

修 士 学 位 論 文

LHC-ATLAS 実験の ミュオン検出器アップグレード に対応した ハイレベルトリガーの開発

2018 年 3 月 7 日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 160s123s
氏名 若宮 光太郎

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

スイス・ジュネーブにある欧州原子核機構 (CERN) に設置された大型ハドロン衝突型加速器 LHC は、世界最高重心系エネルギーでの陽子陽子衝突実験で、最大ルミノシティを徐々に上げて運転を行っている。LHC の衝突点の一つで行われている ATLAS 実験は、衝突点の周りを巨大な検出器で囲むことによって高エネルギー衝突によって生じた粒子を記録し、標準理論の精密測定および標準理論を超えた物理の探索など、幅広い物理事象の研究を目的としている。2012 年まで行われた Run1 において、ATLAS 実験は重心系エネルギー 8 TeV (2011 年は 7 TeV) による衝突実験を行い、積分ルミノシティ 21.7 fb^{-1} という膨大なデータの蓄積に成功した。その結果ヒッグス粒子の発見に代表されるように、素粒子物理学において重要な功績を残した。Run1 運転終了後 LHC はアップグレード期間に入り、Run2 として 2015 年春より重心系エネルギーを 13 TeV に上げて運転を再開した。Run 2 では、重心系エネルギー 13 TeV での陽子陽子衝突のデータを 150 fb^{-1} 取得することを目指し、2017 年には、最高瞬間ルミノシティ $1.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、バンチ間隔 25 ns での運転を行った。

LHC での陽子陽子衝突は 40 MHz の頻度で起きており、事象の処理速度や記録容量の制限から全てのデータを記録することはできない。そのため、ATLAS 実験ではトリガーシステムを用いて衝突で生じる事象の中から特に興味のある事象を選別して記録している。ATLAS のトリガーは様々な物理事象に応じて多数用意されているが、その中でも横運動量 (p_T) の高いミュオンは様々な重要な事象で発生するため、ミュオントリガーは重要な役割を持っている。

ミュオントリガーの役割は高い p_T を持つミュオンを含む事象を選別することである。ハードウェアによる高速な判定を行うレベル 1 トリガーで事象選別をしたあと、残った事象に対してソフトウェアによる精密な判定を行うハイレベルトリガーによる選別を行う。ミュオンのハイレベルトリガーは多段階に分けられており、その最初の段階の MuonSA ではミュオン検出器のみの情報を用いてシンプルなアルゴリズムを使用し、高い p_T のミュオンを含む事象を高速に選び出す。

しかし、そのミュオン検出器の情報の中にはフェイクヒットが存在する。フェイクヒットとはミュオンの飛跡に関連のない、あるいは飛跡再構成に悪影響を及ぼすヒットのことを指す。本研究では、このフェイクヒットの成因をミュオン由来とジェット由来の 2 つの候補に絞って調査した。そして、シミュレーションでその影響が概ね再現されていることを確認し、今後のミュオントリガーの開発にはミュオン単体のシミュレーションではなくジェットを含んだシミュレーションを使う必要があることを示した。

また LHC では段階的にルミノシティを上げる。それに伴い、フェイクヒットが到来し、フェイクトリガーが上がることが懸念される。これに対応するため、ATLAS 実験ではミュオン検出器の一部を取り替える予定である。本研究では、この新しいミュオン検出器である New Small Wheel (NSW) を構成している Micromegas 検出器を用いた飛跡再構成アルゴリズムとその再構成された飛跡情報を用いて p_T 導出のアルゴリズムの開発を

行った。

飛跡再構成アルゴリズムでは、各層におけるヒット位置計算アルゴリズムの開発と最大 8 層のヒットを用いて直線フィットを行い飛跡再構成するアルゴリズムを開発した。このアルゴリズムを用いることで R 方向に対して $68 \mu\text{m}$ 、 θ 方向に対して 0.885 mrad 、 ϕ 方向に対して 1.98 mrad の精度で飛跡の角度を求めた。本アルゴリズムは、現行の MDT と比べると Z 軸に対し sTGC が入る分、幅が狭く配置されているため θ 分解能は劣るが値を大きく間違える割合が少なく、位置 (R) 分解能は MDT と同等以上であることを確認した。

さらに、Micromegas 検出器で再構成された飛跡を用いて p_T の計算を行った。これまでの同様の方法を採用した結果、ミューオンの $p_T = 30 \text{ GeV}$ のときに p_T 分解能 0.0895 、 $p_T = 100 \text{ GeV}$ で p_T 分解能 0.2419 という結果を得られた。これは現行の MuonSA と同等の性能を持つ。しかし、Micromegas 検出器での飛跡再構成は前述したように MDT の場合より θ 分解能が劣っているため、これまで同様の方法を用いると p_T の概算を誤る場合があることがわかった。

目次

第 1 章 序章	1
1.1 標準模型	1
1.2 標準模型を超える物理の必要性	2
1.3 LHC で期待される物理	2
第 2 章 LHC-ATLAS 実験	3
2.1 LHC	3
2.2 ATLAS 検出器	5
2.2.1 内部飛跡検出器	7
2.2.2 カロリメータ	9
2.2.3 ミューオン検出器	12
2.2.4 Forward 検出器	20
2.3 LHC アップグレード計画と New Small Wheel (NSW) 計画	20
2.3.1 NSW の構造	21
2.3.2 Micromegas 検出器	24
2.4 本研究の背景と目的	25
第 3 章 ATLAS トリガーシステム	27
3.1 ATLAS トリガーシステム	27
3.2 ミューオントリガーシステム	28
3.2.1 レベル 1 ミューオントリガー	28
3.2.2 Level 2 Standalone muon trigger (L2MuonSA)	32
3.2.3 Level 2 Combined muon trigger (L2muComb)	39
3.2.4 Event Filter	39
3.3 ミューオントリガーのトリガーチェイン	40
3.4 オフラインミューオン再構成	40
第 4 章 ミューオン検出器におけるフェイクヒット	42
4.1 フェイクヒットとその成因調査の目的	42
4.2 フェイクヒットの成因候補	43
4.2.1 ミューオンと相関のあるフェイクヒット	43
4.2.2 ミューオン由来のフェイクヒットの定量的評価	44
4.2.3 ジェット由来のフェイクヒットの定量的評価	46
4.2.4 ジェット由来の影響	47
4.3 シミュレーションとの比較	50
4.3.1 ミューオン由来のフェイクヒット	50

4.3.2	ジェット由来のフェイクヒット	52
4.4	フェイクヒットのまとめ	54
第 5 章	L2MuonSA による Micromegas 検出器を用いたミューオンの再構成	55
5.1	Micromegas 検出器を用いた再構成アルゴリズム開発の目的	55
5.2	セグメント再構成アルゴリズム	55
5.2.1	再構成アルゴリズムの手順	55
5.2.2	クラスター再構成	56
5.2.3	UV 層におけるクラスターの選択	60
5.3	トロイド磁石による磁場の影響	61
5.4	計算したセグメントの評価	64
5.4.1	各層の R 方向誤差	65
5.4.2	χ^2/ndf を用いた定量的評価	67
5.4.3	R, ϕ, θ 方向分解能	68
第 6 章	Micromegas 検出器を用いた横運動量測定	76
6.1	Back-Extrapolation によるインナーステーションでのロード幅	76
6.2	横方向運動量の導出	77
6.3	横方向運動量再構成の評価	82
第 7 章	結論	90

第 1 章 序章

1.1 標準模型

物質の最小単位となる粒子のことを素粒子と呼ぶ [1]。素粒子物理学とはよりミクロの世界、より高エネルギーの世界において何が起きているのかを探求し理解しようとする学問である。素粒子物理学において、標準模型 [1] と呼ばれる理論体系が確立している。標準模型は、これまでほとんどの実験結果を矛盾なく説明してきた。

標準模型には 17 種類の素粒子が現れるが、全てが実験により発見されている。素粒子はフェルミオンとボソンに大別され、フェルミオンは 12 種類あり、ボソンは 5 種類ある。物質の最小単位として考えられている基本粒子は、フェルミオン、ゲージボソン、スカラーボソン (ヒッグス粒子) である。また素粒子間にはたらく相互作用は電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用の 4 種類であり、重力を除いた 3 つの相互作用は標準模型により記述されるゲージボソンによって媒介されることが分かっている。強い相互作用はグルーオン、弱い相互作用は W , Z ボソン、電磁相互作用は光子 (γ) によって媒介される。

フェルミオンのうち強い相互作用を行う粒子をクォークと呼ぶ。クォークは強い力で結びつき新たな粒子を形成する。奇数個のクォークで形成される粒子をバリオン、一对のクォークと反クォークで形成される粒子をメソンと呼び、両者を合わせてハドロンと呼ぶ。

クォーク以外のフェルミオンはレプトンと呼ばれる。レプトンは電荷を持つ荷電レプトンと電荷を持たないニュートリノで構成される。レプトンは強い相互作用をしないため、荷電レプトンは電磁相互作用と弱い相互作用、ニュートリノは弱い相互作用のみを感じる。そのためニュートリノは自然界の物質とはほとんど反応しない。またニュートリノの質量は 0 であると考えられていたが、ニュートリノ振動の発見により有限の質量を持つことがわかっている。

ヒッグス粒子は、これらの粒子に質量を与える粒子である。標準模型を構成する粒子の中で唯一見つかっていなかったが、ALTA および CMS 実験によって 2012 年に発見された [2], [3]。

これらを表 1.1, 1.2 に示した。重力は前述したように標準模型では記述できていない。

	世代			スピン	電荷
	1	2	3		
レプトン	ν_e	ν_μ	ν_τ	1/2	0
	e	μ	τ	1/2	0
クォーク	u	c	t	1/2	2/3
	d	s	b	1/2	-1/3

表 1.1 標準模型のフェルミオン [1]

	記号	ベクトル場	スピン	電荷	相互作用
ゲージボゾン	W^\pm	W_μ^\pm	1	0	弱い相互作用
	Z	Z_μ	1	0	弱い相互作用
	g	G_μ	1	0	強い相互作用
	γ	A_μ	1	0	電磁相互作用
スカラーボゾン	Φ	-	0	0	-

表 1.2 標準模型のボゾン [1]

1.2 標準模型を超える物理の必要性

標準模型はこれまでほとんど全ての実験事実を説明してきた一方で、依然として以下のような問題を抱えている。

- ダークマター [1]
宇宙の観測から、標準模型の粒子では再現できない質量の存在が予測される。これをダークマターという。
- ニュートリノの質量 [1]
Right handed ニュートリノを含まない標準模型では、ニュートリノは質量を持たない。しかし、ニュートリノ振動の発見によりニュートリノが質量を持つことがわかっている。
- CP 対称性の破れ [1]
現在の宇宙で物質が反物質よりもはるかに多いのは、CP 対称性の破れに由来すると考えられている。しかし、その原因は理解されていない。

これらの現象・問題を理解するためには、標準模型を超える物理が必要である。

1.3 LHC で期待される物理

ヒッグス粒子の発見により、標準模型を構成する粒子は全て発見された。今後は標準模型、特にヒッグス粒子の精密測定を行い、ヒッグス機構の検証を行う必要がある。ヒッグス機構によると、ヒッグス粒子と各素粒子の結合定数は、その素粒子の質量に比例すると考えられている。このことを検証するためには、ヒッグス粒子が各素粒子に崩壊する分岐比を精密に測定し、ヒッグス粒子と各素粒子の結合定数をより精度よく求める必要がある。

また前述したように標準模型は不完全な理論であり、標準模型を超えた理論の存在が示唆されている。標準模型を超えた物理では、TeV スケールの質量を持つ新粒子の存在が予想されている。LHC はそのような重い粒子を直接生成できる唯一の実験である。Run1 から Run2 にかけて、重心系エネルギーが約 2 倍大きくなり、Run1 では発見できなかった新粒子の発見が期待されている。Run2 では超対称性模型で予想される超対称性粒子や、余剰次元模型で予想されるグラビトンなどの探索が積極的に行われている。

第 2 章 LHC-ATLAS 実験

この章では大型ハドロン衝突型加速器 LHC と、ATLAS 実験について述べる。

2.1 LHC

LHC (Large Hadron Collider) はスイス・ジュネーブにある CERN (欧州原子核研究機構) に設置された大型ハドロン衝突型加速器である。全体像を図 2.1 に示す。LHC は、2000 年まで稼働していた Large Electron Positron (LEP) collider と呼ばれる大型電子・陽電子衝突型加速器で使用されたトンネルを再利用して建設された。その地下 100 m に掘られたトンネルの中に周長 26.66 km の円型加速リングが設置されており、2 本のリングで陽子を互いに逆向きに加速している。加速リング内には超電導磁石によって最大約 8.33 T の磁場がかけられており、その磁場によって陽子は曲げられ加速リング内を周回する。実際に加速されるのはバンチと呼ばれる陽子の集団で、25 ns に一回という非常に高頻度でバンチ同士の衝突を行う。2011 年は重心系エネルギー 7 TeV, 2012 年は重心系エネルギー 8 TeV での運転を行った。その後 LHC は運転を休止し、約 2 年間のアップグレード期間を経て、2015 年春より重心系エネルギーを 13 TeV に上げて運転を再開した。LHC の各パラメータを表 2.1 に示す。

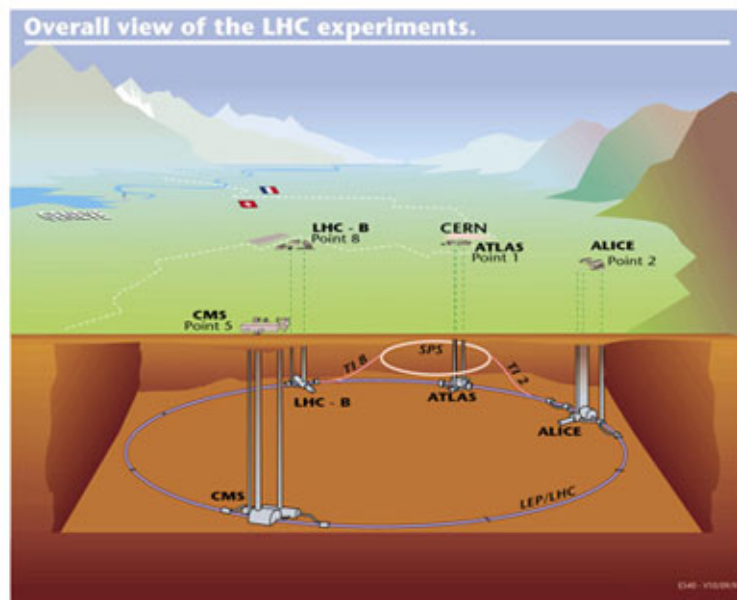


図 2.1 LHC 加速器全体像 [4]

パラメーター	設計値
周長	27 km
バンチ間隔	25 ns
バンチ衝突頻度	40.08 MHz
重心系エネルギー	13 – 14 TeV
最大ルミノシティ	$2.0 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

表 2.1 LHC の主要パラメータ [5]

LHC には 4 つの衝突点が存在し、それぞれ目的の異なる実験が行われている。以下に簡単な実験を示す。

- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)
新粒子・新物理の探索を目的とした衝突型実験を行っている。ATLAS 実験についての詳細は後述する。
- CMS (Compact Muon Solenoid)
ATLAS 実験と同様に新粒子・新物理の探索を目的とした衝突型実験を行っている。検出器全体の大きさは ATLAS 検出器に比べて小さいが、より強力な磁場を持つソレノイドマグネットが用いられている。
- LHCb (Large Hadron Collider beauty)
陽子・陽子衝突の際に前方に多く生成される b クォーク及び c クォークの崩壊事象を観測・検証することで CP 対称性の破れ等を観測し、標準模型を超える物理の探索を目的としている。
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)
重イオンを用いた衝突型実験で、鉛原子核を加速させ、高エネルギー領域での衝突によって生じるクォーク・グルーオンプラズマの解明を目的とした実験を行っている。

図 2.2、図 2.3、図 2.4 にこの 4 つの実験で用いられる検出器のうち、それぞれ CMS、ALICE、LHCb の外観を載せる。

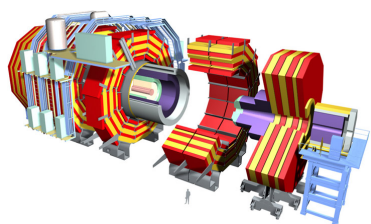


図 2.2 CMS 検出器 [6]

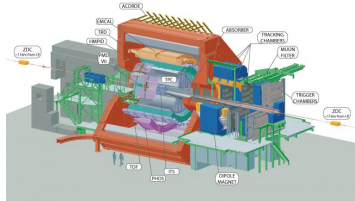


図 2.3 ALICE 検出器 [7]

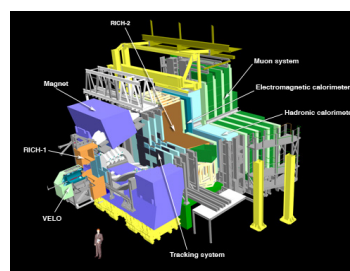


図 2.4 LHCb 検出器 [8]

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 実験で用いられる検出器は、1.3 章で述べたように標準模型の精密測定から、新しい重い粒子や生成断面積が非常に小さい事象のような標準模型を超えた物理まで、幅広い物理事象の研究を目的としている。ATLAS 検出器は図 2.5 のように直径約 25 m、長さ約 44 m の円筒型検出器で、内側から内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器で構成されている。後にそれぞれの検出器の構成を詳しく述べる。各検出器の有感領域および期待される性能について表 2.2 にまとめた。

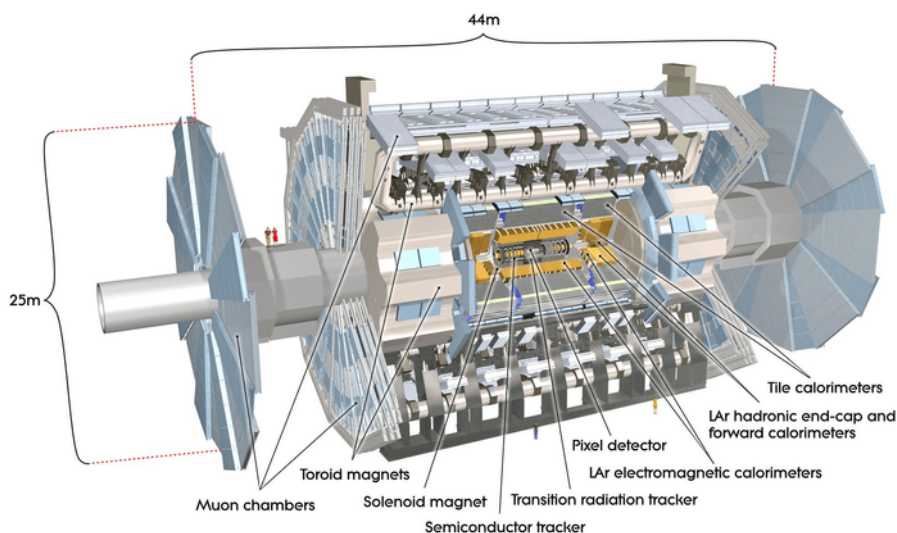


図 2.5 ATLAS 検出器の概略図 [9]

検出器	分解能	有感領域
内部飛跡検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05 \% / p_T \oplus 1 \%$	$ \eta < 2.5$
電磁カロリメータ	$\sigma_E/E = 10 \% / \sqrt{E} \oplus 0.7 \%$	$ \eta < 3.2$
ハドロンカロリメータ バレル部、エンドキャップ部 フォワード部	$\sigma_E/E = 50 \% / \sqrt{E} \oplus 3 \%$ $\sigma_E/E = 100 \% / \sqrt{E} \oplus 10 \%$	$ \eta < 3.2$ $3.1 < \eta < 4.9$
ミューオン検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 10 \% (p_T = 1 \text{ TeV})$	$ \eta < 2.7$

表 2.2 各検出器の有感領域と分解能（設計値）。 E および p_T の単位は GeV である。[9]

ATLAS 座標系

ATLAS 実験では図 2.6 に示すような衝突点を原点とした直交座標を用いており、LHC の円の中心方向を X 軸、ATLAS 検出器の天頂方向を Y 軸にとり、そこから右手系を成す方向に Z 軸をとる。この Z 軸はビーム軸と一致する。このとき $Z > 0$ の領域を A-Side、

$Z < 0$ の領域を C-Side と呼んでいる。また図のように円筒座標系を用いてビーム軸方向 (Z)、 XY 平面における極座標で動径方向 (R)、方位角 (ϕ)、原点からの天頂角 (θ) とし θ から得られる擬ラピディティ $\eta = -\log(\tan(\frac{\theta}{2}))$ も用いられる。 $|\eta| < 1.05$ の、 Z 軸に対して平行に検出器が配置されている領域をバレル部、 $1.05 < |\eta| < 2.4$ 、の Z 軸に対して垂直に検出器が配置されている前方の領域をエンドキャップ部、 $2.4 < |\eta|$ の前方領域をフォワード部と呼ぶ。また粒子のビーム軸に対して垂直方向の運動量とエネルギーをそれぞれ p_T , $E_T (= E \times \sin(\theta))$ と呼ぶ。ビーム軸垂直方向のエネルギーの和は 0 であるため、エネルギー保存則から衝突後の全粒子の P_T のベクトル和は理想的には 0 になる。しかし実際には検出器の隙間を突き抜けた粒子や、ニュートリノなどの観測できない粒子が存在するため、検出した粒子の P_T の和は 0 にならない。この時の差分を $E_T^{\text{miss}} = -|\Sigma \vec{P}_T|$ と呼ぶ。

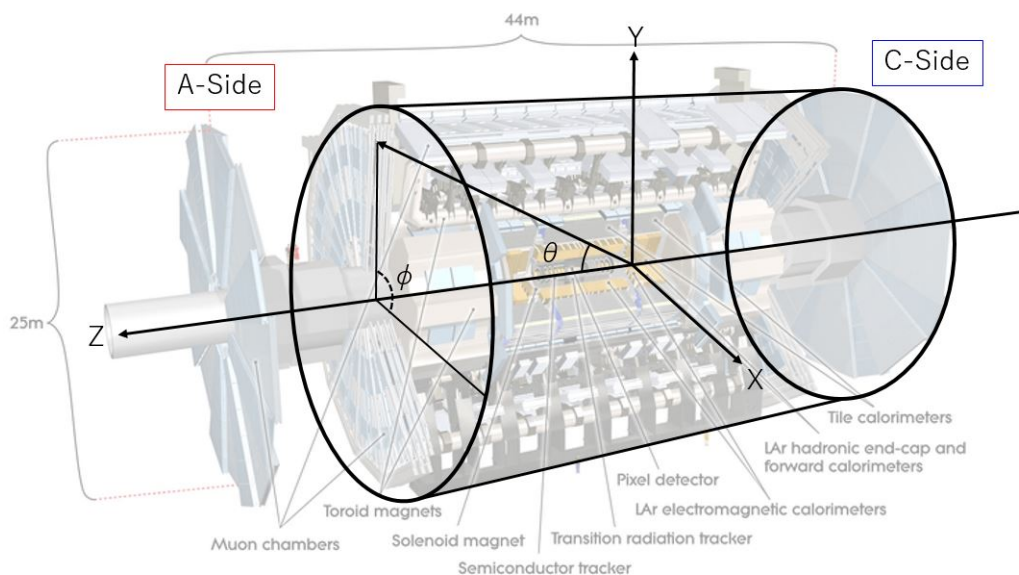


図 2.6 ATLAS 検出器の座標系

粒子再構成

粒子再構成は複数の検出器の情報を組み合わせることで行う。電子は電磁カロリメータ内で電磁シャワーを起こしエネルギーを落とす。また電子は荷電粒子なので内部飛跡検出器に飛跡を残す。一方光子も電磁カロリメータ内で電磁シャワーを起こすが、電荷を持たないため対生成を物質と起こす場合を除き内部飛跡検出器に飛跡を残さない。これらの情報から電子、光子を識別し再構成する。ハドロンはハドロンカロリメータにもエネルギーを落とす。中性ハドロンの場合はカロリメータの情報のみ、荷電ハドロンの場合は内部飛跡検出器とカロリメータの情報を組み合わせて粒子再構成を行う。ほとんどの粒子はカロリメータで止められるが、ミューオンは物質と強く相互作用しないため最外層のミューオン検出器まで到達する。そのためミューオン検出器まで到達した粒子をミューオンとして識別し、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器の情報を組み合わせることでミューオン再構成を行う。ニュートリノはどの検出器にも情報を残さないため、横方向の消失エネルギー (E_T^{miss})

として間接的に観測される。粒子識別の概念図を図 2.7 に示す。

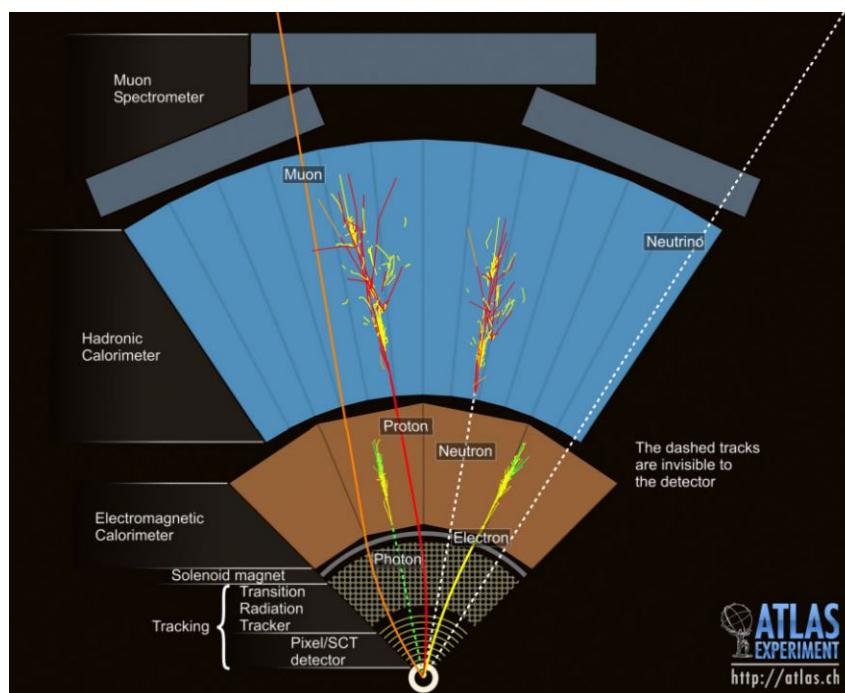


図 2.7 ATLAS 検出器における粒子識別の概念図 [10]

2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器では荷電粒子の飛跡を再構成する。一度の衝突で膨大な数の粒子が到来するため飛跡の密度が非常に大きい。そのため高い位置分解能で飛跡を再構成することが求められる。内部飛跡検出器は内側から IBL (Insertable B Layer), Pixel 検出器, SCT (SemiConductor Tracker), TRT (Transition Radiation Tracker) で構成される。バレル部およびエンドキャップ部における内部飛跡検出器の構造をそれぞれ図 2.8、2.9 に示す。内部飛跡検出器全体の長さは約 5.3 m, 半径は約 2.5 m であり $|\eta| < 2.5$ の領域を覆っている。検出器内にはソレノイドマグネットによってビーム軸平行方向に約 2 T の磁場がかかっており、磁場領域を通過した荷電粒子の飛跡の θ 方向の曲率から運動量を計算する。IBL は Run2 から新しく使用されている飛跡検出器で、Pixel 検出器とビームパイプの間に設置されている。ここは Interaction Point (IP) に非常に近い位置で (図 2.10)、IP と飛跡の距離や ImpactParameter の測定精度が Run2 から改善されている。さらに Impact Parameter の測定精度向上により B 粒子識別性能の向上が期待される。Pixel 検出器は内部飛跡検出器の中で最も位置測定精度が高く、バレル領域は 3 層からなる同心円のシリンドラ形状、その外側では A-side, C-side それぞれ 3 枚ずつのディスク形状となっている。一つの pixel の大きさは $(R\phi) \times Z = 50 \times 400 \mu\text{m}^2$ 程度で、 $R\phi$ 方向および Z 方向にわたって敷き詰められている。Pixel 検出器の位置分解能はバレル領域で、 $R\phi$ 方向に $10 \mu\text{m}$ 、 Z 方向に $115 \mu\text{m}$ 、ディスク形状のエンドキャップ領域で、 $R\phi$ 方向に $10 \mu\text{m}$ 、 Z 方向に $115 \mu\text{m}$ である。

