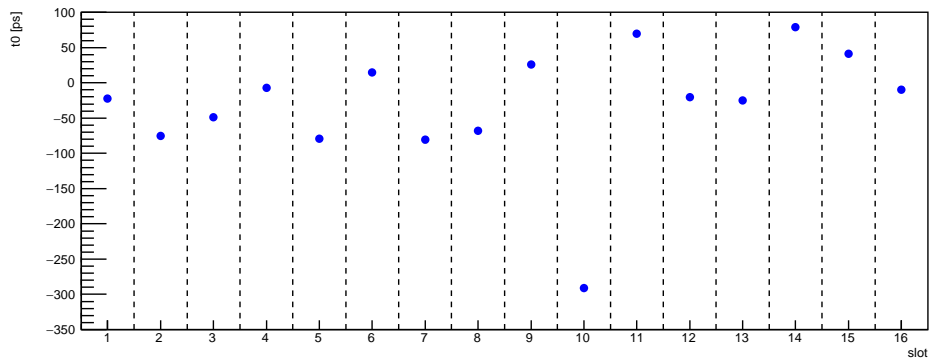


図 4.17:  $\Delta t_0$  の較正結果。

図 4.11-4.16 を見ると、較正結果がインストール時と一致していないということがわかった。さらに  $\Delta t_0$  について、モジュール 10 が他と比べて 300 ps 程度ずれているという結果になった。これは、第 3 章での較正精度と比べて有意にずれている。

### 4.3.3 モジュール 10 の調査

モジュール 10 について、 $\Delta t_0$  の更新の様子を図 4.18 に示す。

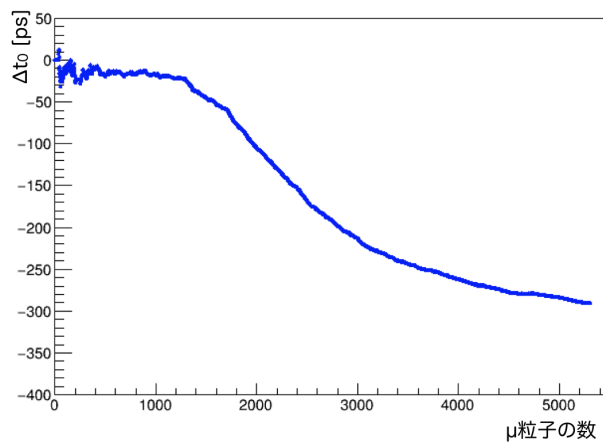


図 4.18: モジュール 10 での  $\Delta t_0$  の移り変わりの様子。

1000 個あたりから、値がマイナスに移っていく様子がわかる。また、これは古いデータから順番に較正に使用しており、1200 個目あたりが TOP bad run の前後の境目となっている。

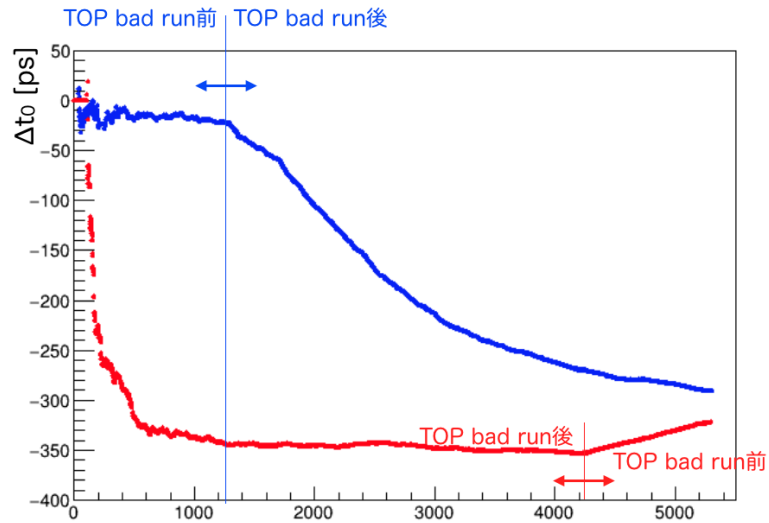


図 4.19: TOP bad run 前後でデータの順序を入れ替えたときの、モジュール 10 の  $\Delta t_0$  の移り変わり。青は図 4.18 と同じ図であり、赤は TOP bad run の前後を入れ替えている。

