

平成 26 年度修士論文 2015 年度（平成 26 年度）

ATLAS 実験におけるハイレベルミュオン  
トリガーの飛跡再構成改良と性能評価

神戸大学大学院 理学研究科

陳叶

神戸大学大学院理学研究科粒子物理学専攻博士前期課程

2015 年 02 月 10 日

## 概要

ヒッグス粒子の発見という成果をもたらした ATLAS 実験では、陽子と陽子衝突で生成される膨大な粒子の中から目的とする物理事象のみを選別するためにハードウェアによるレベル1トリガーとソフトウェアを用いるハイレベルトリガー2段階のトリガーシステムが用いられている。後者ではミュオンが磁場中での曲がりを精密測定するためのドリフトチューブを用いて、ミュオンの横方向運動量を求めてトリガーする。その際にミュオン飛跡に関連のないフェイクヒットと呼ぶドリフトチューブがあるパターン誤認識が起き、ミュオンの横方向運動量の計算を間違える。

本研究ではハイレベルトリガーのアルゴリズムのうち、ミュオン飛跡パターン認識アルゴリズムを改良した。フェイクヒットを除くことにより、以前のアルゴリズムよりパターン認識の間違いを減らした。このようにしてミュオン飛跡再構成の精度を向上させた。また、2種類の曲がりの測定をもとにそれぞれの横方向運動量に応じて、重みをつけて足し合わせることにより、ミュオンの最終的な横方向運動量の精度をさらに向上させるアルゴリズムを開発した。これらの改良についてトリガー効率とレートの性能評価を行った。その結果、昔のアルゴリズムと同じ効率を保ったまま、改良後のレートを約 24%削減することできた。

# 目次

第1章	序論	1
1.1	本研究の背景	1
1.2	本論文の構成	1
第2章	物理背景	3
2.1	LHCで目指す物理	3
2.2	本研究の動機となる物理の例	4
第3章	LHCとATLAS実験	6
3.1	LHC	6
3.1.1	LHC概要	6
3.1.2	LHCで行われている実験	7
3.2	ATLAS検出器	8
3.2.1	ATLAS検出器の座標系	8
3.2.2	内部飛跡検出器	8
3.2.3	カロリメータ	10
3.2.4	ミュオンスペクトロメータ(ミュオン検出器)	11
3.2.5	超伝導マグネットシステム	15
3.2.6	2012年のATLASの状況と将来計画	16
第4章	ミュオントリガーシステム	18
4.1	トリガーシステム	18
4.1.1	レベル1ミュオントリガー	19
4.1.2	ハイレベルトリガー	22
4.1.3	トリガーチェイン	23
4.2	MuonSA	23
4.3	MuonSA飛跡パターン認識アルゴリズム	23
4.3.1	MuonSAにおいてミュオンの $p_T$ の再構成	24
4.4	オフラインミュオン再構成及び $Z \rightarrow \mu\mu$ Tag&Probe法	27
4.4.1	オフラインミュオン再構成	27
4.4.2	$Z \rightarrow \mu\mu$ Tag&Probe法	28
第5章	MuonSAでの飛跡パターン認識アルゴリズムの改良	29

5.1	飛跡パターン認識アルゴリズムで起きる問題点 . . . . .	29
5.1.1	フェイクヒットの除去 . . . . .	29
5.1.2	対称性の問題 . . . . .	32
5.1.3	Backextrapolation によるインナーロードの再評価 . . . . .	34
5.1.4	改良前後でのセグメントの傾き . . . . .	35
5.1.5	$\chi^2$ によるフェイクヒットの除去 . . . . .	37
5.1.6	改良前後での $\Delta slope$ 分布の比較 . . . . .	39
<b>第 6 章</b>	<b>MuonSA の <math>p_T</math> 計算法改良と評価</b>	<b>43</b>
6.1	飛跡パターン認識アルゴリズムの改良による評価 . . . . .	43
6.2	$p_{T\alpha}, p_{T\beta}$ を用いた $p_T$ 再構成の改良 . . . . .	44
6.3	改良前後のトリガー効率とレート . . . . .	55
6.3.1	トリガー効率 . . . . .	55
6.3.2	トリガーレート . . . . .	57
<b>第 7 章</b>	<b>まとめと結論</b>	<b>59</b>
	謝辞	60
	参考文献	61

## 目次

2.1	各標準模型粒子の生成断面積 [3]	3
2.2	未発見粒子に対して LHC-ATLAS 実験が与えた質量領域の制限 [4]	4
2.3	暗黒物質 $\chi$ の生成過程	5
3.1	LHC 外観	6
3.2	LHC の他の 3 つの実験	7
3.3	ATLAS 検出器 [5]	8
3.4	ATLAS 検出器の座標系	9
3.5	ATLAS 検出器円筒座標系	9
3.6	内部飛跡検出器の全体像 [5]	9
3.7	内部飛跡検出器の断面図 [5]	9
3.8	カロリメータ [5]	10
3.9	ミュオンスペクトロメータの構造 $R-Z$ [12]	12
3.10	バレル領域におけるミュオンスペクトロメータの構造 $(R-\phi)$ [12]	12
3.11	TGC の配置 [1]	13
3.12	RPC の配置 [1]	13
3.13	CSC の構造 [1]	13
3.14	MDT の構造 [1]	14
3.15	バレルとエンドキャップのレイヤーの概念図	15
3.16	マグネットの構造 [12]	15
3.17	$\eta$ と磁場積分強度の関係 [8]	16
3.18	X-Y 平面の磁束の構造 [8]	16
3.19	2012 年の積分ルミノシティの増加 [6]	17
4.1	トリガーシステムの概要図	18
4.2	RPC のコインシデンス [14]	19
4.3	TGC(R-Z 平面)[14]	20
4.4	TGC( $\eta-\phi$ 平面, 8 回対称のひとつ)[14]	21
4.5	$p_T$ 計算方法の概略図 [14]	21
4.6	High $p_T$ コインシデンスウィンドウの例 [11]	22
4.7	インナーステーションのイベントディスプレイ	24
4.8	バレルでの曲率半径の再構成 [10]	25
4.9	エンドキャップで角度 $\alpha$ の模式図 [10]	25

4.10	エンドキャップで角度 $\beta$ の模式図 [10]	25
4.11	Tag と Probe ミューオンで再構成した不変質量分布	28
5.1	ドリフト半径とドリフト時間の相関	30
5.2	ドリフト半径 0 ~ 1mm の拡大	30
5.3	ドリフト半径 14 ~ 16mm の拡大	30
5.4	インナーステーションのイベントディスプレイ	31
5.5	左からインナー、ミドル、アウターそれぞれのステーションでの残差の分布を表す。青線はロード中心を移動させる前の残差, 赤線は移動させた後の残差を示す [13]。	31
5.6	対称性問題の例	33
5.7	reference line の概念図	33
5.8	Backextrapolation の概念図	34
5.9	$\Delta slope$ の概念図	35
5.10	インナーステーションの $\Delta slope$ 分布の tail 領域	35
5.11	各ステーションの改良前後の $\Delta slope$ 分布。茶色:Step0 赤色:Step1	36
5.12	インナーステーションのイベントディスプレイ	37
5.13	各ステーションの改良前後の $\log_{10}\chi^2$ の分布。横軸: $\log_{10}\chi^2$ 縦軸: $\log_{10}\chi^2_{-1}$	38
5.14	各ステーションの改良前後の $\Delta slope$ 分布。赤色: Step1 青色: Step2	40
5.15	$\phi$ 方向における対称性の概要図	41
5.16	図 5.17c のアウターステーションの青線の横軸 Bin:26~30 に対する $\log_{10}\chi^2$ とヒット数の関係図。横軸: フィット使ったチューブの本数、縦軸: フィットした $\log_{10}\chi^2$	41
5.17	$\eta, \phi$ による各ステーションの tail の割合の分布。横軸: $Bin_{total} = Bin_{eta} \times 6 + Bin_{\phi}$ 縦軸: $\frac{tail \text{ 数}}{total \text{ 数}}$ 。茶色: Step0 赤色: Step1 青色: Step2	42
6.1	黒: オフライン 茶色: $p_T(\text{step0})$ 赤: $p_T(\text{step1})$	43
6.2	$Bin_{\eta} = 3, Bin_{\phi} = 3$ の場合 $\alpha$ の Residual 分布のフィットの例。まず (a) のように $[-1, 1]$ の範囲で大まかな標準偏差 $\tilde{\sigma}$ を求めて、次に $[-\tilde{\sigma}, \tilde{\sigma}]$ の範囲でフィット (b)。	45
6.3	$\eta, \phi$ による分解能と $p_T$ の相関。縦: $1.0 < \eta < 1.3, 1.3 < \eta < 1.6, 1.6 < \eta < 1.9, 1.9 < \eta < 2.2, 2.2 < \eta < 2.5$ 。横: $0 < \phi < \frac{\pi}{24}, \frac{\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{12}, \frac{\pi}{12} < \phi < \frac{\pi}{8}$ 青色: CB0 紫: $\sigma_{\beta}$ 水色: $\sigma_{\alpha}$	46
6.4	$\eta, \phi$ による分解能と $p_T$ の相関。縦: $1.0 < \eta < 1.3, 1.3 < \eta < 1.6, 1.6 < \eta < 1.9, 1.9 < \eta < 2.2, 2.2 < \eta < 2.5$ 。横: $\frac{\pi}{8} < \phi < \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{6} < \phi < \frac{5\pi}{24}, \frac{5\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{4}$ 青色: CB0 紫: $\sigma_{\beta}$ 水色: $\sigma_{\alpha}$	47

6.5	$p_{T\alpha}$ (緑)、 $p_{T\beta}$ (紫)、 $p_{T_{off}}$ (黒)の分布。(a): $\frac{ p_{T\beta}-p_{T\alpha} }{p_{T\alpha}} < 0.5$ の場合 (b): $\frac{ p_{T\beta}-p_{T\alpha} }{p_{T\alpha}} > 0.5$ の場合	48
6.6	$\eta, \phi$ による分解能と $p_T$ の相関。縦: $1.0 < \eta < 1.3, 1.3 < \eta < 1.6, 1.6 < \eta < 1.9, 1.9 < \eta < 2.2, 2.2 < \eta < 2.5$ 。横: $0 < \phi < \frac{\pi}{24}, \frac{\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{12}, \frac{\pi}{12} < \phi < \frac{\pi}{8}$ 緑: CB1 青色: CB0 紫: $\sigma_\beta$ 水色: $\sigma_\alpha$	49
6.7	$\eta, \phi$ による分解能と $p_T$ の相関。縦: $1.0 < \eta < 1.3, 1.3 < \eta < 1.6, 1.6 < \eta < 1.9, 1.9 < \eta < 2.2, 2.2 < \eta < 2.5$ 。横: $\frac{\pi}{8} < \phi < \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{6} < \phi < \frac{5\pi}{24}, \frac{5\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{4}$ 緑: CB1 青色: CB0 紫: $\sigma_\beta$ 水色: $\sigma_\alpha$	50
6.8	$p_T$ 再構成改良前後の $p_T$ 分布 黒: オフライン 茶色: $p_T(\text{step0})$ 赤: $p_T(\text{step1})$ 青: CB0 緑: CB1	51
6.9	図 6.8 の $p_T : 0 \sim 30\text{GeV}$ の拡大分布, 色は同じ	51
6.10	$\eta, \phi$ による分解能と $p_T$ の相関。縦: $1.0 < \eta < 1.3, 1.3 < \eta < 1.6, 1.6 < \eta < 1.9, 1.9 < \eta < 2.2, 2.2 < \eta < 2.5$ 。横: $0 < \phi < \frac{\pi}{24}, \frac{\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{12}, \frac{\pi}{12} < \phi < \frac{\pi}{8}$ 茶 色: $p_T(\text{step0})$ 赤: $p_T(\text{step1})$ 青: CB0 緑: CB1	53
6.11	$\eta, \phi$ による分解能と $p_T$ の相関。縦: $1.0 < \eta < 1.3, 1.3 < \eta < 1.6, 1.6 < \eta < 1.9, 1.9 < \eta < 2.2, 2.2 < \eta < 2.5$ 。横: $\frac{\pi}{8} < \phi < \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{6} < \phi < \frac{5\pi}{24}, \frac{5\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{4}$ 茶 色: $p_T(\text{step0})$ 赤: $p_T(\text{step1})$ 青: CB0 緑: CB1	54
6.12	$L1\_MU20$ の $\eta$ 分布	55
6.13	$p_T$ 再構成改良前後の $p_T$ 分布。黒: オフライン 茶色: $p_T(\text{step0})$ 赤: $p_T(\text{step1})$ 青: CB0 緑: CB1	56
6.14	図 6.13 の $p_T : 0 \sim 30\text{GeV}$ の拡大分布, 色は同じ	56
6.15	トリガー効率とレートの相関図。茶色: $p_T(\text{step0})$ 赤: $p_T(\text{step1})$ 青: CB0 緑: CB1	58

## 表 目 次

3.1	LHC のデザインパラメータ . . . . .	7
5.1	先行研究でのロード幅の設定値 . . . . .	32
5.2	ミドルステーションでのロード幅の設定値 . . . . .	32
5.3	Step0 と Step1 の tail の割合 . . . . .	35
5.4	Step0, Step1, Step2 での tail の割合 . . . . .	39
6.1	$p_T(\text{step0})$ , $p_T(\text{step1})$ の K の値 . . . . .	44
6.2	各 $p_T$ 計算アルゴリズムに対する K の値 . . . . .	51
6.3	$p_T(\text{step0})$ , $p_T(\text{step1})$ と $p_{T_{comb}}$ (CB0 と CB1 の場合) の効率 . . . . .	56
6.4	$p_T(\text{step0})$ , $p_T(\text{step1})$ , CB0, CB1 の rate . . . . .	57



# 第1章 序論

## 1.1 本研究の背景

欧州原子核研究機構 (CERN) に設置された大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) は 2009 年に運転を開始し、その重心系エネルギーは 2011 年には 7TeV、2012 年には 8TeV で、2015 年には 13TeV 予定で世界最大の衝突エネルギーでの運転を続けている。LHC-ATLAS 実験は LHC で行われる実験の一つであり、2012 年 7 月に発見されたヒッグス粒子の観測、超対称性粒子や余剰次元模型などの標準模型を越える物理探索といった、多岐にわたる素粒子物理の最先端の研究を、幅広く行うことを目的とした実験である。2012 年の運転では LHC の積分ルミノシティ  $23.3\text{fb}^{-1}$  に対して、 $21.7\text{fb}^{-1}$  の高い効率でデータを取得することに成功した。

しかし、LHC 衝突頻度は 40MHz であり、全てのデータを取得しディスクに保存することが困難である。そこで、ATLAS 検出器では興味のある事象を選別するため、ハードウェアを用いるレベル 1、ソフトウェアを用いるハイレベル二段階のトリガーシステムを用いて段階的に事象選別を行っている。トリガーは電子、ミューオンなど観測したい粒子の対象ごとに用意されている。アップグレード後は衝突ルミノシティと重心系エネルギーの上昇によって事象レートが増えて、現状のデータ保存システムの処理できる速度を越えてしまうと予測されている。物理解析に必要なデータを保持しつつ、事象レートを削減する必要があり、トリガーの改良は必要不可欠である。

本研究ではハイレベルミューオントリガーに対する改良のうち、ミューオン検出器のみの情報で高速に飛跡を概算する MuonSA (Muon Stand Alone) アルゴリズムの改良を行った。飛跡再構成の精度を改善し、トリガーにおける横方向運動量の分解能を向上させて、トリガーレートを削減することを目的とする。また、改良を行ったアルゴリズムに対して実データを用いて性能評価を行った。

## 1.2 本論文の構成

ここでは、2 章以降の構成について述べる。

- 2, 3 章では本研究に関わる物理背景, LHC-ATLAS 実験及び検出器について述べる。
- 4 章では本研究の対象であるミューオントリガーシステムの詳細について説明する。
- 5, 6 章では本研究で行った飛跡パターン認識アルゴリズムの改良及び  $p_T$  計算法改良、さらにレートと効率の関係について詳細を述べる。

- 7章では本研究のまとめとする。

## 第2章 物理背景

### 2.1 LHC で目指す物理

ヒッグス粒子が発見された今、LHC では主にヒッグス粒子の性質の精密測定、新物理の探索を目的としている。新粒子探索に対するバックグラウンドの理解には、標準理論を理解することが必要であり、そのため標準模型粒子の生成断面積の精密測定などが行われている。図 2.1 は各標準模型粒子に対する生成断面積の観測値と理論予想値を示す。現在、観測値と理論予想値の矛盾は発見されておらず、非常によい精度で一致を示している。

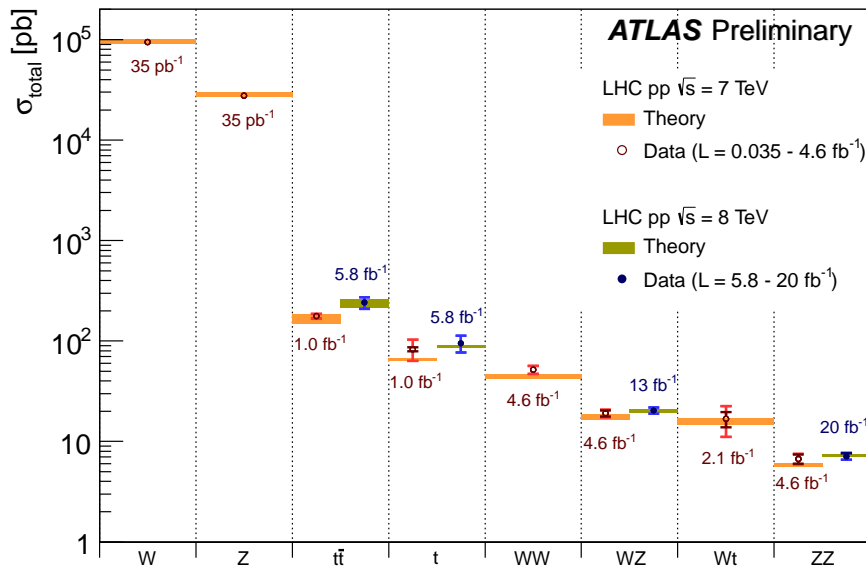


図 2.1: 各標準模型粒子の生成断面積 [3]

図 2.2 ように、2012 年までのデータを用いて実験の制限を設けることができた未発見粒子が数多く存在する。2015 年 3 月に開始予定の LHC Run2 では重心系エネルギーが  $13 \text{ TeV}$  に上がり、ルミノシティも年間約  $25 \text{ fb}^{-1}$  から  $100 \text{ fb}^{-1}$  に高くする。Run2 では、未発見粒子を発見できる可能性があり、少なくとも実験によりその存在の制限を設けることができる。

また、LHC での新物理の探索する対象の中で、暗黒物質はその 1 つの重要な研究対象である。我々の宇宙には、現在の素粒子物理学では説明が不可能な未知の物質が、通常の物質の 5 ~ 6 倍程度存在することが明らかになっている。そのような未知の物質は電磁波での観測では見ることができないため、暗黒物質 (Dark Matter) と呼ばれている。暗黒物質が

ATLAS 検出器と電磁相互作用しないので、陽子陽子加速器衝突実験 LHC は暗黒物質については間接探索実験である。一方、暗黒物質を検出器中の物質と直接反応させる直接探索実験は世界中に多くある。その例として著者が所属する神戸大学では XMASS、NEWAGE などの実験が行われている。XMASS 実験は、現在世界最大の質量である約 1 トンの液体キセノンを用いた実験である。NEWAGE 実験は方向に感度を持った暗黒物質探索実験である。

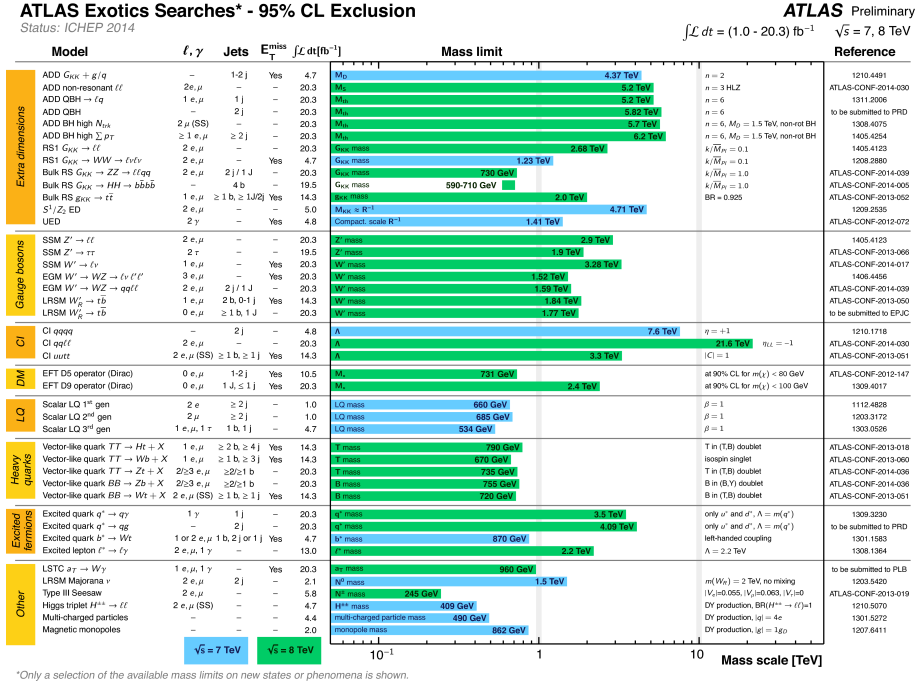


図 2.2: 未発見粒子に対して LHC-ATLAS 実験が与えた質量領域の制限 [4]

## 2.2 本研究の動機となる物理の例

本研究に深く関わってくる物理過程として、 $Z$  粒子の生成を伴う暗黒物質生成を用いた探索について述べる。

ここでは、暗黒物質の候補として中性安定で、重くて弱い相互作用のみをする粒子  $\chi$  を仮定する。LHC-ATLAS 実験は陽子衝突なので、図 2.3a のように、 $q\bar{q}$  対消滅からなどから暗黒物質  $\chi\bar{\chi}$  を生成できる可能性がある。しかし、この生成物は中性なため LHC-ATLAS 実験で観測できない。そのため、図 2.3b のように標準模型粒子の始状態から生成した  $X(Z/W/\text{photon})$  など) を観測することによりこのような反応が起きた判断する。それに、暗黒物質の持ち去った横方向欠損エネルギーも要求すると標準理論と比較することで、暗黒物質の探索が可能である。

また、 $X$  は  $Z/W/\text{photon}$  などであるが、 $Z$  の生成はジェット、フォトン生成よりレートが低い。それに、 $Z$  からミュオンへ崩壊比 (3%) も低い。一方、ハドロンへ崩壊より背景事象が低く、ミュオンからの再構成した不変質量の精度がよいなど有利な点がある。

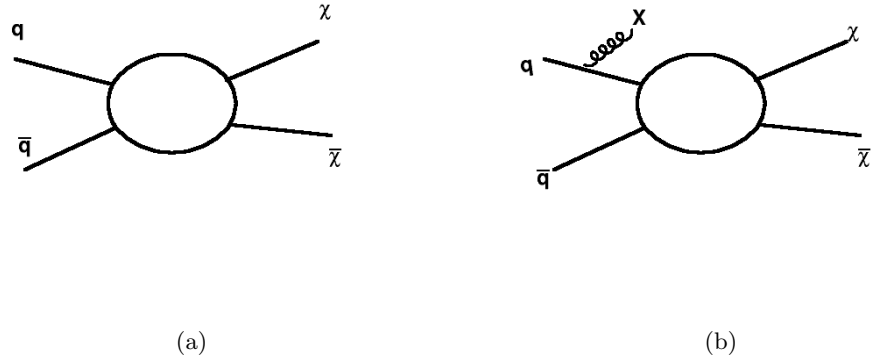


図 2.3: 暗黒物質  $\chi$  の生成過程

このような  $q\bar{q} \rightarrow \chi\bar{\chi}Z \rightarrow \chi\bar{\chi}\mu\mu$  事象に対し、同じ終状態を持つミューオン対と欠損運動量を生成したような背景事象は、主にゲージボソン粒子対生成でそれぞれがレプトンへ崩壊したものである。特に  $ZW \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$  ( $l = e, \mu$ ),  $WW \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$  が重要である。WW の背景事象は Z の質量の範囲にミューオン対から再構成した不変質量の範囲を制御すると、減らすことができる。ZW の背景事象は重心系エネルギー 8TeV、積分ルミノシティー約  $20\text{fb}^{-1}$  でシミュレーションから見積もることができる。Run2 のデータを用いて暗黒物質の兆候を見付けられる可能性があり、少なくとも暗黒物質と原子核の散乱断面積の上限はより強力な制限を与えることができる。