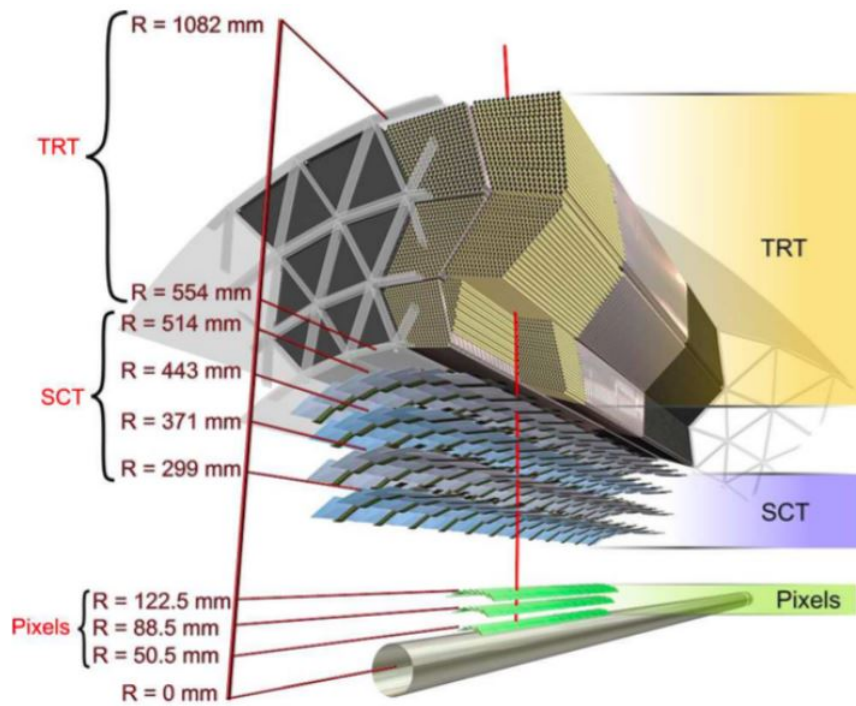


図 2.8 バレル部における内部飛跡検出器の構造 [9]

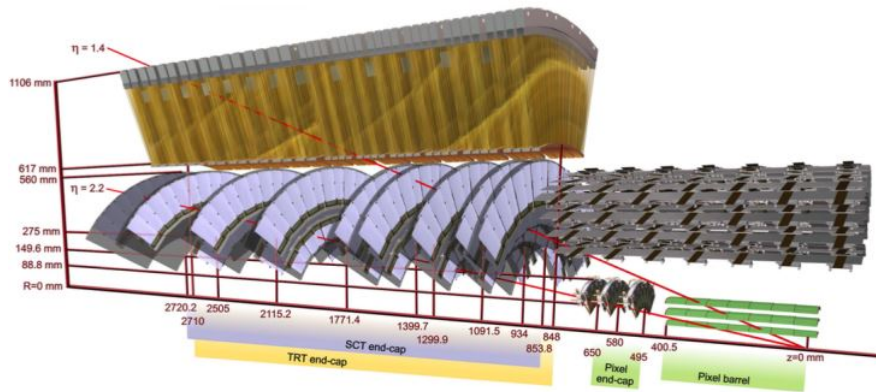


図 2.9 エンドキャップ部における内部飛跡検出器の構造 [9]

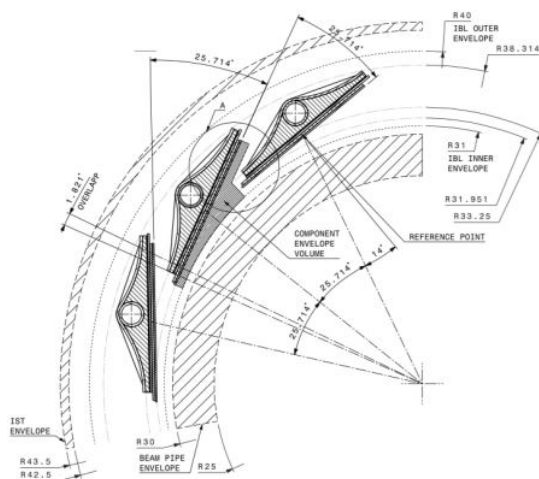


図 2.10 IBL の配置図 [11]

SCT はバレル領域で 4 層からなる同心円のシリンダ形状、その外側では A-side, C-side にそれぞれ 9 枚ずつのディスク形状となっている。SCT の位置分解能はバレル領域、ディスク形状の領域で両方で、 $R-\phi$ 方向におよそ $17 \mu\text{m}$ 、 Z 方向に $580 \mu\text{m}$ である。TRT は内部飛跡検出器の最外層に設置されており、 $|\eta| < 2.0$ の領域を覆っている。バレル領域ではビーム軸と平行方向に長さ 144 cm のチューブが敷き詰められており、エンドキャップ領域では 37 cm の長さのチューブが放射状に並べられている。TRT は $R-\phi$ 方向の情報のみを提供し、その位置分解能はおよそ $130 \mu\text{m}$ とである。チューブの中にはキセノンを中心としたガスが封入され、電子が通過した際に遷移放射する。この特徴を生かして、TRT の情報は電子識別にも用いられる。

内部飛跡検出器は IBL, Pixel 検出器および SCT によってビームパイプ付近で高精度に計算された情報と、位置分解能は劣るが TRT によって得られるビームパイプから離れた位置での多数のヒット情報を組み合わせることによって、 $R-\phi$ 方向、 $Z(R)$ 方向ともに非常に高精度での飛跡再構成を実現している。内部飛跡検出器の各パラメータについて表 2.3 にまとめた。

2.2.2 カロリメータ

ATLAS 検出器のカロリメータは電磁カロリメータとハドロンカロリメータで構成され、 $|\eta| < 4.9$ の領域を覆っている。電磁カロリメータは主に電子や光子のエネルギー測定に用いられ、ハドロンカロリメータはハドロンのエネルギー測定、ジェット再構成に用いられる。カロリメータに到達した電子や光子、ハドロンはシャワーを起こしながら徐々にエネルギーを落とし、カロリメータ内で静止する。高いエネルギー分解能を実現するため、カロリメータは十分な物質質量を持つことが求められる。十分な物質質量を持つことにより、ミュオン検出器に突き抜けてくるミュオン以外の粒子の数が減少し、ミュオンの識別精度が高まる。

検出器	半径 (mm)	長さ (mm)
IBL	$31.0 < R < 40.0$	$0 < Z < 322$
Pixel 検出器		
バレル部シリンダ (3層)	$50.5 < R < 122.5$	$0 < Z < 400.5$
エンドキャップ部ディスク (2 × 3枚)	$495 < R < 650$	$495 < Z < 650$
SCT		
バレル部シリンダ (4層)	$299 < R < 514$	$0 < Z < 749$
エンドキャップ部ディスク (2 × 9枚)	$88.8 < R < 149.6$	$839 < Z < 2735$
TRT		
バレル部シリンダ (73層)	$563 < R < 1066$	$0 < Z < 712$
エンドキャップ部ディスク (2 × 80枚)	$644 < R < 1004$	$848 < Z < 2710$

表 2.3 内部飛跡検出器の各パラメータ

電磁カロリメータ

電磁カロリメータはバレル部 ($|\eta| < 1.475$) とエンドキャップ部 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) に分けられる。バレル部は中心に約 4 mm の隙間が存在し、そこで 2 つに分割される。エンドキャップ部は同心円状に 2 つのホイールに分割され、外側のホイールは $1.375 < |\eta| < 2.5$ 、内側のホイールは $2.5 < |\eta| < 3.2$ の領域を覆う。バレル部、エンドキャップ部共に、鉛と液体アルゴンを組み合わせたアコーディオン型のカロリメータで構成される (図 2.11)。アコーディオン型にすることで、 ϕ 方向の不感領域をなくすることができる。また放射長を X_0 とすると、電磁カロリメータはバレル領域で $22 X_0$ 以上、エンドキャップ領域で $24 X_0$ 以上の厚さを持つ。

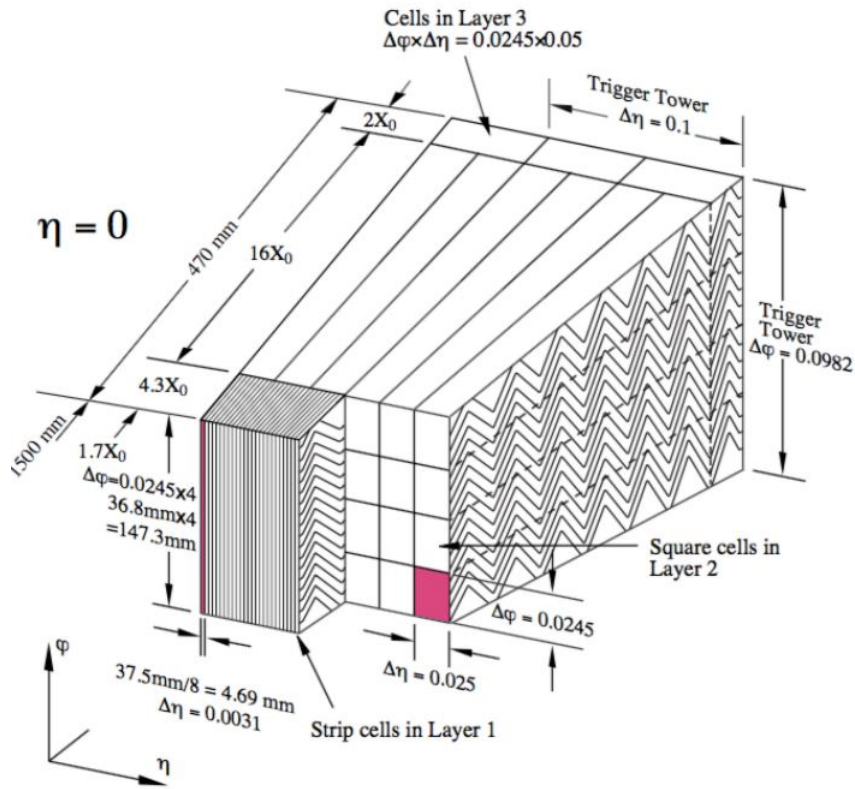


図 2.11 アコーディオン型の電磁カロリメータ [9]

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは電磁カロリメータの外側に直接連結されていて、バレル部は $|\eta| < 1.0$ 、extended バレル部は $0.8 < |\eta| < 1.7$ の領域を覆っている (図 2.12)。ハドロンカロリメータは $2.28 \text{ m} < R < 4.25 \text{ m}$ 、 ϕ 方向に 64 分割されて配置されたモジュール (図 2.13) からなり、鉄とシンチレータを重ねた構造となっている。ハドロンカロリメータはビーム軸垂直方向に 3 つの層に分割され、原子核相互作用長を λ とすると、バレル部はそれぞれ 1.5, 4.1, 1.8 λ extended バレル部はそれぞれ 1.5, 2.6, 3.3 λ の厚さを持つ。

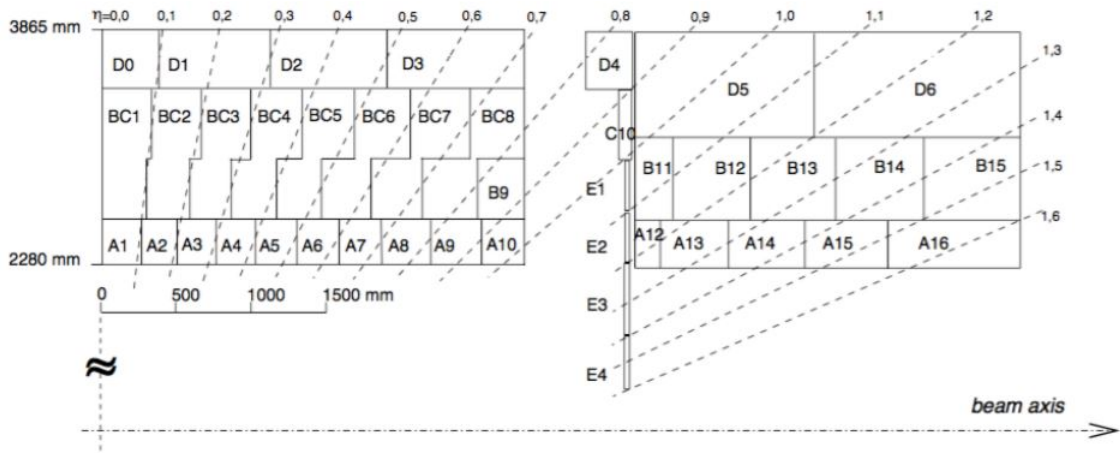


図 2.12 ハドロンカロリメータの構造 [9]。バレル部と extended バレル部。

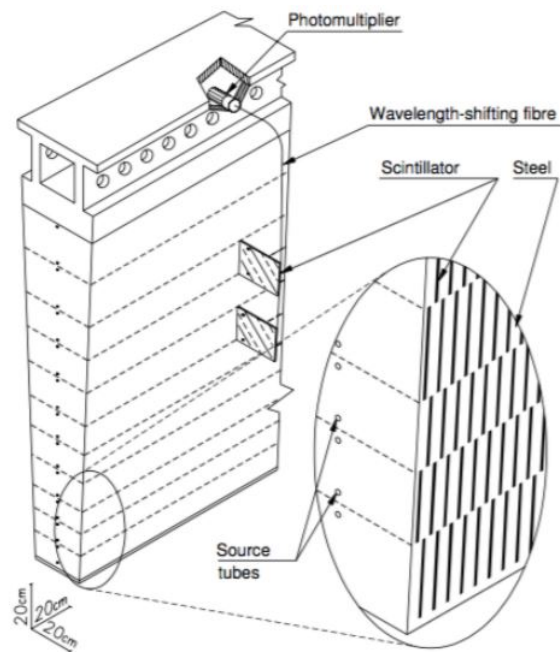


図 2.13 ハドロンカロリメータの 1 モジュールの構造 [9]

2.2.3 ミューオン検出器

ミューオン検出器は ATLAS 検出器の一番外側に設置されている。トロイドマグネットによって囲まれているのが大きな特徴である。磁場によって曲げられたミューオンの飛跡の曲率から運動量を計算する。ミューオン検出器は主に 4 つの飛跡検出器で構成されている。MDT (Monitored Drift Tube), CSC (Cathode Strip Chamber) は位置分解能が高いため精密測定用として、TGC (Thin Gap Chamber), RPC (Resistive Plate Chamber) は位置分解能は高くないが応答が速いため主にトリガー用と使われるほか、 ϕ 情報を測定するために使われる。各飛跡検出器の情報を表 2.4 にまとめた。また ϕ 方向によって、Small 部と Large 部が交互に 8 つずつ配置されている。ミューオン検出器の Small 部、Large 部の $R - Z$ 平面断面図 (図 2.14)、およびバレル部の $R - \phi$ 平面断面図 (図 2.15) を示す。

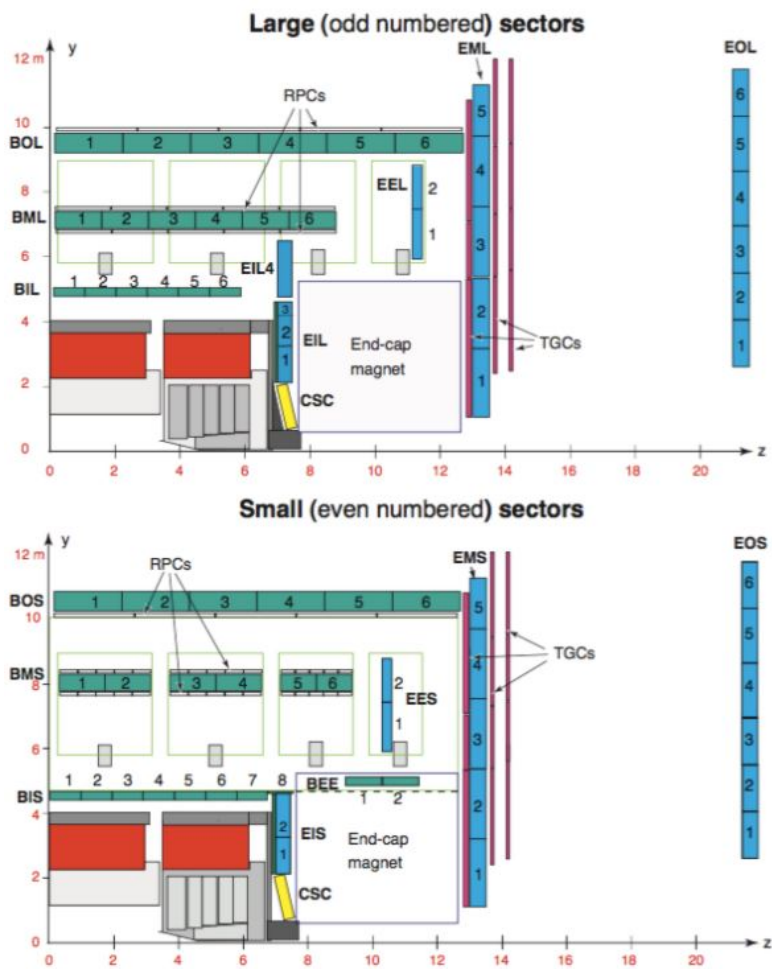


図 2.14 ミューオン検出器の Small 部 (上) と Large 部 (下) の $R - Z$ 平面断面図 [12]

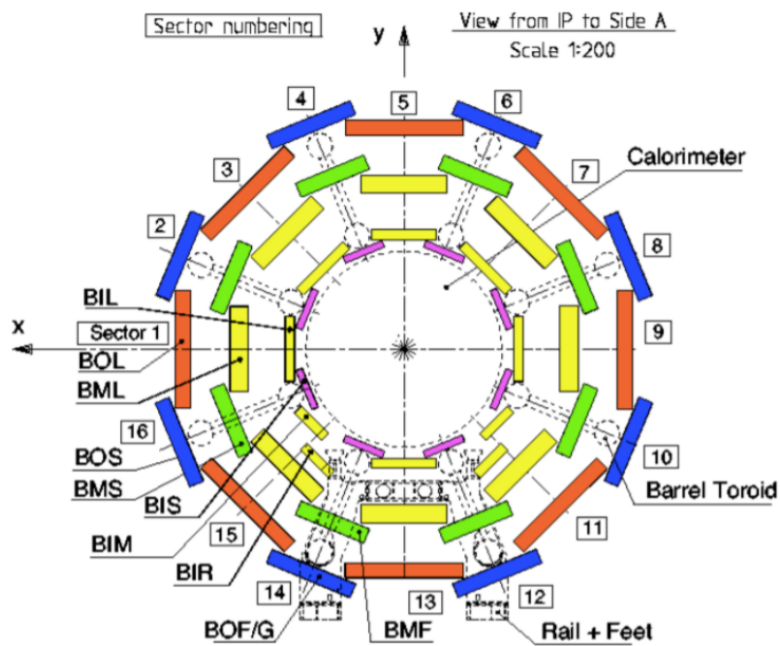


図 2.15 ミューオン検出器のバレル部 $R - \phi$ 平面断面図 [12]

検出器	領域	チェンバー数	Z/R 分解能	ϕ 分解能	時間分解能
MDT	$ \eta < 2.7$	1088	35 μm (Z)	-	-
CSC	$2.0 < \eta < 2.7$	32	40 μm (R)	5 mm	7 ns
RPC	$ \eta < 1.05$	544	10 mm (Z)	10 mm	1.5 ns
TGC	$1.05 < \eta < 2.7$	3588	2 - 6 mm (R)	3 - 7 mm	4 ns

表 2.4 ミューオン検出器を構成する各飛跡検出器の各パラメータ

トロイド磁石

トロイド磁石は $|\eta| < 1.4$ 領域のバレルトロイド、 $1.6 < |\eta| < 2.7$ のエンドキャップトロイドで構成されており、共に同心円状の磁場を形成している。 $1.4 < |\eta| < 1.6$ は transition 領域と呼ばれ、バレルトロイドとエンドキャップトロイドの境目付近にあたるため、磁場の分布が複雑である。バレル、エンドキャップトロイドともに 8 つのコイルで構成されており、ビーム軸に対して 8 回対称になるように配置されている。磁場の強さはバレルトロイドで約 0.5 T、エンドキャップトロイドで約 1 T である。ミューオン検出器におけるトロイド磁石の構造を図 2.16 に示す。

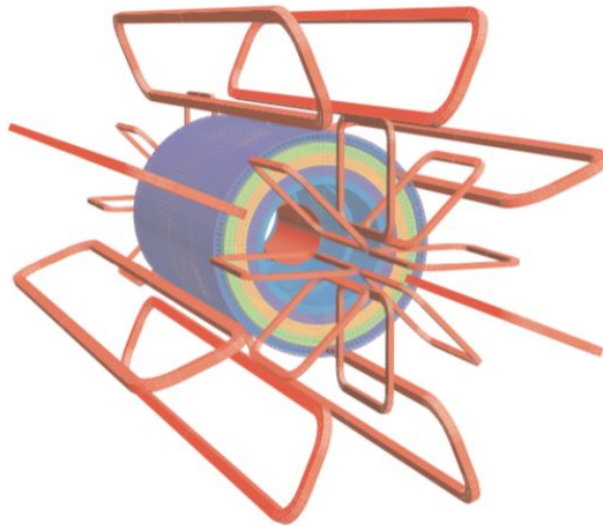


図 2.16 ミューオン検出器のトロイド磁石の構造 [9]

MDT

MDT はミューオン検出器の幅広い範囲を覆っていて、位置分解能が高いため精密測定に用いられる。MDT は、アルゴンと二酸化炭素ガスが 93 : 7 の割合で封入された半径 27.979 mm のドリフトチューブで構成され、荷電粒子が通過することによって電離した電子が、チューブの中心にある 3080 V の電圧がかかったタングステン・レニウムワイヤーに集められる。チューブ内に同心円状の電場が作られることによって、荷電粒子の通過位置を

電子のドリフト距離から求めたドリフト円の接線として考えることができる (図 2.17)。そのドリフト距離は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。一方でドリフトチェンバーを用いているため、後に記述する TGC, RPC と比べて時間分解能は悪くなる。MDT はチューブ 4 層または 3 層からなるチェンバーを、二枚重ねた構造となっている (2.18)。MDT が変形することなどによって位置がずれる可能性があるため、MDT 内部には位置を補正するシステムが備わっている。このシステムは図 2.18 で示すように、チューブと平行に射出された 2 本と、交差するように射出された 2 本のレーザーで行われる。このシステムは ATLAS 検出器が稼働している間も継続して作動しており、数 μm 単位でずれを検出し記録する。MDT はバレル部では長方形型、エンドキャップ部では台形型であり、チューブはそれぞれ ϕ 方向に沿って並べられている。MDT はエンドキャップ部、バレル部でそれぞれ Inner, Middle, Outer の 3 層に分かれていて、 ϕ 方向は Large 部と Small 部が交互に 8 つずつ配置されている。

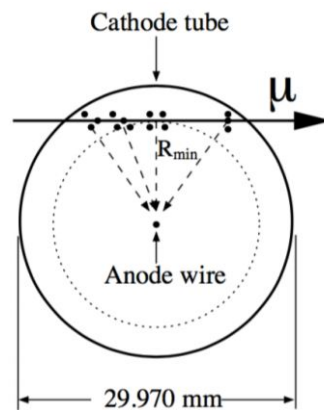


図 2.17 MDT ドリフトチューブの断面図 [9]

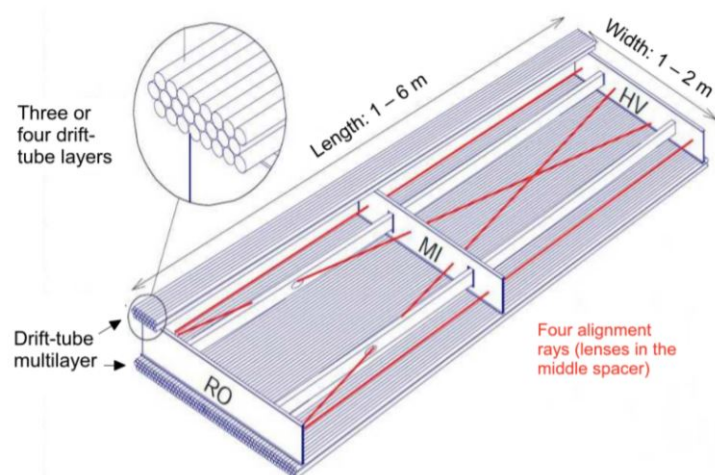


図 2.18 チューブ 3 層二重構造の MDT チェンバー [9]

CSC

MDT が安定して検出を行うための粒子の到来頻度の上限は 150 Hz/cm^2 程度である。しかし $|\eta| > 2$ の領域におけるミュオン検出器第一層ではこの到来頻度を越えるため、より位置、時間分解能に優れた高い粒子到来頻度に対応できる CSC を用いる。CSC の粒子到来頻度の上限は 1000 Hz/cm^2 で、CSC が置かれている $2.0 < |\eta| < 2.7$ の領域における粒子到来頻度と比較しても十分な耐性を持つ。CSC は MDT と同じように ϕ 方向に Large 部と Small 部を 8 つずつ交互に並べた配置で (図 2.19)、1 つの CSC は η, ϕ を測定できる層を 4 枚重ねた構造である。CSC の各層は R 方向にそって並べられたワイヤーと、それと垂直および平行に配置されたストリップからなる。電子のドリフト時間は 40 ns 以下であり、時間分解能は 1 層で約 7 ns である。また炭化水素ではなくアルゴンと二酸化炭素ガスを用い、さらに気体を封入する体積を小さくすることでバックグラウンドとなる中性子の検出感度を低くしている。CSC 各層の構造を図 2.20 に示す。

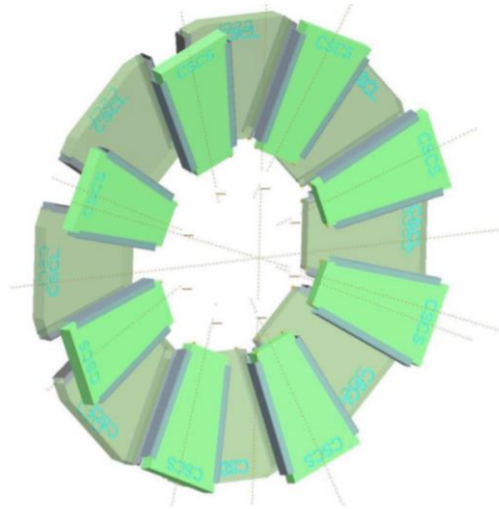


図 2.19 CSC の配置 [9]

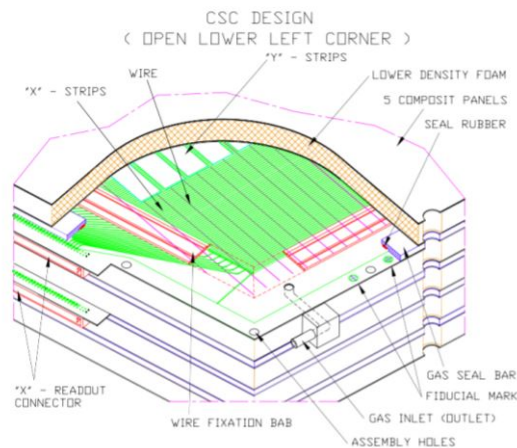


図 2.20 CSC 各層の構造 [9]

RPC

RPC は Barrel に設置されている主にトリガー用の飛跡検出器である。図 2.21 に示すように、Middle では MDT を挟むように 2 枚、Outer では Large 部の MDT の外側、Small 部の MDT の内側に 1 枚の合計 3 枚配置されている。1 枚の RPC はそれぞれ η , ϕ を測定できる独立の 2 層で構成されている。2 枚の抵抗板が 2 mm の隙間を挟んで平行に固定されており、その隙間には $C_2H_2F_4$ /Iso- C_4H_{10} /SF₆ (94.7 : 5 : 0.3) ガスが封入されている。2 枚の抵抗板間には 4.9 kV/mm の電圧がかかっており、ミューオンが通過した際にイオン化した粒子がアノードに向かってストリーマー放電を起こす。RPC 各層の構造を 図 2.22 に示す。

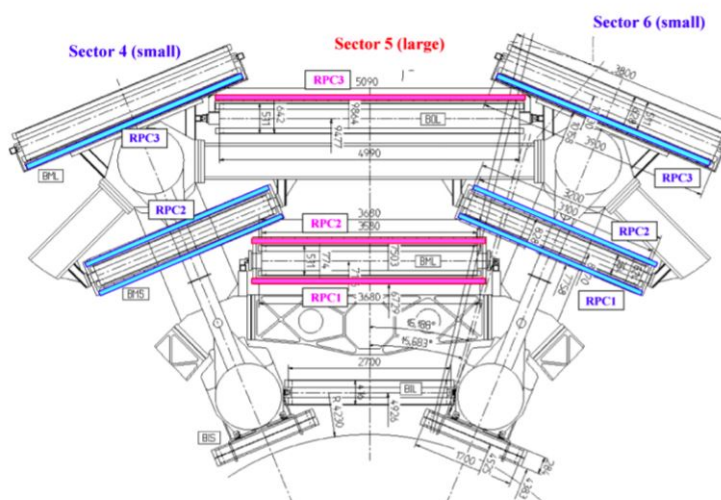


図 2.21 RPC の配置 [12]

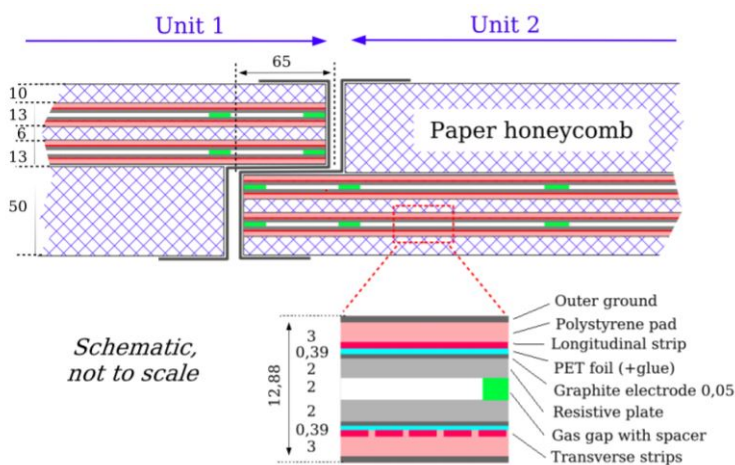


図 2.22 RPC 各層の構造 [9]