図 4.19 は、TOP bad run の前後でデータを入れ替える前と後でのモジュール 10 の  $\Delta t_0$  を示している。元の順序 (青) での結果を見ると、TOP bad run の後から値が降下している様子がわかる。一方で順序を入れ替えた (赤) ときの結果を見ると、最初に  $-350$  ps の値で収束しているが、TOP bad run の前のデータを見はじめてからは値が上昇している。

この手法を実データに適用することで、TOP bad run の前後で時間情報が変化したということがわかった。これにより、衝突データの解析の前に、読み出しチャンネルごとの時間較正など初期の時間較正をやり直す必要があるということを示した。

## 第5章 結論

わたしは、Belle II 実験で粒子識別装置の役割を担う TOP カウンターが設計値通りの識別能力を発揮できるように、TOP モジュールの設置位置と時間原点の較正を試みた。まずは、実際に Belle II で目標とするモードの1つである  $B \rightarrow \rho\gamma$  と  $B \rightarrow K^*\gamma$  を用いて、位置や時間のずれの観点から識別効率や誤識別率を評価し、較正の目標精度を定めた。較正の手順としては、まずは宇宙線を用いて全 16 台の TOP モジュールの時間を揃え、電子・陽電子衝突事象を用いて位置・時間を同時に較正することにした。

### TOP モジュールごとの時間の較正

宇宙線  $\mu$  粒子が 2 つの TOP モジュールを通過する事象を選び、そのモジュール間の飛行時間に着目した。それぞれの TOP モジュールで宇宙線が当たった時間を推定し、その差をとることで TOP が測定する飛行時間を求め、飛跡情報から計算される飛行時間と比較することで、時間原点を較正する手法を開発した。MC シミュレーションで確かめたところ、40 ps のバイアスを持った状態で正しく動作することが確認できた。実際の宇宙線データにこの手法を適用したところ、最大で 1.5 ns のずれを較正することができ、その結果がレーザーによる測定と一致したことがわかった。

### TOP の位置・時間較正

2018 年に実施した電子・陽電子衝突運転で収集した、 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用いて較正を行う手法を開発した。粒子識別に用いる尤度  $\mathcal{L}_\mu$  が位置・時間に依存することを利用して、 $\mathcal{L}_\mu$  が最大になるようにパラメータを求めた。MC シミュレーションで手法を確認したところ、それぞれのパラメータで一定のバイアスは持っているが、シミュレーション上でずらしたときにバイアスを保ったまま正しい値に収束し、正しく動作していることが確認できた。実際の衝突データにこの手法を適用したところ、得られた結果はインストール時の測定結果と一致せず、さらに 1 つのモジュールで  $t_0$  が他のモジュールと大きくずれていることがわかった。今回の手法により、 $t_0$  が途中で動いているということを明らかにし、時間情報の較正をやり直す必要があることを提示できた。

結果、宇宙線を用いた TOP モジュール間の時間較正は完遂することができた。 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  事象を用いた位置・時間較正は、手法を開発しシミュレーションで正しく動作することを確認できた。さらに、この手法を実データに適用した結果を見ることによって、前段階の問題点を指摘できる環境を整えることができた。

# 付録 A TOP 座標から Belle II 座標への変換

図 A.1 は Belle II 検出器の座標系である。原点は衝突点となっており、ビーム軸方向に  $z$  軸、垂直方向に  $y$  軸、それらと直交する向きに  $x$  軸をとる。一方、図 A.2 は TOP の座標系を表しており、原点は石英中心、ビーム軸方向に  $z$  軸、動径方向に  $y$  軸、それらと直交する向きに  $x$  軸をとる。