しかし、衝突エネルギーとルミノシティーを上げると、現在よりもっと数倍以上の事象が起きるとともに、背景事象も増える。レートを削減するために、トリガーの条件は現在よりもっと厳しくする必要がある。単にトリガーしきい値を上げることになるとトリガーレートが下がるが、トリガー効率も下がり、興味を持つ事象統計量が減ってしまう。

また、どんなトリガーの条件でも精度よいミューオン横方向運動量再構成はトリガー効率を保ったまま、トリガーレートを削減することは重要である。この論文ではミューオン飛跡再構成についての改良と性能評価を行った。

## 第3章 LHC と ATLAS 実験

本章では前提知識となる LHC 及び ATLAS 実験、2012 年の ATLAS の状況と将来計画について概説する。

### 3.1 LHC

#### 3.1.1 LHC 概要

LHC(Large Hadron Collidr) はスイス・ジュネーブにある CERN(European Organization for Nuclear Research) に建設された世界最大の大型陽子と陽子衝突型加速器であり、2000 年に運転を終了した大型電子と陽電子衝突型シンクロトロン LEP(Large Electron Positron Collider) で使用されていたトンネル内に設置されている (図 3.1)。陽子は電子に比べて質量が約 1800 倍と大きく、加速によって生じるシンクロトロン放射による運動エネルギーの損失が少ない。2012 年 12 月時点での重心系エネルギーは 8[TeV] であり、世界最大のエネルギースケールで実験を行える加速器となっている。また、2015 年 3 月に開始予定の LHC Run2 では重心系エネルギーが 13TeV に上がり、ルミノシティも 2012 年の 5 倍高くする。

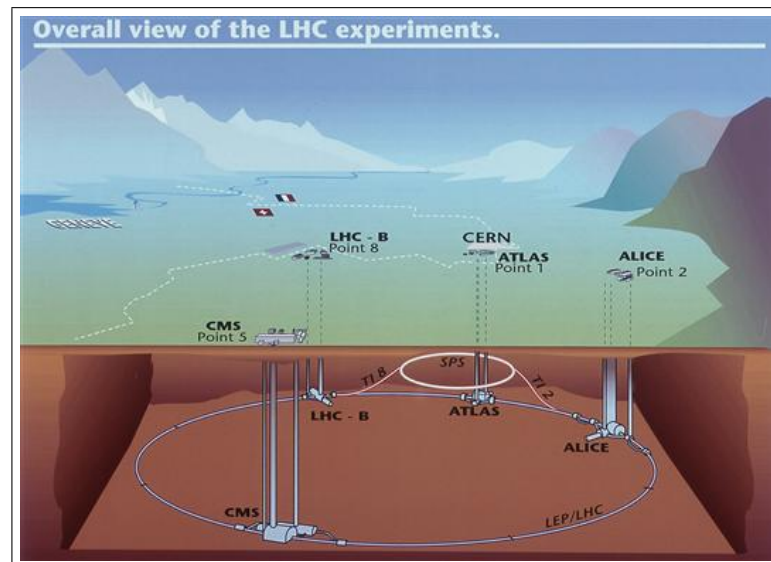


図 3.1: LHC 外観

LHC<sup>1</sup>には4つ衝突点があり、 $1.15 \times 10^{11}$ 個陽子を含むバンチと呼ばれる状態のビームを各衝突点で衝突させる。LHCの各デザイン値は表3.1に示す通りである。

表 3.1: LHC のデザインパラメータ

リング周長	26.7[km]
重心系エネルギー	14 [TeV]
瞬間最高ルミノシティ	$10^{34} [cm^{-2} s^{-1}]$
バンチ間隔	24.95[ns]
1バンチあたりの陽子数	$1.15 \times 10^{11}$ [個]
バンチ数	2808[個]

### 3.1.2 LHC で行われている実験

- ATLAS(A Troida LHC Apparatus)  
標準模型の精密検証、超対称粒子など標準模型を超える物理の探索などを目的とした実験である。詳細は後述する。
- CMS (Compact Muon Solenoid)  
ATLAS 実験と同じ目的とした実験。検出器は ATLAS 検出器より小型であり、より強いソレノイド磁場を持つ。
- ALICE(A Large Ion Collider Experiment) 重イオン同士を衝突させることにより、クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) の解明を目的とした実験である。
- LHCb(Large Hardon Collider beauty) bクォークを用いた CP 非保存などの稀崩壊現象を観測することにより、標準模型を超える物理事象の探索を目的とした実験である。

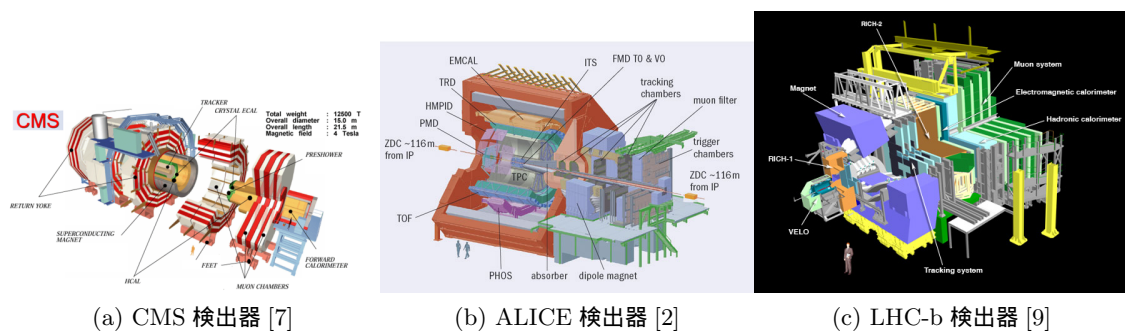


図 3.2: LHC の他の 3 つの実験

<sup>1</sup>LHC を上空から見て 8 等分する点に時計回り point1, ..., point8 と名前が付いている。

## 3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は直径約 25m、全長約 44m、総重量約 7000t の円筒状の汎用検出器である。図 3.3 に ATLAS 検出器の全体図を示す。衝突点に近い位置から順番に、内部検出器、カロリメータ、ミュオンスペクトロメータと設置されており、検出器間には超電導磁石が設置されている。

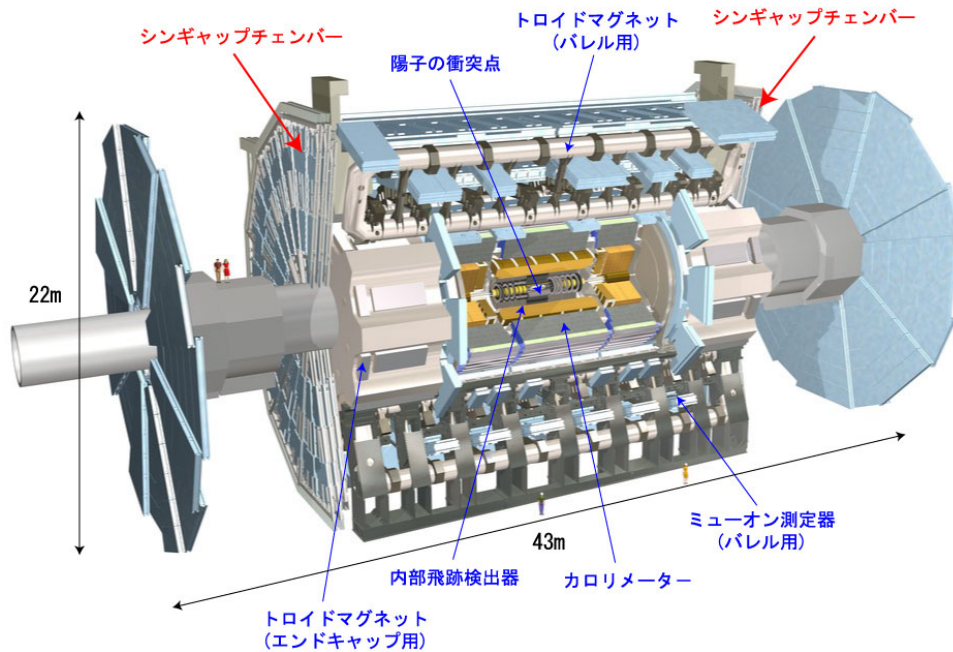


図 3.3: ATLAS 検出器 [5]

### 3.2.1 ATLAS 検出器の座標系

ATLAS 検出器の座標系はビーム軸を Z 軸と定義し、Z 軸と直交する面内で LHC ビームリングの中心方向を X 軸、天頂方向を Y 軸とする。この際に +Z 方向を Side-A、-Z 方向を Side-C と呼ぶ。また円筒座標系において  $(r, \theta, \phi)$  を図 3.5 のように定義する。擬ラピディティ  $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$  を定義する。

### 3.2.2 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビーム衝突点にもっとも近い位置に設置されており、ピクセル検出器、シリコン検出器、遷移放射飛跡検出器の 3 つで構成されている。内部飛跡検出器では超伝導



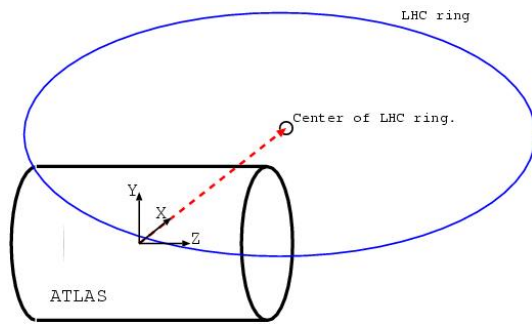


図 3.4: ATLAS 検出器の座標系

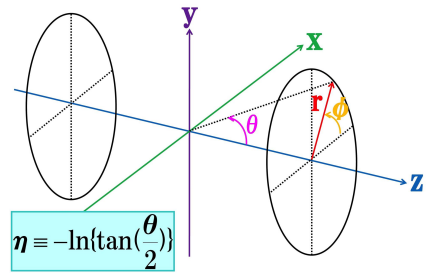


図 3.5: ATLAS 検出器円筒座標系

ソレノイド磁石の作る約  $2[T]$  の磁場によって荷電粒子が曲げられる。3種類の検出器の情報を組み合わせてこの粒子の飛跡を再構成し、横方向運動量を測定する。

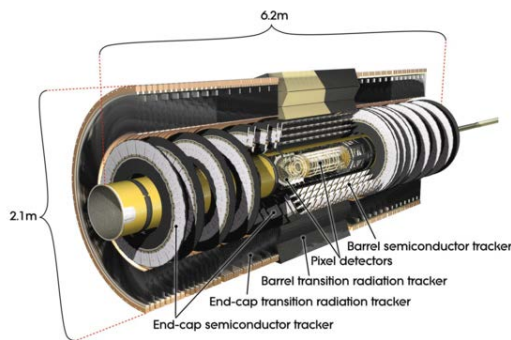


図 3.6: 内部飛跡検出器の全体像 [5]

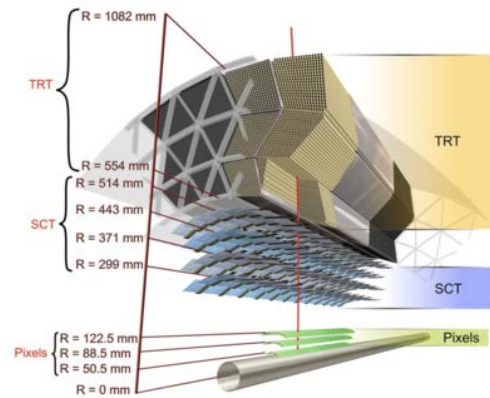


図 3.7: 内部飛跡検出器の断面図 [5]

(1) ピクセル検出器 (Pixel : Silicon-pixel vertex detector)

最もビームの衝突点に近い領域に設置されており、 $|\eta| < 2.5$  の領域をカバーする。1 ピクセルが  $50\mu m \times 400\mu m$  で、総チャンネル数は 8040 万チャンネルである。ピクセル検出器は高い位置分解能 ( $R - \phi$  方向 :  $10\mu m$ 、 $Z$  方向 :  $115\mu m$ ) を持ち、主に衝突点の測定に使用される。

(2) シリコン検出器 (SCT : Semi-Conductor Tracker)

PIX の外側に設置されてシリコンウエハーを  $80\mu m$  間隔で円筒状に並べた半導体検出器である。位置分解能は  $R - \phi$  方向 :  $16\mu m$ 、 $Z$  方向 :  $580\mu m$  である。

### (3) 遷移輻射検出器 (TRT : Transition Radiation Tracker)

SCTの外側に設置されて半径  $5\text{mm}$  のドリフトストローチューブ検出器を堆積して構成されている。ドリフトチューブはビーム軸と平行方向に設置されているので、 $(R, \phi)$  平面のみの位置分解能を持つ。各チューブの位置分解能は  $130\mu\text{m}$  である。また、遷移放射の原理を用いて粒子識別をすることができる。遷移放射とは、電荷を持つ粒子が異なる誘電率を持つ物質へ入射する際に光子が放出される現象である。放出される光子のエネルギースペクトルは連続的であり、そのエネルギーピークは粒子のローレンツ因子  $\gamma$  に比例する。これによって入射した荷電粒子が電子かどうか識別することが可能となる。

### 3.2.3 カロリメータ

カロリメータは電子と光子、ジェットなどのエネルギーや位置の測定を目的としている。有感領域は  $|\eta| < 4.9$  の領域で電磁カロリメータとハドロンカロリメータで構成されている。図 3.8 はカロリメータの全体図を表す。

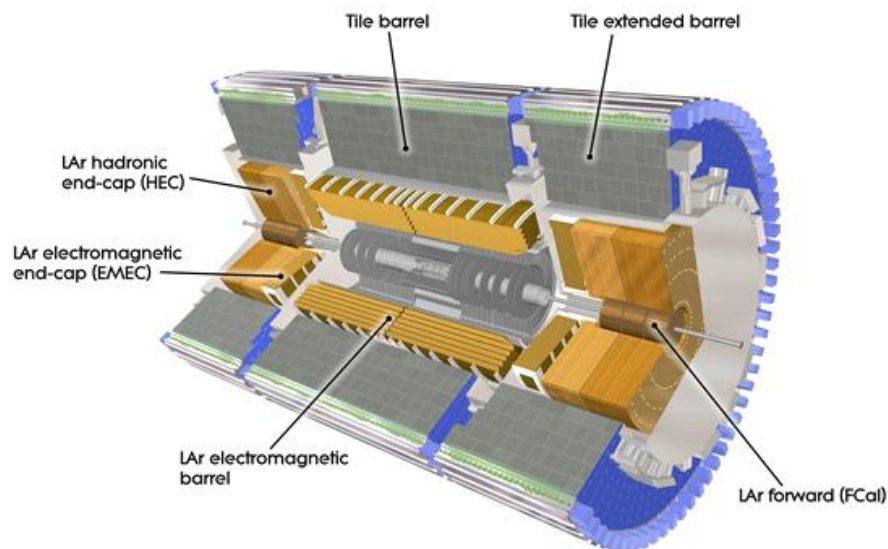


図 3.8: カロリメータ [5]

#### (1) 電磁カロリメータ

LAr と鉛のアブソーバ (吸収体) を組み合わせたものを使用したサンプリングカロリメータである。アブソーバをアコーディオンのような形状にすることで  $\phi$  方向の不感領域がなくなるように設計されている。  $|\eta| < 1.5$  の領域がバレル部で、  $1.4 < |\eta| < 3.2$  の領域がエンドキャップ部となっており、読み出しチャンネル数はそれぞれ約 10 万チャンネルで、約 7 万チャンネルである。

## (2) ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは  $|\eta| < 1.7$  の領域がバレル部で、 $1.4 < |\eta| < 3.2$  の領域がエンドキャップ部となっており、バレル部は Tile カロリメータ、エンドキャップ部は LAr Hadronic Endcap Calorimeter(HEC) が使用されている。

- Tile カロリメータ

Tile カロリメータは鉄板を吸収体として、タイル状のシンチレータを交互に重ね合わせたサンプリングカロリメータである。シンチレータタイルの両端に波長変換ファイバーが繋がれていて、2つの光電子増倍管から読み出しを行う。

- LAr Hadronic Endcap Calorimeter

HECは電磁カロリメータと同じく LAr を用いたサンプリングカロリメータである。ただし吸収体に銅を使用している。HECは32個の同一な形状のくさび形モジュールを組み合わせて円盤状になっている。

### 3.2.4 ミューオンスペクトロメータ (ミューオン検出器)

ミューオンスペクトロメータの目的は、ミューオンの位置や横方向運動量  $p_T$  の精密測定すること及びミューオンを用いたトリガーを行うことである。横方向運動量の測定はトロイド磁石による磁場で曲げられたミューオンの飛跡の曲率から計算される。ミューオン検出器のみで測定した横方向運動量が 1TeV の時の分解能が約 10%であることを目標としている。ATLAS のミューオンスペクトロメータはバレル領域とエンドキャップ領域で使用している検出器とその構造が大きく異なっている。エンドキャップでは CSC(Cathode Strip Chamber)、MDT(Monitored Drift Tube) と TGC(Thin Gap Chamber) で、バレルでは MDT と RPC(Resistive Plate Chamber) で構成されている。ミューオンスペクトロメータ全体の構成の RZ 断面図とバレル領域の XY 断面図を図 3.9 と 3.10 に示す。MDT がバレル領域に設置されている位置の R 方向の違いのため、3つのステーションに分かれている。3つのステーションは衝突点から R 方向にインナー、ミドル、アウトーステーションと呼ぶ。ここでステーションが複数の drift tube の集まりである。同じように、エンドキャップ領域にも、3つのステーションがあり、衝突点から Z 方向にインナー、ミドル、アウトーステーションと呼ぶ。

#### (1) Thin Gap Chamber(TGC)

図 3.11 に TGC 配置を示す。TGC は  $1.05 < |\eta| < 2.4$  のエンドキャップ領域に設置されていて、MDT ミドルステーションを挟み込むように 2枚、その外側にさらに 1枚、また MDT インナーステーションの内側の  $|\eta| < 1.9$  の領域に 1枚、 $1.9 < |\eta| < 2.7$  の領域に 1枚の総計 5層配置されている。TGC は MWPC の一種であり、アノードワイヤーとカソードストリップを直交する形で配置することにより、二次元の位置測定が可能である。印加電圧は

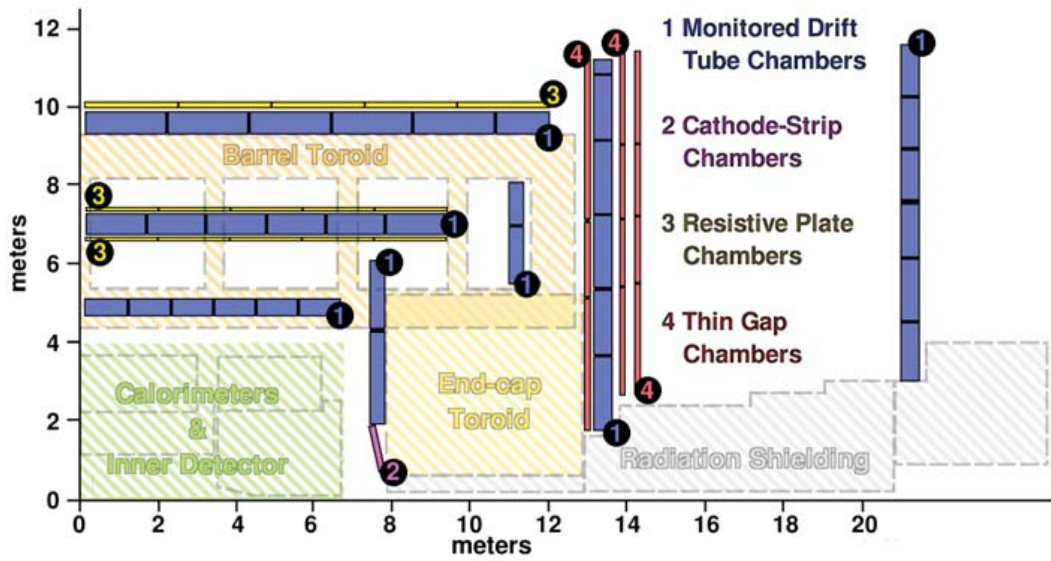


図 3.9: ミューオンスペクトロメータの構造  $R - Z$ [12]

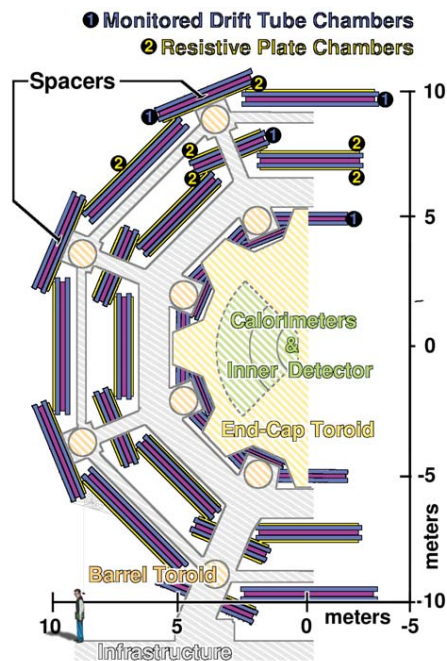


図 3.10: バレル領域におけるミューオンスペクトロメータの構造 ( $R - \phi$ )[12]

2900 ± 100V で、位置分解能は R 方向で 2-6mm であり、 応答速度は平均 4 ナノ秒と非常に高速である。検出率は 99% 以上である。

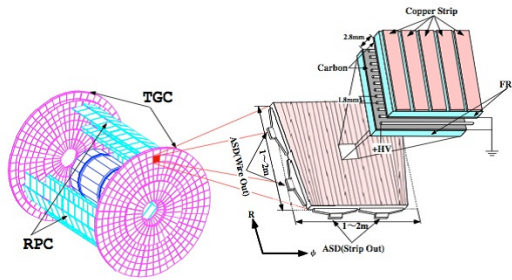


図 3.11: TGC の配置 [1]

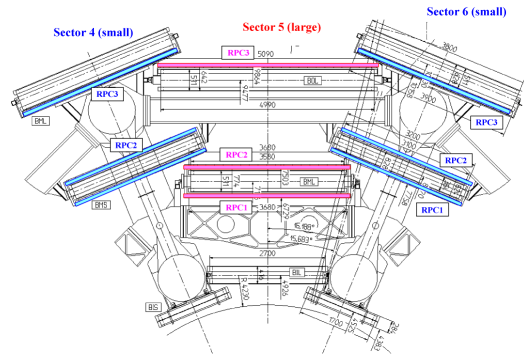


図 3.12: RPC の配置 [1]

## (2) Resistive Plate Chamber (RPC)

図 3.12 に RPC の配置を示す。RPC は  $|\eta| < 1.05$  のバレル領域に MDT ミドルステーションを挟み込む形 2 枚と、MDT アウターステーションに接する形で 1 枚、総計 3 層配置されている。位置情報は直交したストリップによる  $\phi - z$  方向の二次元読み出しで行われ、MDT では測定されない  $\phi$  方向の位置を測定することが可能である。RPC は並行電極板を利用したワイヤーの存在しないガスチェンバーで、 $\phi$  方向の位置分解能は 5-10mm 程度で、検出器のタイムジッターは 1.5ns より小さく、反応時間が短い。