TGC

TGC は Endcap に設置されている主にトリガー用の検出器で、Inner に 1 枚、Middle に 3 枚配置されている (図 2.23)。Middle では doublet 構造が 2 枚、triplet 構造が 1 枚の合計 7 層からなり、Inner は doublet 構造が 1 枚の合計 2 層からなる。TGC の double 構造と triplet 構造を図 2.24 に示す。TGC の各層はワイヤーとカソード層、ストリップ層から成り、 $R(\eta)$ 方向はワイヤー、 ϕ 方向はストリップにより測定される。より測定精度を向上させるため、ストリップの太さは R によって異なる。ワイヤー間の距離は 1.8 mm、ワイヤーとストリップの距離は 1.4 mm となっており、このようにワイヤー間の距離を短くすることによって高い時間分解能を実現している。また内部には CO_2 と $n\text{-C}_5\text{H}_{12}$ ガスが充填されている。TGC 各層の内部構造を図 2.25 に示す。

図 2.26 のように、TGC は各層が円型になるように並べられ、 $1.05 < |\eta| < 1.92$ の外側を覆う部分と、 $1.92 < |\eta| < 2.4$ を覆う部分が連結された構造となっている。

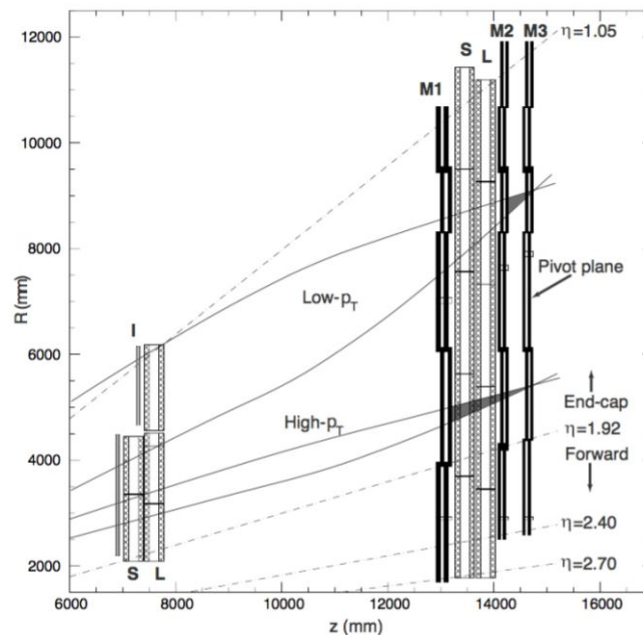


図 2.23 TGC の配置図 [9]

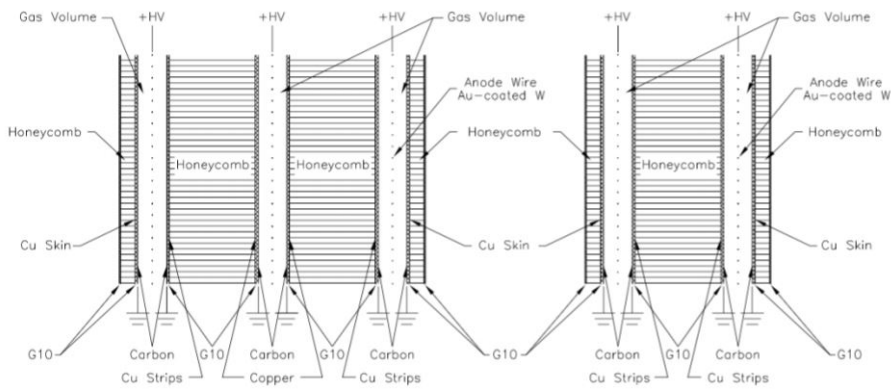


図 2.24 TGC の triplet 構造図 (左) と doublet 構造図 (右) [9]

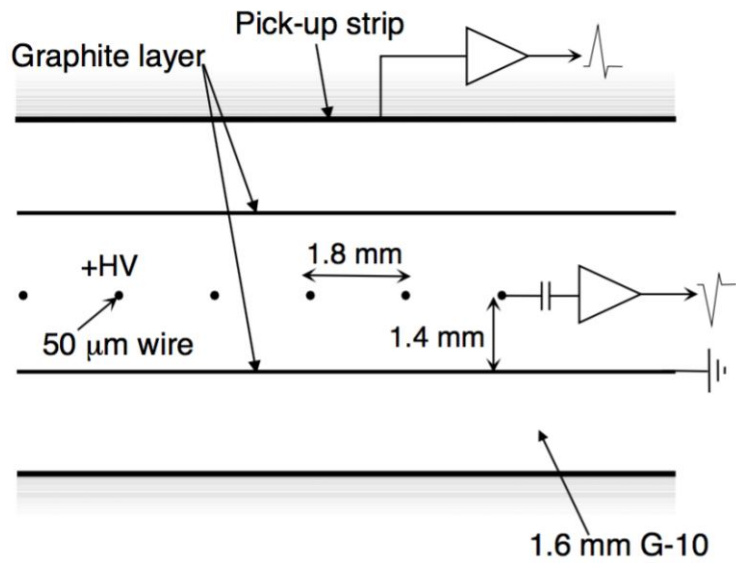


図 2.25 TGC の内部構造 [9]

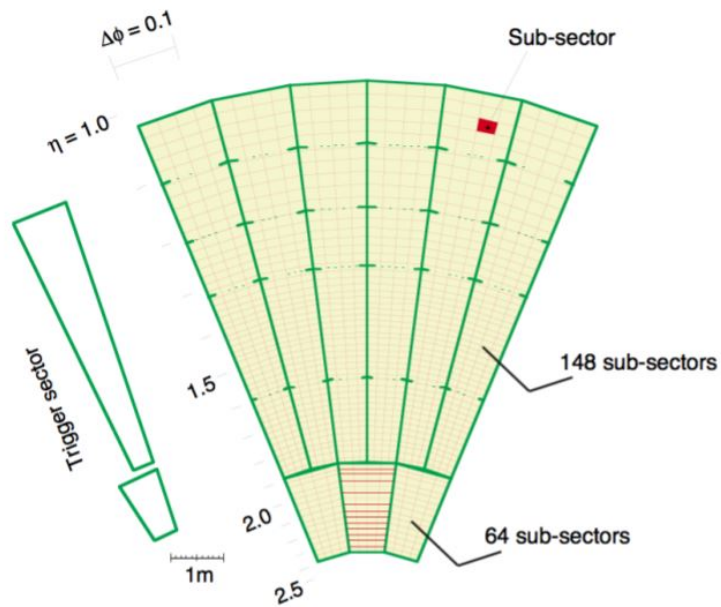


図 2.26 TGC の $R - \phi$ 断面図 [9]

2.2.4 Forward 検出器

ATLAS ではビームラインに非常に近い領域に LUCID (Luminosity measurement using Cherenkov Integrating Detector), ALFA (Absolute Luminosity For ATLAS), ZDC (Zero-Degree Calorimeter) を設置している。LUCID は衝突点から Z 軸方向に ± 17 m、ALFA は ± 240 m に設置され、共にビームラインに非常に近い領域において陽子陽子非弾性衝突を測定することによって、ルミノシティを見積もるために用いられる。また ZDC は衝突点から ± 140 m に設置され、主に重イオン衝突の測定に用いられる。各 forward 検出器の設置場所を図 2.27 に示す。

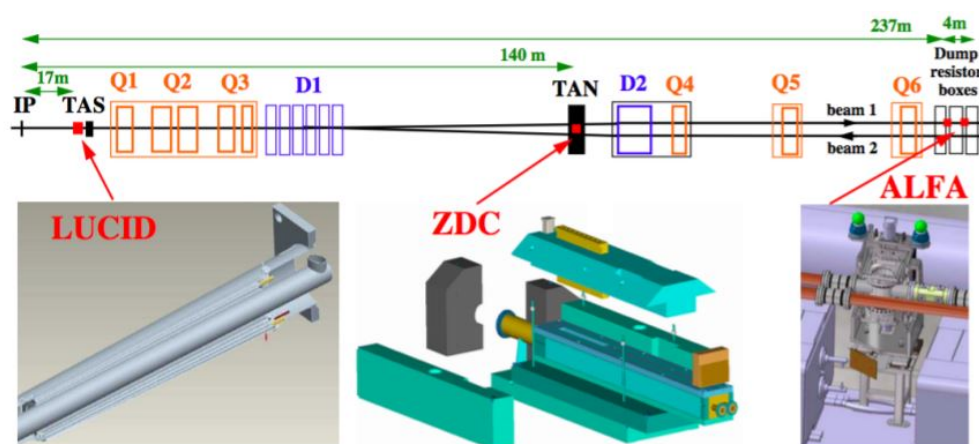


図 2.27 Forward 検出器の配置図 [9]

2.3 LHC アップグレード計画と New Small Wheel (NSW) 計画

第 2.2 章で述べたように LHC-ATLAS 実験では今後、TeV スケールの新物理事象やヒッグス粒子の精密測定などを目標としている。そのためには従来以上に衝突エネルギーと統計量を上げる必要があり、LHC では重心系エネルギーと瞬間ルミノシティを段階的に上げていくアップグレードが計画されている。図 2.28 に LHC アップグレード計画の概要を示す。Run と呼ばれる加速器運転と、Long Shutdown (LS) と呼ばれる改修・補修用期間がある。2017 年現在は Run 2 が順調に進んでおり、LS で段階的にアップグレードを行う。2026 年からは High Luminosity LHC (HL-LHC) として、現在の Run のルミノシティ $1.8 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ より高いルミノシティ $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ を実現し、約 10 年間で 3000 fb^{-1} のデータを取得することを目指している。この LHC アップグレードに対応するため、ATLAS 検出器のアップグレードも計画されている。2019 年から 2020 年の LS2 では、NSW 計画がアップグレードの一つである。また、2024 年から予定されている LS3 では、総線量の限界を迎える内部飛跡検出器の交換や DAQ システムの改良などが計画されている。

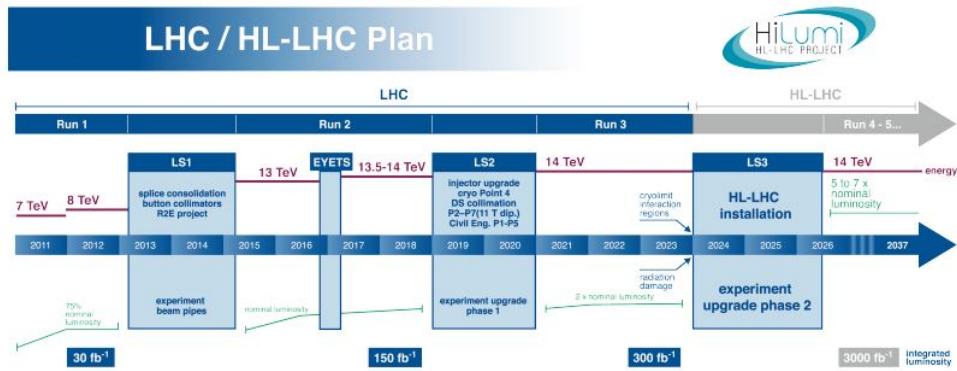


図 2.28 LHC アップグレード計画 [13]

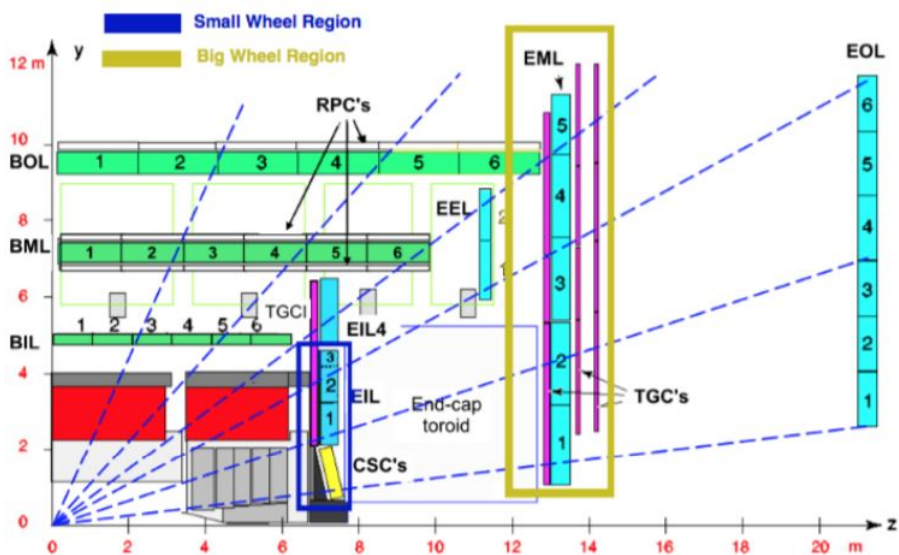


図 2.29 ミューオン検出器における NSW 計画の概念図 [14]

NSW 計画は現行の Small Wheel に替えて New Small Wheel (NSW) を導入する計画である。第 2.2.3 章にも示したように、エンドキャップ部のミューオン検出器は図 2.29 に示すように三つの部分に分けられており、衝突点に一番近い部分を Small Wheel (SW) と呼ぶ。現在の SW では LHC のルミノシティ増加により物理事象のデータをより多く得ることができ一方で、高いヒットレートに MDT が耐えきれず、その結果トラッキング性能の低下とミューオントリガーにおけるフェイクトリガーの増大が懸念される。これらの問題を解決するために、2019 年から 2020 年の LS2 にて、SW を NSW へとアップグレードする。

2.3.1 NSW の構造

NSW は、図 2.30 に示すように、衝突点側の青色の Small 部 と、衝突点と逆側の水色の Large 部 から構成され、不感領域をなくすために少しずつ重なるように配置される。NSW は SW と取って代わる形で導入され、 $1.3 < |\eta| < 2.7$ の領域をカバーするように $Z \sim 7.5$ m の位置に設置される。16 のセクターは全て同じ構造をしている。Large

部と Small 部の詳細を図 2.31 に、セクター 1 つの断面図を図 2.32 に示す。トリガー用に Small strip TGC (sTGC)、精密位置測定用に Micromegas の 2 種類の検出器を用い、sTGC \times 4, Micromegas \times 4, Micromegas \times 4, sTGC \times 4 という順に並べた 16 層構造としている。Micromegas の 4 層のうち、図 2.33 に示すように最初の 2 層は R 方向の読み出しのために配置され、残りの 2 層は ϕ 方向の読み出しのために各々 $\pm 1.5^\circ$ 傾けて配置される。Micromegas については後述する。sTGC の構造を図 2.34 に示す。sTGC は、エンドキャップ部に現在使われている TGC と比較してストリップ間隔が 3.2 mm と小さいことから、Small strip TGC と呼ばれる。このような多層構造は故障等への対応や正確な飛跡再構成を可能にする。

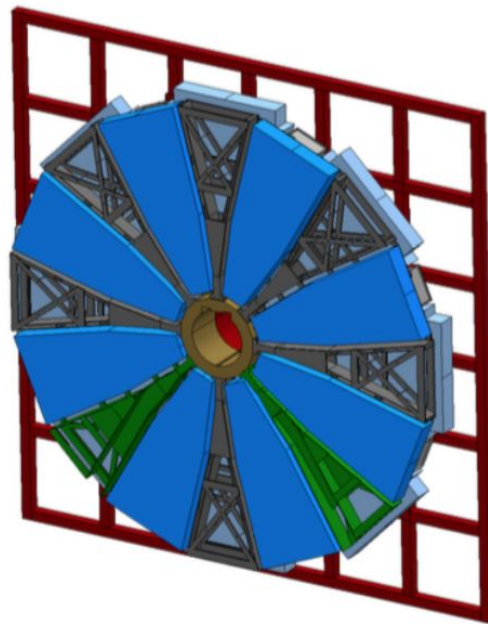


図 2.30 NSW の概略図 [14]。青色側が衝突点側である。

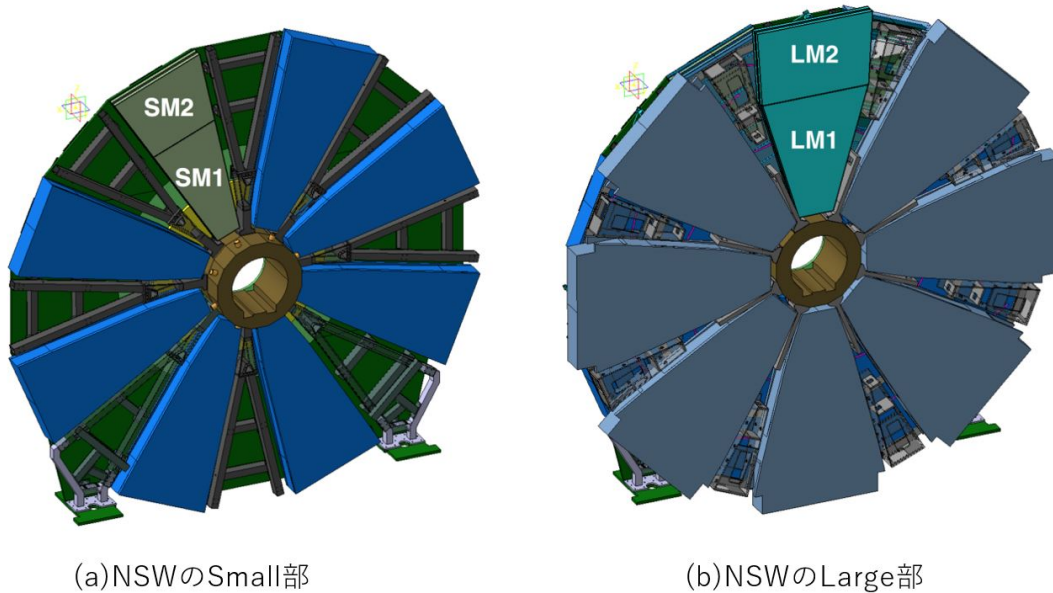


図 2.31 NSW の概略図 [15]。Large 部と Small 部が各 8 セクタずつ、 ϕ 方向に 2° 重なった状態で交互に配置されている。Large 部の面が衝突点に近い側になるように、現在の SW のある位置に配置される。

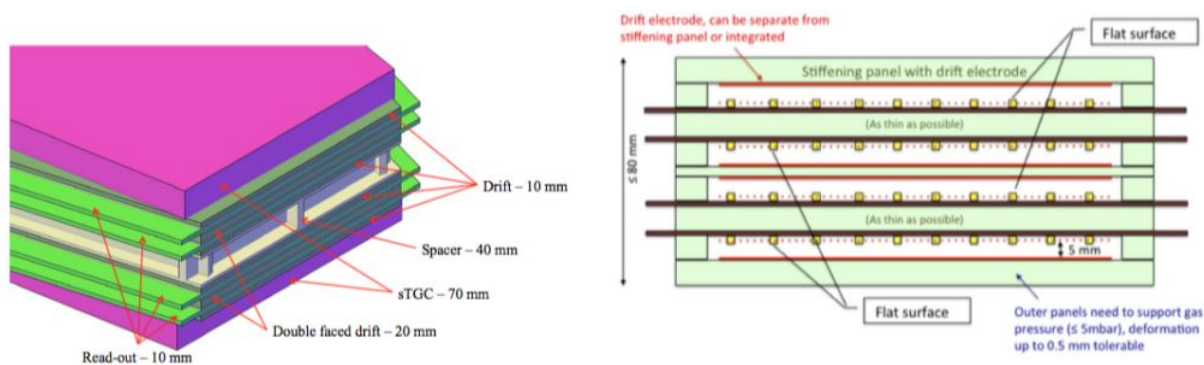


図 2.32 NSW の 1 つのセクター [14]

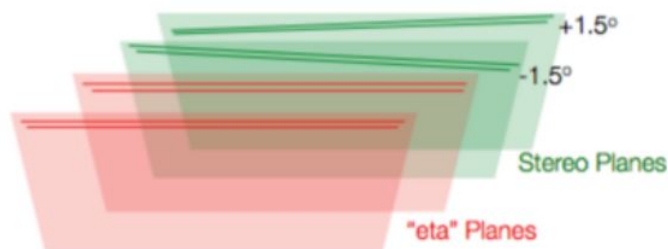


図 2.33 Micromegas 検出器 の 4 層構造 [14]

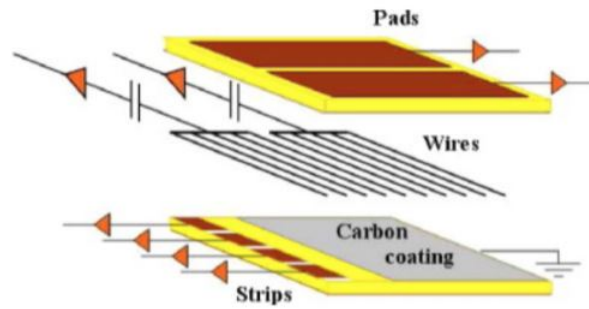


図 2.34 sTGC の構造 [14]

2.3.2 Micromegas 検出器

図 2.35 は Micromegas (MM) 検出器 の基本構造 (左) および動作原理 (右) を示している。Micromegas 検出器は上から順にドリフト用カソード電極板、5 mm 程度のガスギャップ、金属メッシュ、100 μm 程度の増幅領域とメッシュを支えるピラー、読み出し電極、PCB で構成されている。HV の大きさはドリフト領域で数 100 V/cm、増幅領域で ~ 50 kV/cm であり、ガスには $\text{Ar} : \text{CO}_2 = 93 : 7$ の混合ガスを用いている。ドリフト領域と増幅領域が分かれているのが Micromegas 検出器 の大きな特徴で、100 μm 程度の非常に狭い増幅領域による陽イオン高速回収 (~ 100 ns) が高ヒットレートへの対応を実現している。ドリフト領域で入射粒子によって電離された種電子が電場に沿って移動し、増幅領域で電子雪崩を起こす。増幅された電子群をピッチ化された読み出し電極で受け取ることで、入射粒子の位置を得ることができる。また、450 μm ピッチの読み出し電極による高精度位置分解能も Micromegas 検出器 の利点である。

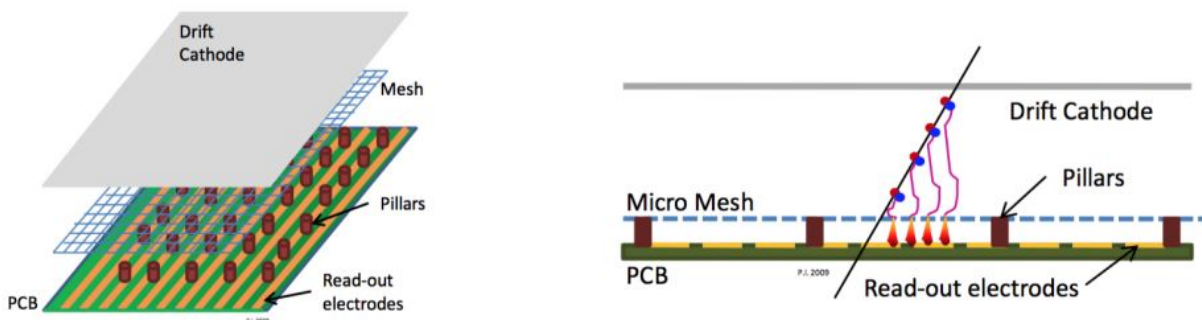


図 2.35 Micromegas 検出器の構造 [14]

μTPC モード

図 2.35 の右図のように Micromegas 検出器に荷電粒子が通過すると原子や分子をイオン化しエネルギー損失量 dE/dx に比例した電子とイオンのペアが生成される。ドリフト領域では電場が働いているので陰性の電子はアノード極へドリフトされる。その後、増幅領域に到達すると電子が雪崩増幅を起こし、最終的に電荷としてストリップから読み出される。その

際にストリップの位置、反応した時間と電荷量を得ることができる。これらの情報と予め求めていた Micromegas 検出器でのドリフト速度 ($\approx 47 \mu\text{m/s}$ [14]) を用いることでドリフト方向に対する 2 次元的に飛跡再構成することができる。この飛跡再構成の方法を μTPC モードと呼ぶ。本研究ではこれに改良を加えた方法で飛跡再構成を行う。

2.4 本研究の背景と目的

第 2.3 章で述べたように、ルミノシティ増加に伴いヒットレートが増加する。ミュオン検出器には、ミュオンとは関係のない、または飛跡再構成に悪影響を及ぼす事象（フェイクヒット）が到来する。その中でも検出器や周囲の構造体から生成された非衝突事象由来の粒子（カバースバックグラウンド）があり、これらにより誤って発行されるトリガーをフェイクトリガーと呼ぶ。ルミノシティ向上によってこのフェイクトリガーが増え、トリガーレートも上がるのが懸念される。

またトリガーレート増大に加え、現行のミュオン検出器自体が高ルミノシティに対応していないことも問題である。MDT や CSC では高ヒットレート下での粒子のマルチヒットが検出効率低下の原因になる。図 2.36 は MDT の検出効率がヒットレート増加に伴い減少することを示している。これは、MDT はドリフトタイムが長くカバース…衝突との重なり合いが増えるからである。このことから、Run3 以降のトリガーレート上昇に対応できないことが予想される。マルチヒットの影響はトリガーだけでなくオフラインのトラック再構成でも見られる。図 2.37 は $Z \rightarrow \mu\mu$ の質量再構成のシミュレーションである。これからもわかるように、 $Z \rightarrow \mu\mu$ 等を始めとするミュオンが重要になる物理解析ではこのような検出効率低下は致命的である。これらの問題に対応するため、MDT の代わりにドリフトタイムが短い Micromegas 検出器を使用する。

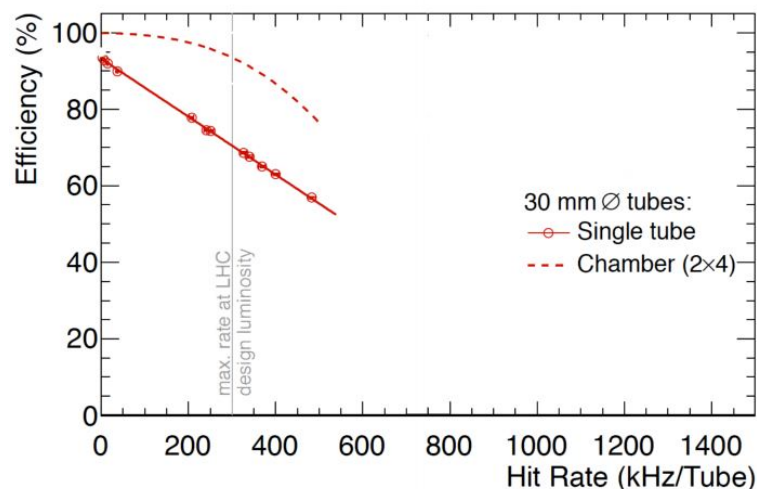


図 2.36 ルミノシティ増加による MDT の検出効率低下 [14]

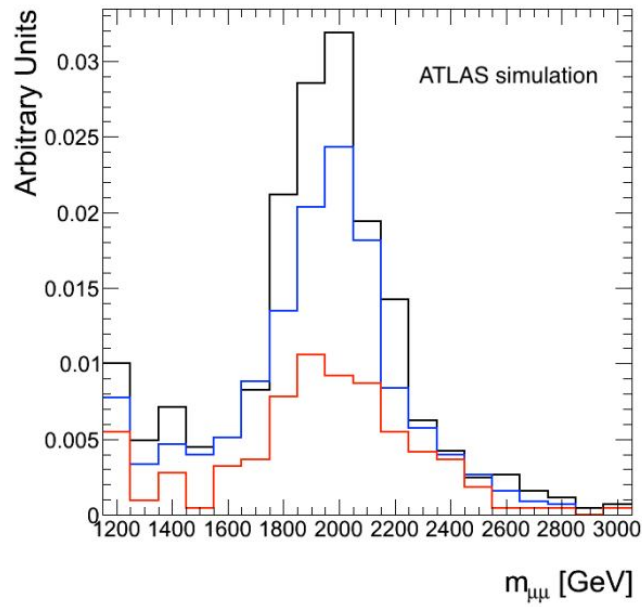


図 2.37 $Z \rightarrow \mu\mu$ で再構成された $\mu\mu$ 質量分布。黒 ($L = 0.3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)、青 ($L = 3.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)、赤 ($L = 5.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) とルミノシティが大きくなるにつれて再構成の精度が低下することがわかる。[14]

本研究ではこの NSW 導入に向けて、各章で以下のことを述べる。

- 第 4 章で現在のミュオン検出器におけるフェイクヒットの定量的測定
- 第 5 章, 第 6 章で新しい検出器のアルゴリズム開発とその性能評価

第3章 ATLAS トリガーシステム

この章では ATLAS 実験で用いられているミューオントリガーシステムについて述べる。

3.1 ATLAS トリガーシステム

ATLAS のトリガーシステムは物理解析のために様々な事象をターゲットにしている。高エネルギーの電子、ミューオン、フォトン、ジェット、 τ 等の事象を選ぶトリガーや大きな Missing Transverse Energy (E_T^{miss}) や Total Transverse Energy (E_T^{total}) 等の特徴を持つ事象を選ぶトリガーを基本的な要素としている。また事象の選別は測定したエネルギーや運動量に閾値を設定することで行う。例えばミューオンに対しては p_T の閾値を決めて、電子やジェットに対するトリガーに対してはエネルギーの閾値を決めて事象を選別する。 p_T 閾値が低いトリガーは、 p_T 閾値が高いトリガーに比べて頻度が大きくなるため、トリガー稼働頻度を間引き (プリスケール) して運転するか、これらの基本的なトリガーを組み合わせ物理解析に必要な事象を効率よく集めるトリガーを設計する。