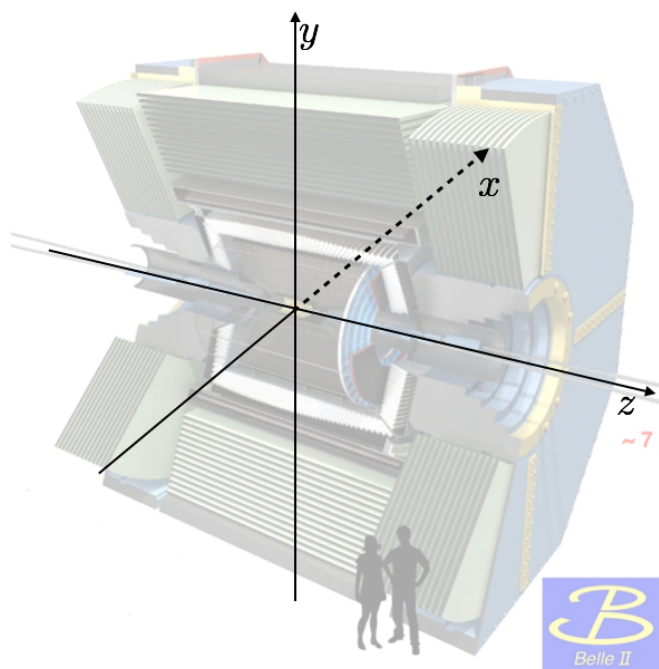


図 A.1: Belle II 検出器の座標系

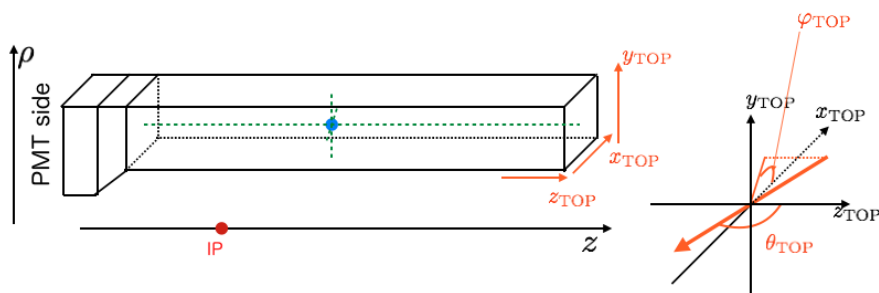


図 A.2: TOP カウンターの座標系。青丸がこの座標系の原点である。



モジュール  $i$  でのある座標  $\mathbf{r}_{\text{TOP}}^i$  は、次のような式で Belle II での座標系  $\mathbf{r}_{\text{global}}$  に変換できる。

$$\mathbf{r}_{\text{global}} = R(\xi_i) (\mathbf{r}_{\text{TOP}}^i + \mathbf{d}) \quad (\text{A.1})$$

ただし、 $\mathbf{d} = (0, R, z_0)$  であり、 $R = 1.2$  m は衝突点から TOP の石英中心までの距離、 $z_0 = 60$  cm は2つの座標系の  $z$  座標のずれを意味する。また、

$$\begin{aligned} R(\xi_i) &= \begin{pmatrix} \cos \xi_i & -\sin \xi_i & 0 \\ \sin \xi_i & \cos \xi_i & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\pi}{8}i - \frac{9\pi}{16}\right) & -\sin\left(\frac{\pi}{8}i - \frac{9\pi}{16}\right) & 0 \\ \sin\left(\frac{\pi}{8}i - \frac{9\pi}{16}\right) & \cos\left(\frac{\pi}{8}i - \frac{9\pi}{16}\right) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