## (3) Cathode Strip Chamber (CSC)

図 3.13 に CSC の構造を示す。CSC は  $2.0 < |\eta| < 2.7$  のエンドキャップ領域に設置されて、MWPC の一種である。検出器前方ではミュオンのレートが高く、MDT の読み出し速度 ( $150 \text{ Hz/cm}^2$ ) では対応できないため CSC を用いて測定を行う。CSC は平行に並ぶ陰極ストリップで挟まれたガスギャップに、ストリップと垂直になるように陽極ワイヤーを張った構造である。印加電圧は 1900V であり、陰極ワイヤーの間隔は  $30 \mu\text{m}$  で、ドリフト時間は 30 ナノ秒以下である。位置分解能は R 方向で  $40 \mu\text{m}$  で読み出し速度はと MDT より高速読み出しが  $1000 \text{ Hz/cm}^2$  可能である。

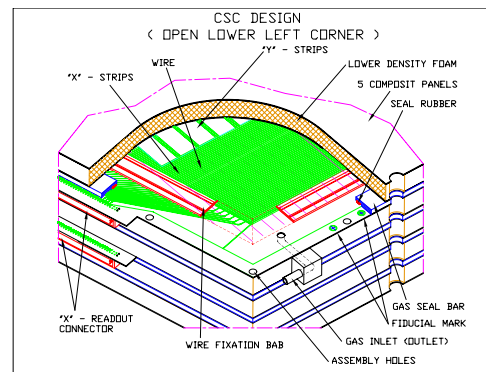


図 3.13: CSC の構造 [1]



#### (4) Monitored Drift Tube(MDT)

MDT は  $|\eta| < 2.7$  の領域に設置されて、 $|\eta| < 1.05$  がバレル領域と  $1.05 < |\eta| < 2.7$  がエンドキャップ領域に分かれている。MDT は直径  $30\text{mm}$  のドリフトチューブを複数積層させた構造 (図 3.14) をしている。図 3.15 にバレルとエンドキャップミドルステーションのレイヤーの概念図を示す。バレル部で複数チューブが同じ R、エンドキャップ部で同じ Z を持つ層をレイヤーと呼ぶ。バレル部でインナー、ミドル、アウター全てのステーションにおいて 6 レイヤーで構成されている。一方エンドキャップ部ではインナーステーションでは 8 レイヤー、ミドル、アウターステーションでは 6 レイヤーとなっている。チューブの円筒の中心に直径  $50\mu\text{m}$  のアノードワイヤーが張られており、アルゴンと二酸化炭素の混合気体 (混合比 93::7) が 3 気圧で封入されている。アノードワイヤーとチューブの壁には  $3080\text{V}$  の電圧が印加されており、荷電粒子がドリフトチューブを通過した際に、チューブ内のガスが電離してアノードワイヤーに向かって電荷がドリフトする。そのドリフト時間からドリフト円の半径を求める各チューブに対して  $80\mu\text{m}$  の分解能を持つ。また、複数チューブを使用して粒子の飛跡を計算することで  $35\mu\text{m}$  まで位置分解能を高めることができる。

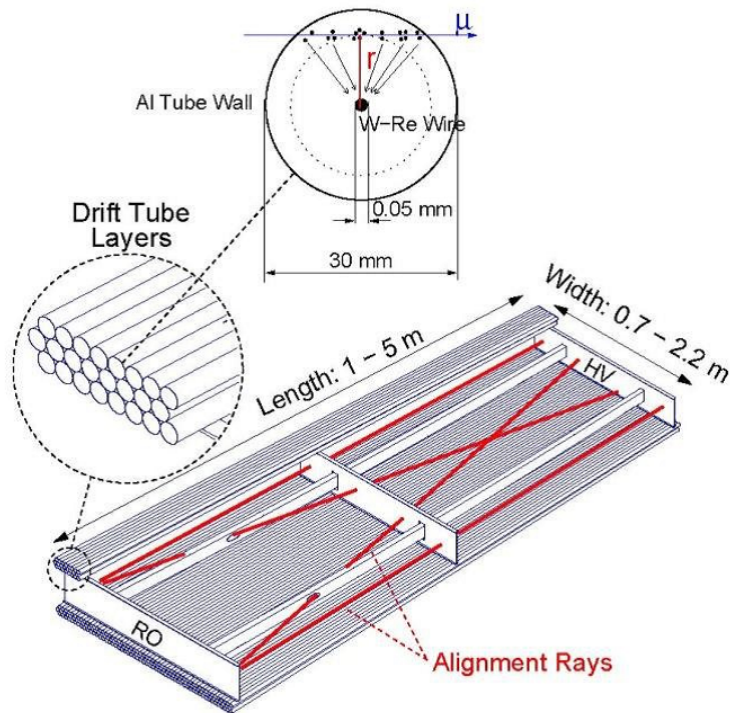


図 3.14: MDT の構造 [1]

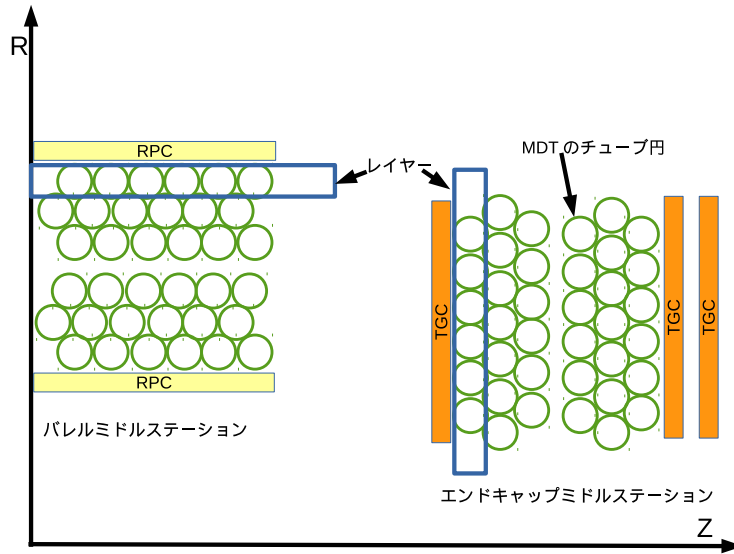


図 3.15: バレルとエンドキャップのレイヤーの概念図

### 3.2.5 超伝導マグネットシステム

ATLAS 検出器では粒子の横方向運動量を測定することを目的とした磁場を発生させるために、ソレノイドマグネットとトロイダルマグネットの2種類の電磁石を使用している。図 3.16 に ATLAS マグネットの構造を載せる。

#### (1) 超伝導ソレノイドマグネット

ソレノイドマグネットはビーム衝突点に一番近いマグネットで、内部検出器とカロリメータの間に設置され、Z方向の全長が5.3m、直径2.4m、径方向の厚さ45cmの円筒形をしている。円筒内部に2Tの磁場を作り出し、その磁場によって内部検出器中で荷電粒子の飛跡を $\phi$ 方向に曲げることで横方向運動量を測定する。

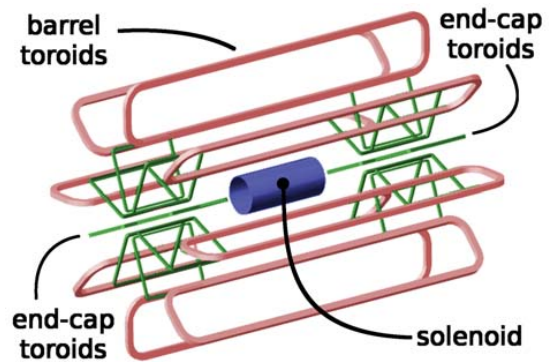


図 3.16: マグネットの構造 [12]

## (2) 超伝導トロイドマグネット

トロイダルマグネットはバレル部とエンドキャップ部で設置されて、ミュオンの横方向運動量の測定を目的としている。バレルではカロリメータを覆うように設置されており、全長 25.3m、内径 9.4m、外径 20.1m で  $\phi$  方向に 0.5T の磁場を作り出す。エンドキャップでは最内層のミュオン検出器の外側に設置されている。直径 5.0m、内径 1.65m、外径 10.7m でバレル部と同様  $\phi$  方向に 1T の磁場を作り出す。 $\eta$  の値に対するトロイド磁場の積分強度を図 3.17 に示す。図 3.18 に示されているように、バレル領域とエンドキャップ領域の継ぎ目では、磁場は複雑な構造をもっている。

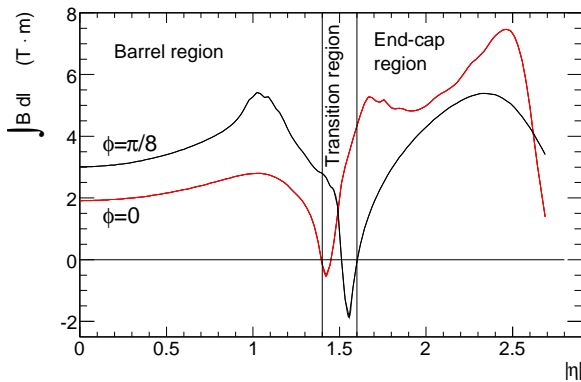


図 3.17:  $\eta$  と磁場積分強度の関係 [8]

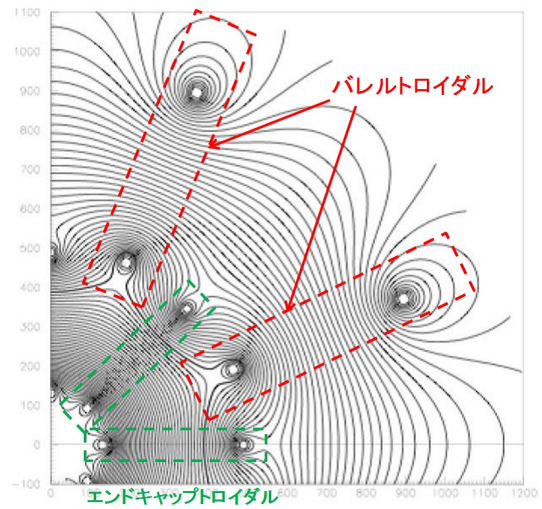


図 3.18: X-Y 平面の磁束の構造 [8]

### 3.2.6 2012 年の ATLAS の状況と将来計画

2012 年の運転では、設計値の約半分である重心系エネルギー 8TeV の陽子と陽子衝突実験が行われ、瞬間最高ルミノシティ  $7.73 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を記録し、図 3.19 に示すように 1 年間の運転で積分ルミノシティ  $20.3 \text{fb}^{-1}$  のデータを蓄積することができた。その結果、ヒッグス粒子の発見に代表されるように、素粒子物理における様々な理論の検証や探索において、重要な成果を挙げることができた。2015 年 5 月から重心系エネルギー 13TeV の陽子と陽子衝突実験を行うことを予定している。そのため、現在それに合わせた ATLAS 検出器の調整及び改良を行っている。



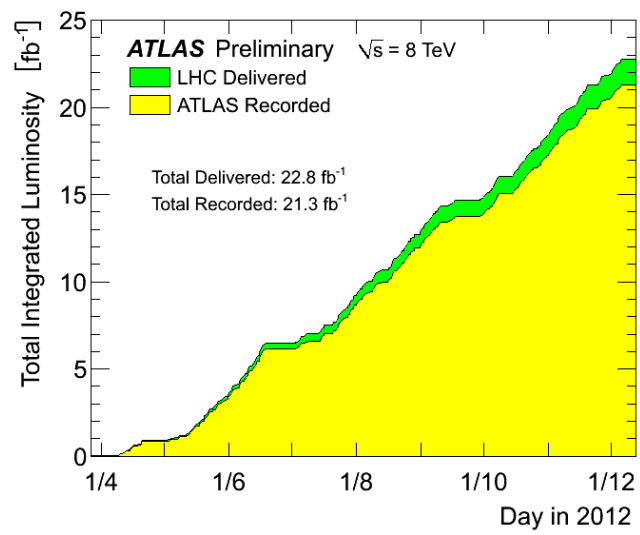


図 3.19: 2012 年の積分ルミノシティの増加 [6]

# 第4章 ミューオントリガーシステム

## 4.1 トリガーシステム

ATLAS 実験では 40.08MHz のバンチ衝突で各バンチ衝突あたりの陽子陽子衝突数は 25 を超え、ATLAS 検出器の衝突点での陽子陽子の衝突頻度は 1GHz に及ぶ。これらの膨大なイベントをストレージに全て記録することは困難であるため、トリガーシステムを用いて目的とする物理事象を同定しイベントの選別を行う。トリガーシステムはオンラインで目的の物理事象を探索、収集するための判断を行い、最終的にイベントレートは 1kHz まで落とすことが要求される。そのため ATLAS 実験のトリガーシステムはレベル 1 とハイレベルに分けて順次イベントレートを落とす (図 4.1)。

レベル 1 トリガーではカロリメータとミュオンシステムにより事象選別を行う。カロリメータあるいはミュオンシステムでトリガーの対象となった信号が観測された領域を Region of Interest (RoI) と呼ぶ。ハイレベルトリガーでは RoI の検出器情報を利用するだけでなく、検出器のすべての情報を用いてイベントを選択する。ミュオントリガーについて以下で詳しく説明する。

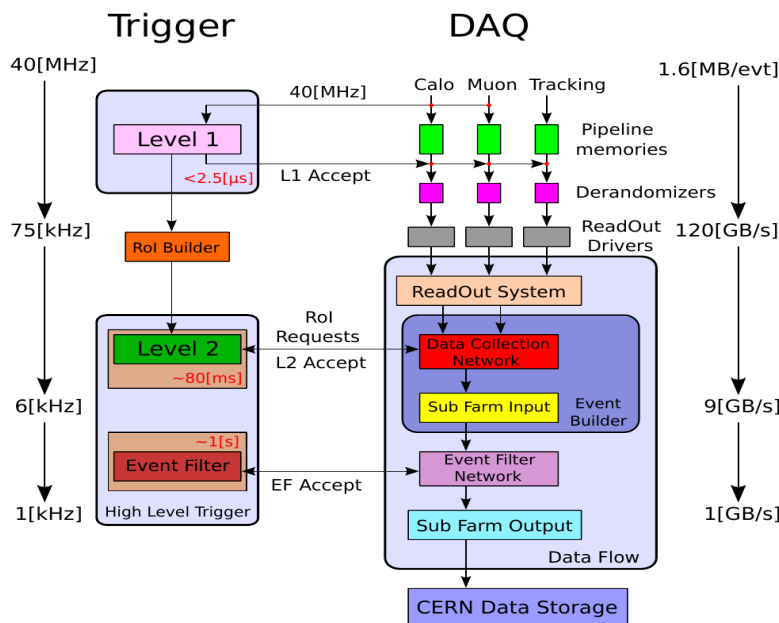


図 4.1: トリガーシステムの概要図

#### 4.1.1 レベル1 ミューオントリガー

レベル1 ミューオントリガーはトリガー用検出器であるRPC(バレル)とTGC(エンドキャップ)を用いて行われる。レベル1 検出器は完全同期作動型の検出器であり、ミューオン候補がどのバンチ交差から来ているかを特定可能である。バレル、エンドキャップ共に3層のトリガー検出器のコインシデンスを取ることでミューオン候補の位置と時間を測定する。

##### (1) バレルミューオントリガー

RPCでは2層目にヒットがあった場合それに関連する他の層のヒットを探す。その際探索領域(ロード)は各 $p_T$ 領域ごとに定義されている。低い $p_T$ のミューオンは磁場中でよく曲がるので、RPCでのコインシデンスは2層のみを要求する。その際よく曲がる事を考慮してロードは広めに取られる。一方高い $p_T$ のミューオンは曲がりにくいので、低 $p_T$ 用のコインシデンスに加えて3層めのヒットも要求する。ロードは比較的狭いものが用いられる。それぞれの場合のロードの図例を図4.2に示す。2層または3層のヒットの相対的な位置のずれから $p_T$ を粗く見積もる。

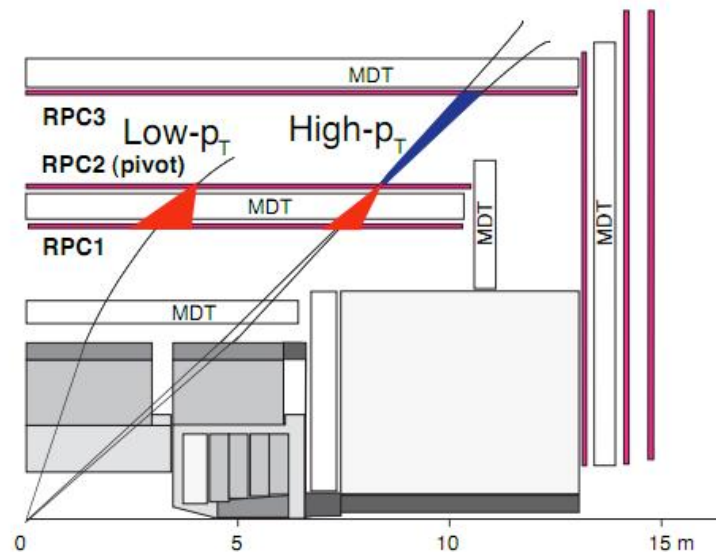


図 4.2: RPC のコインシデンス [14]

##### (2) エンドキャップミューオントリガー

TGCはRPCに比べて時間分解能はよくないが、十分なバンチ交差特定能力を持つ。TGCは2層(doublet)、または3層(triplet)の組み合わせで構成されている(図4.3)。内側からインナー層にdoubletユニットが1枚、ミドル層にtripletユニットが1枚(M1)、doubletユニットが2枚(M2, M3)の計9層が設置されている。トリガー条件に用いられるのはミド

ル層の 7 枚である。M3 層にヒットがあった場合 RPC の場合と同様にロードが引かれ、その中で M1, M2 のヒットを探す。やはり低い  $p_T$  のミュオンに対しては M2, M3 の 2 層によるコインシデンスを要求し、高い  $p_T$  のミュオンに対してはこれに加えて M1 のコインシデンスも要求する。

図 4.4 に  $xy$  平面での TGC の配置を示す。図中の太い線で囲まれた部分が 1 枚の TGC に相当する。8 回回転対称を仮定し、図はそのひとつである。一方 TGC の読み出し自体は 12 回回転対称となっており、そのひとつをセクターと呼ぶ。  $1.05 < |\eta| < 1.9$  と  $1.9 < |\eta| < 2.4$  の領域では検出器の配置が異なっており、それぞれをエンドキャップ、フォワード検出器と呼んでいる。エンドキャップ部ではひとつの TGC が 148 分割、フォワードでは 64 分割されており、その一単位 (図中の赤い部分) をサブセクターと呼んでいる。サブセクターは 8 ワイヤーと 8 ストリップに対応しており、RoI 単位でもある。

衝突点で発生したミュオンは磁場によって曲げられ各検出器で検出される。そのうち、M3 でのヒットと衝突点を結んだ直線を無限運動量の飛跡と仮定する。M1, M2 においてこの無限運動量飛跡と実際のヒットとの差分を R 方向、 $\phi$  方向で測定する (図 4.5)。これを  $\Delta R$ ,  $\Delta\phi$  と呼ぶ。M1, M2 のそれぞれにおいてこの  $\Delta R$  と  $\Delta\phi$  の絶対値に上限値が与えられている。この上限値は  $p_T=6\text{GeV}$  のミュオンがほぼ全て通過するように設定されている。これをウィンドウと呼ぶ。これを通過したミュオンの  $\Delta R$ ,  $\Delta\phi$  情報はコインシデンスが取られ、あらかじめモンテカルロシミュレーションやデータを元に作成されたテーブルを元に  $p_T$  が算出される。このテーブルをコインシデンスウィンドウと呼ぶ。コインシデンスウィンドウの例を図 4.6 に示す。

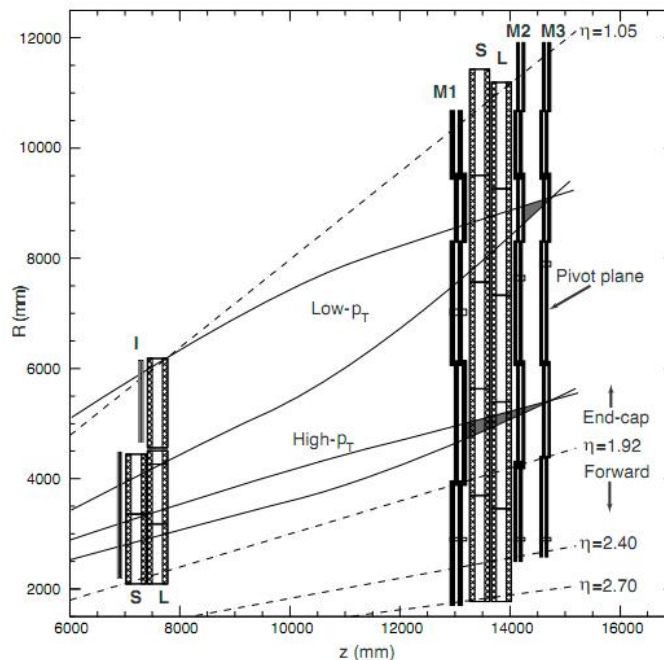


図 4.3: TGC(R-Z 平面)[14]

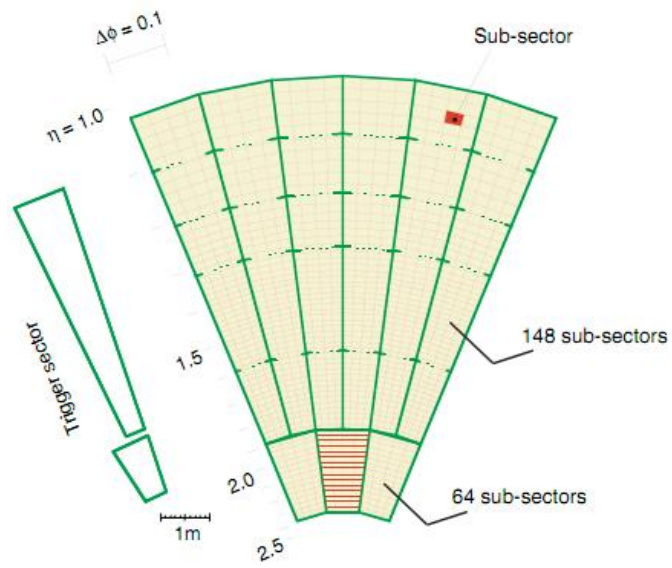


図 4.4: TGC( $\eta - \phi$  平面, 8 回対称のひとつ)[14]

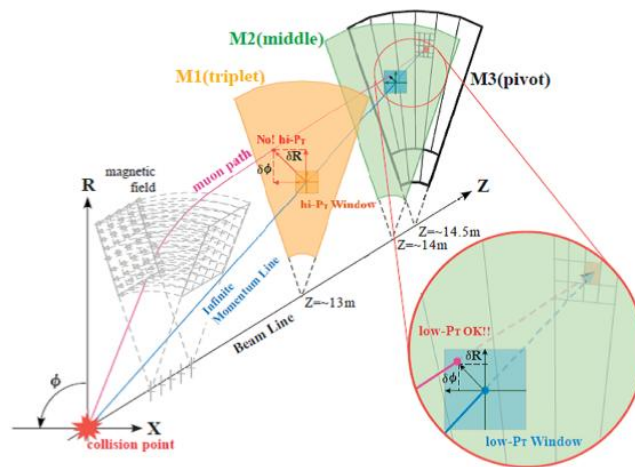


図 4.5:  $p_T$  計算方法の概略図 [14]

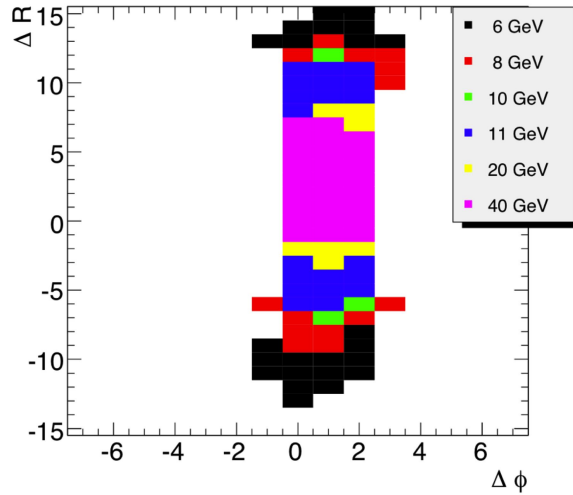


図 4.6: High  $p_T$  コインシデンスウィンドウの例 [11]