LHC では 40 MHz の頻度でバンチ同士の衝突が起こり、その全てを記録することは事象の処理時間および記録容量の制限から不可能である。これに対応するため高速かつ精密なトリガー判定を多段階に行う。トリガーシステムはハードウェアによる高速で大まかな判定を行うレベル 1 (L1) トリガーと、ソフトウェアによるオンライン事象再構成にもとづいた精密な判定を行うハイレベルトリガー (HLT) の二段階に大別される。レベル 1 トリガーは、出力として Region of Interest (RoI) を定義する。RoI は検出器のどの η, ϕ でトリガーが発行されたかという情報を含み、HLT への入力となる。HLT ではミューオン、電子、フォトン等をオンラインで再構成するアルゴリズムを RoI 周辺の検出器情報を読み出し走らせることにより、対応するレベル 1 トリガーが発行された事象に対してより精密なトリガー判定を行う。例えば、ミューオンのレベル 1 トリガーが発行され RoI が定義されると、ミューオンの HLT が RoI の周辺に対して稼働し、ミューオンの飛跡の再構成によるトリガー判定を行なう。

ハイレベルトリガーはさらに比較的単純なアルゴリズムで素早く判定するレベル 2 (L2) と、精密な事象の再構成にもとづく Event Filter (EF) に分けられる。

このような多段階のアルゴリズムに対して、各段階でのトリガー判定条件を定めたものをトリガーチェーンと呼んでいる。粒子の種類やそのエネルギー、運動量の範囲によって多種のトリガーチェーンが定義されており、各トリガーチェーンには固有の名前がつけられている。

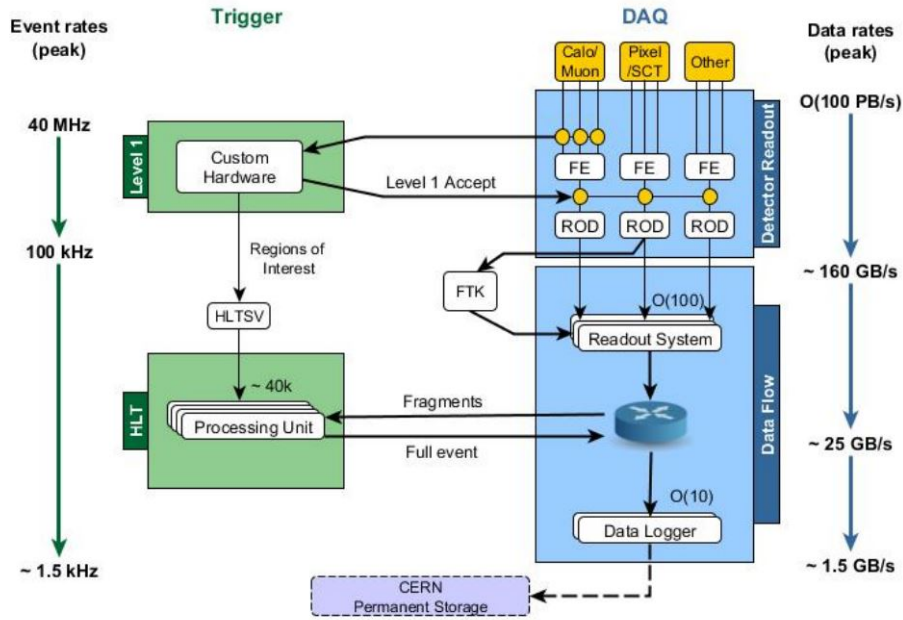


図 3.1 ATLAS トリガーシステムの流れ [16]

3.2 ミューオントリガーシステム

ミューオントリガーも他のトリガーと同様に L1, L2, EF で構成される。L2 はさらにミューオン検出器の情報のみ用いる L2 StandAlone Muon トリガー (L2MuonSA), 内部飛跡検出器の情報も使う MuonCombined トリガー (L2MuComb) で構成される。

3.2.1 レベル 1 ミューオントリガー

L1 ミューオントリガーでは 4, 6, 10, 11, 15, 20 GeV の 6 つの閾値が設定されている。以下、バレル部でのトリガー判定とエンドキャップ部で分けて説明する。

バレル部

バレル部のレベル 1 ミューオントリガーは RPC の情報を用いて行う。バレル部では Middle に RPC1, RPC2 の 2 枚、Outer に RPC3 の 1 枚が配置されている。1 枚の RPC はそれぞれ η, ϕ の測定ができる。要求する p_T 閾値によって用いられる RPC の数が異なり、低い p_T 閾値の判定は RPC1 と RPC2 の 2 枚、高い p_T 閾値の判定は RPC1, RPC2, RPC3 の 3 枚を用いてトリガー判定を行う。低い p_T 閾値の場合は 3 種類 (4,6,10 GeV)、高い p_T 閾値の場合も 3 種類 (11,15,20 GeV) の p_T 閾値を用意している。

低い p_T 閾値 (4,6,10 GeV) の判定では、まず RPC2 にヒットがあることを要求し、ヒットと衝突点を直線で結び、その周りの一定幅を探索領域として定義する (図 3.2)。この探索領域をロードと呼ぶ。低い p_T の muon などに対する偶発的な背景事象を減らすため、探索領域は η, ϕ それぞれに対して範囲が設定されている。要求する p_T 閾値が高くなるほど探索領域を狭めるようになっており、探索領域内に RPC1 と RPC2 合わせて 4 層のうち、3 層

以上でヒットが見つかることを要求する。

高い p_T 閾値 (11,15,20 GeV) のトリガーでは RPC3 の情報も用いる。RPC1 と RPC2 でヒットが見つかった後、RPC3 の方向へロードを外挿する (図 3.2)。先ほどと同様に p_T 閾値によってロードの幅を変え、RPC3 の 2 層のうち 1 層以上でヒットが見つかることを要求する。これらのシステムは RPC の制御盤に全て組み込まれているため、ミューオン通過後即座にトリガー判定を行うことができる。

このトリガー判定後、L1 は RoI を後段のトリガーに渡す。バレル部 L1 トリガーは η の正負および ϕ 方向に 32 分割されたそれぞれ独立なセクターで行われる。各セクターの中でさらに $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ の Pad に分割され、Pad はさらに 4 つの RoI ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$) に分けられる (図 3.3)。バレル部における RoI の総数は 3328 個である。

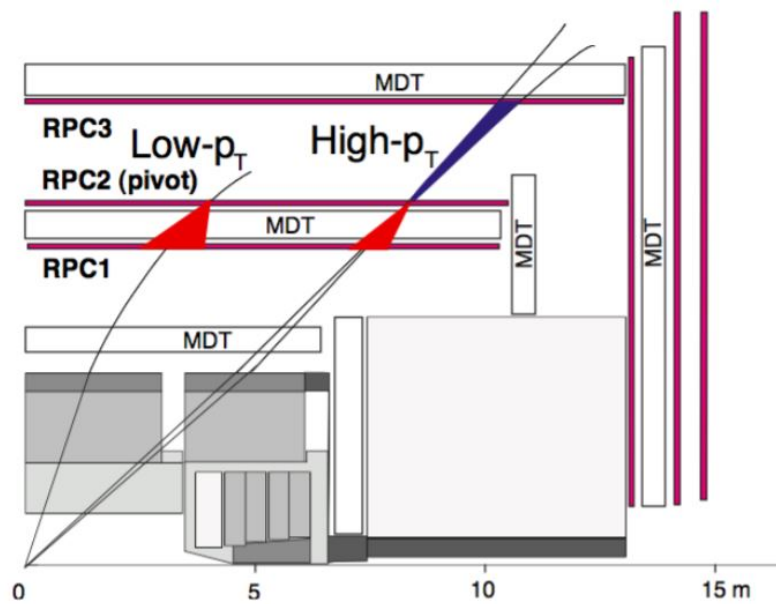


図 3.2 バレル部レベル 1 トリガーシステムにおけるトリガー判定 [9]。左は低い p_T 閾値の判定、右は高い p_T 閾値の判定の時に定義されるロード。

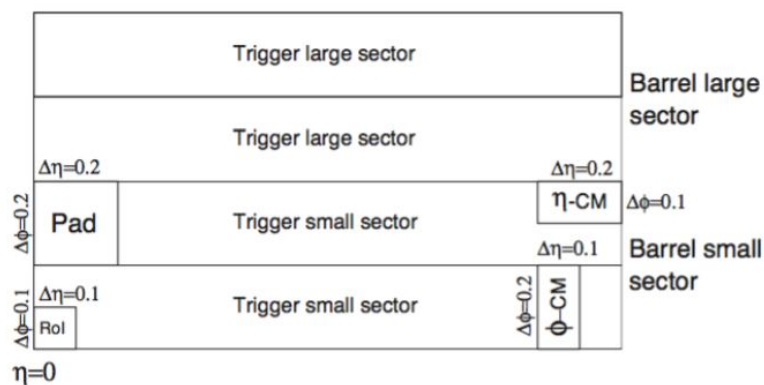


図 3.3 RPC の pad と RoI[9]

エンドキャップ部

エンドキャップ部では TGC を用いて行う。TGC は Inner に 1 枚 (I), Middle に 3 枚 (M1,M2,M3) 配置されている (図 2.23)。トリガー用 p_T 閾値の判定に用いられるのは Middle の 3 枚であり、Inner TGC は主にバックグラウンド除去のために用いられる。バレル部と同様に p_T 閾値によって使用する TGC の枚数が異なり、低い p_T 閾値の場合は M2 と M3 の 2 枚、高い p_T 閾値の場合は M1, M2, M3 の 3 枚の情報を使用する。はじめに M3 にヒットがあることを要求し、衝突点とヒット点を直線で結びロードを定義する。低い p_T 閾値の場合は M2 のロード内のヒットを探す。M2 と M3 は、それぞれ ϕ , η を測定するワイヤー、 ϕ を測定するストリップで構成されるユニット 2 層のダブレット構造をしている。探索領域内に M2 と M3 合わせて 4 層のうち 3 層でヒットがあることを要求する。この時ロードの中心と M2 内のヒットとの距離は、 p_T が小さいほど大きくなる。この性質を利用して、エンドキャップ部ではコインシデンスウィンドウ (CW) を事前に用意し、ロード中心と TGC hit の距離によって、要求する p_T 閾値を満たしているか判断している (図 3.4)。高い p_T 閾値の場合は M1 にもロードを外挿する。M1 は 3 層のワイヤー、2 層のストリップのトリプレット構造をしており、ワイヤー 3 層のうち 2 層、ストリップ 2 層のうち 1 層にヒットがあることを要求する。また TGC Inner が使用できる領域では Inner にもヒットがあることを要求し、バックグラウンドの削減を行う (図 3.5)。高い p_T 閾値の判定を行う際は、M1, M2 のコインシデンスを、M1, M2, M3 のコインシデンスの両方を用いるが、低い p_T 閾値の場合は M1, M2 のコインシデンスのみを使用する。 p_T 閾値決定方法の概念図を図 3.6 に示す。

TGC の各層はエンドキャップ部 ($|\eta| < 1.92$) とフォワード部 ($|\eta| > 1.92$) に分かれ、さらにエンドキャップ部は ϕ 方向に 6 分割、フォワード部は 3 分割されたセクターからなる。それぞれのセクターはエンドキャップ部では 148、フォワード部では 64 のサブセクターに分割され、それぞれの大きさが RoI の大きさと一致している。

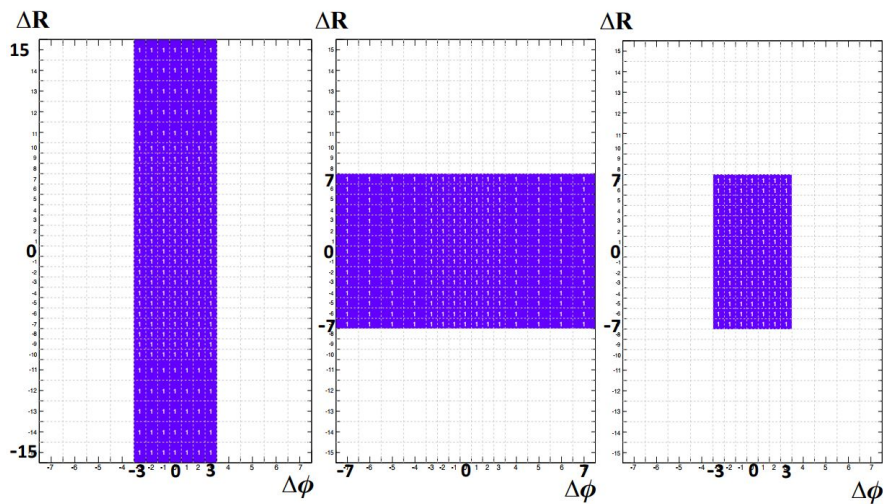


図 3.4 低い p_T 閾値のときのコインシデンスウィンドウの例 [17]。一部の RoI において、左側は ΔR が高い p_T 、 $\Delta\phi$ が低い p_T 、中央は ΔR が低い p_T 、 $\Delta\phi$ が高い p_T 、右側は ΔR が低い p_T 、 $\Delta\phi$ が低い p_T でコインシデンスを取っている。

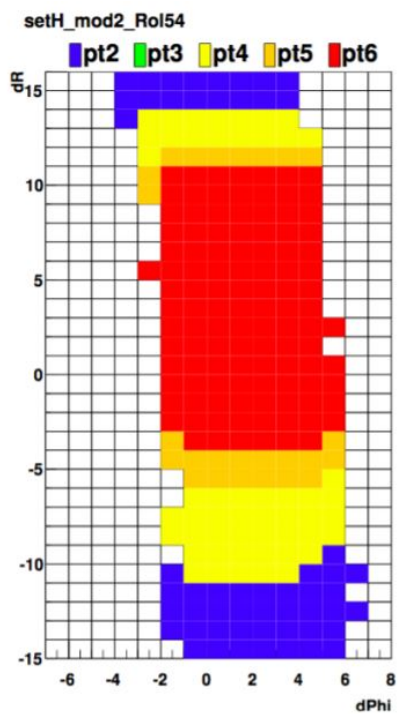


図 3.5 高い p_T 閾値のときのコインシデンスウィンドウの例 [18]。横軸はロード中心と TGC ヒットの ϕ の差 $\Delta\phi$ 、縦軸は R の差 ΔR である。 $\Delta\phi$ 、 ΔR によってどの程度の p_T であるかが 6 段階で定義されている。

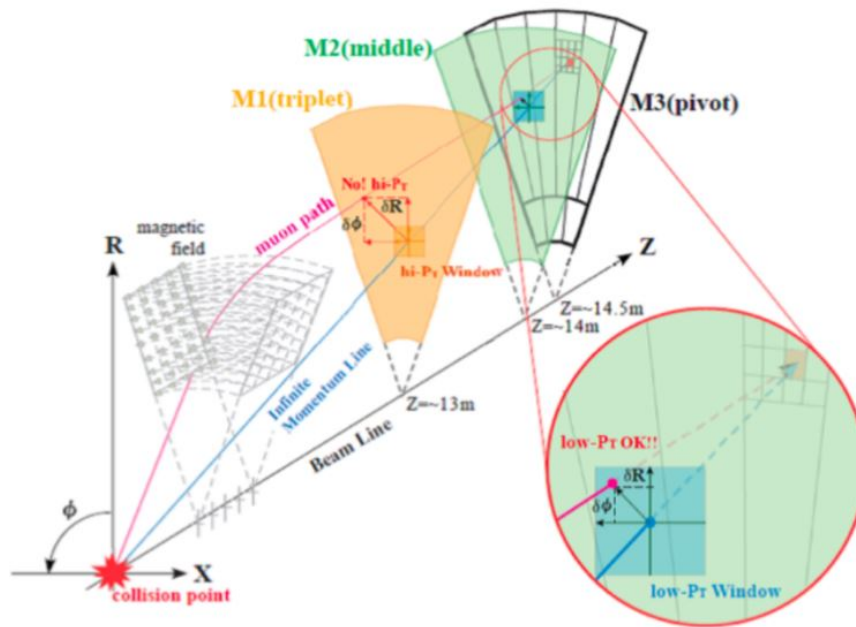


図 3.6 エンドキャップ部レベル 1 トリガーにおける p_T 閾値の決定 [19]

3.2.2 Level 2 Standalone muon trigger (L2MuonSA)

MuonSA では L1 から渡される位置情報 RoI の周辺に領域を絞って、より正確にミューオンの方向および横運動量 (p_T) を再構成する。その重要な役割は次の 2 つである。

- RoI 内の精密飛跡検出器の情報を短い計算時間で処理し、より精度のよい横運動量 (p_T) 計算によって閾値以下のミューオンを減らす。
- 後段の muComb で内部飛跡検出器の飛跡と組み合わせた p_T を計算ができるように、ミューオン検出器での飛跡の再構成を行う。この飛跡は muComb において内部飛跡検出器の領域まで外挿され、内部飛跡検出器で再構成された飛跡と組み合わせられる。

以下詳細を述べる。

MuonSA は、RPC, TGC フィットによるロードの決定、MDT フィットによるスーパーポイント (SP) の決定、SP から p_T と相関のあるパラメータの導出、 p_T と相関のあるパラメータを Look Up Table (LUT) の入力とした p_T の導出、 p_T 閾値による事象の選別の各段階に分けられる。

ロードの決定

ロードの決定にはエンドキャップ部では TGC, バレル部では RPC の情報を用いる。なおここで言うロードは MDT ヒットを集めるためのものであり、レベル 1 トリガーで定義されたロードとは範囲が異なる。MuonSA では RoI 周辺の RPC, TGC ヒットを使い、それぞれのヒットを通る直線をフィッティングにより求め、ロードとして定義する。この

時 RPC, TGC 各層における位置情報も改めて計算され、状況に応じて用いられる。特に MDT で ϕ 情報を計算することは出来ないため、エンドキャップ部では TGC、バレル部では RPC で計算された ϕ 情報が MuonSA の ϕ 情報として用いられる。

バレル部では、Middle, Outer のみに RPC が設置されているため、それぞれにおけるロードをまず定義する。エンドキャップ部では Middle は Middle TGC (M1, M2, M3) の情報、Inner は Inner TGC の情報を用いてロードを決定する。また Inner TGC が存在しない領域では、Middle TGC の情報から計算した p_T (後述) と位置情報から Inner まで飛跡を外挿し、Inner のロードを定義する。

RPC および TGC フィットに失敗した場合は、衝突点と RoI を直線で結びロードを定義する。

スーパーポイント (SP) の決定

MuonSA では各ステーション (Inner, Middle, Outer, EE などの MDT チェンバーの層をまとめてステーションと呼ぶ) での MDT チェンバー中心において (Endcap 部では Z 軸に、Barrel 部では R 軸に対して)、計算されたミューオンの通過地点、および飛跡の傾きや切片をまとめてスーパーポイント (SP) と呼ぶ。まずは MDT フィットに用いる MDT ヒットをロード内から選択する。その中で層ごとにロード中心と各チューブの距離 (MDT hit residual) を計算し、最も近いチューブを選択する (図 3.7)。次に選択した各チューブのドリフト半径を用いてより正確な飛跡再構成を行う。ミューオンの飛跡は各チューブのドリフト円の共通接線であると考えられるため、ドリフト半径の情報も含めて直線フィットを行い、選択された全チューブの共通接線として最も χ^2 の一番良いものを各ステーションでのミューオンの飛跡として定義する (図 3.8)。このとき各 MDT チェンバーの中心線とフィットして得られた飛跡の交点を SP の R および Z 座標とし (図 3.8)、飛跡の傾きを SP の傾き、 R 軸の交点を SP の切片として定義する。

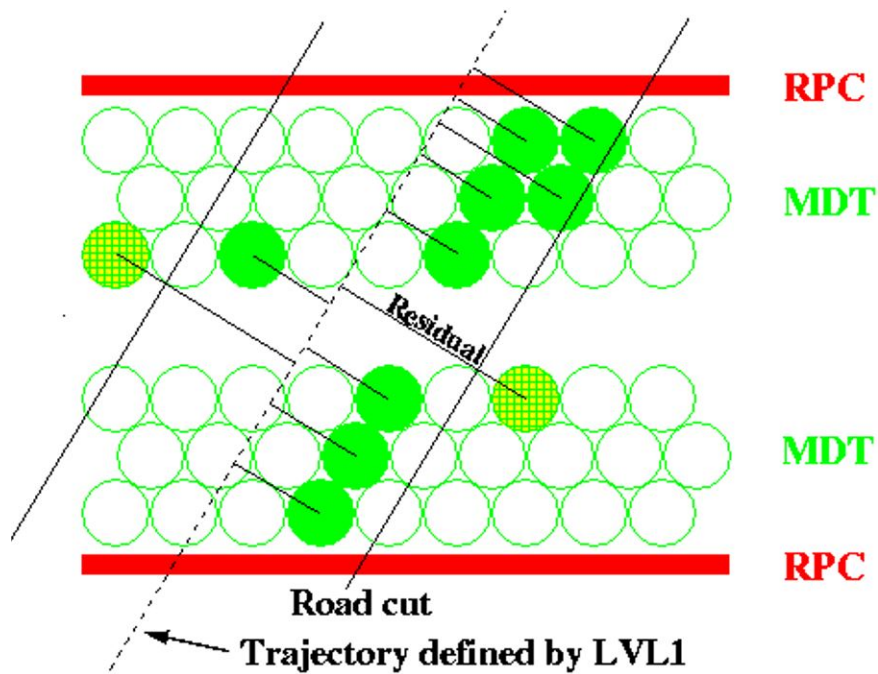


図 3.7 バレル部 MDT における MDT ヒット選択の模式図 [20]

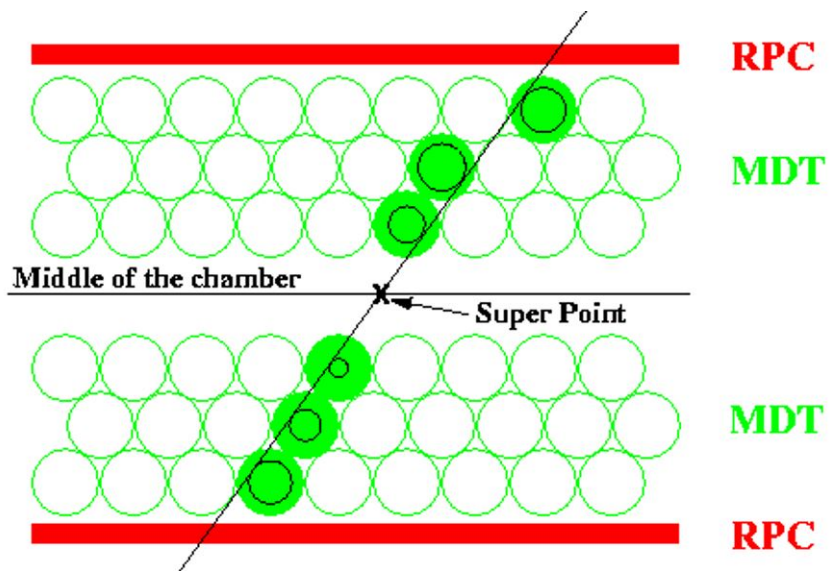


図 3.8 バレル部 MDT における、各層で選ばれたチューブのドリフト円のフィット [20]

SP を用いた p_T と相関があるパラメータの導出

各 MDT の SP を使いミューオンの p_T を求める。バレル部では Inner, Middle, Outer の MDT は磁場領域内に配置されているため、SP から円軌道を再構成し、その半径 (Barrel Radius) を p_T と相関のあるパラメータとして定義する (図 3.9)。3 つの MDT 全てで SP が計算できた場合は、3 点から円軌道を再構成しその半径を計算する。3 つの MDT のうち 2 つで SP が計算できた場合は、原点から Inner まで $R - Z$ 平面上で飛跡がまっすぐである (内部飛跡検出器でかかる磁場はビーム軸と平行方向であるため、 $R - Z$ 平面でミュー

オンはほとんど曲がらない) という条件を加えることで、円軌道を再構成する。計算できた SP が 1 つ以下の場合には再構成することができない。

エンドキャップ部では Inner, EE, Middle は磁場内、Outer は磁場外に設置されている。MuonSA では p_T と関連のあるパラメータとして α, β, γ を用いる。この時 ϕ 方向の飛跡は考えず、 $R - Z$ 平面に射影した飛跡を考える。 α は図 3.10 で定義され、以下の情報を用いて計算される。

- Middle SP の傾きと Middle, Outer SP の位置座標から得られる傾き
- Outer SP が無ければ、Middle SP の位置座標と傾き

β は図 3.11 で定義され、次の情報を用いて計算される。

- Inner SP の傾きと Middle, Outer SP の位置座標から得られる傾き
- Outer SP が無ければ、Inner SP の傾きと Middle SP の位置座標と傾き

γ は CSC がある領域のみで図 3.12 で定義され、次の情報を用いて計算される。

- CSC での SP の位置, Middle, Outer SP の位置座標
- Outer SP が無ければ、CSC SP の位置座標、Middle SP の位置座標と傾き

エンドキャップ部で α, β, γ いずれも計算できなかつた場合には、2 枚の Middle TGC (M1, M2) の位置情報から α を計算する。Middle の SP がなく、TGC フィットも失敗した場合はエンドキャップ部において飛跡再構成ができない。