であり、 $\xi_i$  は図 A.3 のような角度になる。

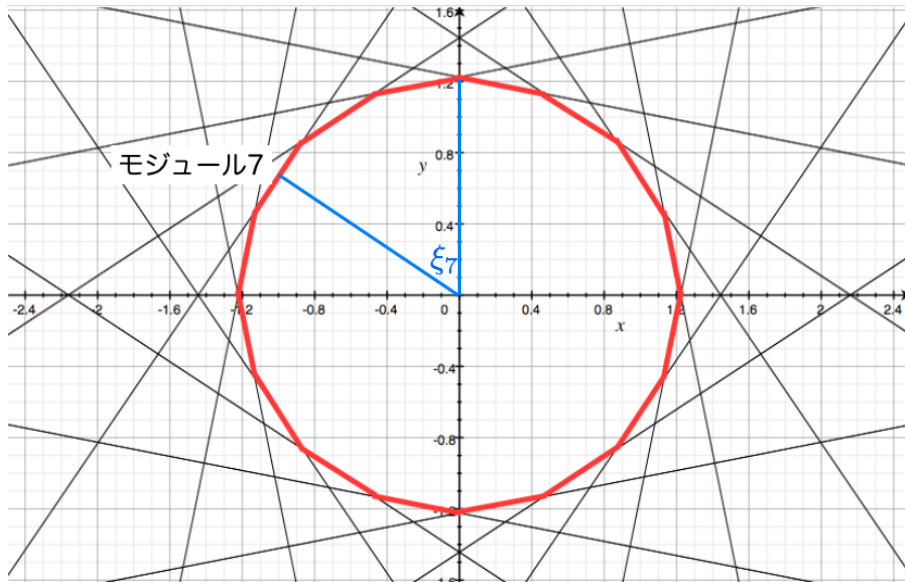


図 A.3:  $\xi_i$  の意味する角度。ここではモジュール7を例にとっている。

## 付録B 位置・時間較正での誤差の評価

### B.1 $\hat{p}$ の各パラメータの相関

式(4.4)での $V^{(n+1)}$ は誤差行列であり、この行列の対角成分の数字は、 $\hat{p}$ のパラメータ間の相関を考慮していないときの、それぞれのパラメータの誤差を意味する。しかし、実際にはパラメータは相関している。図B.1はそれぞれの組み合わせでの相関係数を表している。これを見ると、例えば $\Delta y$ と $\Delta z$ は他の組み合わせよりも強く正に、 $\Delta z$ と $\Delta \alpha$ は強く負に相関していることがわかる。パラメータの誤差は相関によって変化するため、誤差行列の対角成分のみを誤差とすることは正しくない。

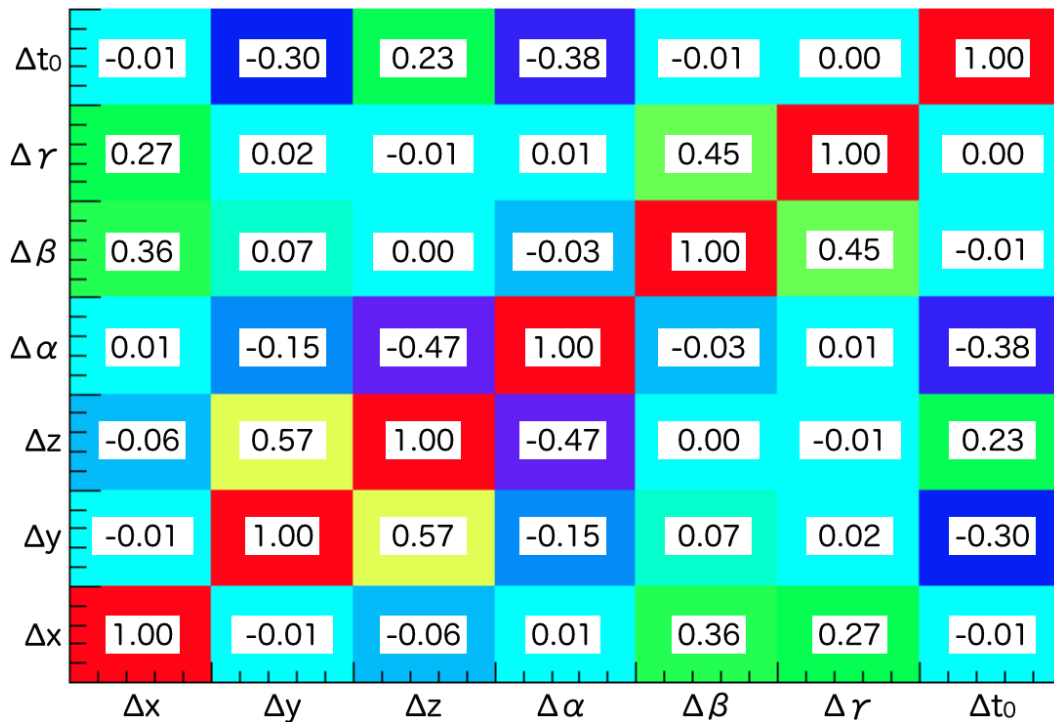


図 B.1: 各パラメータの相関係数。-1 から 1 までの値をとり、1 に近いほど正の相関、-1 に近いほど負の相関、0 に近いほど独立であることを示している。

### B.2 衝突データでの誤差の導出

本手法の解析ツールでは、パラメータの誤差は誤差行列の対角成分をそのまま用いているため、相関を考慮した正しい誤差に補正する必要がある。衝突データでの正しい誤差  $\text{Error}_{\text{data}}$  は、ツール上での誤差  $\text{Error}_{\text{data}}^{\text{tool}}$  に補正量  $r$  を作用させることで求めることができる。

補正量  $r$  を求めるために、図 4.3 に示してあるように、モンテカルロシミュレーションで 16 モジュール独立に較正手法を適用する。図 4.3 での誤差は 16 モジュールでの結果の標準偏差としており、これはパラメータ間の相関を考慮したときの誤差と、数学的に等価である。したがって、この標準偏差はモンテカルロシミュレーションでの正しい誤差  $\text{Error}_{\text{MC}}$  と考えることができる。モンテカルロシミュレーションでもツール上の誤差、すなわち相関を考慮していない誤差  $\text{Error}_{\text{MC}}^{\text{tool}}$  は算出される。 $\mu$  粒子数が  $N$  のときの補正量  $r$  は、その時点での  $\text{Error}_{\text{MC}}$  と  $\text{Error}_{\text{MC}}^{\text{tool}}$  を用いて

$$r(N) = \frac{\text{Error}_{\text{MC}}(N)}{\text{Error}_{\text{MC}}^{\text{tool}}(N)} \quad (\text{B.1})$$