#### 4.1.2 ハイレベルトリガー

ハイレベルトリガーではソフトウェアで事象を選別する MuonSA (Muon Stand Alone), MuComb, イベントフィルター (EF) の 3 段階で構成されていて、段階的にイベントレートを落とす。

##### (1) MuonSA

MuonSA はハイレベルトリガーの最初段階であり、レベル 1RoI 情報周辺のミュオン検出器の情報のみを用いてミュオン飛跡を再構成し横方向運動量を計算しトリガーする。本研究では MuonSA の改良を行った。詳細を後述する。

##### (2) MuComb

ミュオン検出器に加えて内部検出器の情報も利用して、より精密なミュオンの横方向運動量測定を行う。MuComb では MuonSA で測定されたミュオンの飛跡を利用し、その周辺の内部飛跡検出器で再構成された飛跡を選び出す。そのあと、MuonSA で求められた横方向運動量と、内部飛跡検出器の情報から求められた横方向運動量を組み合わせて、ミュオントリガーの横方向運動量  $p_T$  を決定する。

##### (3) イベントフィルター (EF)

MuonSA と MuComb ではミュオンの飛跡周辺の検出器情報のみを用いて横方向運動量を再構成していたのに対して、イベントフィルターでは RoI 周辺の情報だけではなく、全ての

検出器情報を用いてオフラインでのミュオン再構成と同等の解析を行う。そこで求められた横方向運動量を用いて最終的事象選別を行う。オフラインでの再構成については後述する。

### 4.1.3 トリガーチェイン

レベル1とハイレベルトリガーを組み合わせ、1つのトリガーとして選別を行う。この組のことをトリガーチェインと呼ぶ。ATLAS検出器では各段階で選別条件が異なる複数のトリガーが並列に動作している。新粒子探索やTeVスケールの新しい物理探索の高い $p_T$ の電子やミュオンなどを取得するためにトリガーの各段階でしきい値を設けている。また、B粒子の崩壊などからの低い運動量の粒子を取得するため低いしきい値のトリガーも用意されている。これら目的に応じて異なるトリガーチェインが用意されている。

トリガーチェインの名前は最終的に要求するEFの名前で呼ばれる。トリガーはチェインの中でレベル1からイベントフィルターまでの流れの例を以下に示す。例えば、トリガーチェインEF\_mu6では、まずレベル1でコインシデンスウィンドウが6GeVとなっているL1\_MU6を用いており、MuonSAとMuCombの二段階を組にして $p_T$ がL2\_mu6を要求し、最終的にEFでEF\_mu6を要求している。2015年のLHC Run2ではシングルミュオントリガー(ミュオン以外の情報を要求しないトリガー)は、レベル1トリガーのL1\_MU15をL1\_MU20に変更する。また、ハイレベルトリガーのEF\_mu24をEF\_mu36に変更し、EF\_mu36をEF\_mu50に変更する。

## 4.2 MuonSA

### 4.3 MuonSA 飛跡パターン認識アルゴリズム

この節では2012年MuonSAアルゴリズムで用いられている飛跡パターン認識アルゴリズムの詳細を説明する。この飛跡パターン認識アルゴリズムの改良が本研究の中心として行われた。その改良は5章で説明する。

MuonSA 飛跡パターン認識アルゴリズムはインナー、ミドル、アウターの各ステーションでMDTのヒットを直線でフィットすることで飛跡の断片を再構成する。この際、レベル1トリガーの情報を用いて、粗く推定されたミュオンの飛跡を基準にMDTヒットを探す。この飛跡はMDTステーション内で直線で与えられ、その直線を中心として一定の幅を持ったMDTチューブの探索領域をロードと呼ぶ。図4.7はエンドキャップインナーステーションのイベントディスプレイを示す。赤実線はTGCロードの中心を表し、それに並行な2本の水色の破線はTGCロード幅を示す。各MDTレイヤーにロードの中に含まれるチューブからTGCロード中心に最も近い1番目と2番目のチューブを選択する。それらのチューブに対する接線を最小二乗法による直線フィットで求める。そしてその中で式4.1による $\chi^2$ が最小となる接線を正しいパターンとする。この直線がステーションMDTヒット中心位置、

傾きなどの情報を持ち、これをセグメントと呼ぶ。

$$\chi^2 \equiv \sum_i \left( \frac{dY_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.1)$$

ここで、 $dY_i$  は第  $i$  番目のチューブのドリフト円の円周部分と共通接線との距離を表し、 $\sigma_i$  は第  $i$  番目のチューブのドリフト半径の誤差を示す。

こうしてバレル領域とエンドキャップ領域の全てのステーションのセグメントを用いて、MuonSA においてミュオンの  $p_T$  の再構成を行う。これを以下に述べる。

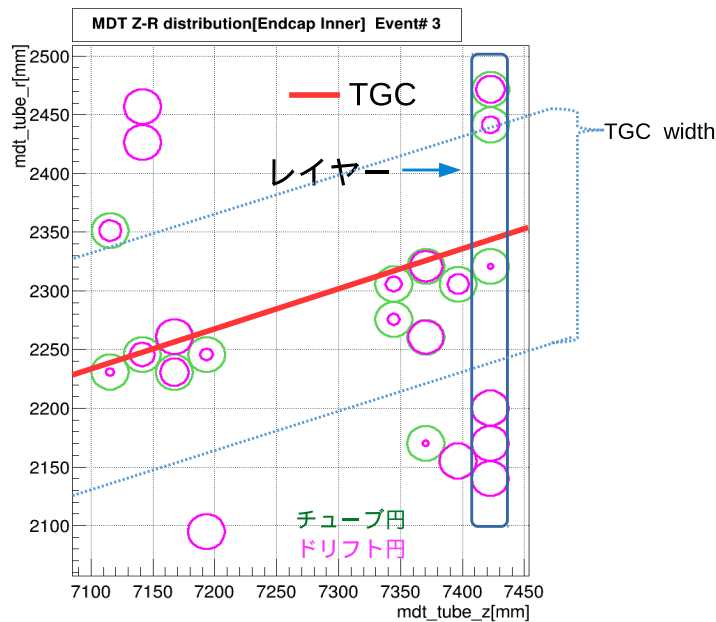


図 4.7: インナーステーションのイベントディスプレイ

#### 4.3.1 MuonSA においてミュオンの $p_T$ の再構成

MuonSA ではレベル 1RoI の周辺で MDT の情報を利用し、磁場によって曲げられたミュオンの飛跡から横方向運動量を再構成する。以下で MuonSA バレルとエンドキャップ各々のアルゴリズムについて説明する。

##### (1) バレル領域

バレル領域では図 4.8 のように 3 つのステーション MDT の間に磁場領域が存在するため、3 つステーション MDT ヒット位置情報から曲率半径  $R$  を求めて  $p_T$  を再構成することが可能である。



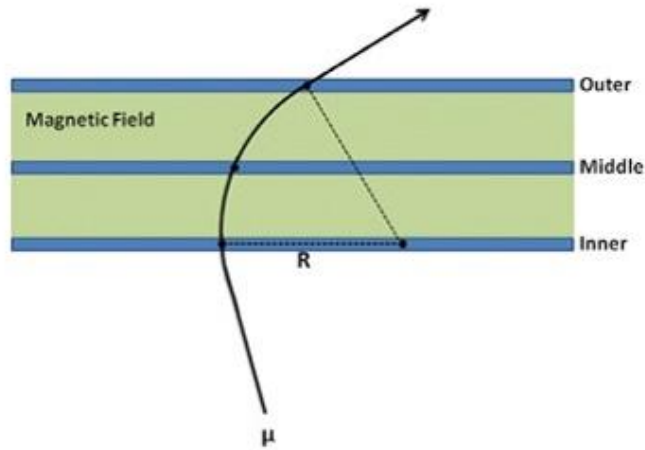


図 4.8: バレルでの曲率半径の再構成 [10]

この  $p_T$  を再構成するために、式 4.2 を用いる。

$$p_T = A_{ij}R + B_{ij} \quad (4.2)$$

ここで、係数  $A_{ij}$ 、 $B_{ij}$  は、それぞれ磁場の強さ及び物質中での運動量欠損に対応する。磁場の強さ及び飛跡中に存在する物質量は位置依存性を持つため、係数は  $(\eta, \phi)$  平面で細かく領域を分けて調整を行う必要がある。また、電荷によって飛跡の曲がる方向が反転するので、各電荷に対しても場合分けを行う必要がある。そのため、バレル領域では Large 検出器、Small 検出器、Large Special 検出器、Small Special 検出器の各々で  $\eta$  方向に 30、 $\Phi$  方向に 30 ずつの計 900 領域に対し、各電荷について係数  $A_{ij}$ 、 $B_{ij}$  のテーブルを用意する。

また、MDT ヒットは 2 つステーションしかない場合でも、原点を通ることを仮定してフィットを行うことで  $R$  を定義し、磁場で曲がりやすい  $p_T$  が低いミュオンの検出効率を向上させている。

## (2) エンドキャップ領域

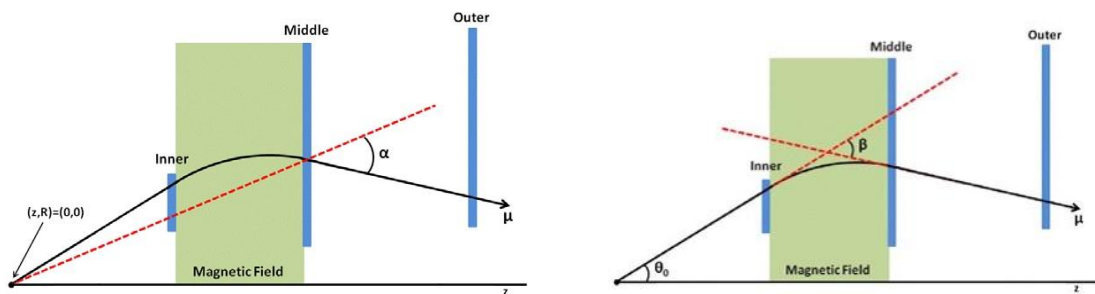


図 4.9: エンドキャップで角度  $\alpha$  の模式図 [10] 図 4.10: エンドキャップで角度  $\beta$  の模式図 [10]

エンドキャップでは磁場領域がインナーステーションとミドルステーションの間のみが存在するため、バレル領域と同じように磁場中の3点を用いて曲率半径を定義し、横方向運動量  $p_T$  を再構成することができない。そのため、曲率半径とは別の変数を定義する必要がある。

- 角度  $\alpha$

インナーステーションでセグメントが存在しない場合では、図 4.9 のように、ミドルステーション MDT のセグメントの中心とアウトステーション MDT のセグメントの中心を結ぶ直線と、衝突点とミドルステーションの中心を結んだ直線のなす角を  $\alpha$  と定義する。また、アウトステーションセグメントが存在しない場合では、ミドルステーションの傾きと、衝突点とミドルステーションセグメントの中心を結んだ直線のなす角を  $\alpha$  と定義する。この  $\alpha$  と  $p_T$  との関係は近似的に 4.3 式で表される。

$$\alpha = A_{ij} + B_{ij} \frac{1}{p_T} + C_{ij} \left( \frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (4.3)$$

この関係式において、 $p_T \rightarrow \infty$  で  $\alpha \rightarrow \infty$  の条件から  $A_{ij}$  を求めることができ、また定数  $C_{ij}$  を正の値に限定することで得られる解を一意に限定できる。二次方程式の解の公式より、

$$\frac{1}{p_T} = \frac{-B_{ij} + \sqrt{B_{ij}^2 + 4\alpha C_{ij}}}{2C_{ij}} \quad (4.4)$$

と  $p_T$  について解くことができ、これを用いて  $p_T$  を求める。

- 角度  $\beta$

インナーステーションでセグメントが存在する場合では、図 4.10 のように、ミドルステーションのセグメントの中心とアウトステーションのセグメントの中心を結んだ直線と衝突点とインナーステーションのセグメントの中心を結んだ直線のなす角  $\beta$  も用いる。 $\beta$  も  $\alpha$  と同様に式 (4.3) を用いて  $p_T$  を求めるのに用いることができる。 $\beta$  を使用することによってミドルステーションとアウトステーションだけでなく、インナーステーションの情報も使用することができるため、一般には  $p_T$  再構成の精度が向上する。しかし、インナーステーション MDT の有感領域は  $1.05 < |\eta| < 2.0$  であるので、これ以外領域ではインナーセグメントを求めることができない。

これらの情報を用いて MuonSA において  $p_T$  を以下のように決定する。レベル 1 で求めた  $p_T$  を  $p_{TTGC}$  と定義する。ステーション MDT セグメントから  $\alpha, \beta$  を計算して、それぞれから再構成した  $p_T$  を  $p_{T\alpha}, p_{T\beta}$  と定義する。 $p_{T\alpha}, p_{T\beta}, p_{TTGC}$  三者から最も信頼度の高いものを選択し、MuonSA の  $p_T$  とする。以下に詳細な選択基準を示す。

- 全ステーションにセグメントがある場合

3点の情報を用い、より精度が高いと考えられる  $\beta$  を優先的に使用する。

$$p_{T\alpha} > 10\text{GeV} \text{ かつ } \frac{|p_{T\beta} - p_{T\alpha}|}{p_{T\alpha}} < 0.5 \quad (4.5)$$

この条件を満たす場合  $p_{T\beta}$  を選択し、満たさない場合は  $p_{T\alpha}$  を選択する。

- ミドル、アウターのみにはセグメントがある場合  $p_{T\alpha}$  を選択する。
- インナー、ミドルのみにはセグメントがある場合  
まず  $p_{T\beta}$  の信頼性を要求するため、以下の条件式を用いる。

$$p_{T\beta} > p_{T\alpha} \text{ また } \frac{p_{TTGC} - p_{T\alpha}}{p_{T\alpha}} > \frac{p_{TTGC} - p_{T\beta}}{p_{T\beta}} \quad (4.6)$$

これを満たす場合、 $p_{T\beta}$  を選択する。これを満たさない場合、 $p_{T\alpha}$  の信頼性を要求するために以下の条件式を用いる。

$$p_{TTGC} > 8\text{GeV} \quad (4.7)$$

これを満たす場合、 $p_{T\alpha}$  を選択する。満たさない場合、 $p_{TTGC}$  を選択する。

- ミドルのみにはセグメントがある場合  
4.7 式を要求する。満たす場合、 $p_{T\alpha}$  を選択する。満たさない場合、 $p_{TTGC}$  を選択する。

そしてこれらの選択基準によって最終的に選ばれた  $p_T$  及びミューオンの飛跡情報を MuComb に渡す。

## 4.4 オフラインミューオン再構成及び $Z \rightarrow \mu\mu$ Tag&Probe 法

データ解析により物理量を測定するためには、検出器で取得された情報を統合して、粒子の情報を再構成する必要がある。トリガーの段階での再構成はオンライン再構成と呼ばれ、処理速度に制限があるため、時間をかけて精密に行うことはできない。これに対して、取得した後のデータでの再構成は全検出器の情報を利用し、十分な時間をかけて行うことができる。これはオフライン再構成と呼ぶ。

MuonSA で再構成した飛跡精度を評価するために、オフラインミューオンを真の飛跡に近いものと仮定して参照するとする。本節ではオフラインミューオン再構成について述べる。

### 4.4.1 オフラインミューオン再構成

オフラインミューオンの再構成はミューオン検出器のみを用いるスタンドアローンミューオンと、内部飛跡検出器の情報も加味したコンバインドミューオンの2つの段階に分かれている。スタンドアローンミューオンはミューオン検出器が感度を持つ  $|\eta| < 2.7$  の領域を全て利用することができる。コンバインドミューオンは内部検出器の有感領域が  $|\eta| < 2.5$  であるため、再構成できる範囲が狭い。一方で、横方向運動量の分解能に関して、100GeV 以下の領域では、スタンドアローンミューオンは4-6%であるが、コンバインドミューオンは2.5-3.2%と、分解能がよいので参照としてより適切であり、これを用いる。

#### 4.4.2 $Z \rightarrow \mu\mu$ Tag&Probe 法

Tag&Probe 法とは  $J/\psi$ 、 $Z$  などの崩壊から生成したミュオンを選び出し、トリガー効率を測定する方法である。この手法によりトリガーのバイアスがかからないミュオンを用いることが可能である。

$Z \rightarrow \mu\mu$  Tag&Probe 法の解析手順は以下の通りである。まず、1 つ事象の中に 1 つのオフラインミュオンに対してイベントフィルタにおいてトリガーが発行されているかどうかの判定を行う。判定はオフラインミュオンの飛跡と充分近い位置にトリガーが発行されたことを条件として行い、 $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  で定義される  $\Delta R$  の値が 0.15 以下であることを要求する。ここで、 $\Delta\eta$  と  $\Delta\phi$  は、比較対象となるオフラインミュオンとイベントフィルタトリガーの  $\eta$  と  $\phi$  それぞれの差である。発行された場合、このミュオンを Tag ミュオンとする。そして、同じ事象の中で他のミュオンを探索し、 $Z$  粒子由来であることを要求するために Tag ミュオンと不変質量を組む。この不変質量が  $Z$  粒子の質量である 91.2 GeV 付近となる場合、そのミュオンを Probe ミュオンとする。図 4.11 は Tag と Probe ミュオンで組んだ不変質量分布を表す。黄色部分を  $Z$  粒子由来の事象とみなす。

次章より、Probe ミュオンを使用し MuonSA アルゴリズムの改良前後の性能評価を行う。

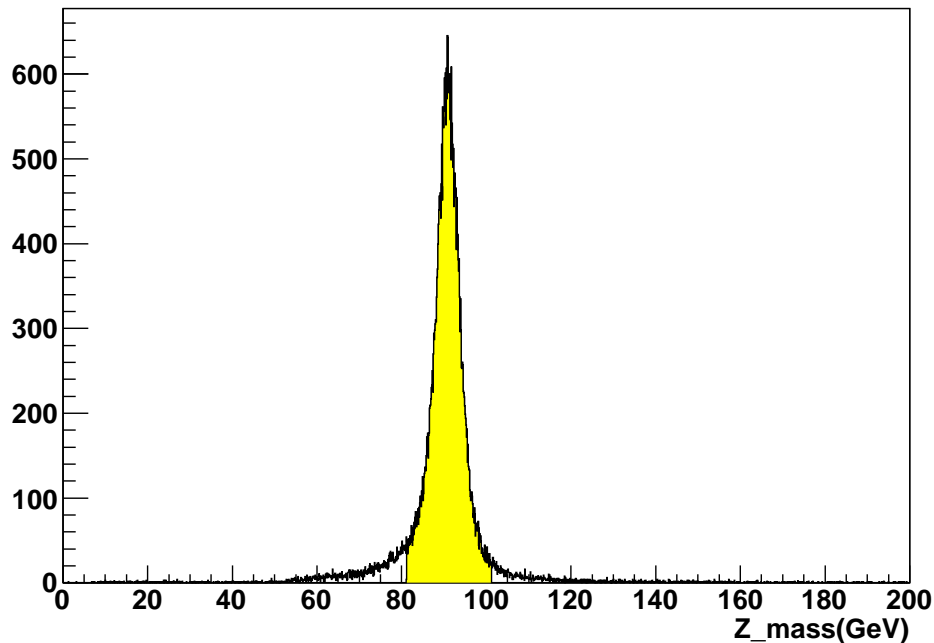


図 4.11: Tag と Probe ミュオンで再構成した不変質量分布

## 第5章 MuonSAでの飛跡パターン認識アルゴリズムの改良

### 5.1 飛跡パターン認識アルゴリズムで起きる問題点

フェイクヒットとはロード内に存在するチューブのうち、ミューオンの飛跡に関連のないヒットのことである。フェイクヒットによるパターン誤認識によるミューオン飛跡の再構成に大きく間違いが起きると、横方向運動量の測定精度が下がる。測定精度を上げるために以下の改良方法で改善した。

#### 5.1.1 フェイクヒットの除去

##### (1) ドリフト時間によるカット

図 5.1 はドリフト半径とドリフト時間の相関図である。MDT チューブの外直径は 29.97mm, 壁の厚さは  $400\mu\text{m}$ , ワイヤ直径は  $50\mu\text{m}$  である。そのため、ドリフトの有効半径は約  $0.05 \sim 14.8\text{mm}$  である。図 5.3 に示すように  $14.8\text{mm}$  以上に対しては、ドリフト時間が長い傾向がある。これは後のバンチ由来のヒットが多く、そのためドリフト時間が大きな値になったと考えられる。先行研究 [13] ではドリフト半径が  $15\text{mm}$  に対応して、ドリフト時間が 1700 を越えるヒットをフェイクヒットと見なし、これを除去するカットを行っていた。本研究では上記のドリフト有効半径範囲を用い、その範囲以外をフェイクヒットと見なし、ドリフト半径上限は  $14.8\text{mm}$  を設け、ドリフト半径カット下限は  $0.1\text{mm}$  を設けた (図 5.2 参照)。つまり、ドリフト半径の制限範囲を  $0.1\text{mm} \sim 14.8\text{mm}$  と定めた。これにより先行研究より多くフェイクヒットを削減することができる。

##### (2) ロード位置と幅の調整

図 5.4 にインナーステーションのイベントディスプレイを示す。赤実線が TGC ロード中心を表し、並行な 2 本の水色の破線は TGC ロードの幅を示す。ここでイベントディスプレイ中に示されているようなフェイクを除くため、TGC ロード内に存在するチューブの (Z,R) 平面での平均座標を計算し、TGC ロードの傾きを保持したままチューブの平均の R 座標に TGC ロード中心を平行移動させる。こうして求めた新ロードが MDT ロード (赤破線) である。並行な 2 本の緑破線は MDT ロードの幅を示す。TGC ロード中心から MDT ロード中心へ移動させることにより、MDT ロード中心にヒットが集中していると考えられ、MDT

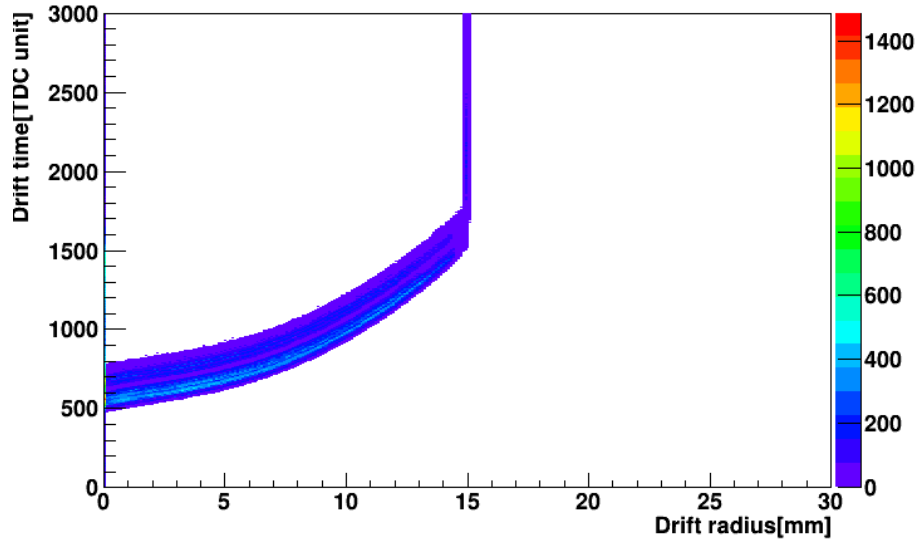


図 5.1: ドリフト半径とドリフト時間の相関

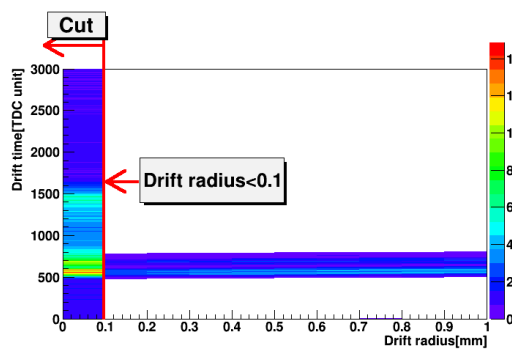


図 5.2: ドリフト半径 0 ~ 1mm の拡大

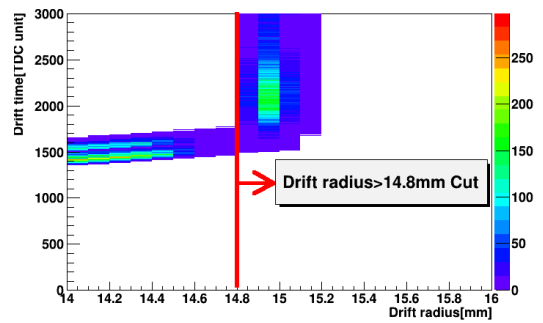


図 5.3: ドリフト半径 14 ~ 16mm の拡大

ロード幅を狭く設定することにより、MDT ロード中心から離れたフェイクヒットを削減できる。

先行研究 ([13], 図 5.5) により、ロードを移動させた後ではロード中心からチューブの中心までの距離と呼ばれる残差が小さくなっていることがわかった。表 5.1 は先行研究の各ステーションの TGC と MDT ロードの値を示す。これらの改良動作により全てステーションのオフライン飛跡と大きくずれがある事象が減少した。特にミドルステーションでは大きくずれがある事象とオフライン飛跡に近い事象の割合が 1.5%減った。