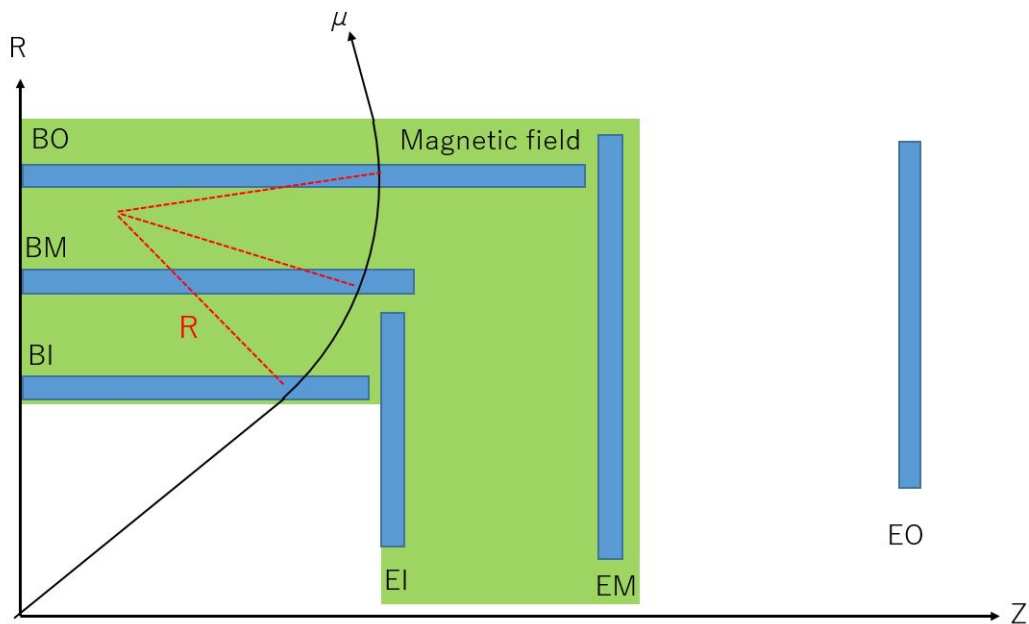


図 3.9 Barrel Radius の定義

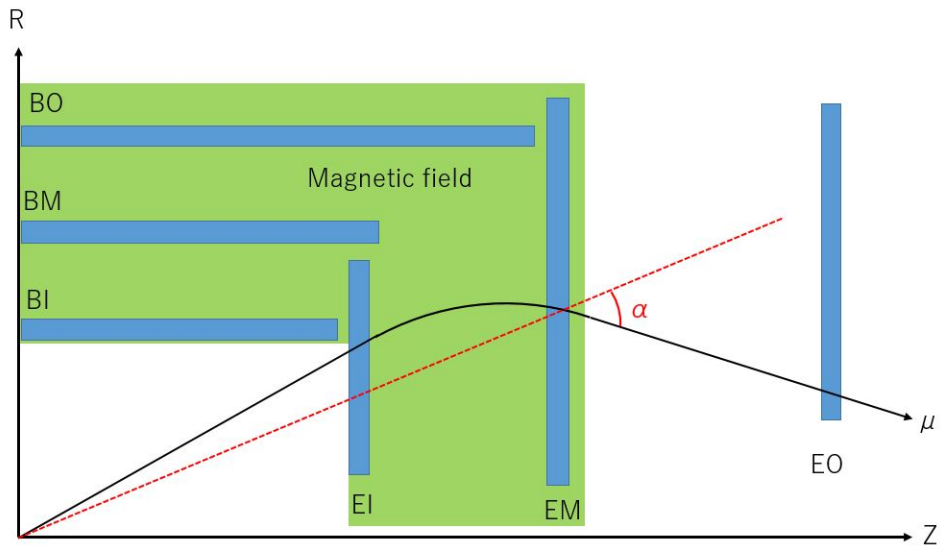


図 3.10 MuonSA における α の定義

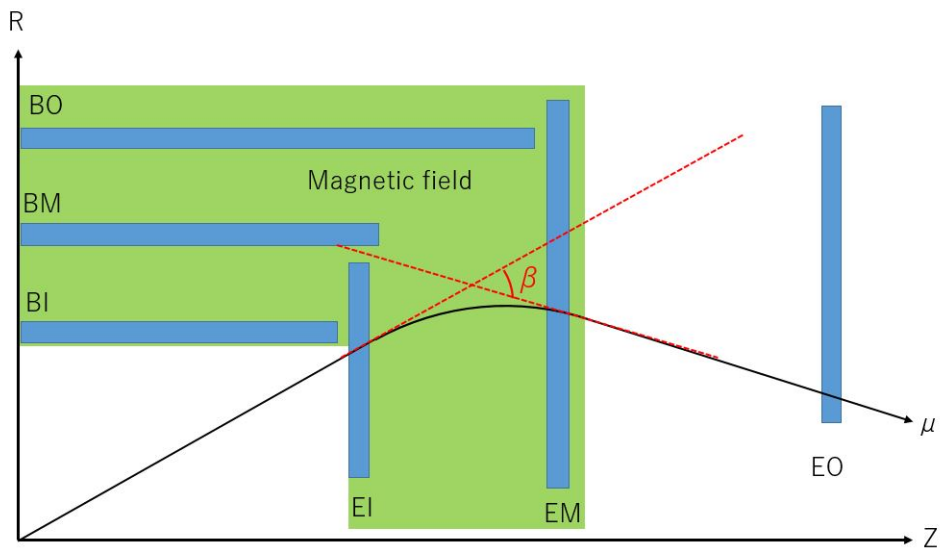


図 3.11 MuonSA における β の定義

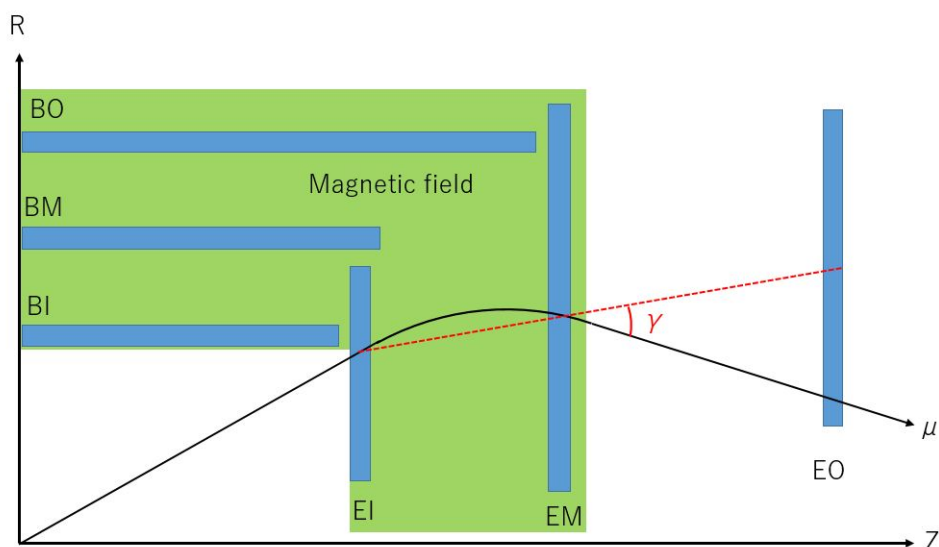


図 3.12 MuonSA における γ の定義

p_T と相関のある各パラメータから p_T を計算

上記の各パラメータから p_T を導出する。MuonSA では事象を高速で処理することが求められるため、 p_T と相関のあるパラメータから p_T を毎回計算するのではなく、あらかじめ両者の関係性を定義した表 (Look Up Table) をメモリ上に用意しておき、 p_T と相関のあるパラメータが計算された後即座に p_T を導出できるようにしている。

バレル部では Barrel Radius と η の相関関係が、 $\text{sector} \times Q \times \eta \times \phi = 4 \times 2 \times 30 \times 30$ で分割された領域で定義されている。ここで sector は Small, Large, Small Special, Large Special のステーションを、 Q はミューオンの電荷を表す。また η 方向は η の正負にまたがって 30 分割、 ϕ 方向はまず検出器の 8 回対称性を仮定した後さらに 30 分割している。ここで領域分割に用いる η は、Inner SP の η (Inner SP が定義できない場合は、ミューオンチェンバー第一層における η) を用いる。 ϕ については、Middle RPC の ϕ (RPC フィットに失敗した場合は RoI の ϕ) を用いる。バレル部では Barrel Radius の値から LUT を参照して p_T を導出する。各領域ごとに Barrel Radius と p_T の関係がパラメータ A, B を用いて、以下のような一次関数で定義されている。

$$p_T = A \times R + B \quad (3.1)$$

各領域について A, B の値があらかじめ決定されているため Barrel Radius が計算されれば上式から即座に p_T を導出することができる。バレル部では p_T は Barrel Radius のみを用いて計算される。

エンドキャップ部では α, β, γ と p_T の相関関係が $\eta \times \phi \times (Q \times \eta / |\eta|) = 30 \times 12 \times 2$ で分割された領域で定義されている。ここで $Q \times \eta / |\eta|$ は charge と η をかけた数の正負がどちらかで定義される量であり、飛跡の曲がる方向を表す変数である。 η 方向は η の絶対値に対して全領域を 30 分割、 ϕ 方向は検出器の 8 回対称性を仮定した後、線対称を仮定し

た上にさらに 12 分割する。ここで領域分割に用いる η, ϕ は、TGC フィットに成功した場合は TGC Middle の η, ϕ を、失敗した場合は RoI の η, ϕ を用いる。各領域では α, β, γ と p_T の関係が、パラメータ A, B を用いて、以下の様な二次関数の式で表される。

$$\alpha = A \times \left(\frac{1}{p_T} \right) + B \times \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (3.2)$$

なお二次関数の定数成分は、 p_T に上限を持たせないように 0 にしてある。式 3.2 を p_T について解くことによって以下の式を得る。

$$\frac{1}{p_T} = \frac{-A + \sqrt{A^2 + 4B\alpha}}{2B} \quad (3.3)$$

α, β, γ が計算されたら、式 3.3 を用いて同様に即座に p_T を算出できる。エンドキャップ部において、 p_T は α, β, γ および TGC- α から計算される。どの p_T を用いるかは、分解能および p_T を大きく間違える可能性などを考慮し、図 3.13、3.14 の条件で定義する。ここで α, β, γ および TGC の情報から計算された p_T をそれぞれ $p_{T,\alpha}, p_{T,\beta}, p_{T,\gamma}, p_{T,TGC}$ と表す。MuonSA はエンドキャップ部およびバレル部で導出された p_T, η, ϕ の情報を磁場により飛跡が曲がることを想定して原点まで外挿した値を用いる。また CSC のある領域では γ を使用し図 3.14 で選択する [21]。

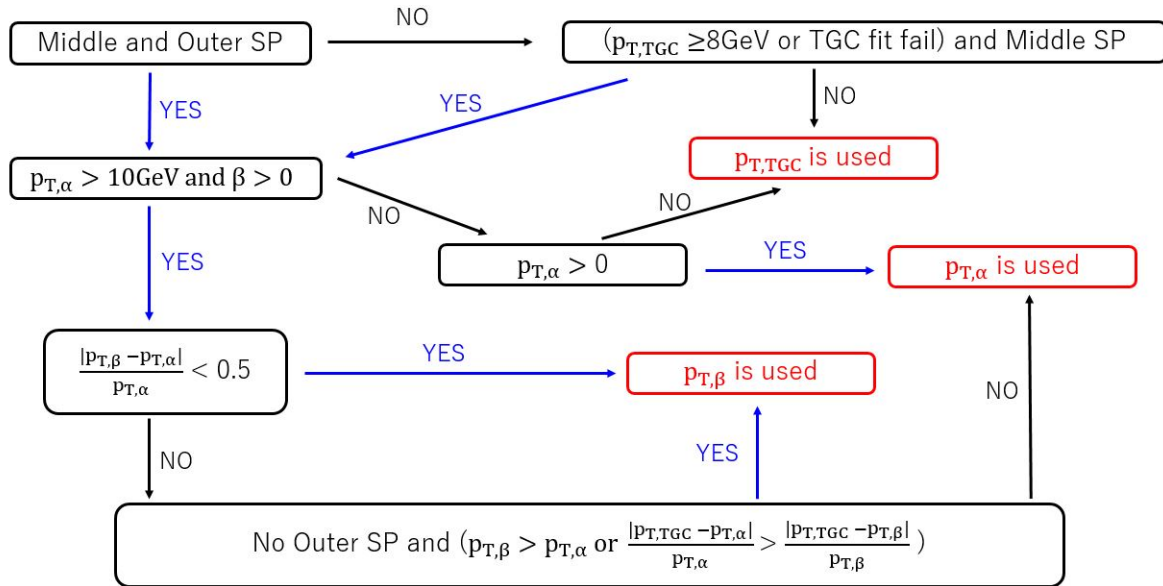


図 3.13 MuonSA における、 $p_{T,\alpha}, p_{T,\beta}, p_{T,TGC}$ の選択条件

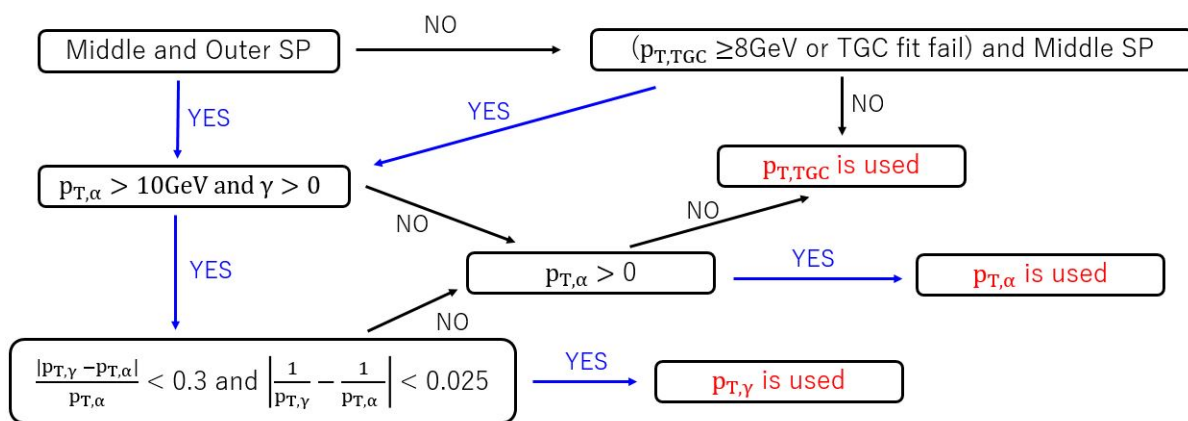


図 3.14 MuonSA における、 $p_{T,\alpha}$ 、 $p_{T,\gamma}$ 、 $p_{T,TGC}$ の選択条件。CSC で再構成された場合 γ を使用して選択を行う。

3.2.3 Level 2 Combined muon trigger (L2muComb)

Combined muon trigger (muComb) では、内部飛跡検出器 (Inner Detector, ID) で再構成したミュオンの飛跡を使用する。まず、前段階の MuonSA で再構成したミュオン検出器内の飛跡を ID の位置まで外挿する。外挿された飛跡の周辺の決められた範囲内で ID の飛跡を探索し、 η 、 ϕ 、charge、 p_T 等の対応の取れた飛跡の p_T ($= p_{T,ID}$) を取得する。 $p_{T,ID}$ と MuonSA の p_T ($= p_{T,SA}$) との重み付き平均によって muComb の p_T ($= p_{T,CB}$) を計算する (式 3.4)。

$$\frac{1}{p_{T,CB}} = \frac{\omega_{ID} \times \frac{1}{p_{T,ID}} + \omega_{SA} \times \frac{1}{p_{T,SA}}}{\omega_{ID} + \omega_{SA}} \quad (3.4)$$

ω_{ID} 、 ω_{SA} は ID の p_T と MuonSA の p_T のウェイトである。これらのウェイトはそれぞれの p_T 分解能によって決定されている。このようにして得た $p_{T,CB}$ が閾値を超えたミュオンを選別する。

3.2.4 Event Filter

Event Filter(EF) は全検出器の情報を使用してミュオンの飛跡を再構成する。再構成アルゴリズムはオフラインでの再構成と同等であるため、正確な判定ができる。基本的には p_T に対する閾値を設定することでミュオン候補の選別を行うが、ミュオンの内部飛跡検出器の飛跡の周辺に他の飛跡が存在しないこと (アイソレーション) や 2 ミュオンの不変質量が何らかの共鳴付近にあることを要求した選別も可能である。これらの p_T 以外の条件による選別は閾値を低く保ったままトリガー発行レートを抑制することができるため、低い p_T のミュオンを含む事象を取得するために有用である。

3.3 ミューオントリガーのトリガーチェーン

実際にデータを取得する時は、L1, L2, EF を組み合わせたトリガーを要求する。このトリガーの組み合わせのことをトリガーチェーンと呼んでいる。ATLAS 実験では目的とする物理に対応して複数のトリガーチェーンが並行して稼働している。それぞれのトリガーチェーンは固有の名称を持っている。例えば 1 本のミューオンに対して p_T 閾値 10 GeV を要求するトリガーは HLT_mu10、2 本のミューオンに対して p_T 閾値 4 GeV を要求するトリガーは HLT_2mu4 と呼ばれる。HLT_mu10 のような、1 本のミューオンに対して低い p_T 閾値を要求するトリガーは、処理速度や記録容量の制限からプリスケールされるため、多くの統計を得ることができない。低い p_T のミューオンの統計をより多く取得するためには、HLT_2mu6 のようなプリスケールされない複数のミューオンを要求するトリガーを用いたり、ジェットや電子などの粒子に対するトリガーも組み合わせて使う必要がある。またミューオンに対してアイソレーション条件を要求するトリガー (HLT_mu20_loose_L1MU15) や、レベル 2 までは 1 本のミューオンに対するトリガーとして稼働し、EF から 2 本目のミューオンを探索するトリガー (FS) のように、特殊な条件を加えることでプリスケールを回避するトリガーチェーン (HLT_mu18_2mu0noL1_JpsimumuFS) も存在する。

一例として 2017 年の物理解析用のミューオントリガーメニューを表 3.1 に示す。

ミューオン	トリガー
シングルアイソレーションミューオン	mu26_ivarmedium
シングルノーアイソレーションミューオン	mu60
ダイミューオン	2mu14

表 3.1 物理解析で使われるミューオントリガーの一覧

3.4 オフラインミューオン再構成

データに記録された事象、つまり EF まで通過した事象はもう一度全検出器情報を用いてミューオン再構成を行う。これをオフラインミューオン再構成と呼ぶ。ミューオン検出器では主に MDT と CSC のヒット情報を用いてミューオン再構成を行う。トリガー稼働中とは異なり時間の制約が少ないため、より正確な事象再構成が可能である。例えばオフラインミューオン再構成では、EF での再構成では使わなかったカロリメータの情報を用いて、ミューオンのエネルギーの補正等を行っている。以降 MuonSA の性能を評価する場合は、オフラインミューオン再構成の結果を正しいと仮定して、 p_T 分解能などを求める。

オフラインミューオン再構成は、ミューオン検出器のみを用いて再構成を行うスタンドアロンミューオン、内部飛跡検出器も用いるコンバインドミューオンに分類される。基本的にはより多くのヒット点を用いるコンバインドミューオンの方が p_T 分解能が高いため、物理解析では主にこちらが用いられる。コンバインドミューオンはさらに、Extrapolated (ME)、

Combined (CB)、Segment-tagged (ST)、Calorimeter-tagged (CT) の 4 つに分類される。

ME は、内部飛跡検出器の情報は最小限しか用いず、主にミューオン検出器で再構成された飛跡の情報を用いる再構成法である。ミューオン検出器では、基本的にミューオンの飛跡が少なくとも 2 層のチェンバーを通過していることを要求するが、フォワード領域では少なくとも 3 層のチェンバーを通過していることを要求する。ME は内部飛跡検出器に感度がない $2.5 < |\eta| < 2.7$ の範囲でも、ミューオンの再構成が可能である。

CB は、内部飛跡検出器とミューオン検出器でそれぞれ独立に再構成された飛跡を、組み合わせてフィットし直す再構成法である。フィットの精度を向上させるため、ミューオン検出器の情報をを用いない場合もある。

ST は、まず内部飛跡検出器でミューオンの飛跡を再構成した後、その飛跡をミューオン検出器まで外挿し、その飛跡に付随する MDT または CSC ヒットを加えてもう一度再構成を行う。この方法を用いることで、ミューオンの p_T が低い場合や、ミューオンが検出器の感度がない場所を通過してしまったことによりミューオン検出器で 1 層のチェンバーしか通過していない場合でも、ミューオン再構成が可能である。

CT は、内部飛跡検出器でミューオンの飛跡を再構成した後、その飛跡がカロリメータで落としたエネルギーがミューオン由来のものかを判定し再構成する。4 つのコンバインドミューオンによる再構成法の中で最も識別精度が悪いが、 $|\eta| < 0.1$ のようなミューオン検出器が置かれていない領域で、ミューオン再構成が可能である。

第4章 ミューオン検出器におけるフェイクヒット

4.1 フェイクヒットとその成因調査の目的

フェイクヒットとはミューオンの飛跡と関連のない、もしくは飛跡再構成に悪影響を及ぼすを及ぼすヒットのことを指す。フェイクヒットによりミューオン飛跡再構成を大きく間違えると、横方向運動量の精度が下がる。

図 4.1 にインナーステーションにおけるミューオンの飛跡再構成のイベントディスプレイを示した。このように MDT にはミューオンと無関係なヒットがミューオンの周りに広く分布している。

図 4.2 は瞬間ルミノシティとフェイクヒット数の相関図である。ここでのフェイクヒットは MDT 全体に広がっているヒットのうち飛跡再構成に使われなかったヒットを数えている。図 4.2 に示すように瞬間ルミノシティに比例してフェイクヒットが増えていることがわかる。今後 Run3, Run4 では更にルミノシティを上げることから、フェイクヒットが増加し大きな問題になることが予想される。

このフェイクヒットに対抗する研究はされてきたが、フェイクヒットの成因については明確な答えが明らかではなかった。今後このフェイクヒットを対処するために、成因の候補を調査した。

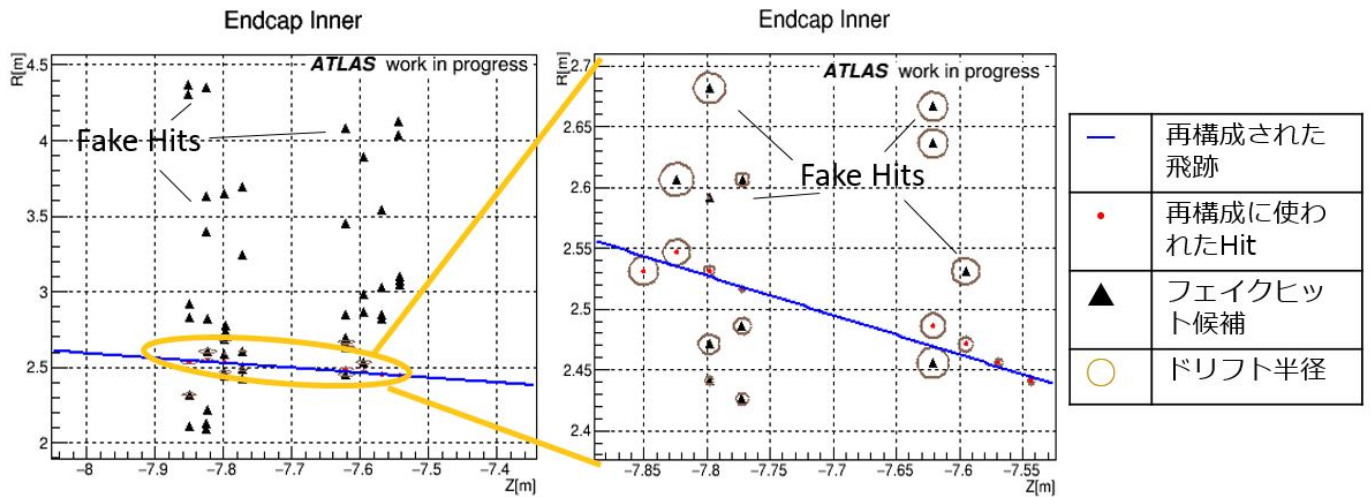


図 4.1 フェイクヒットを含んだ MDT のイベントディスプレイ

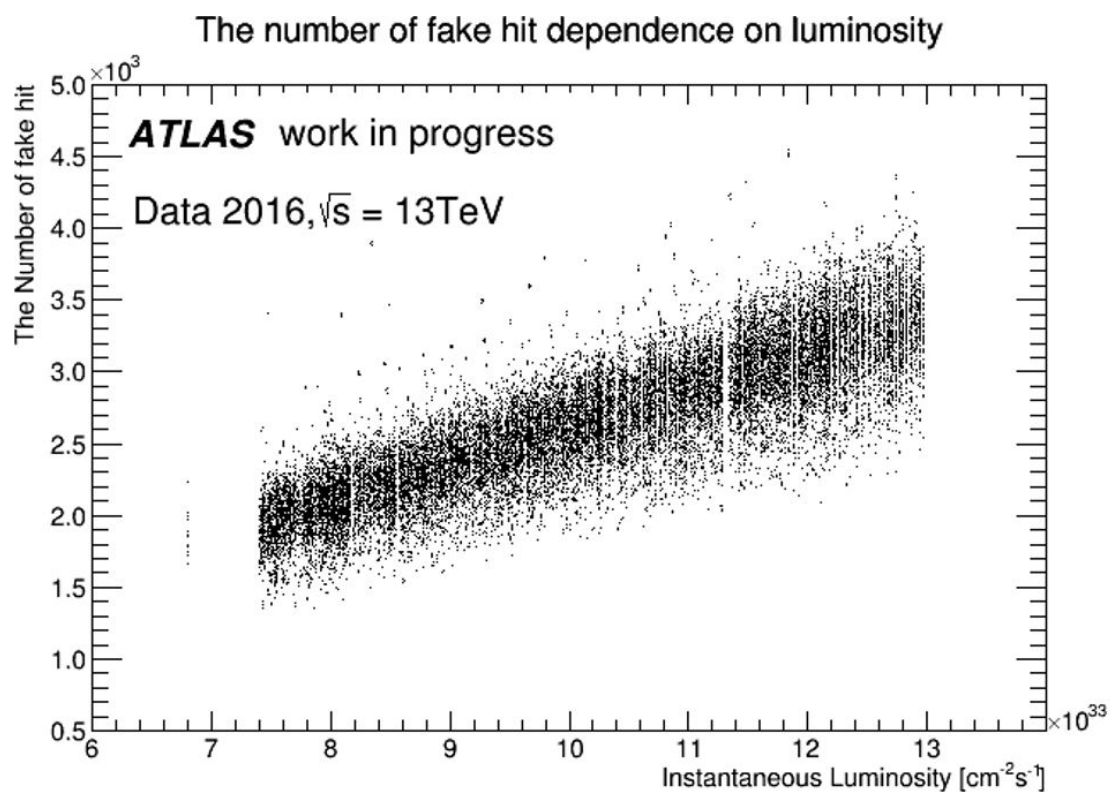


図 4.2 フェイクヒットと瞬間ルミノシティの関係

4.2 フェイクヒットの成因候補

4.2.1 ミューオンと相関のあるフェイクヒット

ミューオンは Minimum Ionizing Particle (MIP) と呼ばれており、物質中でエネルギーをほとんど落とさないので様々な物質を通過する。ATLAS 実験で検出されるミューオンは十分にエネルギーが大きいいため図 4.3 のように物質中の電子を散乱し δ -ray と呼ばれる 2 次電子を放出する。その電子がフェイクヒットを生んでいる可能性がある。これについて調査した。

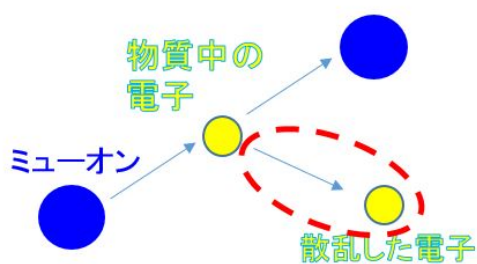


図 4.3 ミューオンが物質中の電子を散乱するイメージ図

イベントセレクション

ミュオン由来のフェイクヒットを調べるために、ミュオンとジェットに対してセレクションを行った。

- $1.4 < \eta_{\text{muon}} < 1.5$

Muon 検出器の端の効果をできるだけ減らすため、エンドキャップ部の検出器の中心を通るミュオンを選択した。

- $E_{\text{jet}} > 12\text{GeV}$
- 全てのジェットとの $dR > 0.5$

ミュオンの周りにジェットが無いことを要求する。

$$dR = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (\Delta\eta, \Delta\phi \text{ はジェットとミュオンとの差})$$

4.2.2 ミュオン由来のフェイクヒットの定量的評価

上記のようにイベントセレクションを行い、これのフェイクヒットの影響の評価を行った。評価方法として、 R 方向に対するヒット数の分布とミュオンからの距離に対するヒット数分布を調べた。

図 4.4, 4.5 に選ばれたミュオンの η 分布を示す。また図 4.6 には R 方向に対して MDT に反応したヒット数の分布を示した。これから $1.4 < \eta < 1.5$ の範囲でヒット数が増えていることが分かる。次にこの R 位置依存の分布から、各イベントのミュオンからの距離に直した分布が図 4.7 である。