と求められる。

衝突データの誤差は補正量  $r$  を用いて

$$\text{Error}_{\text{data}}(N) = \text{Error}_{\text{data}}^{\text{tool}}(N) \times r(N) \quad (\text{B.2})$$

と補正できる。図 4.11-4.17 での誤差は式 (B.1) と (B.2)、表 4.9 に示してある  $\mu$  粒子数により求めている。

# 謝辞

本研究を遂行するにあたり、当研究室の飯嶋徹教授、居波賢二准教授、松岡広大特任准教授、Alessandro Gaz 特任准教授、前田陽祐研究員をはじめ、TOP グループや研究室の多くの方々のご協力に感謝いたします。

飯嶋徹教授には、研究活動の節目となるところで、時に厳しくも温かい声をかけてくださり、成果を出せるように常に鼓舞していただきました。研究の方向性を誤りそうになったときにいただいたコメントで、大きな進展を得られたこともありました。指導教員である居波賢二准教授には、研究内容や方針、研究発表のスライドなど多くのことで相談にのっていただきました。2年間で何度も質問にうかがいましたが、そのたびに親身になって対応していただけて、大変感謝しております。松岡広大特任准教授には、鋭い視点で研究活動を見ていただき、時に誤った議論を指摘していただいたことでより正確な研究を行えました。Alessandro Gaz 特任准教授には、語学の面ではもちろんのこと、共に較正を行っている者として何度も質問に応じてくださいました。前田陽祐研究員には、TOP のオペレーションについて教えていただいたり、解析用のスクリプト等の細かい相談に長い時間お付き合いいただきました。その他、粒子識別性能の研究について多くの助言をくださった Dmitry Neverov さん、先行研究に使用されていたツールについて親身に相談にのってくださった都築識次さん、何度も鋭いコメントをいただいたり親しく接して下さったりした室山玄太さんにも感謝いたします。

また、研究室内でも頻繁に議論していただきました。鈴木一仁特任講師には、TOP カウンターのインストールについて資料をくださったり、方針について議論に付き合っただけたりしました。加藤悠司特任助教には、特に計算機関係やソフトウェアでの質問にも丁寧に答えていただきました。ATLAS グループの戸本誠准教授、堀井泰之講師には、別の実験ではありながらも、ご自身の深い知見をもとにとでもたくさんのご意見をいただきました。その他、グループや先輩・後輩を問わず多くの方がご助言をくださいました。特に、同期である伊藤秀一さん、奥藤陸矢さん、須江祐貴さん、林田翔太さん、平田光さんには、親身になって相談にのってくださる機会も多く、とても感謝しております。

研究室外でも、同じ TOP グループとして、Umberto Tamponi さん、Marko Starič さん、Jan Strube さんからは TOP の較正やソフトウェアについて、Oskar Hartbrich さん、Martin Bessner さん、Hülya Atmacan さんからは TOP のオペレーションについてたくさんのことを学びました。宇宙線データや衝突データの取得の際は大変お世話になりました。

最後に、この研究活動を支えてくれた自分の家族に、深く感謝の意を表します。ご協力いただいたみなさま、本当にありがとうございました。

## 参考文献

- [1] A. Ishikawa et al., "Radiative and Electroweak Penguin B Decays"
- [2] KEK 「SuperKEKB プロジェクト全体図」  
[https://www.kek.jp/ja/imagearchive/images/20180320\\_superkekb\\_001.png](https://www.kek.jp/ja/imagearchive/images/20180320_superkekb_001.png)  
参照日:2019/1/19
- [3] T. Abe et al., "Belle II Technical Design Report", arXiv:1011.0352(2010)
- [4] Belle II 「BelleII 測定器 |Belle II」  
<http://belle2pb.kek.jp/Detector/> 参照日:2019/1/19
- [5] 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)
- [6] 大森雷太 修士論文「Belle II 実験 TOP カウンター実機のインストールと磁場中試験での機械的特性の研究」(2018)
- [7] 都築識次 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評価」(2018)
- [8] M. Starič "Alignment and calibration methods for the Belle II TOP counter"