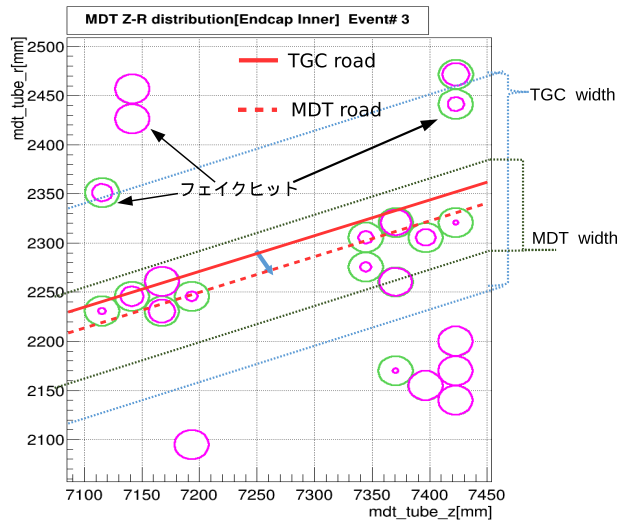


図 5.4: インナーステーションのイベントディスプレイ

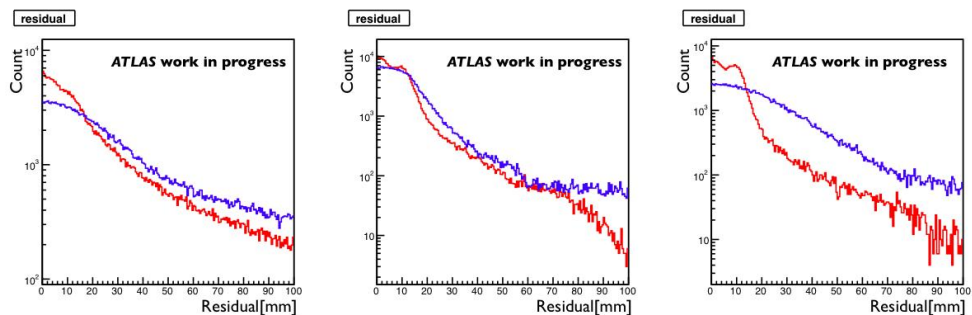


図 5.5: 左からインナー、ミドル、アウターそれぞれのステーションでの残差の分布を表す。青線はロード中心を移動させる前の残差、赤線は移動させた後の残差を示す [13]。

先行研究	TGC ロード幅	MDT ロード幅
インナー	150mm	80mm
ミドル	60mm	50mm
アウター	120mm	60mm

表 5.1: 先行研究でのロード幅の設定値

しかし、ロード幅を狭くすることにより効率が1%下がることが本研究でわかった。4章で説明した  $p_{T\alpha}$ 、 $p_{T\beta}$  を算出するとき、ミドルステーションセグメントが必要である。そのため、ミドルステーションのセグメントが見付からない場合は、トリガー効率が下がる。セグメントが見つからなかった割合は  $\frac{N(NoSP)}{N(Total)}$  と表す。ここで  $N(NoSP)$  はオフラインミュオンにマッチした  $RoI(N(Total))$  うち見つからなかったものである。トリガー効率を保つために、表 5.2 に示されるように、ミドルステーションのロード幅を広くした。その結果から、トリガー効率が約1%上がった。

	TGC ロード幅	MDT ロード幅	$\frac{N(NoSP)}{N(Total)}$
先行研究	60mm	50mm	1.02%
本研究	150mm	100mm	0.08%

表 5.2: ミドルステーションでのロード幅の設定値

### 5.1.2 対称性の問題

図 5.6 のように MDT ヒットが 3 本しかない場合、候補 1 と候補 2 では  $\chi^2$  が同じ値となる。コンピュータの計算精度により、ランダムに  $\chi^2$  が最小の候補が選択され、正しい解とは限らなくなってしまう。例えば、候補 2 が正しい飛跡であるが、 $\chi^2$  はほぼ同じだが候補 1 が最小値をとり、候補 1 を選択してしまう可能性がある。この問題は単一のステーションのみの情報では解決できない。このため、複数ステーション MDT の情報を利用して、セグメントを求める。以下その改良方法について述べる。

#### (1) Reference line

図 5.7 に Reference line の概念図を示す。ミドルとアウターステーションの間に磁場がないので、ミュオンは直線に飛ぶ。ミドルとアウターステーションのセグメントの中心を結ぶ直線を Reference line(図 5.7 の青点線)と呼ぶ。ミドルとアウターステーションそれぞれのセグメントの候補(図 5.7 紫矢印と赤矢印)から Reference line に一番近いもの(図 5.7 赤の矢印)を選択する。



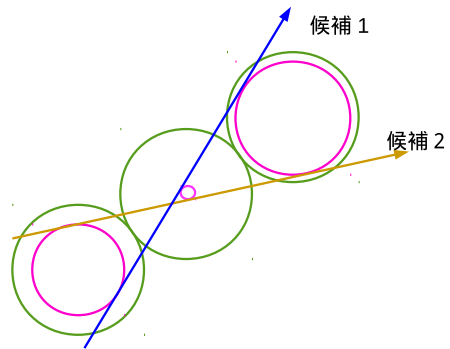


図 5.6: 対称性問題の例

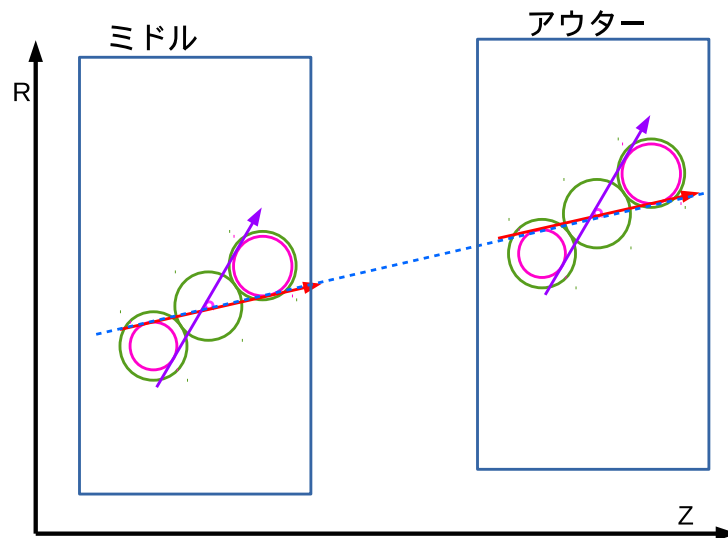


図 5.7: reference line の概念図

### 5.1.3 Backextrapolation によるインナーロードの再評価

図 5.8 に Backextrapolation の概念図を示す。ミドルとアウトーステーションの間に磁場があるので、ミューオン飛跡が曲げられる。ミドルとアウトー MDT のスーパーポイントを利用し、 $p_{T\alpha}$  を計算し、さらに磁場と電荷を用いて、ミドルからインナーに  $p_{T\alpha}$  を外挿して、TGC  $p_T$  を用いて計算されたインナーの古い MDT ロード (図 5.8 の赤実線) を更新する。そして、古い MDT ロードを代わりに、新 MDT ロード (図 5.8 の赤点線) を用いてもう一回パターン認識アルゴリズム (4.3 節) を適用する。

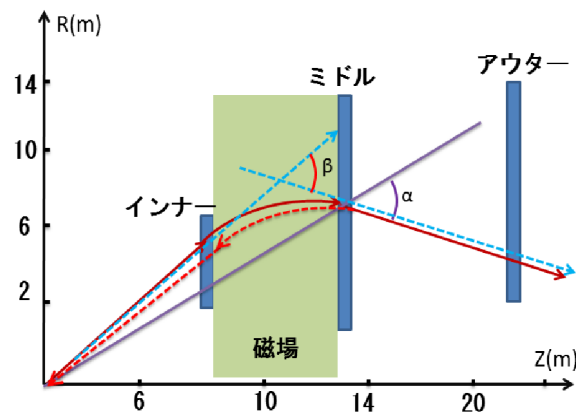


図 5.8: Backextrapolation の概念図

### 5.1.4 改良前後でのセグメントの傾き

MuonSA で再構成されたセグメントの精度を表す量として  $\Delta slope$  を使用し、セグメントが改良されたかを見る。図 5.9 に  $\Delta slope$  の概念図を示す。 $\Delta slope$  はオフラインミュオンの飛跡と MuonSA で再構成されたセグメントの傾きの差で定義される。図 5.10 は tail の定義を表す。 $|\Delta slope| \geq 0.02$  の事象を tail と定義する。Tail の事象は MuonSA でのセグメントの再構成が失敗した事象と想定している。

以下、2012 年の MuonSA アルゴリズムを改良なしの意味で Step0、ここまでの改良を含めた結果を Step1 と呼ぶ。

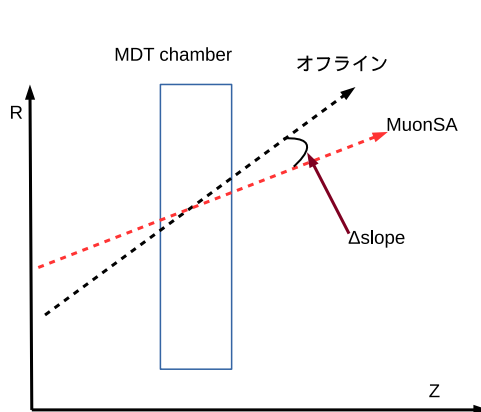


図 5.9:  $\Delta slope$  の概念図

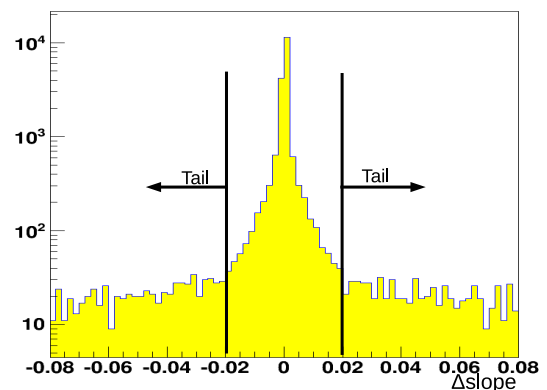


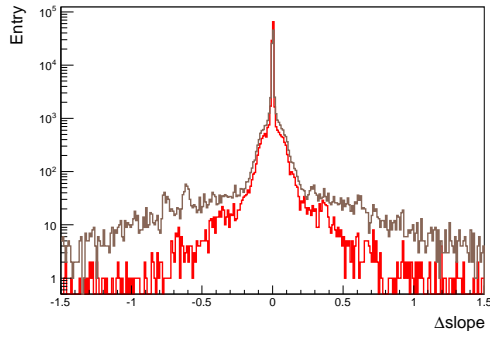
図 5.10: インナーステーションの  $\Delta slope$  分布の tail 領域

Step0 と Step1 の  $\Delta slope$  分布を図 5.11 に示す。図 5.11 からわかるように、特に大きな tail 事象が減った。つまり、Step1 は Step0 より tail 事象を削減することに成功した。

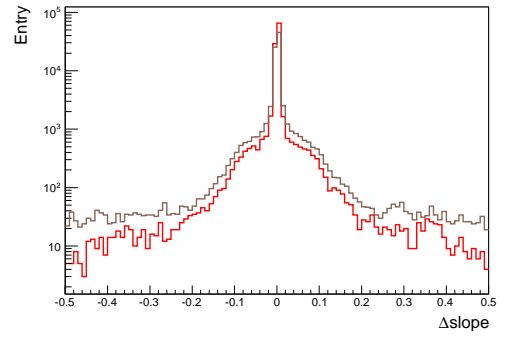
$\frac{\text{数}(Tail)}{\text{Total}}$	Step0	Step1
インナー	0.246	0.167
ミドル	0.116	0.083
アウター	0.113	0.095

表 5.3: Step0 と Step1 の tail の割合

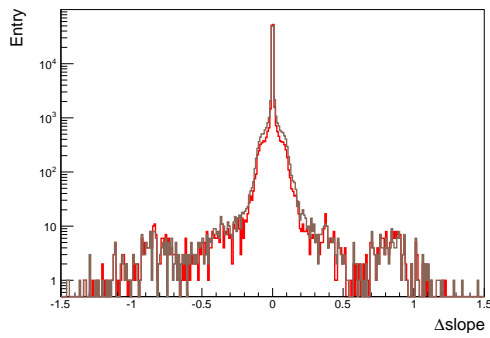
表 5.3 は全てステーションの tail の割合を表す。Step0 に対しての Step1 の tail 数の減少はインナーが 32.1%で、ミドルが 28.4%、アウターが 15.9%である。全てのステーションにおいて tail 事象の割合は減少しており、改良による一定の効果が見られた。特に、インナーステーションでは 32.1%tail 数が減った。



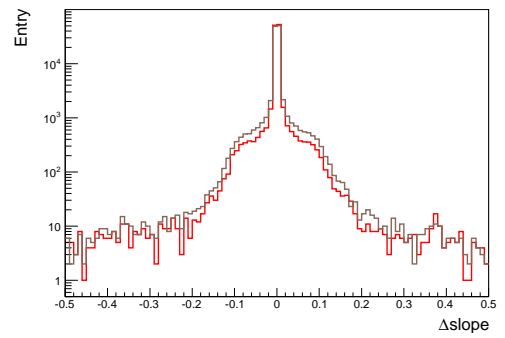
(a) インナー



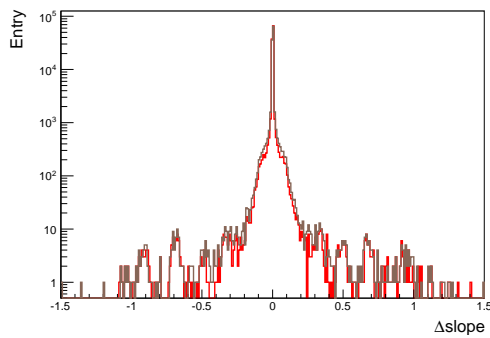
(b) インナー (拡大図)



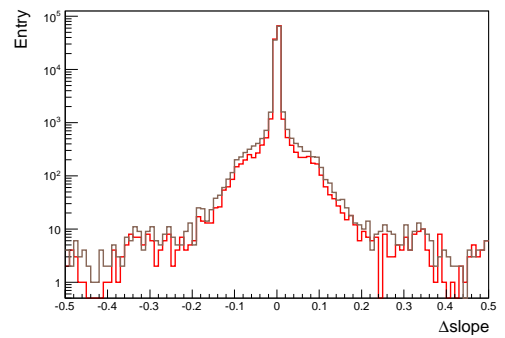
(c) ミドル



(d) ミドル (拡大図)



(e) アウター



(f) アウター (拡大図)

図 5.11: 各ステーションの改良前後の  $\Delta slope$  分布。茶色:Step0 赤色:Step1

### 5.1.5 $\chi^2$ によるフェイクヒットの除去

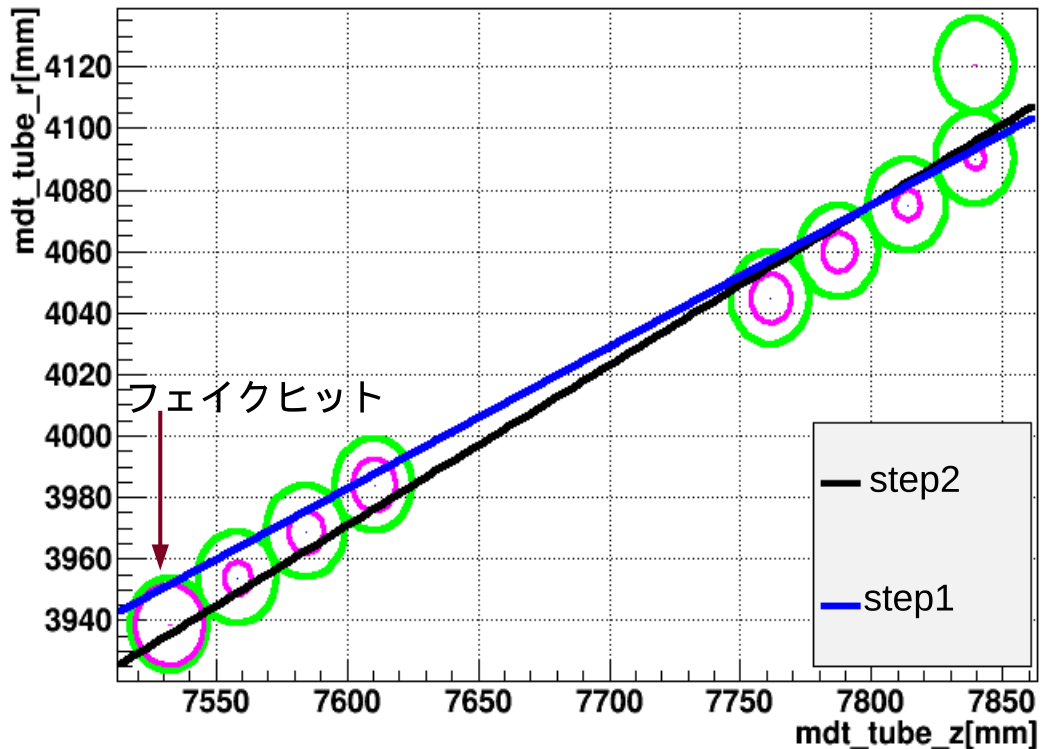
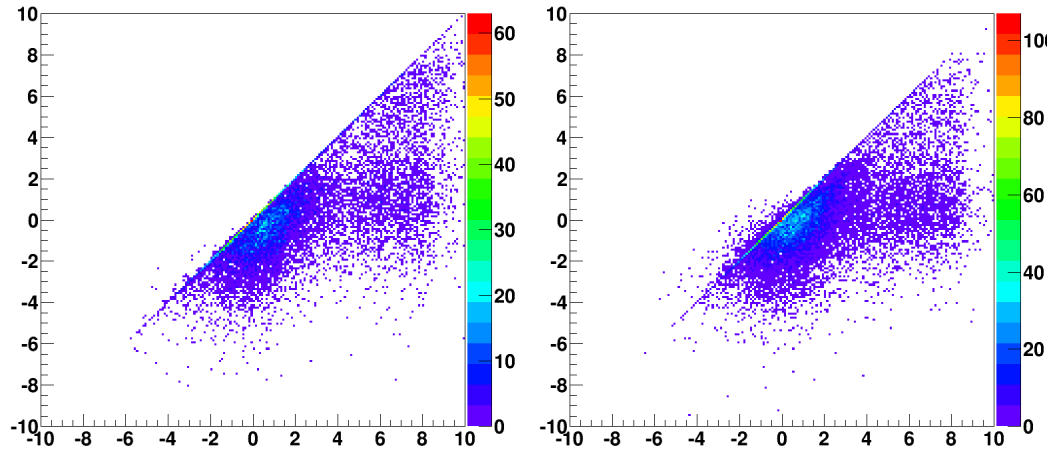


図 5.12: インナーステーションのイベントディスプレイ

第 4 章で説明したように、2012MuonSA では各レイヤーからロードに一番近いチューブを選択し、フィットした  $\chi^2$  値が一番小さい直線をセグメントとする。しかし、このときフェイクヒットが入っていると  $\chi^2$  の値が大きくなって正しくフィットできない。そのフェイクヒットを除くためにヒットを除いた場合の  $\chi^2$  と元の  $\chi^2$  を比較することによりフェイクヒットと判定する方法を考案した。例として、図 5.12 のインナーステーションのイベントディスプレイを示す。青実線は Step1 によるフィットしたセグメントである。矢印が指すチューブがミュオンがワイヤーを通過した小さいドリフト円のヒットが何らかの理由で検出されず、大きいドリフト円のヒットが重なったため、Step1 のようなフィットをしたと考えられる。この青実線は左から 2 本目、4 本目のヒットをうまくフィットしていない

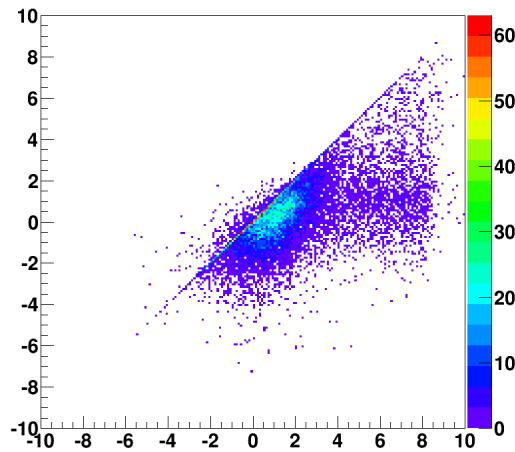
このことから一番左のヒットはフェイクヒットと考えられて、このレイヤーを除いた  $\chi^2$  は元の  $\chi^2$  より小さくなる。こうしてフィットしたセグメントは黒実線 (Step2) になった。黒実線は左から 2 本目、4 本目のドリフト円もうまくフィットしており、より正しいと考えられる。このように  $\chi^2$  を用いてフェイクヒットがフィットするヒット中に含まれているかを判定できると考えられる。図 5.13 は実際に 1 つを除いた場合の  $\chi^2$  の変化を表したものである。ここで 1 本除いた時の  $\chi^2$  を  $\chi^2_{-1}$  と表す。これは、ヒットを 1 本だけ順に除いてフィットしたときの、式 (4.1) を用いて計算した値が一番小さいものである。これをさらに、複数本のヒットを除いた場合にも拡張した。また 2 本、3 本...n 本を除いた時の  $\chi^2_{-n}$  で表す。こ

の結果から、このようにヒットを除くことでセグメントの  $\chi^2$  が大きく減り、フィットの質が大きく改善することがわかった。



(a) インナー

(b) ミドル



(c) アウター

図 5.13: 各ステーションの改良前後の  $\log_{10}\chi^2$  の分布。横軸： $\log_{10}\chi^2$  縦軸： $\log_{10}\chi^2_{-1}$

このような  $\chi^2_{-n}$  を除いてセグメントを再決定する方法は以下の通りである。まず、最大レイヤー本数を用いた場合、フィットした  $\chi^2$  値が一番小さい組合せは  $\chi^2 < 100$  を満たす場合、この候補をセグメントとする。満たさない場合、第1レイヤーから最終レイヤーまで1本ずつヒットを除き、フィットする。そのうち  $\chi^2$  値が一番小さい組合せが  $\chi^2_{-1} < 100$  を満たす場合、この候補をセグメントとする。満たさない場合、次に第1レイヤーから最終レイヤーまで任意の2本ずつレイヤーを除き、フィットする。この場合にも、 $\chi^2$  値が一番小さい組合せが  $\chi^2 < 100$  を満たす場合、この候補をセグメントとする。同じように3本、4本除き、 $\chi^2_{-n} (n \geq 3)$  が100以下となるまで続ける。つまり  $\chi^2_{-n}$  を満たす最大の  $n$  本を用いて求めたセグメントを、このロードに対応するセグメントとする。