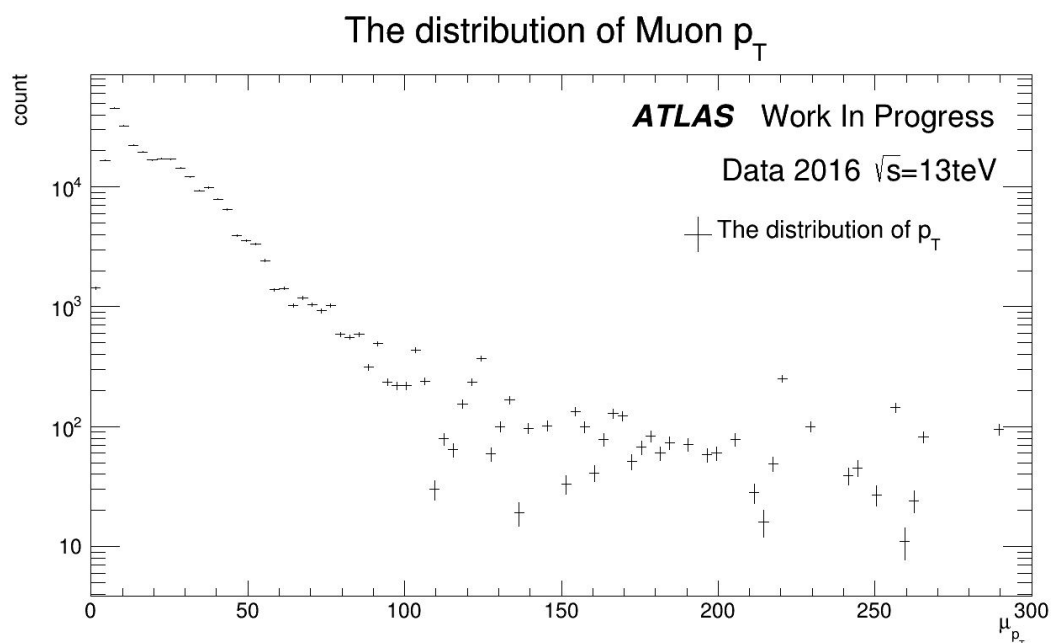


図 4.4 ミュオンの p_T 分布

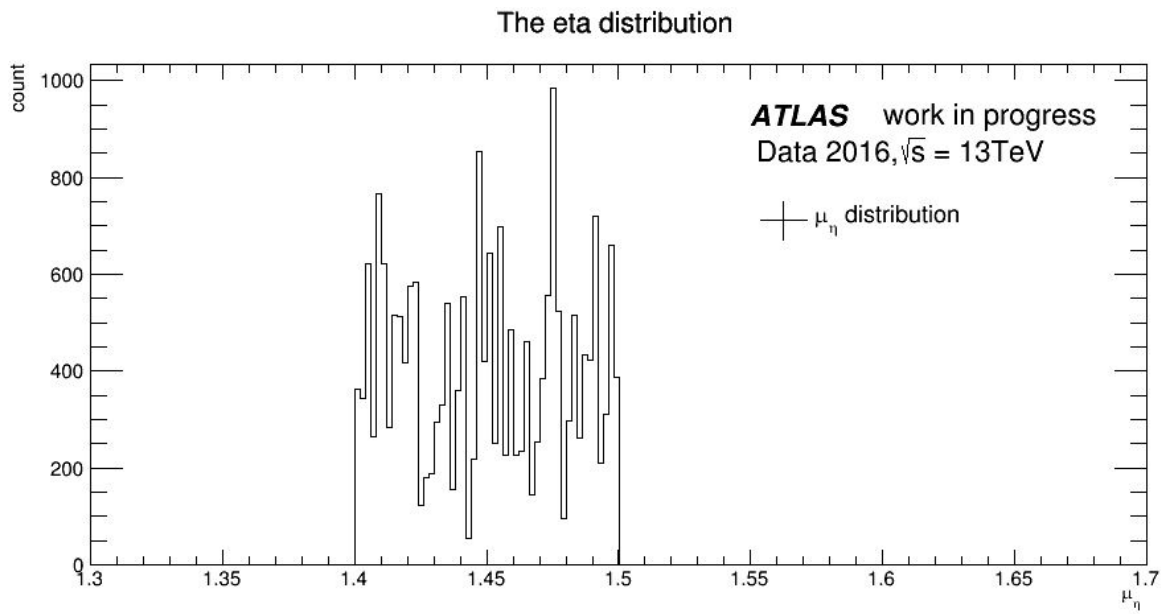


図 4.5 ミューオンの η 分布。 $1.4 < \eta < 1.5$ の範囲で分布している。

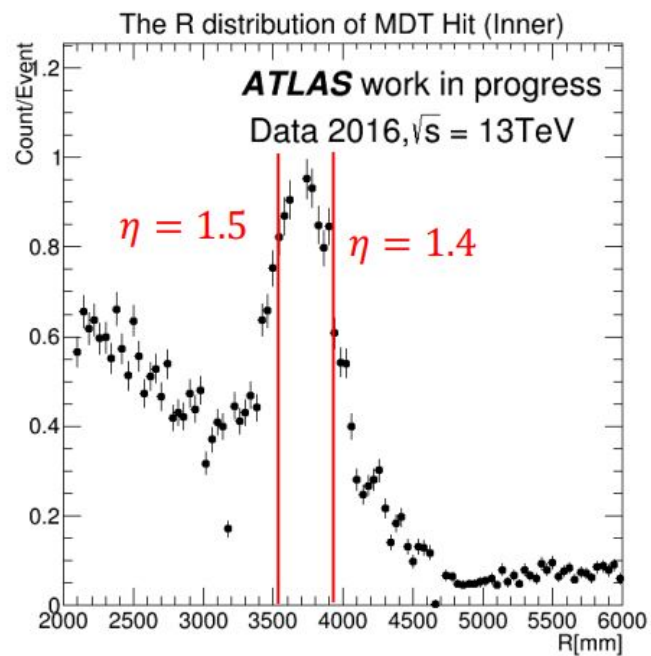


図 4.6 R 位置に対するヒット数の分布。 ミューオンの分布する $1.4 < \eta < 1.5$ の範囲でヒット数が増えていることが分かる。

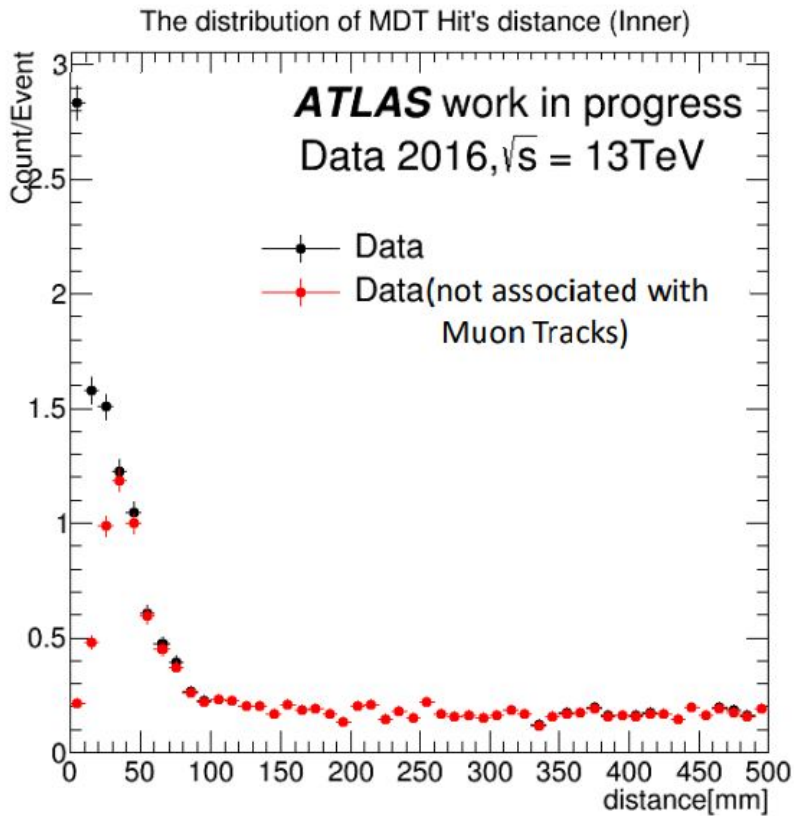


図 4.7 ヒット数のミュオンからの距離に対する分布。赤色の分布がミュオンの飛跡再構成に使われなかったヒットの分布を指す。

図 4.7 の赤色の分布がミュオンの飛跡再構成に使われなかったヒットの分布である。その結果から、使われなかったヒットがミュオンから 100 mm 以内に多く分布していることがわかる。今ジェットの影響がないものとして考えると、ミュオン由来のフェイクヒットと考えられる。このようにフェイクヒットはミュオン自体が他の粒子と相互作用して生じることがある。

4.2.3 ジェット由来のフェイクヒットの定量的評価

フェイクヒットの成因候補として、ジェット由来が考えられる。図 2.14 に示すようにミュオン検出器のインナーステーションはカロリメータと隣接している。カロリメータはジェットのエネルギーを全て吸収することで、カロリメータ内でエネルギーを測定する。しかし、エネルギーを吸収しきれない場合やカロリメータに隙間があるとジェットがカロリメータを突き抜け、ジェットを構成している荷電粒子がミュオン検出器に影響を及ぼすことが想定される。この影響について調査した。

イベントセレクション

ジェットの影響を調査するため、イベントを以下のように選んだ。

- $1.4 < \eta_{\text{jet}} < 1.5$
エンドキャップ・ミュオン検出器の端の効果無くするため。

- ミューオン飛跡再構成に使われたヒットを除く。

4.2.4 ジェット由来の影響

ミューオン由来と同様に評価方法として、 R 方向に対するヒット数の分布とジェットからの距離に対するヒット数分布を調べた。まず図 4.8, 4.9 にセレクションされたジェットのエネルギーと η 分布を示している。また R 依存に対するヒット数分布を図 4.10 に示した。この R 依存の分布から、各イベントのジェットからの距離に直した分布が図 4.11 である。この分布は 500 GeV 以上のジェットのみ使用している。

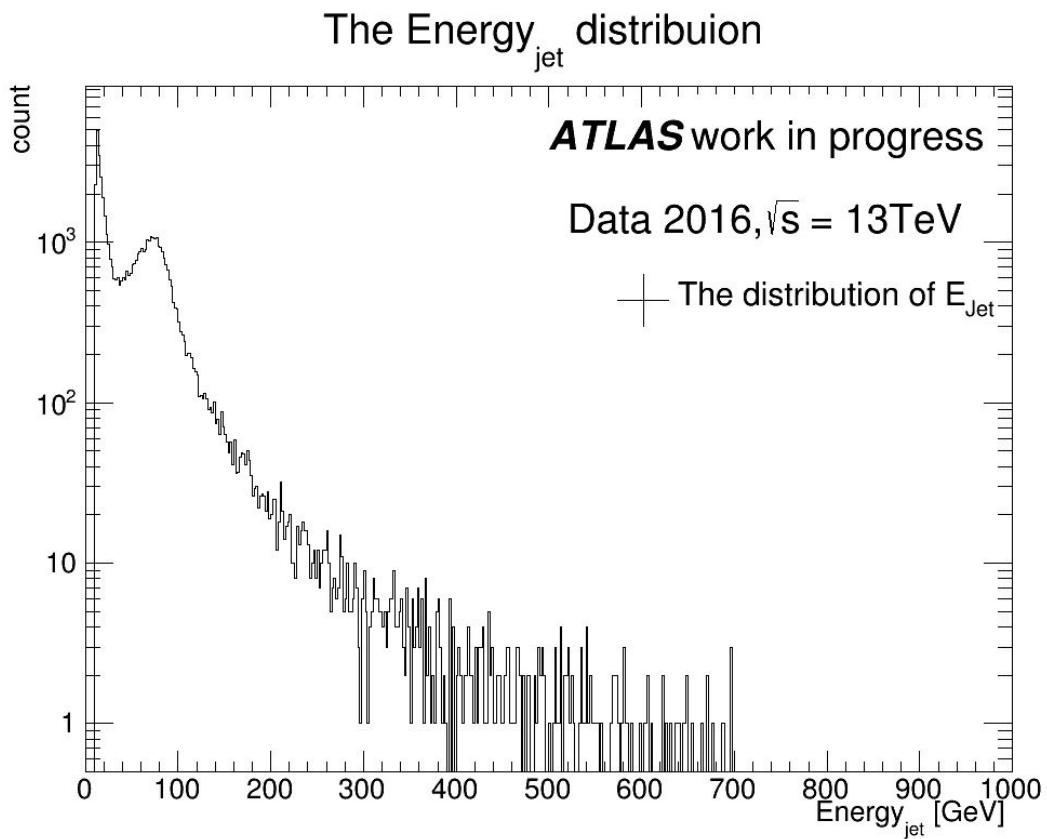


図 4.8 ジェットのエネルギー分布

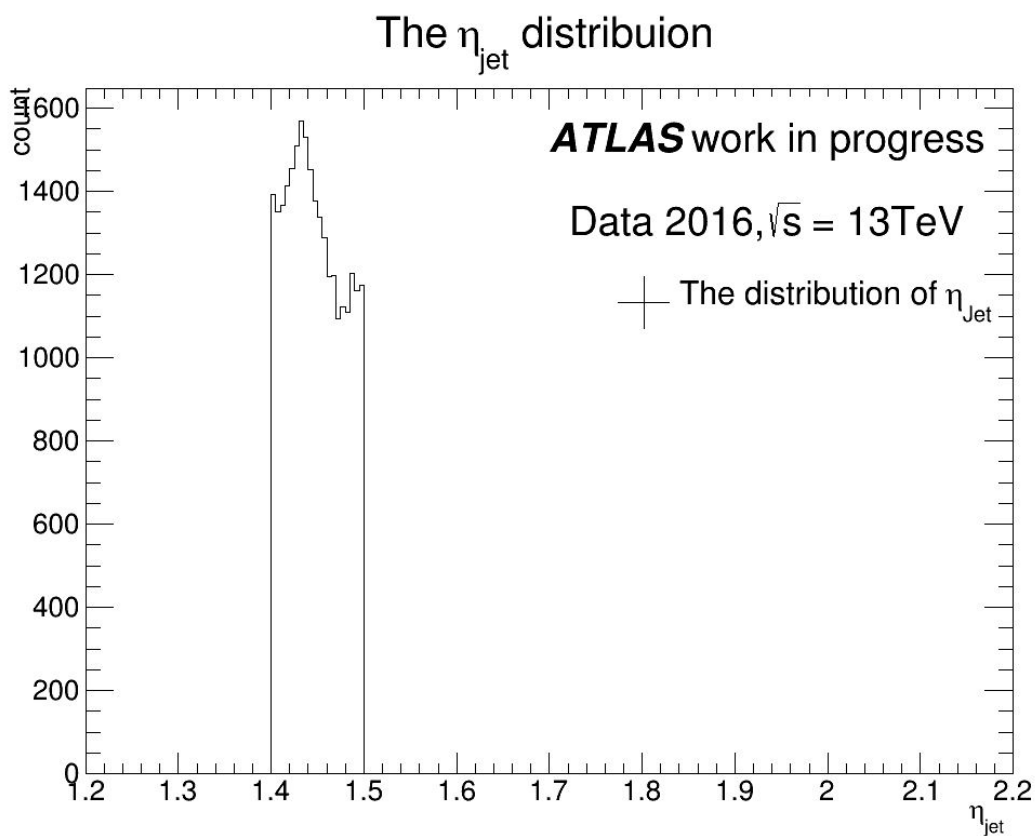


図 4.9 ジェットの η 分布。イベントセレクションしたように $1.4 < \eta < 1.5$ の範囲で分布している。

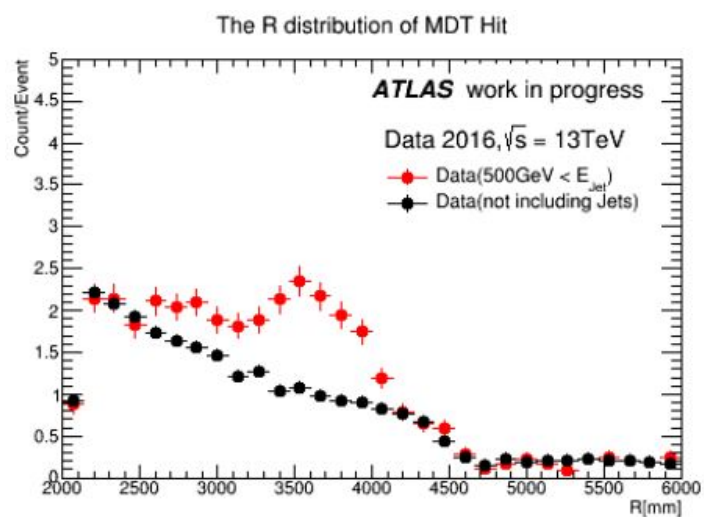


図 4.10 R 位置に対するヒット数の分布。

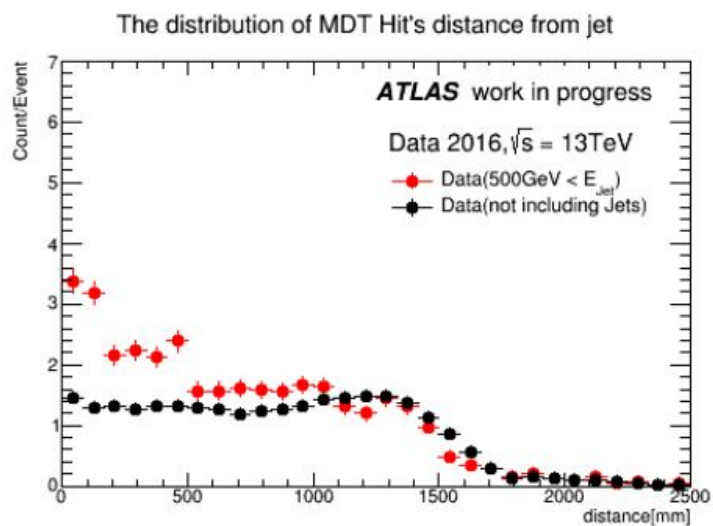


図 4.11 ジェットからの距離に対するヒット数の分布。黒色の分布がジェットを含まないイベントのヒットの分布を指す。ジェットがある場合はジェットからの距離 1000 mm 以内でヒット数が増加していることがわかる。

図 4.11 からわかるように、ジェットがなかった場合（黒色の分布）と比べ、インナーステーションではジェットからの距離 1000 mm 以内でヒット数が増加していることがわかる。つまり、ジェットの粒子がミュオン検出器に到達していることを示す。また他のエネルギー領域に対して同様の解析を行った。その分布が図 4.12 である。

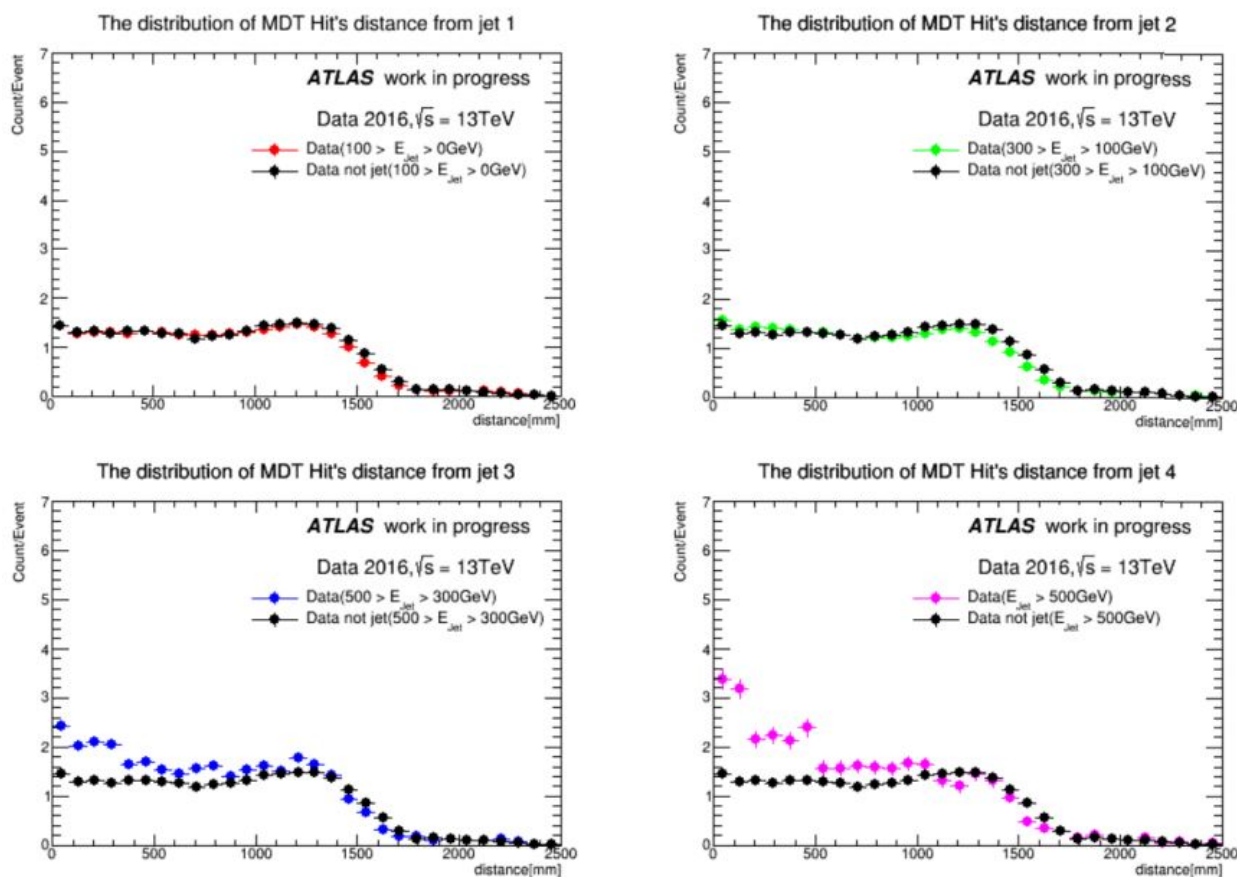


図 4.12 各ジェットのエネルギー領域におけるジェットからの距離に対するヒット数の分布。左上: $0 - 100\text{ GeV}$ 、右上: $100 - 300\text{ GeV}$ 、左下: $300 - 500\text{ GeV}$ 、右下: 500 GeV 以上

図 4.12 からわかるようにジェットのエネルギーに対してヒット数が増加していることがわかる。これはフェイクヒットの成因の一つがジェットの粒子であることを示している。

4.3 シミュレーションとの比較

これらの成因候補がシミュレーションで再現されているか調査した。ミューオン由来のフェイクヒット比較する際には $Z_{\mu\mu}$ のサンプル、ジェット由来のフェイクヒットを比較する際にはマルチジェットのサンプルを使用した。

4.3.1 ミューオン由来のフェイクヒット

ミューオン由来のフェイクヒットについてシミュレーションと比較を行った。今回、ミューオン周りのヒット分布で比較を行った。その結果が図 4.13 である。

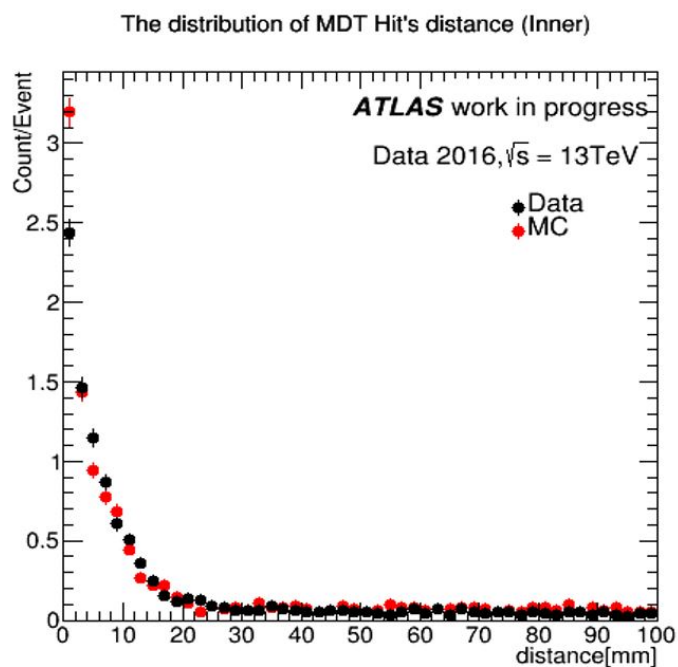


図 4.13 ミューオン周りのヒット分布 (黒：データ 赤：シミュレーション)

またミューオンから距離 0 – 3 mm と 3 – 15 mm 以内のヒット数を各ステーションで比較も行った。その結果が図 4.14,4.15 である。

距離3mm以内のヒット数 (飛跡のヒット)

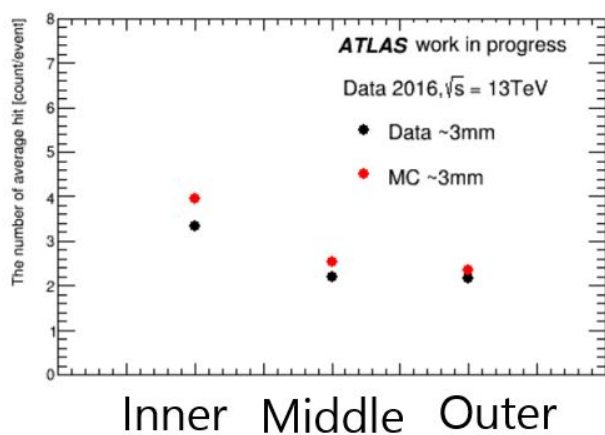


図 4.14 ミューオンから 3 mm 以内のヒット数 (黒：データ 赤：シミュレーション)

3~15mmの距離の範囲のヒット数 (ミュオンと散乱した電子)

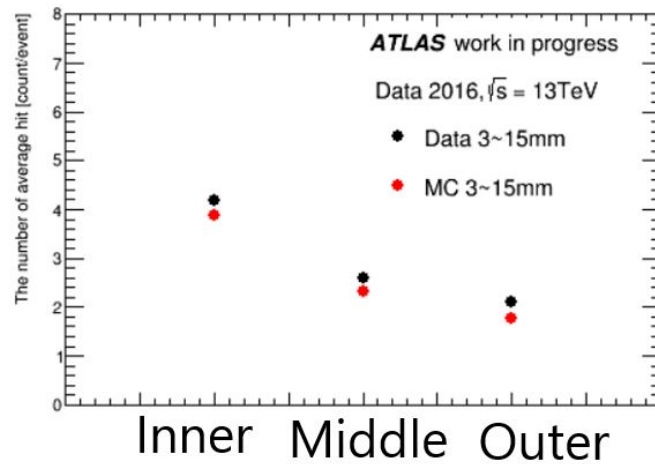


図 4.15 ミュオンから 3 – 15 mm のヒット数 (黒：データ 赤：シミュレーション)

まずミュオンに近い 0 – 3 mm のヒット数分布ではシミュレーションの方がヒット数が多く分布する結果を得られた。また離れた 3 – 15 mm 以内では逆にシミュレーションの方がヒット数が少なく、シミュレーションでは完全に再現されていないことが分かった。しかし、大きな違いは見られずシミュレーションで概ね再現されていることが分かった。

4.3.2 ジェット由来のフェイクヒット

ジェット由来についても図 4.12 ように同様の解析を行い比較した。また今回ジェットがある場合でヒットが増えている分をデータとシミュレーションと比較した。まずシミュレーションでの解析結果が図 4.16 である。

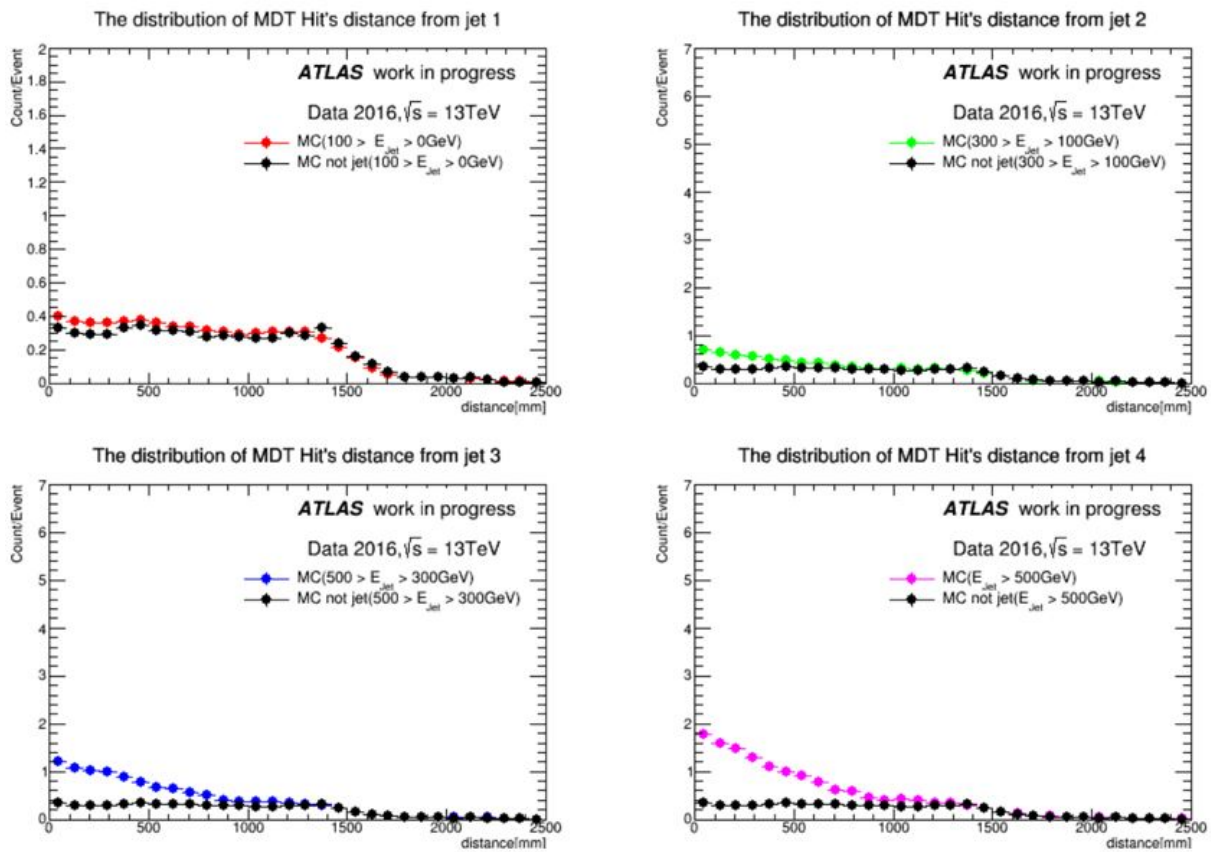


図 4.16 各ジェットのエネギー領域におけるジェットからの距離に対するヒット数の分布。左上: 0 – 100 GeV、右上: 100 – 300 GeV、左下: 300 – 500 GeV、右下: 500 GeV 以上

図 4.16 からシミュレーションでもジェットのエネギー依存性を確認できた。次にこのエネギー依存のヒット増加量をデータとシミュレーションで比較した。その結果が図 4.17 である。

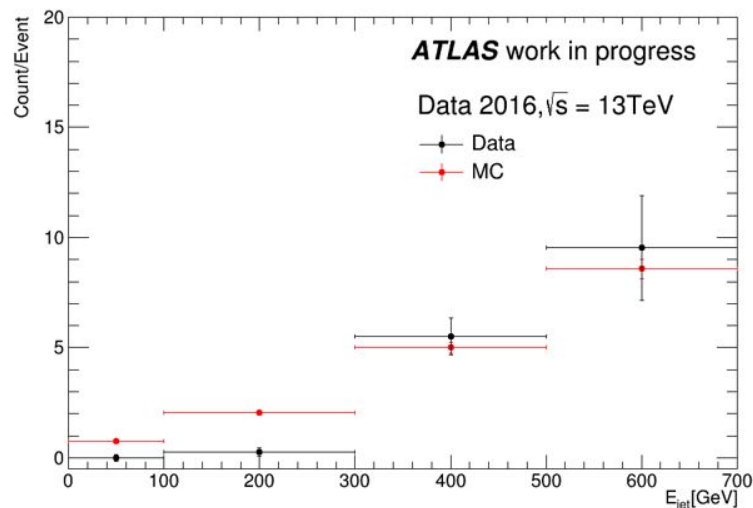


図 4.17 ジェットによるヒットの増加量の比較 (黒: データ 赤: シミュレーション)

ジェットのエネギーが比較的低い領域 (0 – 300 GeV) ではジェットの影響が再現でき

てないことが分かる。しかし、エネルギーが比較的高い領域において誤差の範囲で再現されている。これらの結果から概ね再現されていることが分かった。

4.4 フェイクヒットのまとめ

今回、ミューオン検出器におけるフェイクヒットについて2つの候補、ミューオン由来とジェット由来について調査した。ミューオン由来では主要な要因として δ -rayが考えられ、ミューオンから100 mm以内にフェイクヒットを生じていることがわかった。またジェット由来についてはエネルギーが特に高い場合（500 GeV以上）に、現行のカロリメータでは全エネルギーを吸収できないことがあるため、あるいは隙間があるためジェットの粒子がミューオン検出器に到達しフェイクヒットを生んでいることが分かった。そして、この2つの要因はシミュレーションでも概ね再現されていることもわかった。

この2つの要因はRun3以降に更に大きな問題になることが予想されるため、更なる対策を講じる必要がある。今後のミューオントリガーの研究では、ミューオンだけではなくジェットを含んだシミュレーションを用いること更なる対策を研究することが必要となるだろう。

第 5 章 L2MuonSA による Micromegas 検出器を用いたミュ オンの再構成

5.1 Micromegas 検出器を用いた再構成アルゴリズム開発の目的

第 2.3 章で述べたように、ミュオン検出器の一部がアップグレードされるため、トリガーアルゴリズムもそれに伴って開発する必要がある。本研究では、NSW 導入後のシングルミュオンのシミュレーションを用いて MuonSA における Micromegas 検出器を使ったミュオンの飛跡再構成アルゴリズムと、その飛跡を用いた p_T 導出アルゴリズムを開発した。

MuonSA ではミュオンの p_T を計算するために、磁場で曲げられる前後の飛跡の位置と方向を再構成する。各ステーションでの短い飛跡は直線で近似でき、それを “セグメント” と呼び位置、向きの情報を持っている。本研究では Large 部と Small 部が重なっている範囲はアルゴリズムが複雑になるため研究を行っていない。

本章では、Micromegas 検出器を使った再構成アルゴリズムについて述べ、第 6 章でそのセグメントを用いた p_T 導出アルゴリズムについて述べる。

5.2 セグメント再構成アルゴリズム

5.2.1 再構成アルゴリズムの手順

2 章で述べたように NSW には Micromegas 検出器が 8 層あり、うち 4 層は R 方向用、残り 4 層が ϕ 方向の決定を兼ねるために各々 $\pm 1.5^\circ$ 傾けて配置される。これらを使用しセグメントを測定する。図 5.1, 5.2 のように R 方向用の層を X 、 $+1.5^\circ$ 傾けてある層を U 層、 -1.5° 傾けてある層を V 層とする。再構成アルゴリズムの大きな流れは以下の通りである。

1. 全ての層 XUV それぞれでクラスター再構成を行う。クラスター再構成については次の節で詳しく述べる。
2. インナーステーションにおいてミュオンは基本的には曲がらず入射する。X の 4 層を使い順列組合せで一次関数フィットを行いセグメントを計算する。多くの場合、図 5.4 のように 1 層に対して複数のクラスターがある場合が予想される。その際にすべての組合せでセグメントを計算し、それら全てをセグメント候補とする。後にセグメントを一つに絞る。またクラスターが一つもない層がある場合、残りの層でフィットを行う。このとき 4 層中最低 2 層を要求する。
3. 4 層の UV において、2. で得られたセグメント付近のクラスターを選択し ϕ を計算する。
4. 3. の ϕ を用いて図 5.3 のように R から R' 座標変換を行い、全てのヒット (XUV) を使用し再度一次関数フィットを行いセグメントを計算する。
5. 複数あるセグメント候補それぞれで 4. で使用されたクラスター数に応じて χ^2/ndf

を計算する。そしてセグメント候補の中から χ^2/ndf が一番小さいセグメントを選択する。

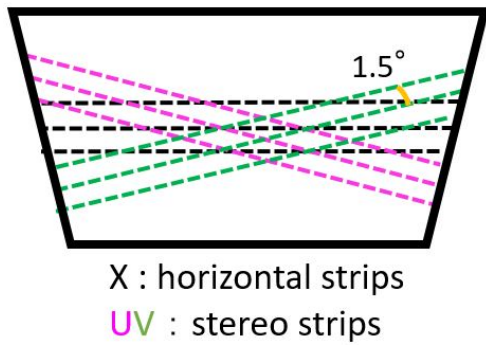


図 5.1 Misromegas 検出器の XY 平面から見た配置

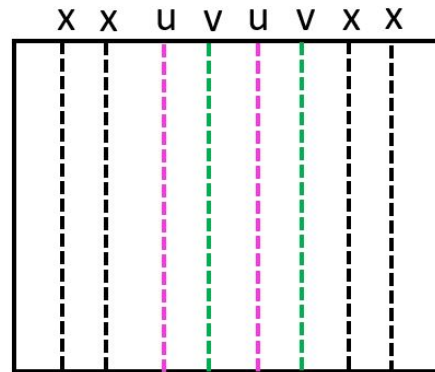


図 5.2 Misromegas 検出器の ZR 平面から見た配置

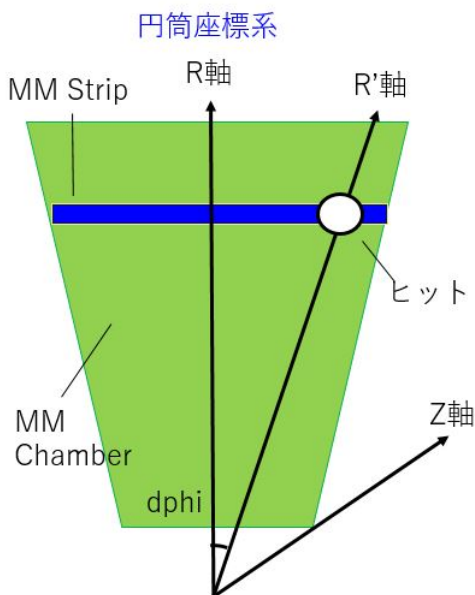


図 5.3 ϕ 情報を用いた座標変換のイメージ図。

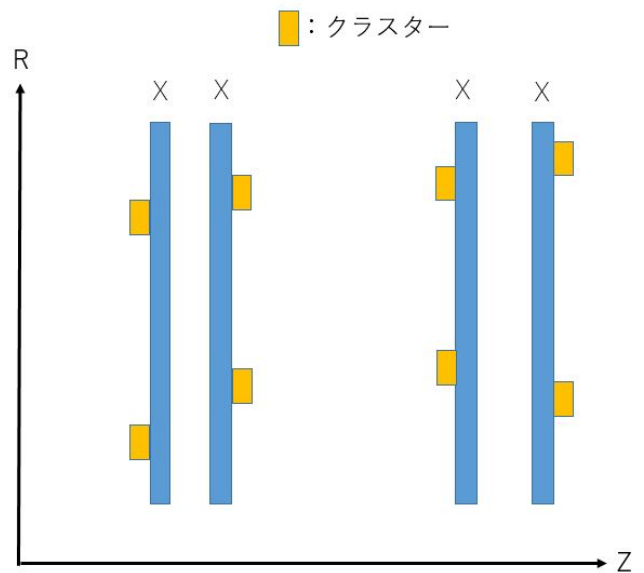


図 5.4 X 層それぞれでクラスターが複数のあるイメージ図 (UV 層は省略)。この場合、 $2 \times 2 \times 2 \times 2 = 16$ 通りのセグメント候補がある。

5.2.2 クラスター再構成

Micromegas 検出器のように細かくストリップが並んでいると、1 粒子に対して複数のストリップが反応する。この反応した複数のストリップの塊をクラスターと呼び、このクラスターを一つのヒットとして束ねることをクラスター再構成と呼ぶ。クラスター再構成するにあたり R 方向に連続したヒットを使用するが、ヒットが連続しない場合は別のクラスターのものと分ける必要がある。本研究では R 方向にヒット位置が 2 ストリップ分離されている

ヒットを別のクラスターのものと考えて、ヒットを分けて再構成した (図 5.5)。その際に各層でのミュオンロード内のクラスターの数を確認した。その結果を図 5.6, 5.7 に示す。

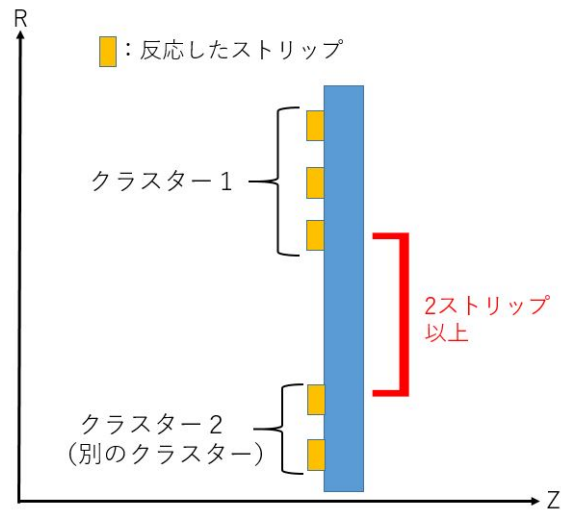


図 5.5 2 ストリップ離れていると別のクラスターとして考えるイメージ図。

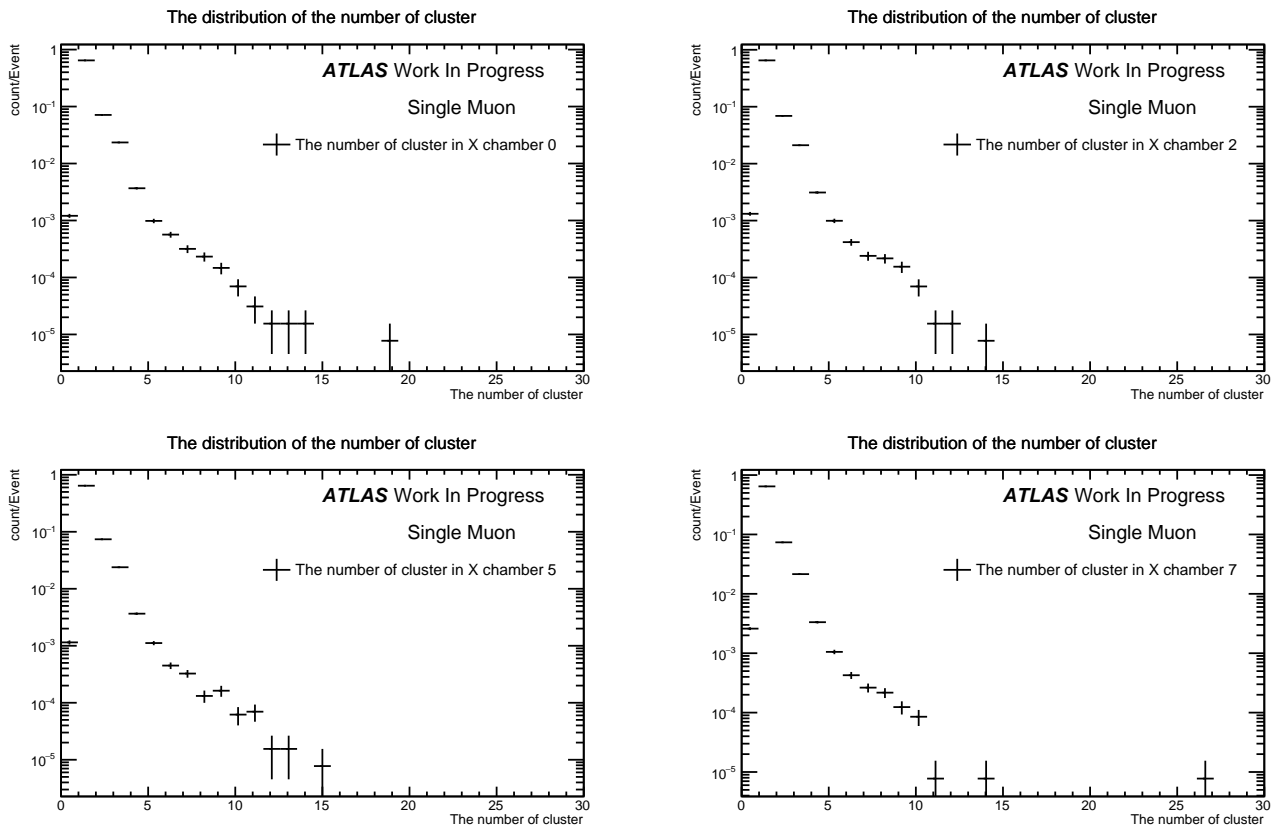


図 5.6 X 層におけるクラスターの数分布。イベント数で規格化している。

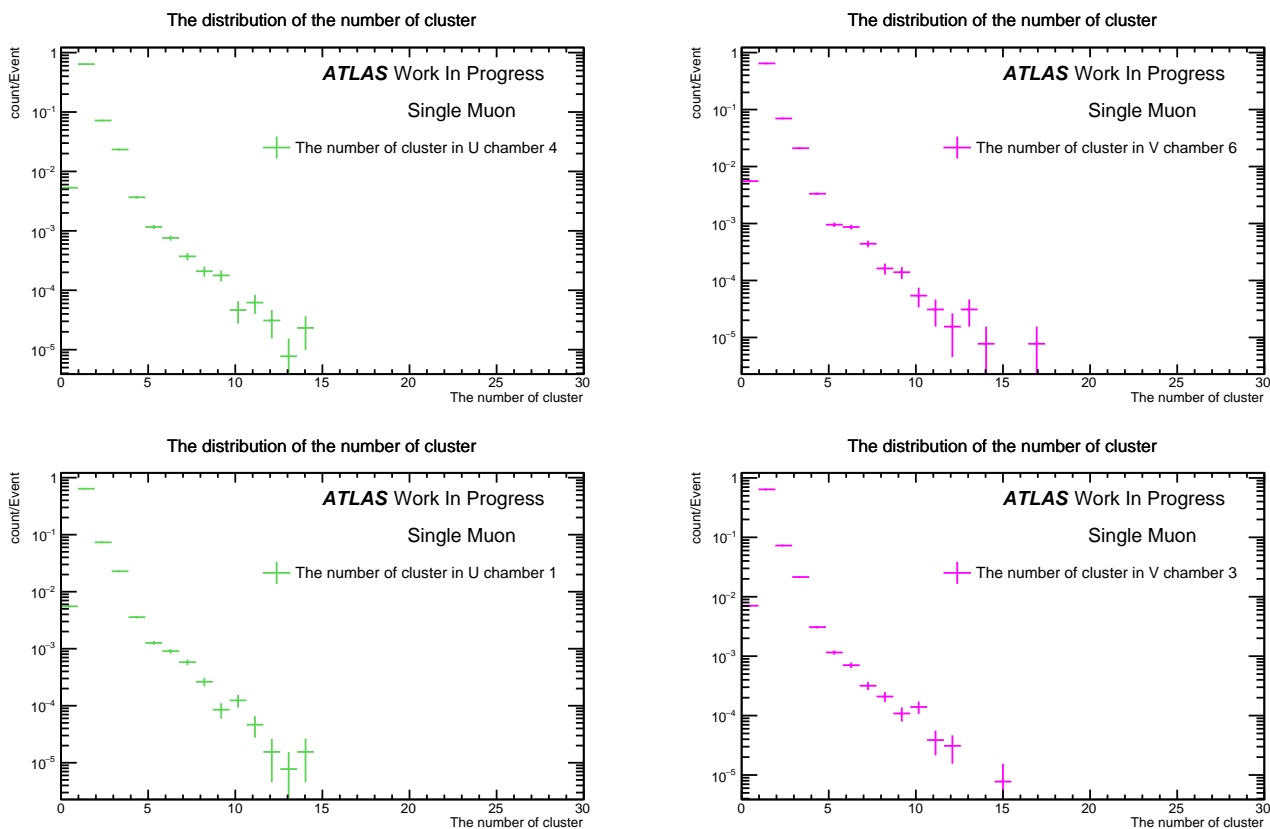


図 5.7 UV 層におけるクラスターの数分布。イベント数で規格化している。

多くの場合が各層にクラスターが 1 個または 2 個である。またミュオンが検出器を通過しても検出器に反応がない場合やミュオンロード内に飛跡がない場合、クラスター数が 0 になる。

次にクラスター位置の再構成の方法を述べる。Micromegas 検出器を用いた位置測定方法は μ TPC 法が一般的であるが、今回はそれを改良した法で行った。その手順を述べる。

1. ドリフト時間を計算するためヒットを反応した時間順に並び替える (図 5.8)。
2. インターステーションまでは η 方向に大きくは曲がらないので原点から到来したことを仮定し、図 5.9 のように原点とクラスターの中心を結ぶ直線をドリフトスロープとする。
3. ドリフトスロープ、ドリフト速度、ドリフト時間を使い各ストリップのヒットに R 方向の補正を行う (式 5.1, 図 5.10)。補正後の各ヒットの R 座標の値を $R_{\text{corr},i}$ と呼ぶ。このステップによりヒットがほぼ一点に集中する。
4. 各ストリップの R_{corr} の電荷量から式 5.2 で位置 ($= R_{\text{center},i}$) を計算する (図 5.10)。
5. 図 5.11 から R_{center} から R_{corr} との差はほとんどが 0.4 mm 以内に分布している。この結果から 0.4 mm 以上離れているヒットを除き、もう一度式 5.2 で R_{center} を計算する。この過程により集中する点から離れているヒットを除く。

$$R_{\text{corr},i} = \text{ドリフト速度} \times \text{ドリフト時間} \times \text{ドリフトスロープ} + R_i \quad (5.1)$$

$$R_{\text{center},i} = \sum_i \frac{R_{\text{corr},i} \times \text{電荷量}_i}{\text{電荷量}_i} \quad (5.2)$$

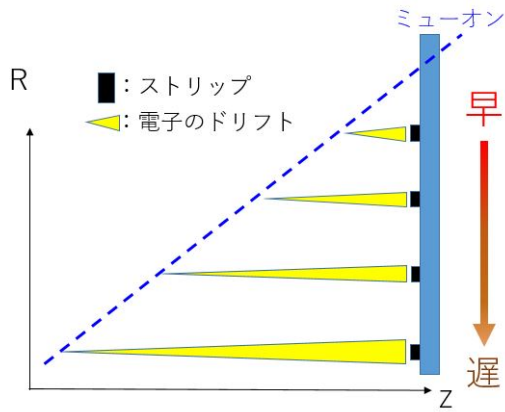


図 5.8 ミューオンが斜めに入ってきた場合、時間とともにストリップが反応するイメージ図。

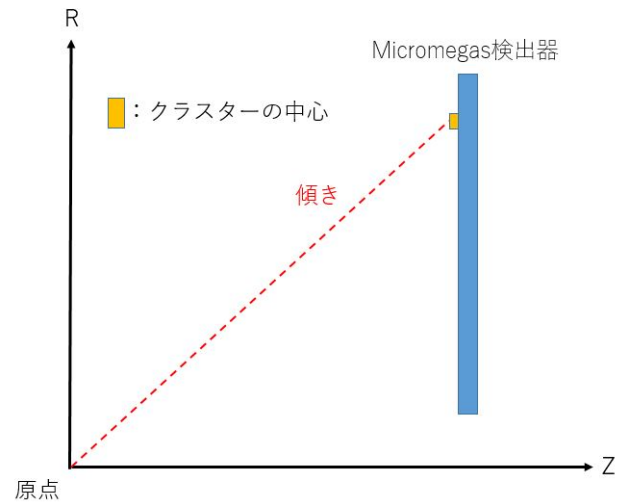


図 5.9 傾きの定義。原点とクラスターの中心を結ぶ直線をドリフトスロープとする。

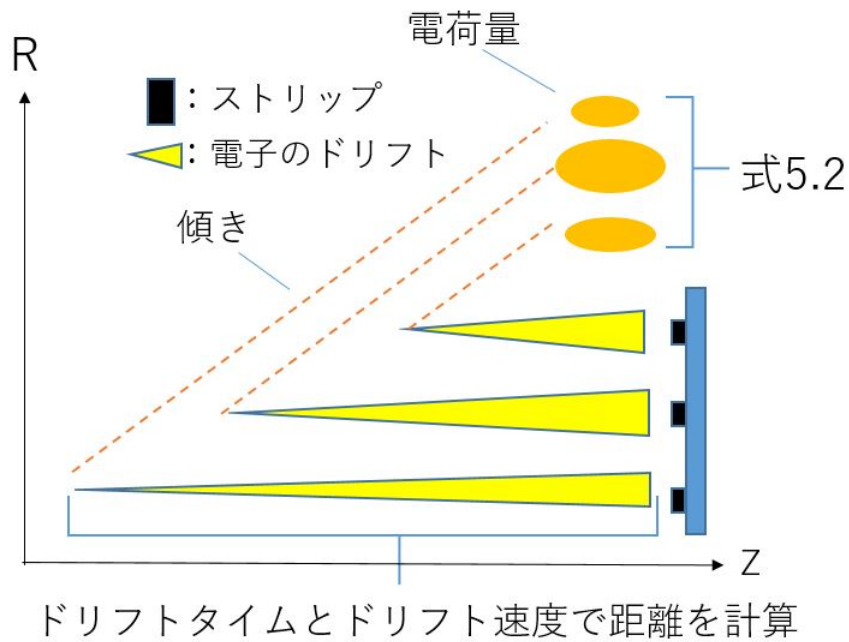


図 5.10 ドリフトスロープ、ドリフト速度、ドリフトタイムを使い R 方向の補正を行い、そして電荷量で重み付けし、位置を計算するイメージ図

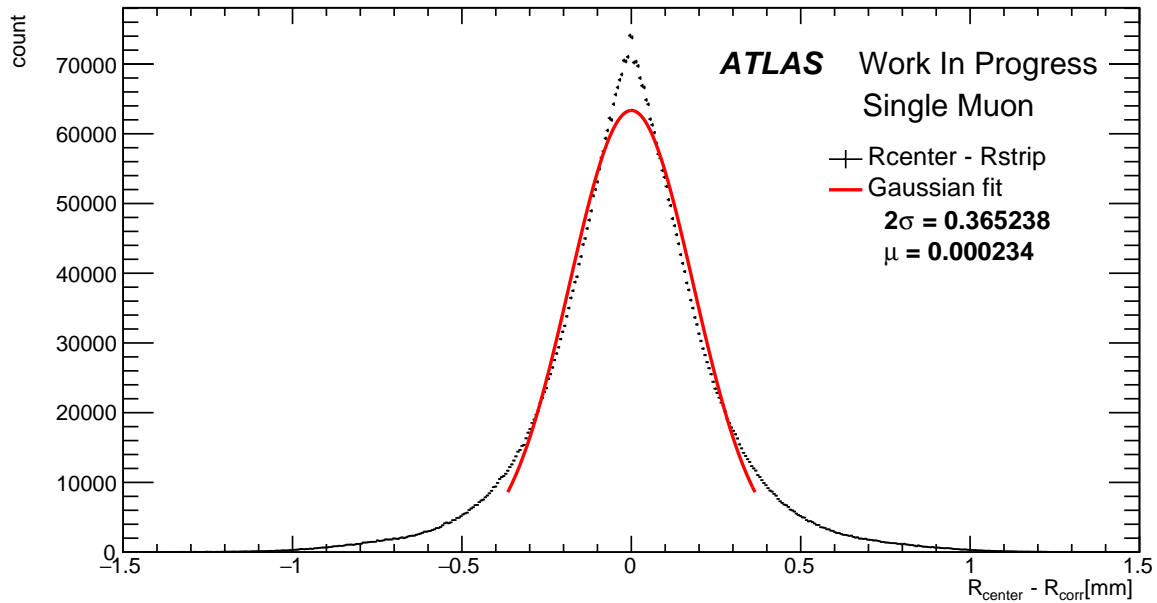


図 5.11 過程 4. で得られた R_{center} と過程 3. で得られた各ストリップの R_{corr} との差の分布。多くのヒットが R_{center} に対して 0.4 mm 以内に分布している。

5.2.3 UV 層におけるクラスターの選択

UV 層は X 層と違い、各層および飛跡の ϕ によって R と R' の関係が異なる。そこで TGC で得られた ϕ を用いて R 方向に対して補正を行う。次に第 5.1.1 の再構成アルゴリズム過程 2. の X のみでセグメントの候補を決めているので、UV 層においてウィンドウを定義し各セグメント候補に近いクラスターの選択を行う。その手順を述べる。

- 1 TGC の ϕ を用いて R 方向に補正を行う (式 5.3)
- 2 X 層のクラスターで求めた各セグメント候補から
 R 方向に ± 2.5 mm (= ウィンドウ) 内のヒットを選択する (図 5.12)
- 3 複数のヒット候補がある場合、セグメントに近い方を選択する (図 5.13)

$$R = R' / (\cos(d\phi \pm \sin(d\phi)) \times \cos(d\phi)) \quad (\text{符号は U のとき +、V のとき -}) \quad (5.3)$$

$$d\phi = (\text{TGC の } \phi) - (\text{各層の中心の } \phi)$$

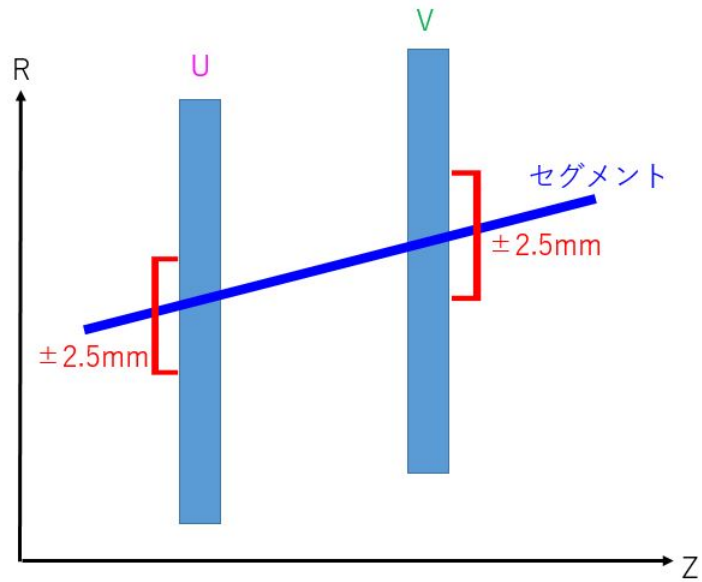


図 5.12 セグメント付近のヒット選択のイメージ図。R 方向に ± 2.5 mm 内のセグメントに一番近いヒットを選択する。

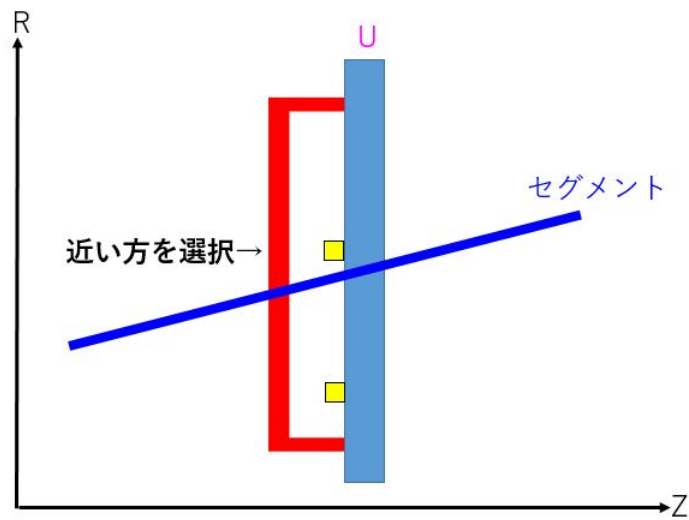


図 5.13 複数のヒット候補がある場合、セグメントに近い方を選択する。

5.3 トロイド磁石による磁場の影響

NSW はトロイド磁石に隣接しており、その磁場の漏れの影響によって、ドリフト領域においてドリフトされる電子が磁場によってずれる（ローレンツシフト）ことが予想される。ローレンツシフトとはローレンツ力によってドリフトされる電子が本来の位置よりずれることを指す（図 5.14）。これについて調査した。

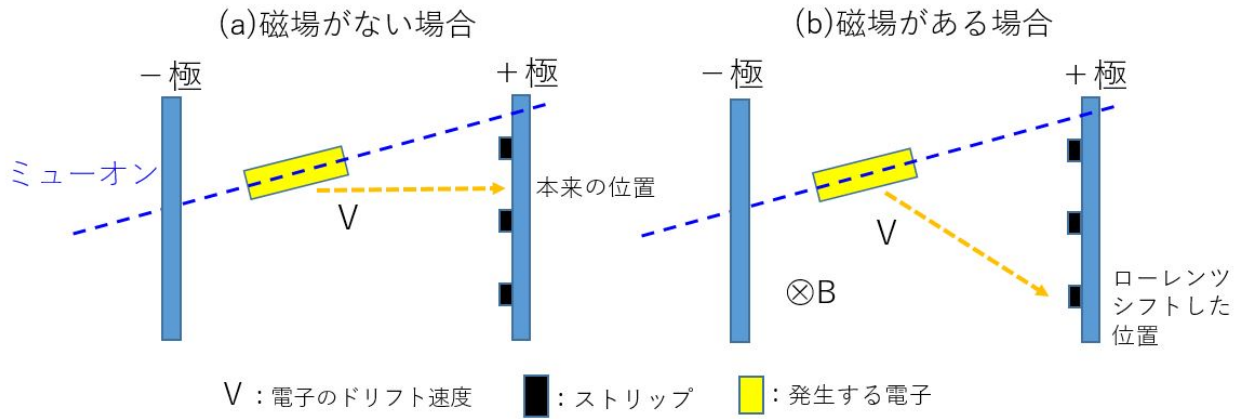


図 5.14 ローレンツシフトのイメージ図

トロイド磁石による磁場の漏れを図 5.15 に示す。磁場の正確な値は複雑なのでシングルミュオンのシミュレーションを用いて R 方向に対して補正を行った。その方法として計算された R 座標 (R) と真のセグメントの R 座標 (R_{Truth}) の差を真のセグメントの η (η_{Truth}) の関数として XUV 層それぞれで分布を調べた。X 層の結果を図 5.16, 5.17 に示す。