フィットできるレイヤーの本数が有限のため、残るレイヤーが2以下だったら、セグメントが求められない。このため、インナーとアウトステーションではレイヤーを残るレイヤー数が3のときに  $\chi^2 < 100$  を満たさなくセグメントは求められないとする。ただし、トリガー効率を下げないために、ミドルステーションでは残るレイヤー数が3のときに  $\chi^2 < 100$  を満たさない場合、最大本数時のフィット結果、つまり、改良前のセグメントを求めるセグメントとする。この方法での改良を以下では Step2 と呼ぶ。

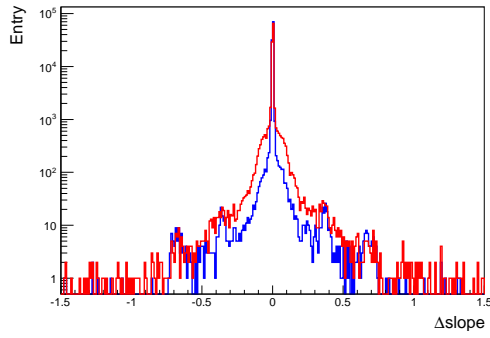
#### 5.1.6 改良前後での $\Delta slope$ 分布の比較

Step1 と Step2 の  $\Delta slope$  分布を図 5.14 に示す。全てステーションで、tail 事象が減った。

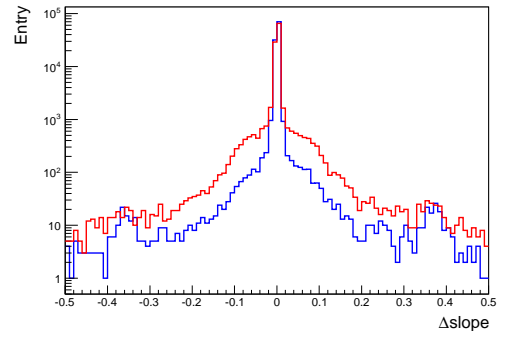
$\frac{\text{数 (tail)}}{\text{Total}}$	Step0	Step1	Step2
インナー	0.246	0.167	0.111
ミドル	0.116	0.083	0.043
アウトター	0.113	0.095	0.093

表 5.4: Step0, Step1, Step2 での tail の割合

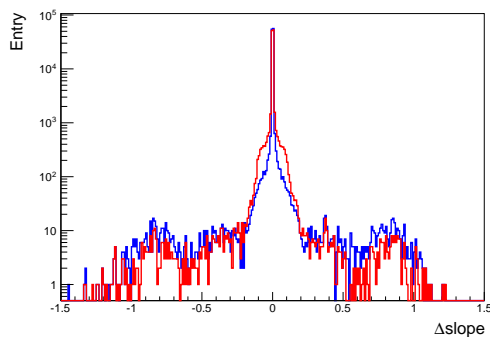
表 5.4 は全てステーションの tail の割合を表す。Step1 と Step2 に対する減少した tail 数はインナーが 33.5%で、ミドルが 48.2%であり、改良による効果が見られた。特に、ミドルステーションでは 48.2%tail 数が減った。Step2 は Step1 よりさらに tail 事象を削減することに成功した。



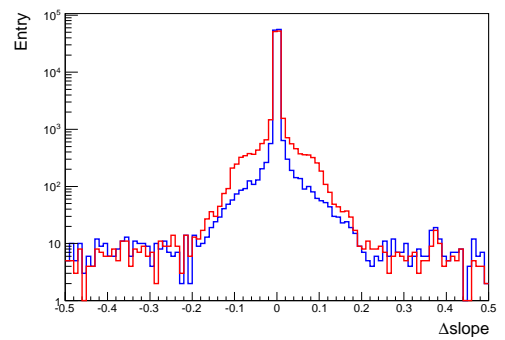
(a) インナー



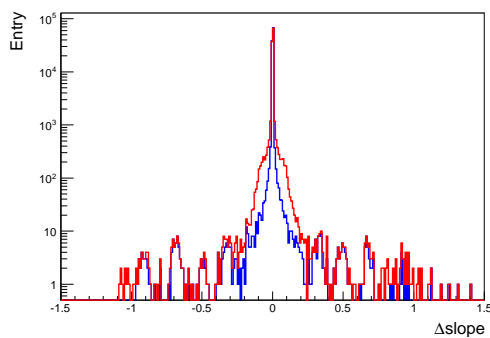
(b) インナー (拡大図)



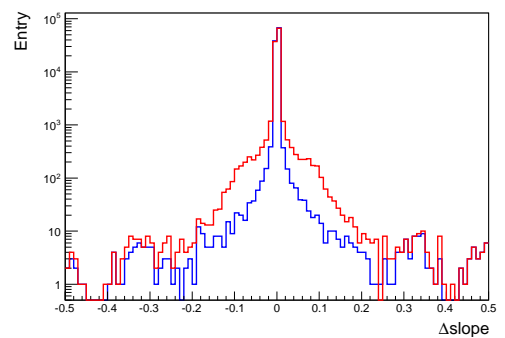
(c) ミドル



(d) ミドル (拡大図)



(e) アウター



(f) アウター (拡大図)

図 5.14: 各ステーションの改良前後の  $\Delta slope$  分布。赤色 : Step1 青色 : Step2



(1) 検出器位置による tail 数の比較

検出器位置による tail 数の減少を見るため、 $\eta, \phi$  の領域に分けて tail の割合を比較した。以下、エンドキャップの  $1.0 < \eta < 2.5$  を 5 等分で分けている。その区切り順を  $Bin_\eta$  で表す。 $Bin_\eta$  の値は 0 ~ 4 である。また、 $\phi$  方向における対称性を図 5.15 に示す。8 回対称となっているので、 $\phi$  方向  $0 \sim \frac{\pi}{4}$  を 6 等分で分けている。その区切り順を  $Bin_\phi$  と呼ぶ。 $Bin_\phi$  の値は 0 ~ 5 である。

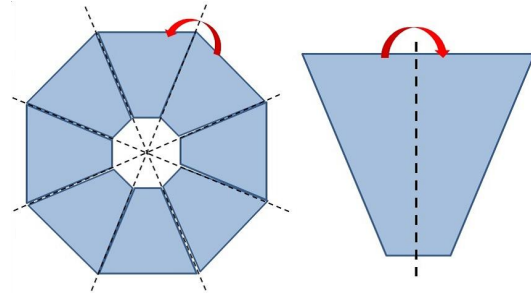


図 5.15:  $\phi$  方向における対称性の概要図

図 5.17 は tail の割合を表す。インナーステーションの  $Bin_{total} : 0 \sim 24$  全ての領域で、Step0 から Step2 までの改良により、段階的に tail の割合が減った。ミドルステーションでも  $Bin_{total} : 0 \sim 29$  全ての領域で Step0 から Step2 までの改良により、tail 割合が段階的に減った。アウターでは  $Bin_{total} : 0 \sim 16$  で減っていたが、 $Bin_{total} : 26 \sim 29$  領域では Step2 の方が悪くなっている。図 5.16 に示すように、アウターステーションではヒット数が 3 場合、 $\chi^2 > 100$  のセグメントをカットしてしまい、セグメントが見つからないことが多いためである。

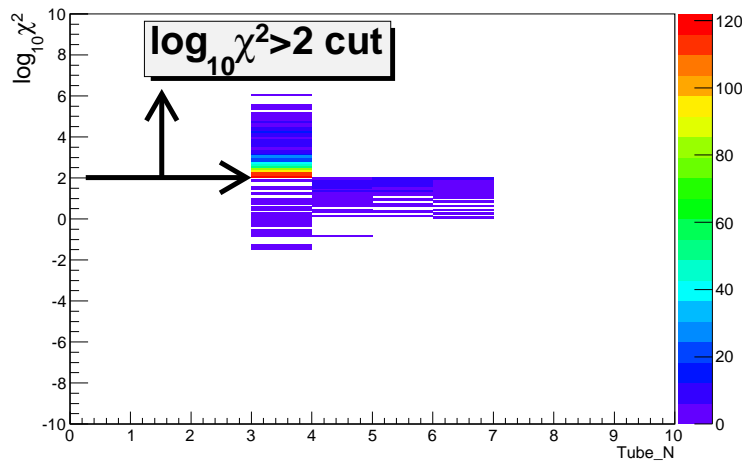
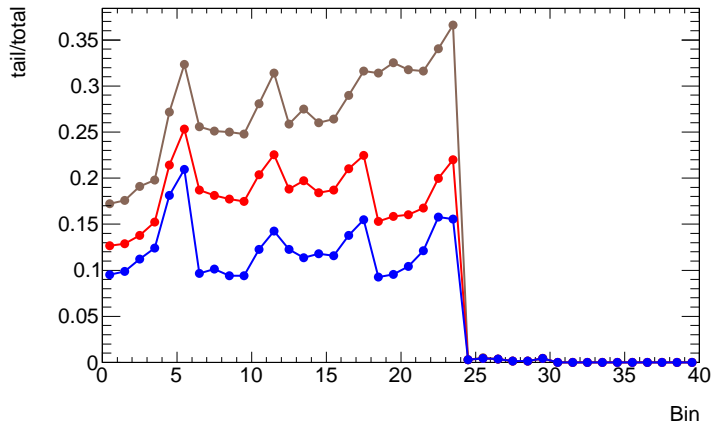
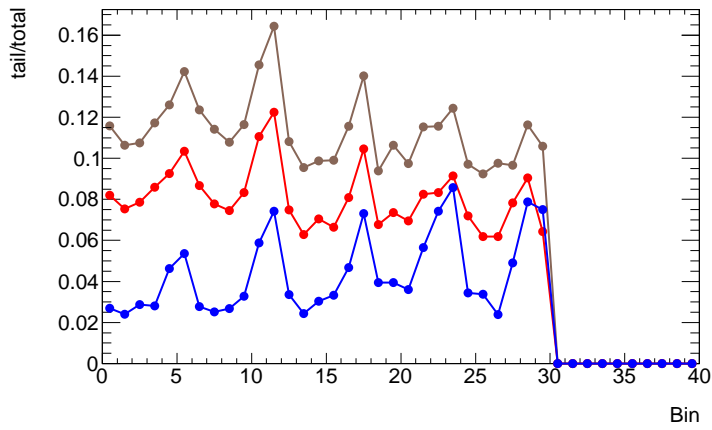


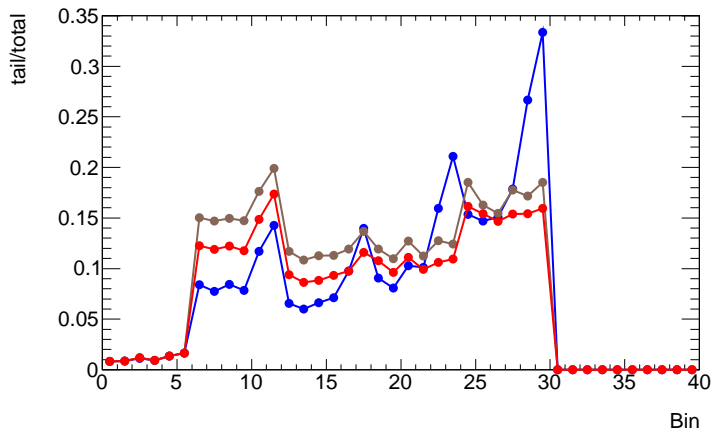
図 5.16: 図 5.17c のアウターステーションの青線の横軸 Bin:26~30 に対する  $\log_{10}\chi^2$  とヒット数の関係図。横軸：フィット使ったチューブの本数、縦軸：フィットした  $\log_{10}\chi^2$



(a) インナー



(b) ミドル



(c) アウター

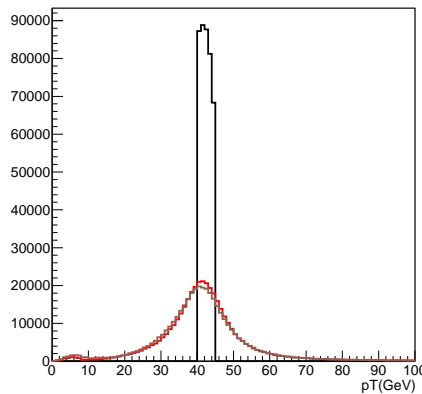
図 5.17:  $\eta, \phi$  による各ステーションの tail の割合の分布。横軸:  $Bin_{total} = Bin_{eta} \times 6 + Bin_{\phi}$   
 縦軸:  $\frac{tail \text{ 数}}{total \text{ 数}}$ 。茶色: Step0 赤色: Step1 青色: Step2

## 第6章 MuonSA の $p_T$ 計算法改良と評価

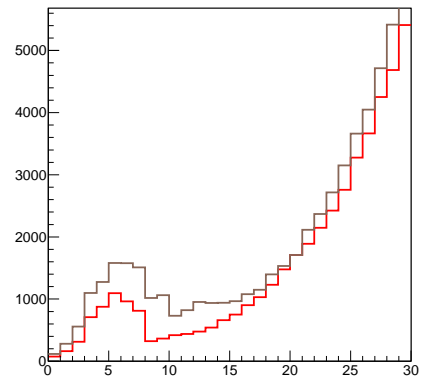
本章では飛跡パターン認識アルゴリズムの改良による評価を行う。また、4章のエンドキャップの  $p_T$  選択基準が簡単化できることを示す。また、これらの改良に対してトリガー効率とレートを評価する。

### 6.1 飛跡パターン認識アルゴリズムの改良による評価

以下では、2012年 MuonSA の  $p_T$  を用いた場合を  $p_T(\text{step0})$  と呼び、5章の飛跡パターン認識アルゴリズム改良後を  $p_T(\text{step1})$  と呼ぶ。ある高い横方向運動量を持つミュオン ( $40\text{GeV} < p_{T,off} < 45\text{GeV}$ ) に対して MuonSA で再構成した重みを見るために、以下のように評価を行った。オフラインミュオン、 $p_T(\text{step0})$  と  $p_T(\text{step1})$  の横方向運動量  $p_T$  の分布を図 6.1a に示す。図 6.1b は図 6.1a の  $p_T : 0 \sim 30\text{GeV}$  の拡大である。 $p_T(\text{step1})$  は  $p_T(\text{step0})$  より  $15\text{GeV}$  以下の数が減った。



(a)  $p_T$  の分布



(b) 図 6.1a の  $p_T : 0 \sim 30\text{GeV}$  の拡大

図 6.1: 黒 : オフライン 茶色 :  $p_T(\text{step0})$  赤 :  $p_T(\text{step1})$

また、 $K = \frac{N(p_{T, MuonSA} < 15\text{GeV})}{N(40\text{GeV} < p_{T, off} < 45\text{GeV})}$  として、 $40\text{GeV} < p_{T, off} < 45\text{GeV}$  のオフラインミュオンに対し、MuonSA で再構成した横方向運動量が  $15\text{GeV}$  以下の割合を  $K$  と定義する。 $K$  は MuonSA が  $p_T$  を大幅に過小評価する割合である。トリガーのしきい値を  $15\text{GeV}$  に設定したとき、多くの事象 MuonSA で再構成した  $p_T$  が  $15\text{GeV}$  になった場合、そのしきい値でトリガーすると、それらの事象を全部失ってしまう。そのため、トリガー効率が下がる。表 6.1 に示されるように、 $40\text{GeV} < p_{T, off} < 45\text{GeV}$  オフラインミュオンに対して MuonSA

で大きく間違ふ再構成した数は約 43%減った。つまり、トリガー効率を上昇させることに成功した。

	$p_T(\text{step0})$	$p_T(\text{step1})$
K	0.035	0.020

表 6.1:  $p_T(\text{step0})$ ,  $p_T(\text{step1})$  の K の値

## 6.2 $p_{T\alpha}, p_{T\beta}$ を用いた $p_T$ 再構成の改良

4 章で  $p_{T\alpha}$ ,  $p_{T\beta}$ ,  $p_{TGC}$  三者から選択した  $p_T$  を 2012 年 MuonSA の最終的な  $p_T$  とする選択基準を説明したが、より精度よい  $p_T$  を求めるために、同等以上の分解能をもち、選択基準がより簡単な  $p_T$  の決定方法を求めることを目的として両者の  $p_T$  から統計的に重み付きの和での計算する方法を開発した。この方法で計算した  $p_T$  を  $p_{Tcomb}$  と定義する。その重みには  $p_{T\alpha}$ ,  $p_{T\beta}$  の分解能を用いた。以下では 2 種類の組み合わせ (CB0, CB1) を試した。

ここでは Residual の標準偏差  $\sigma$  を横方向運動量  $p_T$  の分解能 ( $\sigma_\alpha, \sigma_\beta$ ) としてそれを以下のように重みに用いた。

$$Residual = \frac{\frac{1}{p_{T\text{MuonSA}}} - \frac{1}{p_{T\text{off}}}}{\frac{1}{p_{T\text{off}}}} \quad (6.1)$$

$$X = \sqrt{\frac{\frac{x_\alpha^2}{\sigma_\alpha^2} + \frac{x_\beta^2}{\sigma_\beta^2}}{\frac{1}{\sigma_\alpha^2} + \frac{1}{\sigma_\beta^2}}} \left( X = \frac{1}{p_T}, X_{(\alpha,\beta)} = \frac{1}{p_{T(\alpha,\beta)}} \right) \quad (6.2)$$

- CB0

オフライン  $p_T$  値のまわりに  $p_{T\beta}$  と  $p_{T\alpha}$  が独立に分布している場合、 $p_{T\beta}$  と  $p_{T\alpha}$  の重み付きの和がオフライン  $p_T$  値に近づくことができると考えられる。まず、 $p_{T\beta}$  がある場合、式 (6.2) から計算した  $p_T$  を最終の  $p_{Tcomb}$  とする。その以外場合では  $p_{T\alpha}$  を最終の  $p_{Tcomb}$  とする。式 (6.2) の  $\sigma_\alpha, \sigma_\beta$  には位置依存性があるので、 $\eta, \phi$  の領域に分けて求める。ここでは  $\eta, \phi$  の分け方は 5 章と同じする。まず、各 ( $Bin_\eta, Bin_\phi$ ) の  $p_{T\beta}$  と  $p_{T\alpha}$  の Residual 分布をガウス関数によるフィットを行い、その分散を  $\sigma$  とする。図 6.2 は  $Bin_\eta = 3, Bin_\phi = 3$  の場合  $p_{T\alpha}$  の  $\sigma$  を求めるのときの例を示す。図 6.2a ガウスで横軸の  $-1 \sim 1$  の範囲にフィットした  $\tilde{\sigma}$  を用い、図 6.2b のようにヒストグラムに  $1\tilde{\sigma}$  の範囲にもう一回フィットして  $\sigma$  を求めた。

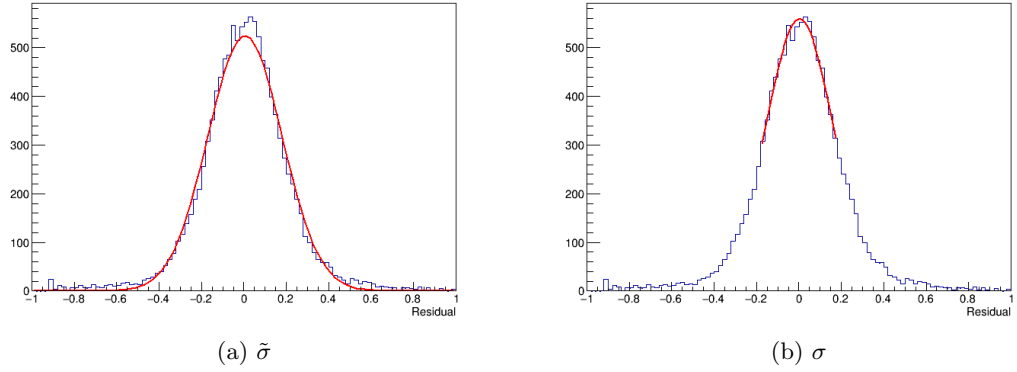


図 6.2:  $Bin_\eta = 3, Bin_\phi = 3$  の場合  $\alpha$  の *Residual* 分布のフィットの例。まず (a) のように  $[-1, 1]$  の範囲で大まかな標準偏差  $\tilde{\sigma}$  を求めて、次に  $[-\tilde{\sigma}, \tilde{\sigma}]$  の範囲でフィット (b)。

また、CB0 による  $p_{Tcomb}$  の分解能、 $\sigma_\beta$ 、 $\sigma_\alpha$  と  $p_{Toff}$  の関係を図 6.3 と 6.4 に示している。この詳細の結果は 5 章の  $\eta, \phi$  分け方で分割した。また、ここでオフライン ミューオン  $p_T$  が  $0 - 10\text{GeV}$ ,  $10 - 15\text{GeV}$ ,  $15 - 20\text{GeV}$ ,  $20 - 25\text{GeV}$ ,  $25 - 30\text{GeV}$ ,  $30 - 35\text{GeV}$ ,  $35 - 40\text{GeV}$ ,  $40\sim$  の八個の領域に分けている。このビンの順番を  $Bin_{p_T}$  と呼ぶ。  $0 - 10\text{GeV}$  の統計が少ないので、残る 7 個のビンを使用する。この結果から、  $1.0 < \eta < 1.3$  の領域では、 $\sigma_\alpha$  精度が  $\sigma_\beta$  よりよいので、CB0 の分解能が  $\sigma_\alpha$  に近づいた。  $1.6 < \eta < 1.9$  領域では、 $\sigma_\beta$  精度が  $\sigma_\alpha$  よりよいので、CB0 の分解能が  $\sigma_\beta$  に近づいた。つまり、CB0 の方法で求めた  $p_{Tcomb}$  が分解能の精度のよい方に近づくの効果があるが、 $\sigma_\beta$  と  $\sigma_\alpha$  どちらよりもよくなることはなかった。そのため、以前の  $p_T$  の計算方法 (4.3.4 節) を簡略化した方法 (CB1) を試した。

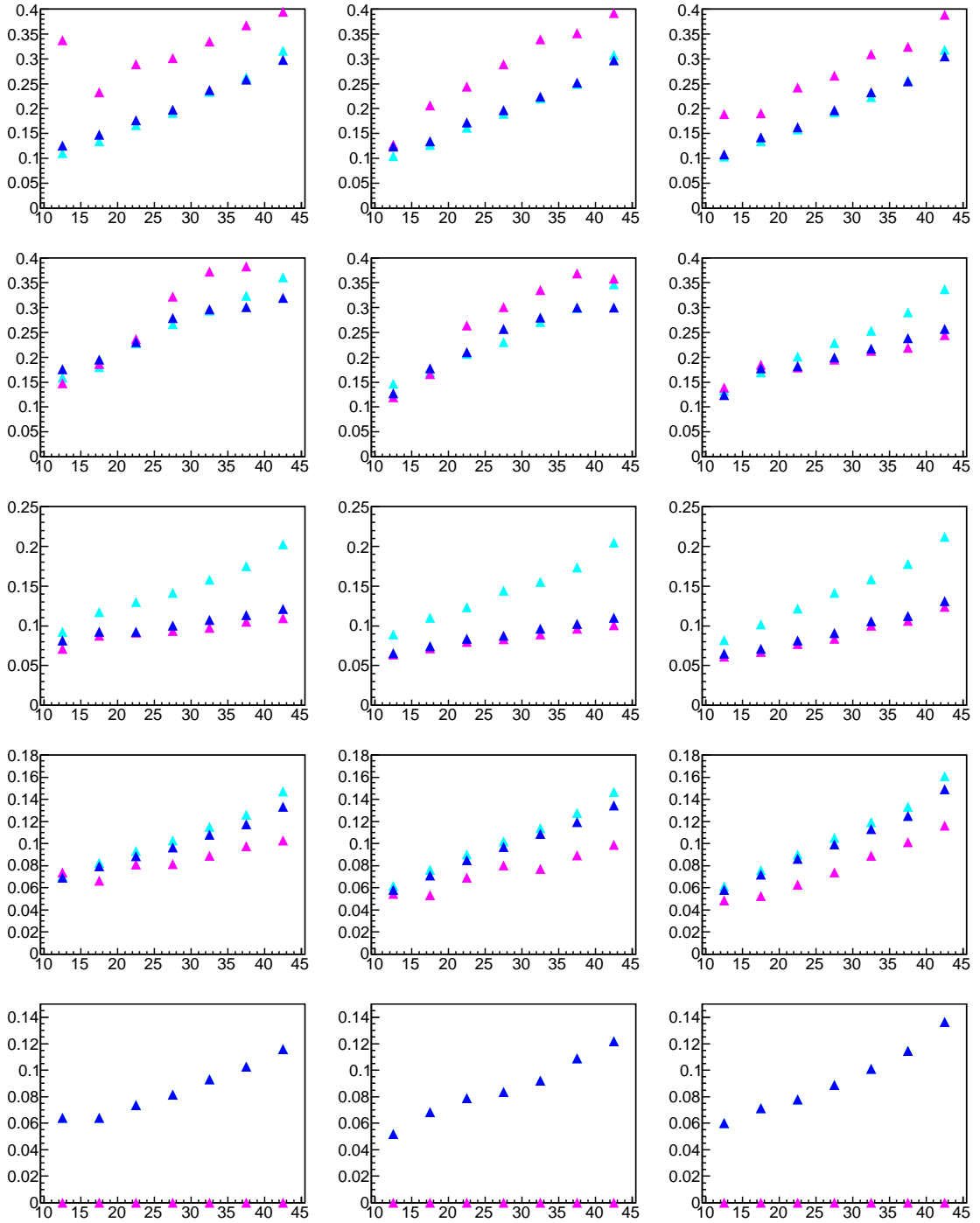


図 6.3:  $\eta, \phi$  による分解能と  $p_T$  の相関。縦 :  $1.0 < \eta < 1.3$ 、 $1.3 < \eta < 1.6$ 、 $1.6 < \eta < 1.9$ 、 $1.9 < \eta < 2.2$ 、 $2.2 < \eta < 2.5$ 。横 :  $0 < \phi < \frac{\pi}{24}$ 、 $\frac{\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{12}$ 、 $\frac{\pi}{12} < \phi < \frac{\pi}{8}$  青色 :  $\sigma_\beta$  紫 :  $\sigma_\alpha$  水色 :  $\sigma_\alpha$

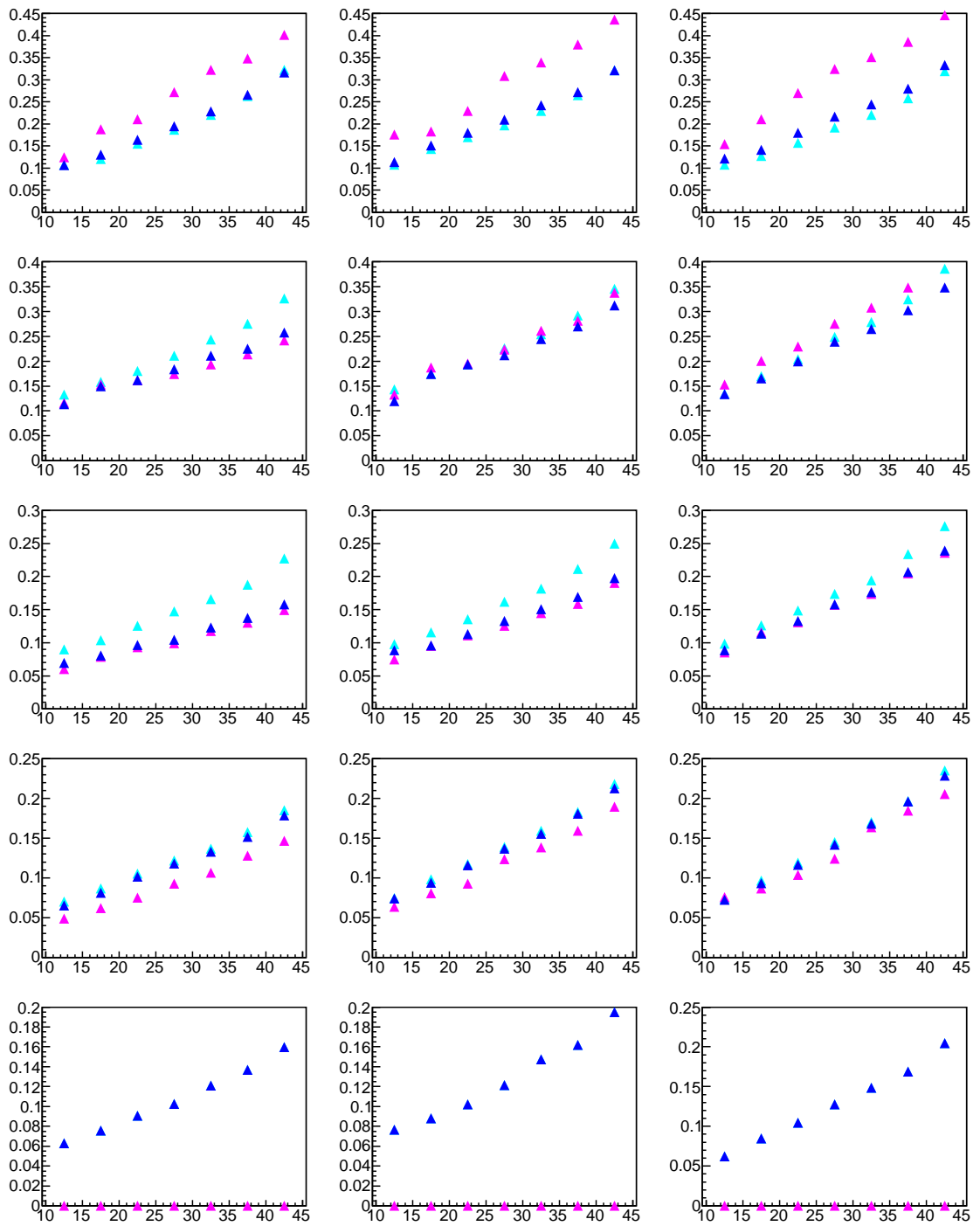


図 6.4:  $\eta, \phi$  による分解能と  $p_T$  の相関。縦： $1.0 < \eta < 1.3$ 、 $1.3 < \eta < 1.6$ 、 $1.6 < \eta < 1.9$ 、 $1.9 < \eta < 2.2$ 、 $2.2 < \eta < 2.5$ 。横： $\frac{\pi}{8} < \phi < \frac{\pi}{6}$ 、 $\frac{\pi}{6} < \phi < \frac{5\pi}{24}$ 、 $\frac{5\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{4}$  青色： $\sigma_\beta$  紫： $\sigma_\beta$  水色： $\sigma_\alpha$

- CB1

$p_{T\beta}$  があり、かつ  $\frac{|p_{T\beta}-p_{T\alpha}|}{p_{T\alpha}} < 0.5$  を満たす場合、式 (6.2) から計算した  $p_T$  を最終の  $p_{Tcomb}$  とする。その以外場合では  $p_{T\alpha}$  を最終の  $p_{Tcomb}$  とする。図 6.5a と 6.5b は  $\frac{|p_{T\beta}-p_{T\alpha}|}{p_{T\alpha}} < 0.5$  を満たす場合と満たさない場合のオフライン  $p_T$ 、 $p_{T\beta}$  と  $p_{T\alpha}$  を表す。図 6.5b により、主に  $p_{T\alpha}$  分布はオフラインと近いが、 $p_{T\beta}$  がオフラインと大きく違う分布を示すため、 $\frac{|p_{T\beta}-p_{T\alpha}|}{p_{T\alpha}} < 0.5$  を満たさない場合では  $p_{Tcomb}$  を用いない。

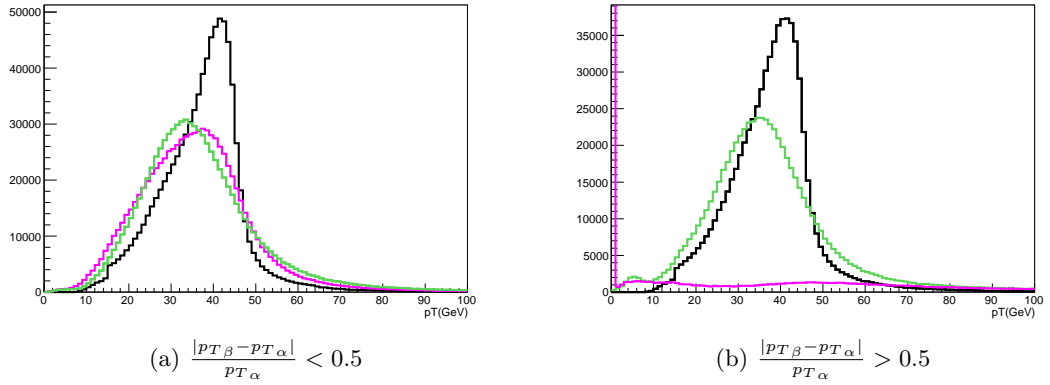


図 6.5:  $p_{T\alpha}$ (緑)、 $p_{T\beta}$ (紫)、 $p_{T_{off}}$ (黒) の分布。(a) :  $\frac{|p_{T\beta}-p_{T\alpha}|}{p_{T\alpha}} < 0.5$  の場合 (b) :  $\frac{|p_{T\beta}-p_{T\alpha}|}{p_{T\alpha}} > 0.5$  の場合

また、CB1 による  $p_{Tcomb}$  の分解能、 $\sigma_\beta$ 、 $\sigma_\alpha$  と  $p_{T_{off}}$  の関係を図 6.6 と 6.7 に示している。CB0 の場合と同じ  $\eta, \phi$  の分け方で分割する。この結果から、全体見ると、CB0 と大体同じであるが、いくつか領域のある  $p_T$  に対して、よくなった。例えば、 $1.3 < \eta < 1.6$  の領域では、 $20\text{GeV}$  以上選んだオフラインミュオンに対して  $\sigma_\beta$  と  $\sigma_\alpha$  どちらよりもよくなった。つまり、CB1 による  $p_{Tcomb}$  の精度上昇の効果があることがわかった。ただし、 $1.3 < \eta < 1.6$  に対しては  $p_{T\beta}$  のほうが  $p_{Tcomb}$  よりもよく、改良の余地がある可能性がある。



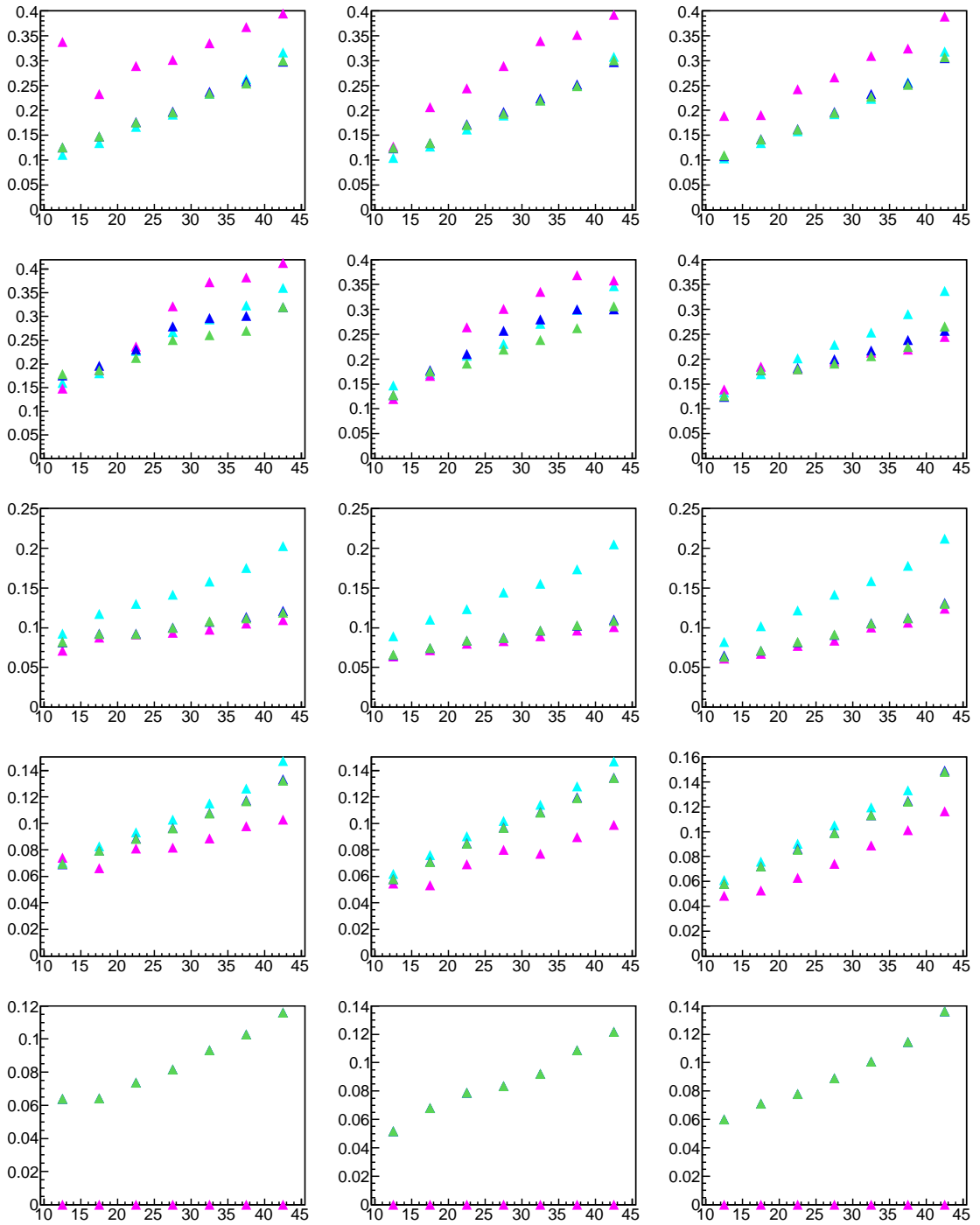


図 6.6:  $\eta, \phi$  による分解能と  $p_T$  の相関。縦 :  $1.0 < \eta < 1.3$ 、 $1.3 < \eta < 1.6$ 、 $1.6 < \eta < 1.9$ 、 $1.9 < \eta < 2.2$ 、 $2.2 < \eta < 2.5$ 。横 :  $0 < \phi < \frac{\pi}{24}$ 、 $\frac{\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{12}$ 、 $\frac{\pi}{12} < \phi < \frac{\pi}{8}$  緑 : CB1 青色 : CB0 紫 :  $\sigma_\beta$  水色 :  $\sigma_\alpha$

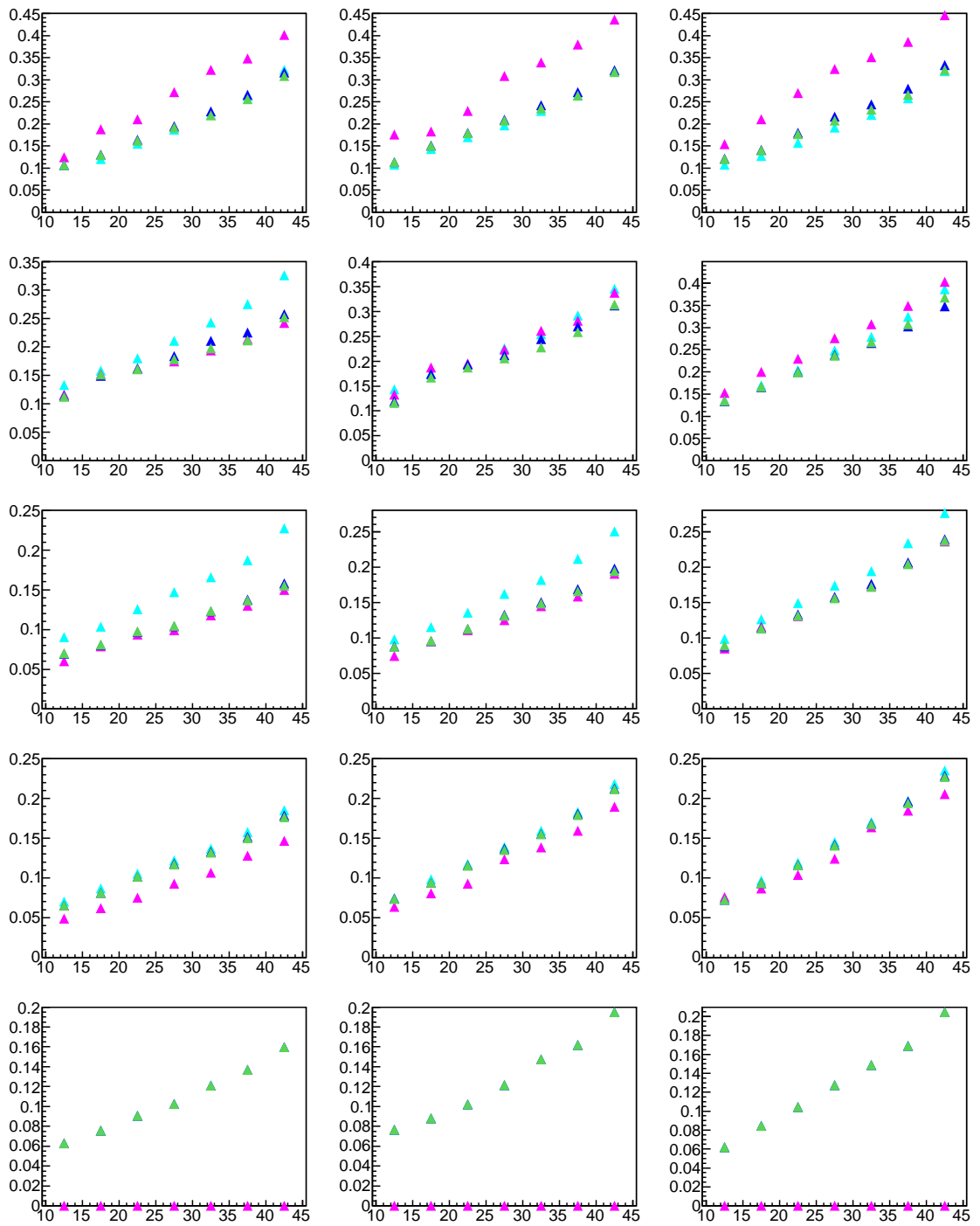


図 6.7:  $\eta, \phi$  による分解能と  $p_T$  の相関。縦:  $1.0 < \eta < 1.3$ ,  $1.3 < \eta < 1.6$ ,  $1.6 < \eta < 1.9$ ,  $1.9 < \eta < 2.2$ ,  $2.2 < \eta < 2.5$ 。横:  $\frac{\pi}{8} < \phi < \frac{\pi}{6}$ ,  $\frac{\pi}{6} < \phi < \frac{5\pi}{24}$ ,  $\frac{5\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{4}$  緑: CB1 青色: CB0 紫:  $\sigma_\beta$  水色:  $\sigma_\alpha$

図 6.8 にオフラインミュオンが  $40\text{GeV} < p_{T\text{off}} < 45\text{GeV}$  の場合、 $p_T(\text{step0})$ 、 $p_T(\text{step1})$ 、 $p_{T\text{comb}}$ (CB0 と CB1 の場合) 横方向運動量  $p_T$  の分布を示す。図 6.8 は図 6.9 の  $0 < p_{T\text{off}} < 30\text{GeV}$  の拡大である。CB1 が他のアルゴリズムより  $15\text{GeV}$  以下の数が一番少ないことが分かる。

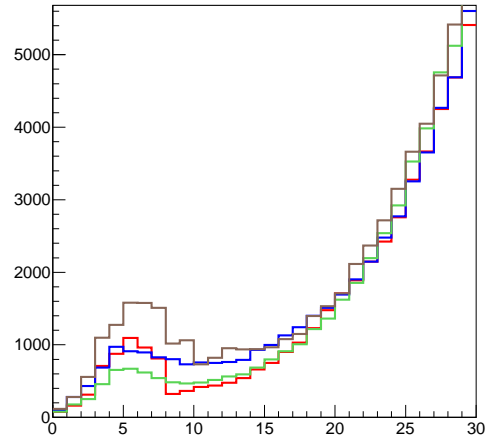
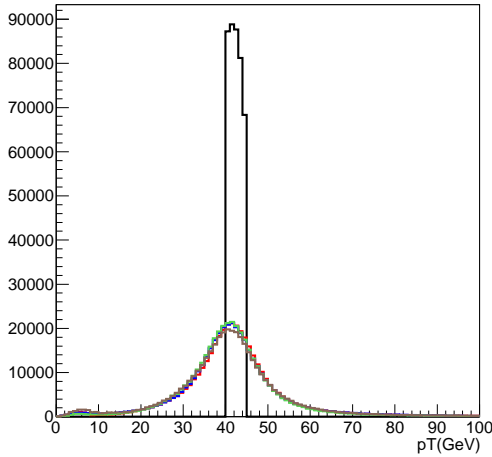


図 6.8:  $p_T$  再構成改良前後の  $p_T$  分布

黒: オフライン 茶色:  $p_T(\text{step0})$  赤:  $p_T(\text{step1})$   
青: CB0 緑: CB1

図 6.9: 図 6.8 の  $p_T : 0 \sim 30\text{GeV}$  の拡大分布, 色は同じ

	$p_T(\text{step0})$	$p_T(\text{step1})$	CB0	CB1
K	0.035	0.020	0.026	0.018

表 6.2: 各  $p_T$  計算アルゴリズムに対する K の値

表 6.2 は  $40\text{GeV} < p_{T\text{off}} < 45\text{GeV}$  のオフラインミュオンに対して、MuonSA で大きく間違っ再構成した割合である。CB1 は  $p_T(\text{step1})$  より 10%減って、 $p_T(\text{step0})$  より約半分減った。これにより、CB1 を用いることによりトリガー効率を上昇させることに成功した。

また、全ての  $(\eta, \phi)$  ピンの結果を図 6.10 と 6.11 に示している。  $1.0 < \eta < 1.3$  に対して  $0 < \phi < \frac{\pi}{8}$  領域で全て分解能が悪くなった。  $\frac{\pi}{8} < \phi < \frac{\pi}{4}$  領域で分解能がある  $p_T$  に対し、よくなる場所があるし、悪くなる場所もある。しかし、これらエンドキャップ領域とバレル領域の継ぎ目にあたる部分 (図 3.18) ではそれぞれ大きさの違うバレル領域とエンドキャップ領域のマグネットの発生させる複雑な磁場中を粒子が通過するが飛跡再構成の不確実性が高く横方向運動量の測定精度が悪いため、2015 年 ATLAS アップグレードしエンドキャップ領域にもう一個 MDT ステーションを追加する。それにより、測定精度が上がると期待される。ここでは他の領域の分解能の改善を優先する。

$1.3 < \eta < 1.6$  の領域で分解能がある  $p_T$  に対し、 $p_T(\text{step0})$  よりよくなる場所があるし、悪くなる場所もある。悪くなる場所は 図 3.17 により、磁場が弱く、粒子が通過するが

飛跡再構成の不確定性が高く横方向運動量の測定精度が悪い場所に対応している。

$1.9 < \eta < 2.5$  の領域で分解能が若干よくなった。この領域で、 $p_{T\beta}$  が計算できないので、 $p_{Tcomb}$  が  $p_{T\alpha}$  と同じである。この領域では、CB1 の  $p_{T\alpha}$  は Step0( $p_T$ ) よりよくなっている。

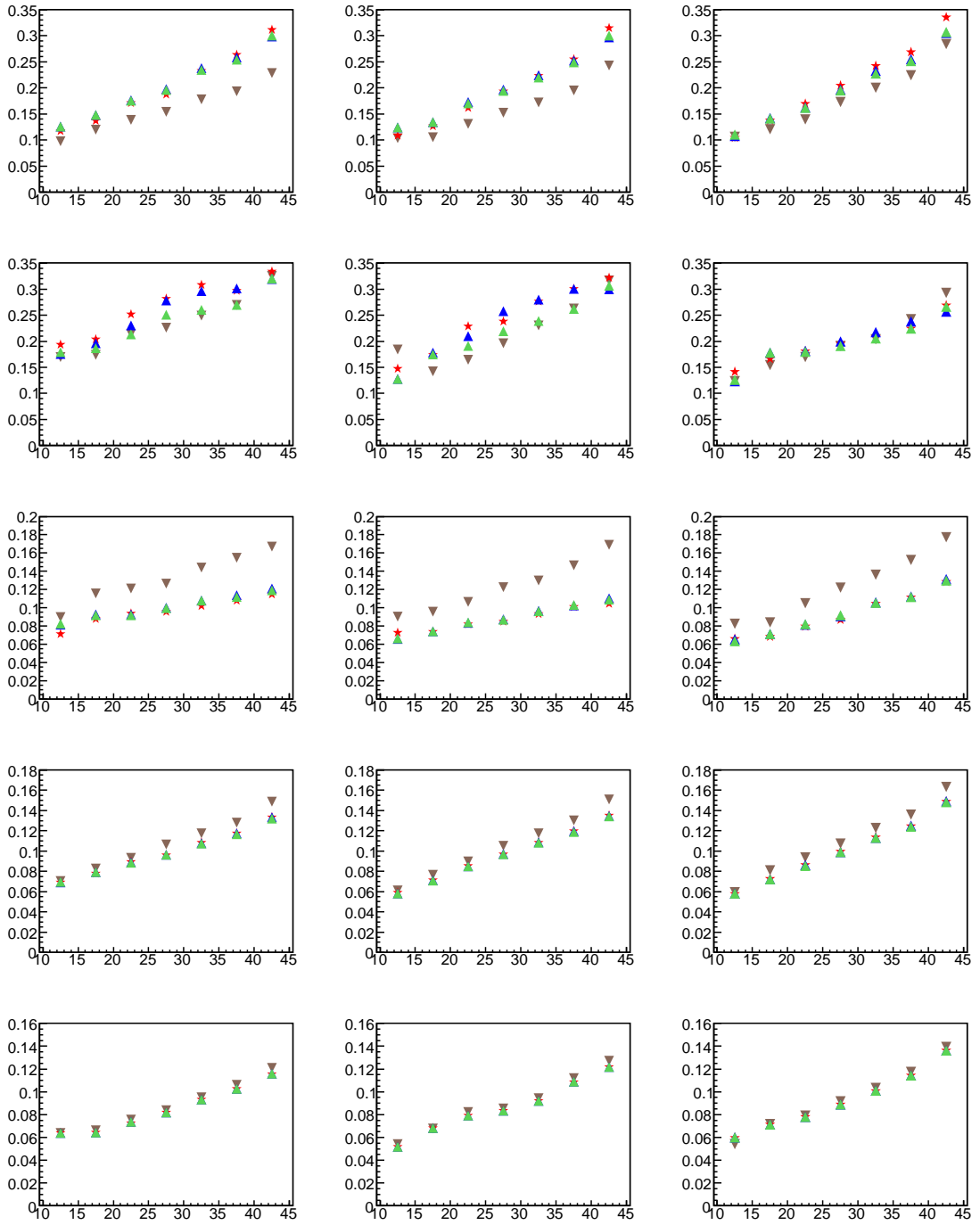


図 6.10:  $\eta, \phi$  による分解能と  $p_T$  の相関。縦 :  $1.0 < \eta < 1.3$ 、 $1.3 < \eta < 1.6$ 、 $1.6 < \eta < 1.9$ 、 $1.9 < \eta < 2.2$ 、 $2.2 < \eta < 2.5$ 。横 :  $0 < \phi < \frac{\pi}{24}$ 、 $\frac{\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{12}$ 、 $\frac{\pi}{12} < \phi < \frac{\pi}{8}$  茶色 :  $p_T(\text{step}0)$   
 赤 :  $p_T(\text{step}1)$  青 : CB0 緑 : CB1

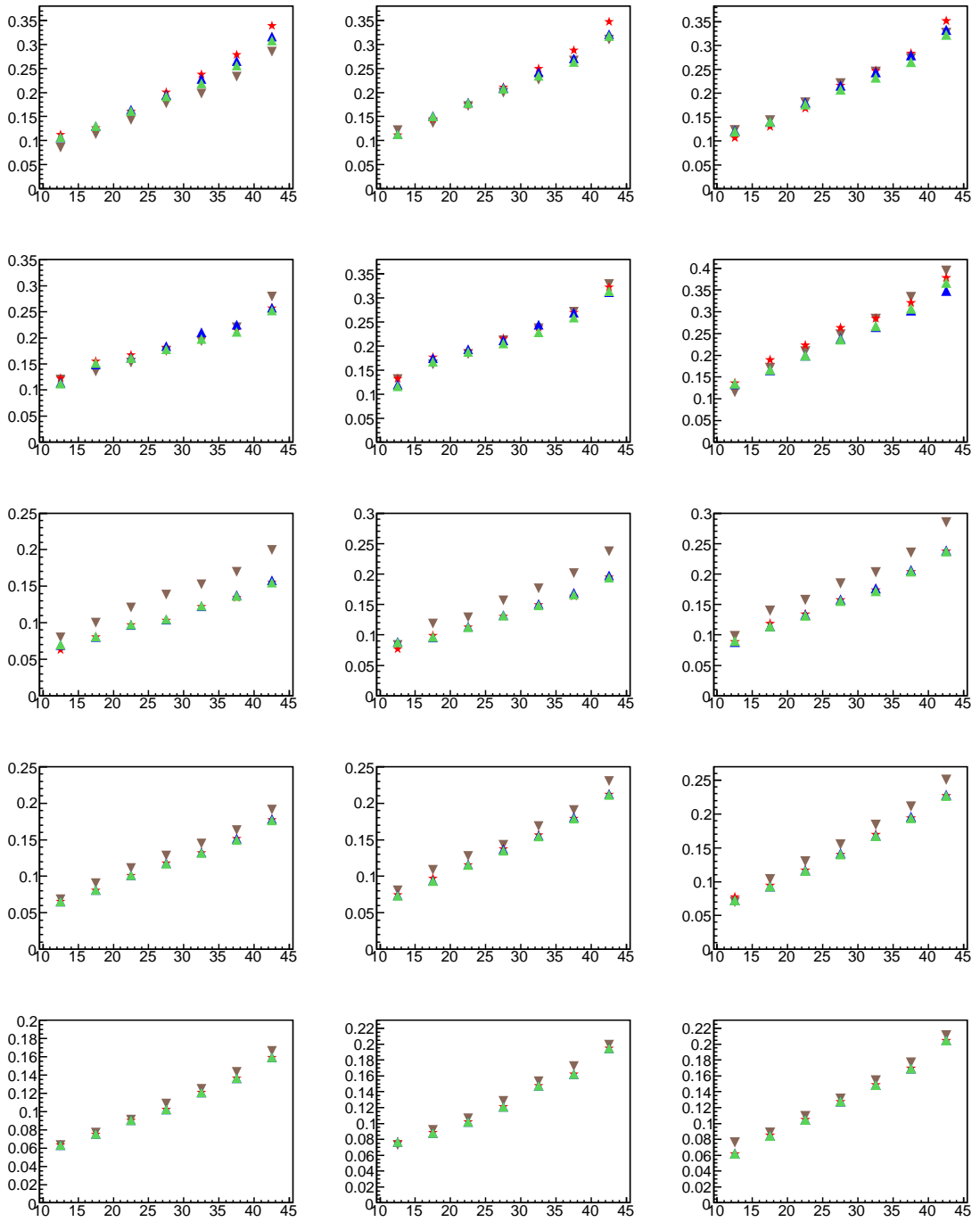


図 6.11:  $\eta, \phi$  による分解能と  $p_T$  の相関。縦:  $1.0 < \eta < 1.3$ ,  $1.3 < \eta < 1.6$ ,  $1.6 < \eta < 1.9$ ,  $1.9 < \eta < 2.2$ ,  $2.2 < \eta < 2.5$ 。横:  $\frac{\pi}{8} < \phi < \frac{\pi}{6}$ ,  $\frac{\pi}{6} < \phi < \frac{5\pi}{24}$ ,  $\frac{5\pi}{24} < \phi < \frac{\pi}{4}$  茶色:  $p_T(\text{step}0)$  赤:  $p_T(\text{step}1)$  青: CB0 緑: CB1

### 6.3 改良前後のトリガー効率とレート

図 6.12 による 2012 のレベル 1 トリガーチェーン L1\_MU20 が発行された数、シミュレーションにより見積もった 2015 年で動作予定のレベル 1 ミューオントリガー (以下 L1(2015) と呼ぶ) で発行された数、L1(2015) かつ 2012 の MuonSA で再構成した数、L1(2012) かつオフライン解析で再構成された飛跡とのマッチングがとれたものの数と L1(2012) かつオフライン解析で再構成された飛跡が  $p_T > 20\text{GeV}$  の数の  $\eta$  分布を示す。本節のエンドキャップ MuonSA のトリガーレートの評価は L1(2015) で発行されたミューオンをレート計算のインプットとする。

図 6.12 は L1(2012) の L1\_MU20 が発行されたものの約 68% はオフライン解析で再構成されたミューオンとマッチングとれておらず、ミューオン由来でない信号によってトリガーが発行された (フェイクトリガーと呼ぶ) ことを示している。複数ステーションのコインシデンスを要求し、磁場が弱いところで RoI を特別処理するなどレベル 1 のアップグレードによる L1(2015) は L1(2012) よりトリガーレートを約半分に削減する予定である。2015 年衝突エネルギーが上がるとともに、トリガーレートが増えるため、トリガーしきい値を高くしないと 2012 年トリガーシステムでレートが高くなってしまう。一方で単にレートを削減するためかなり高いしきい値を設定すると、トリガー効率が下がる。本節ではエンドキャップ領域におけるこれまでの改良によるトリガー効率とレートを算出し、2012 の MuonSA との比較を行い、レート削減の可能性を探った。

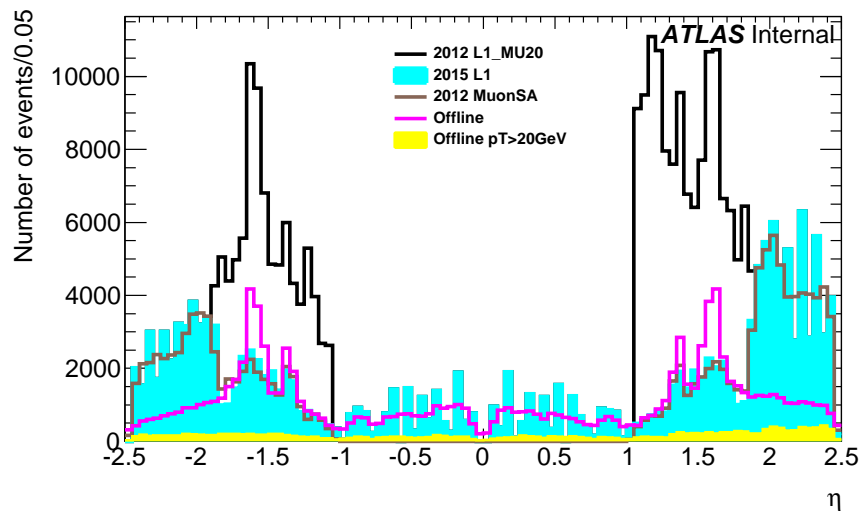


図 6.12: L1\_MU20 の  $\eta$  分布

#### 6.3.1 トリガー効率

トリガーチェーン EF\_mu24 が発行された  $25\text{GeV}$  以上のオフラインミューオンに対し、MuonSA で再構成した横方向運動量がオンラインで設定されたあるしきい値以上の割合を

トリガー効率 (  $\text{Efficiency} = \frac{N(p_{T\text{MuonSA}} > \text{threshold})}{N(p_{T\text{off}} > \text{cut})}$  ) と定義する。2012年の MuonSA のしきい値は  $6\text{GeV}$  である。本節では  $6 \sim 16\text{GeV}$  の範囲でしきい値を  $2\text{GeV}$  ずつ上げ、トリガー効率評価を行った。

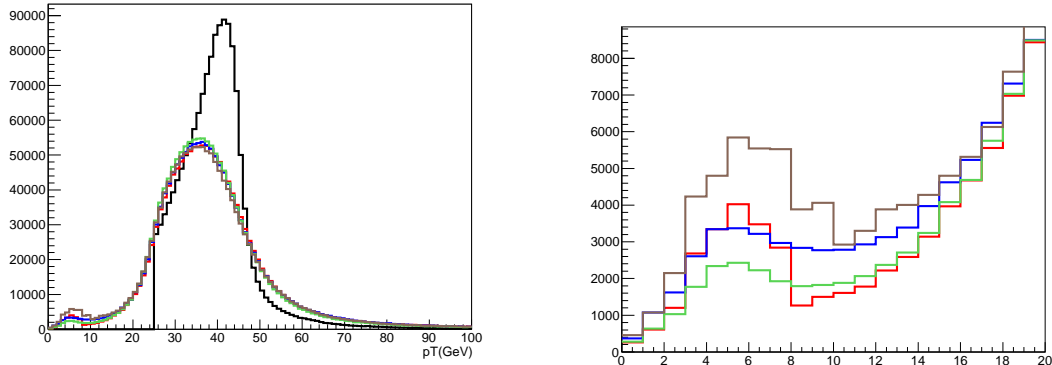


図 6.13:  $p_T$  再構成改良前後の  $p_T$  分布。黒：オフラインミュオン、茶色： $p_T(\text{step0})$  赤： $p_T(\text{step1})$  青：CB0 緑：CB1  
 図 6.14: 図 6.13 の  $p_T : 0 \sim 30\text{GeV}$  の拡大分布, 色は同じ

オフラインミュオン、 $p_T(\text{step0})$ 、 $p_T(\text{step1})$  と  $p_{T\text{comb}}$ (CB0 と CB1 の場合) の横方向運動量  $p_T$  の分布は図 6.13 に示す。図 6.13 は図 6.14 の  $p_T : 0 \sim 30\text{GeV}$  の拡大であり、CB1 は  $16\text{GeV}$  以下のどのしきい値でも他のアルゴリズムに比べ MuonSA で低い  $p_T$  に再構成される数が一番少ない。

	$p_T(\text{step0})$	$p_T(\text{step1})$	CB0	CB1
6GeV	0.987	0.992	0.991	0.994
8GeV	0.979	0.987	0.987	0.991
10GeV	0.974	0.985	0.983	0.988
12GeV	0.969	0.983	0.979	0.987
14GeV	0.964	0.979	0.975	0.982
16GeV	0.958	0.975	0.969	0.977

表 6.3:  $p_T(\text{step0})$ ,  $p_T(\text{step1})$  と  $p_{T\text{comb}}$ (CB0 と CB1 の場合) の効率

$6 \sim 16\text{GeV}$  のしきい値に対応する  $p_T(\text{step0})$ 、 $p_T(\text{step1})$  と  $p_{T\text{comb}}$ (CB0 と CB1 の場合) のトリガー効率を表 6.3 に示す。表の縦方向を見ると、しきい値がだんだん上がると、トリガー効率が下がるが、同じしきい値に対する  $p_T(\text{step0})$  以外の方は  $p_T(\text{step0})$  よりトリガー効率が高くなり、本改良によりトリガー効率を上昇することに成功した。また、2012年の動作点であるしきい値  $6\text{GeV}$  の効率を保つと CB1 では  $12\text{GeV}$  程度までしきい値を上げることができる。これによるトリガーレートの削減を以下で評価した。



### 6.3.2 トリガーレート

2012年バンチ衝突間隔 50ns で運転が行われたが、2015年より 25ns に変更される。本研究では 25ns のデータを使用する。

L1(2015) の L1\_MU20 が発行された  $p_T$  が 20GeV 以上ミュオンに対し、MuonSA で再構成した横方向運動量がオンラインで設定されたあるしきい値以上の割合をトリガーレート ( $Rate = \frac{N(p_{T_{\text{MuonSA}} > \text{threshold}})}{N(L1)}$ ) と定義する。6 ~ 16GeV にしきい値を 2GeV ずつ上げ、トリガーレート評価を行った。

6 ~ 16GeV のしきい値に対応する  $p_T(\text{step0})$ 、 $p_T(\text{step1})$  と  $p_{T_{\text{comb}}}$ (CB0 と CB1 の場合) のトリガーレートを表 6.4 に示す。しきい値が上がると、トリガーレートが大きく下がる。一方、同じしきい値に対しては CB0, CB1 と  $p_T(\text{step1})$  は  $p_T(\text{step0})$  とトリガーレートがほぼ同じで、アルゴリズムによるレート削減の効果はない。

	$p_T(\text{step0})$	$p_T(\text{step1})$	CB0	CB1
6GeV	0.690	0.693	0.683	0.692
8GeV	0.630	0.642	0.638	0.648
10GeV	0.568	0.587	0.585	0.594
12GeV	0.497	0.517	0.513	0.520
14GeV	0.422	0.439	0.435	0.442
16GeV	0.358	0.374	0.369	0.375

表 6.4:  $p_T(\text{step0})$ ,  $p_T(\text{step1})$ , CB0, CB1 の rate

トリガー効率とレートを図 6.15 に示す。 $p_T(\text{step0})$  しきい値 6GV 時のトリガー効率 98.7%を持ち、レートが 0.690 である。CB1 のトリガー効率が  $p_T(\text{step0})$  と同じで場合のしきい値 12GeV に設定すると、レートが 0.52 とトリガーレートは 24.6%削減できた。

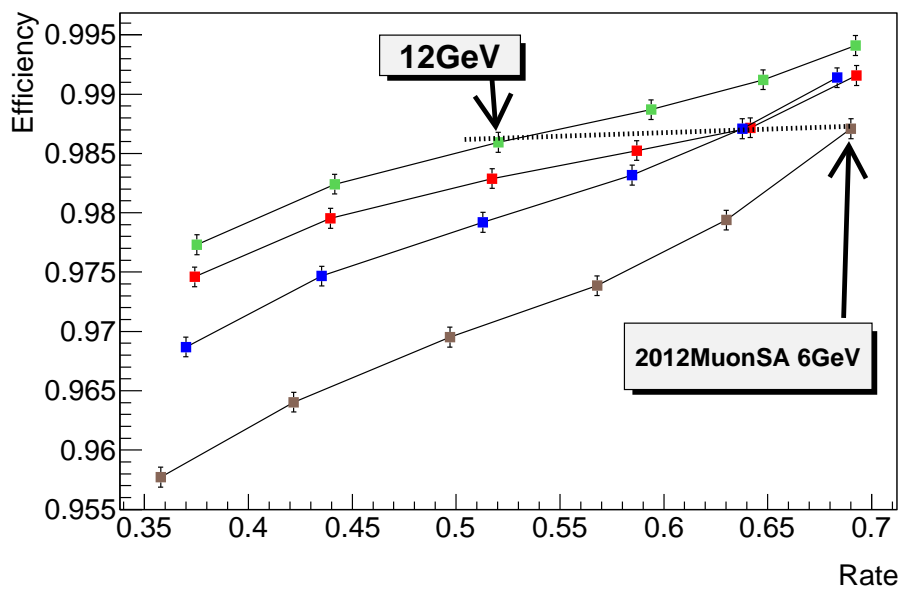


図 6.15: トリガー効率とレートの相関図。茶色 :  $p_T(\text{step0})$  赤 :  $p_T(\text{step1})$  青 : CB0 緑 : CB1

## 第7章 まとめと結論

本研究では、ATLAS 実験におけるハイレベルミュオントリガーの最初段階の MuonSA アルゴリズムの改良と性能評価を行った。

MuonSA アルゴリズムの一部であるミュオン飛跡パターン認識アルゴリズムではフェイクヒットや対称性問題によってパターン認識を誤る問題点があった。それらの問題点を解決するために、ドリフト時間によるドリフト半径制限を与えて、ロードを狭くし、さらに複数ステーションの情報を利用した。さらに、ヒットを除いた場合にセグメントのフィットの  $\chi^2$  が改善するかを見ることにより、フェイクヒットをさらに除いた。これによりセグメントの再構成精度がさらに向上した。

また、2012 年 MuonSA の  $p_T$  選択基準を単純化させて、より精度よい  $p_T$  決定する方法を開発した。これらの改良によりトリガー効率は 2012 年 MuonSA より上昇することに成功した。これにより 2012 年のトリガー効率を保ちながらトリガーのしきい値を上げることができ、トリガーレートを約 24%削減することに成功した。

## 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々に助けていただきました。まず、初めに指導教官である蔵重久弥教授には、神戸大粒子研究室に受け入れてこのような国際的な研究に携わる機会を与えていただき心から深く感謝します。研究に関するアドバイスや様々な知識についてご教授いただき、非常に参考になりました。その他会議など様々な場面で支えていただきました。研究面だけではなく、生活面でも大変お世話になりました。本当にありがとうございました。

また山崎祐司教授に感謝いたします。研究の行い方を何も知らなかった自分に対し、素粒子及び実験に関する知識を一から丁寧に教えていただき、本研究に対しても最も身近な存在として指摘をしていただきました。留学生として私の拙い日本語も丁寧に指摘をしていただきましたおかげで、週会議報告で何となく順調に発表するだけでなく、本論文の作成もできました。また、研究ことだけでなく、生活面に関する相談なども気軽に受けてくださりました。本当にありがとうございました。

高エネルギー加速器研究機構の長野邦浩准教授に感謝いたします。ハイレベルトリガーのグループミーティングでは毎回の確なコメントをいただきました。どうもありがとうございました。

東京工業大学の石塚正基助教に感謝いたします。本研究の解析に用いるデータサンプルやアルゴリズムの動かし方を教えていただきました。また、東京工業大学に滞在時、生活面は大変お世話になりました。どうもありがとうございました。

研究室秘書の横山有美様には出張時の手続きや、日々の生活に関連する様々な手続きなどを全てお願い致しました。支障なく研究、出張などが行えたのは横山様のおかげです。ありがとうございました。

また、CERN 滞在時たくさん先輩方にお助けいただきました。東京工業大学の野辺拓也さん、小林大さん、樋口浩太さん、東京大学の奥山豊信さんには、初めての CERN 出張から全ての滞在中で研究面だけではなく、生活面もお世話になりました。どうもありがとうございました。

研究室の ATLAS グループの前田順平さん、清水志真さん、袁麗さん、岸本巴さんには本研究で行う解析についてなどを教えていただきました。ありがとうございました。また、研究室の先輩の細川佳志、同期の大西洋輔、矢ヶ部遼太、長谷川誠、山口裕史朗、竹本剛志、お世話になりました。

東京工業大学滞在中、大変お世話になりました久世研究室の人たちに感謝いたします。

最後、感謝我遠在中国的家人多年对我的支持。以此研究论文来表达我的感谢之情。

## 参考文献

- [1] The atlas experiment at the cern large hadron collider. *IOPscience*, 2008 JINST 3 S08003.
- [2] ALICE. <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>.
- [3] ATLAS. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/CombinedSummaryPlots>.
- [4] ATLAS. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ExoticsPublicResults>.
- [5] ATLAS. <http://atlas.ch/>.
- [6] ATLAS. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>.
- [7] CMS. <http://cms.web.cern.ch/>.
- [8] ATLAS MAGNETIC FIELD. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/>.
- [9] LHCb. <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/>.
- [10] T.Dohmae. Performance study of level2 muon trigger system in the atlas experiment. *Master Thesis*.
- [11] 岸本巴. Atlas 実験におけるミュオントリガー効率の評価. 神戸大学修士学位論文.
- [12] 小林大. Lhc-atlas 実験におけるミュオントリガーの効率測定. 東京工業大学修士学位論文.
- [13] 北村拓己. Atlas 実験におけるレベル2 ミュオントリガー飛跡パターン認識法の改良. 神戸大学修士学位論文.
- [14] 野辺拓也. Atlas 実験に置けるミュオントリガーの性能改良. 東京工業大学修士学位論文.