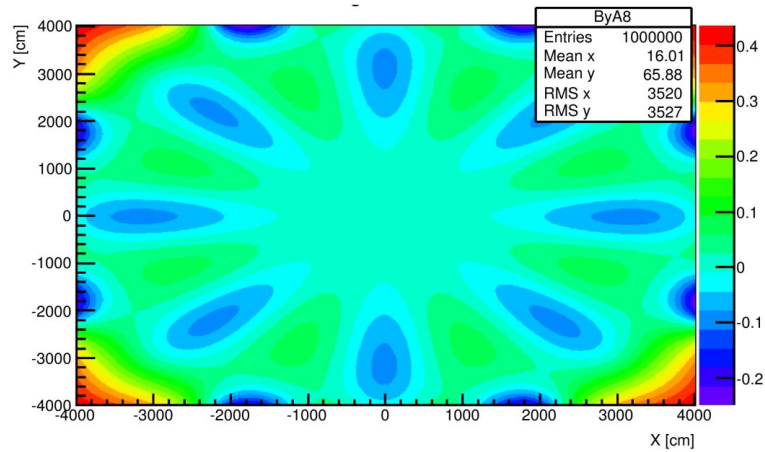
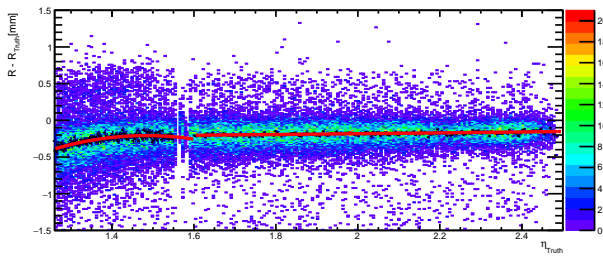
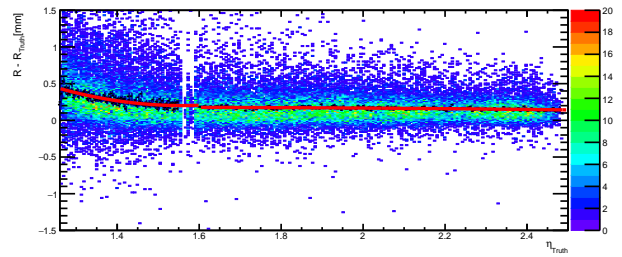


図 5.15 Large 部における Micromegas 検出器 1 層目の ϕ 方向に対する磁場の分布 [22]

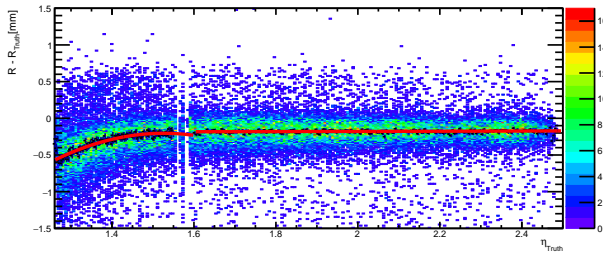
ATLAS Work in Progress
Single Muon R correction X Large Sector0



ATLAS Work in Progress
Single Muon R correction X Large Sector2



ATLAS Work in Progress
Single Muon R correction X Large Sector5



ATLAS Work in Progress
Single Muon R correction X Large Sector7

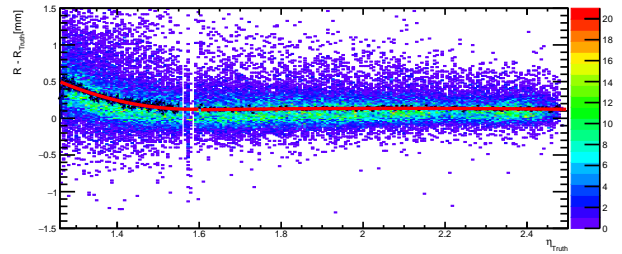
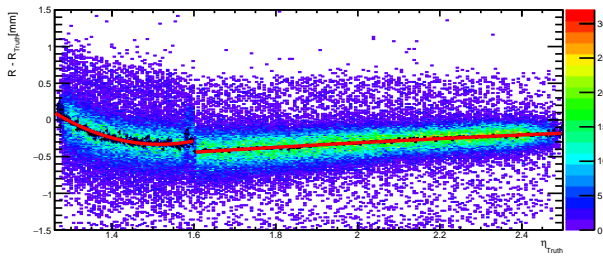
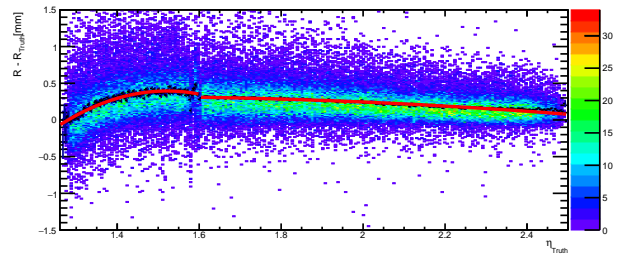


図 5.16 Large 部の X 層における $R - R_{\text{Truth}}$ の η_{Truth} に対する分布。赤線は 2 次関数でフィットした結果である。図 2.31 にあるように検出器の枠が原因で分布に切れ目がある。

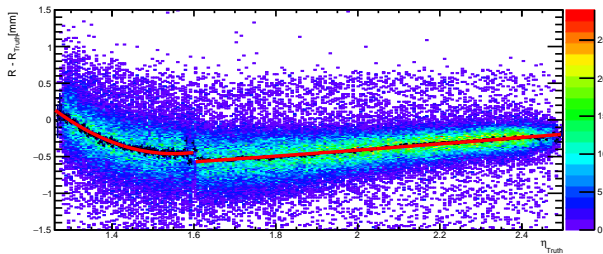
ATLAS Work in Progress
Single Muon R correction X Small Sector0



ATLAS Work in Progress
Single Muon R correction X Small Sector2



ATLAS Work in Progress
Single Muon R correction X Small Sector5



ATLAS Work in Progress
Single Muon R correction X Small Sector7

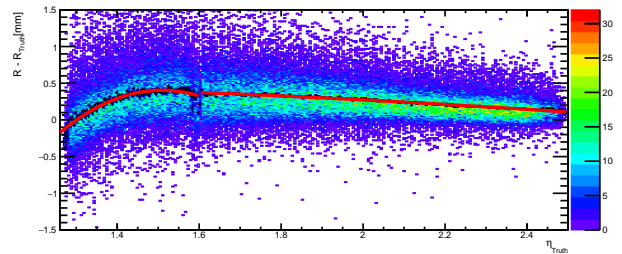


図 5.17 Small 部の X 層における $R - R_{\text{truth}}$ の η_{Truth} に対する分布。赤線は 2 次関数でフィットした結果である。図 2.31 にあるように検出器の枠が原因で分布に切れ目がある。

このローレンツシフトは電場、磁場の方向、ドリフト速度で決まるため、各層によって分布が異なる。補正値を求めるため、それぞれで 2 次関数でフィットを行った。また分布が比較的異なり始める $\eta = 1.6$ で区切った。そしてフィットの結果から η の関数として補正を

行った。X 層の補正後の分布を図 5.18, 5.19 に示す。

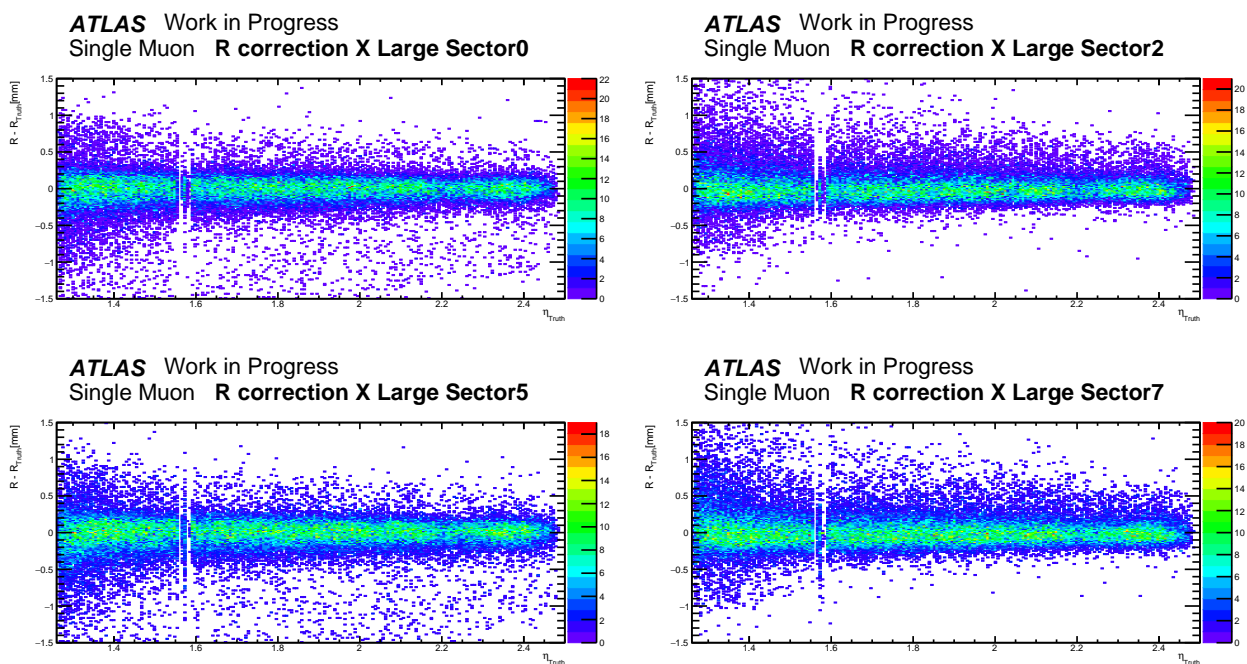


図 5.18 Large 部の X 層における補正後の $R - R_{\text{Truth}}$ の η_{Truth} に対する分布。

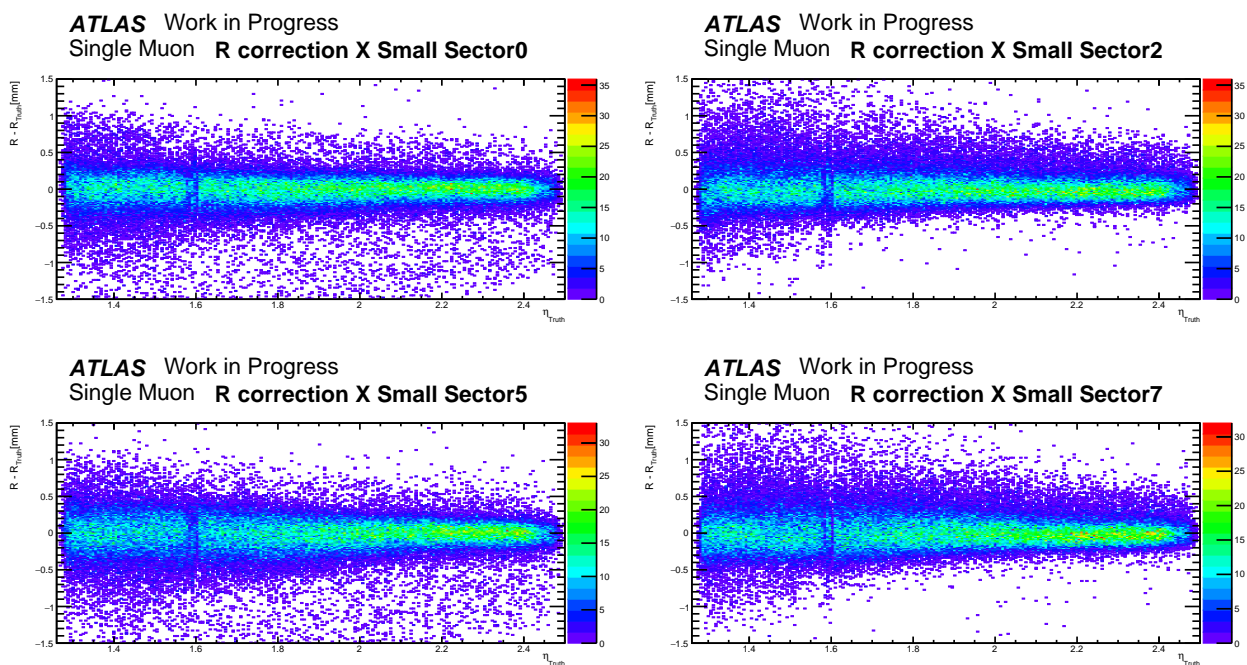


図 5.19 Small 部の X 層における補正後の $R - R_{\text{Truth}}$ の η_{Truth} に対する分布。

5.4 計算したセグメントの評価

上の節で述べたセグメント再構成アルゴリズムを評価する。その際に真のセグメントの位置と角度と比較した。

はじめに各層の誤差を評価する (1)。ここで本アルゴリズムで再構成されたセグメントを $x = (R, \theta, \phi)$ 、真のセグメントを $x_{\text{Truth}} = (R_{\text{Truth}}, \phi_{\text{Truth}}, \theta_{\text{Truth}})$ とする。第 5.1.1 の過程 4. で得られる全てのセグメント候補の χ^2/ndf と求められたセグメントと真のセグメントを用いて得られる (2), (3), (4) を用いて評価を行った。

- (1) 各層 (k 層目) の $R_{\text{center},k}$ と計算されたセグメント情報から各層の Z 地点での $R (= R_{\text{segment},k})$ との位置の差

$$\Delta R_{\text{seg},k} = R_{\text{center},k} - R_{\text{Segment},k}$$

- (2) NSW の Z 軸方向の中心におけるセグメントの R の位置との差

$$\Delta R_{\text{Truth}} = R - R_{\text{Truth}}$$

- (3) ϕ 方向の差 $\Delta\phi = \phi - \phi_{\text{Truth}}$

- (4) θ 方向の差 $\Delta\theta = \theta - \theta_{\text{Truth}}$

5.4.1 各層の R 方向誤差

ΔR_{seg} の計算結果を図 5.20, 5.21, 5.22, 5.22 に示した。

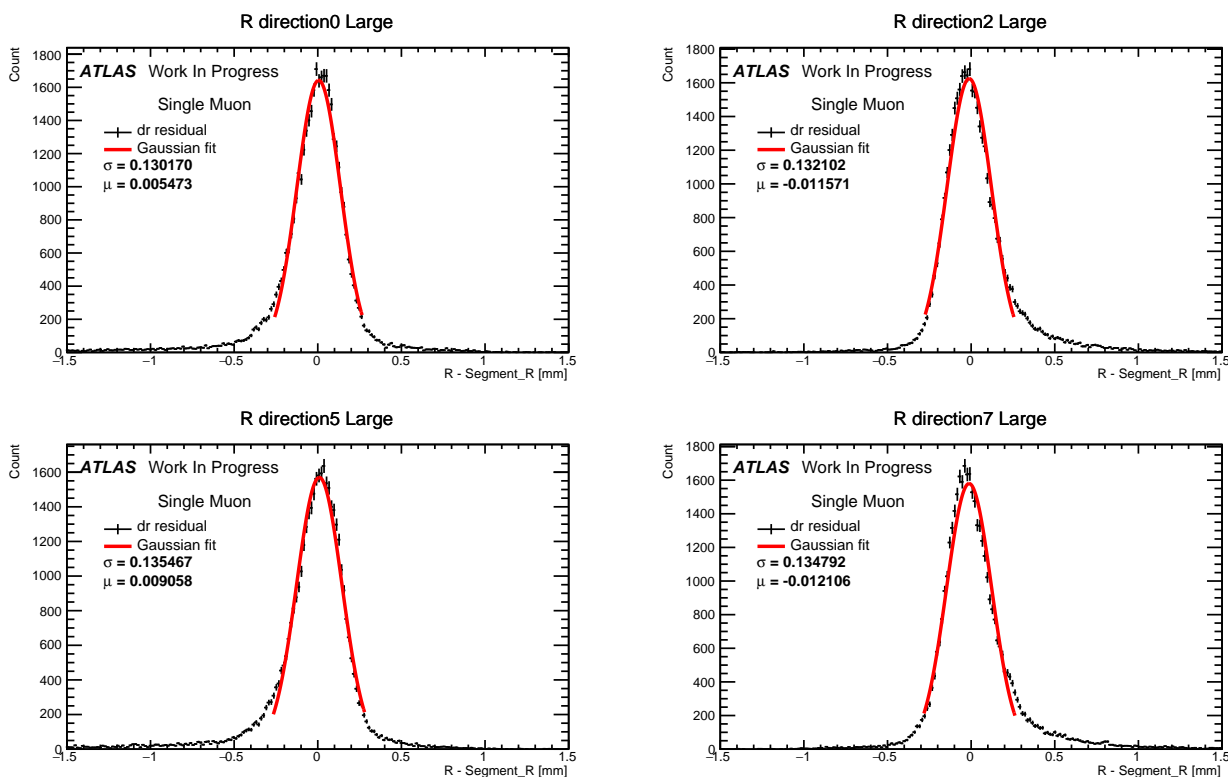


図 5.20 Large 部の X 層における ΔR_{seg} の分布

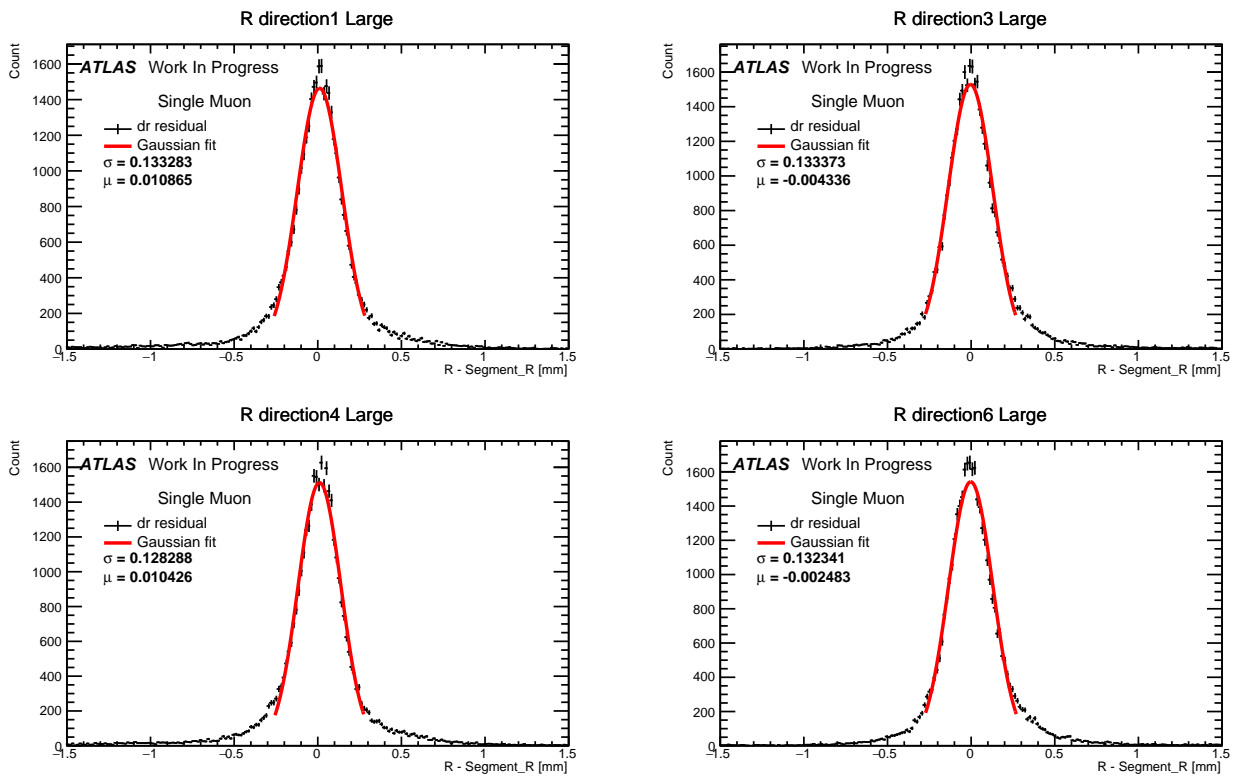


図 5.21 Large 部の UV 層における ΔR_{seg} の分布

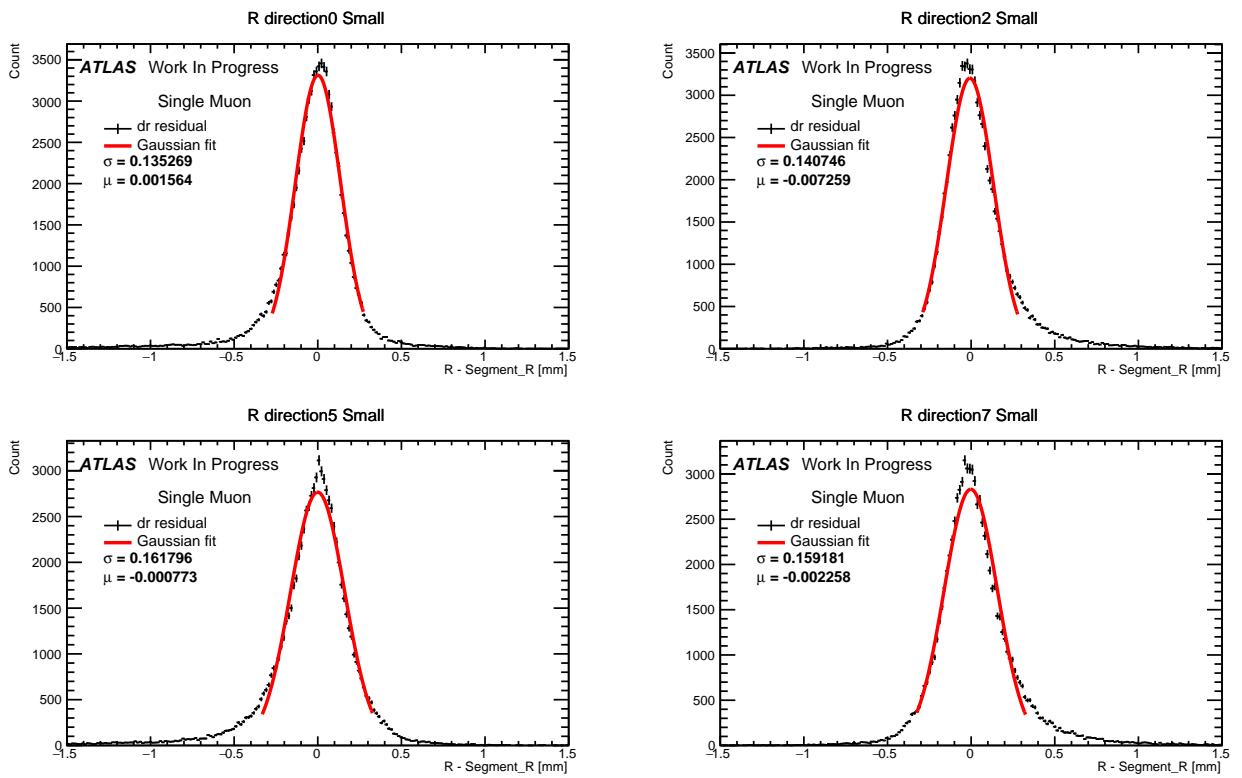


図 5.22 Small 部の X 層における ΔR_{seg} の分布

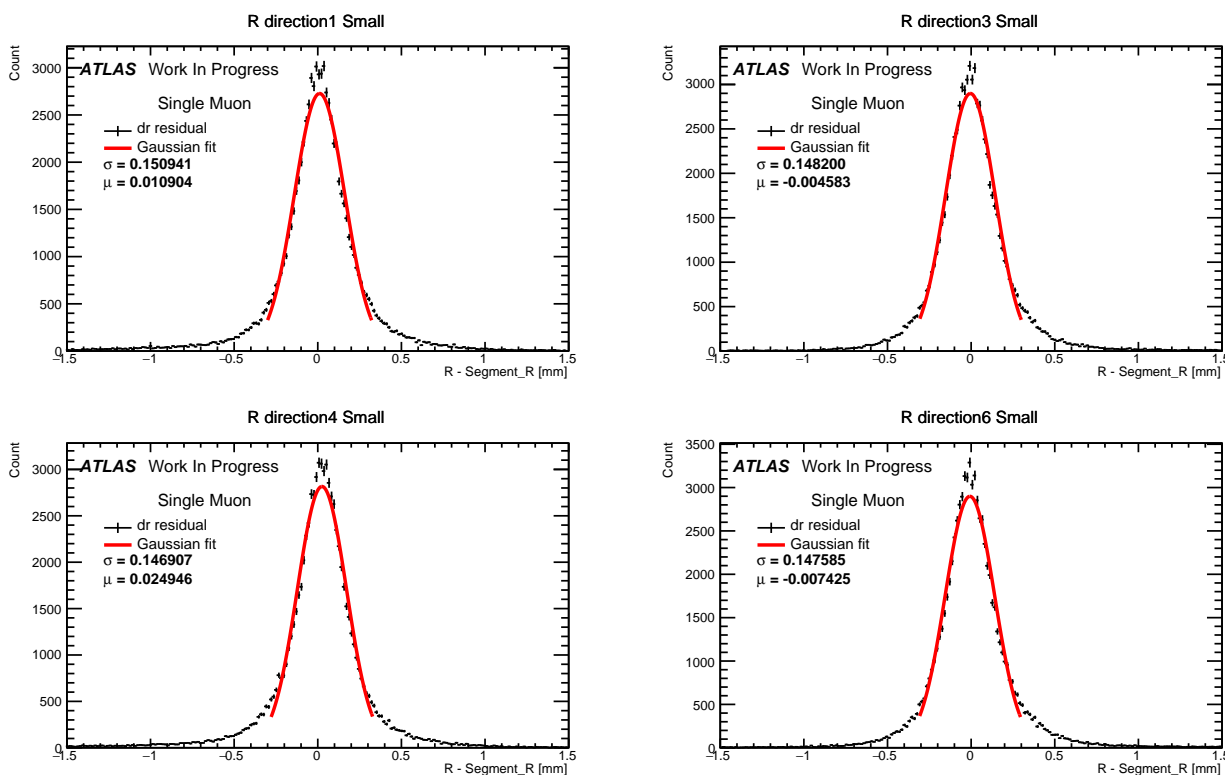


図 5.23 Small 部の UV 層における ΔR_{seg} の分布

Small 部の X 層では $140 \sim 160 \mu\text{m}$ 、UV 層では $140 \mu\text{m}$ 前後の結果を得られた。また Large 部では XUV 層全てにおいて 1 層当たり $130 \mu\text{m}$ 前後の値で Small 部を比べて良い結果を得られた。しかし、1 層あたりの要求性能 $100 \mu\text{m}$ より悪い結果である [14]。これらの σ を誤差と定義し χ^2/ndf を計算した。

5.4.2 χ^2/ndf を用いた定量的評価

χ^2/ndf を用いて評価を行った。セグメント候補の中から最小の χ^2/ndf の分布を図 5.24 に、またセグメント候補が複数ある場合、最小のものと 2 番目に小さいものとの差の分布を図 5.25 に示した。

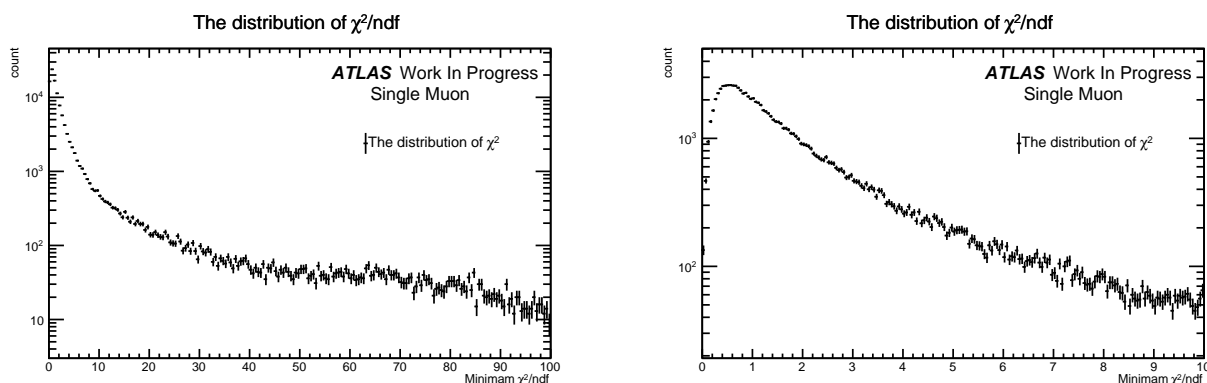


図 5.24 左: χ^2/ndf 分布 右: 左図の ~ 10 を拡大したもの

図 5.24 の左図から広く分布していることがわかるが、右図から分布のピークが 0.5 付近

にある。このことから検出器の誤差を大きく見積もっていることが分かる。

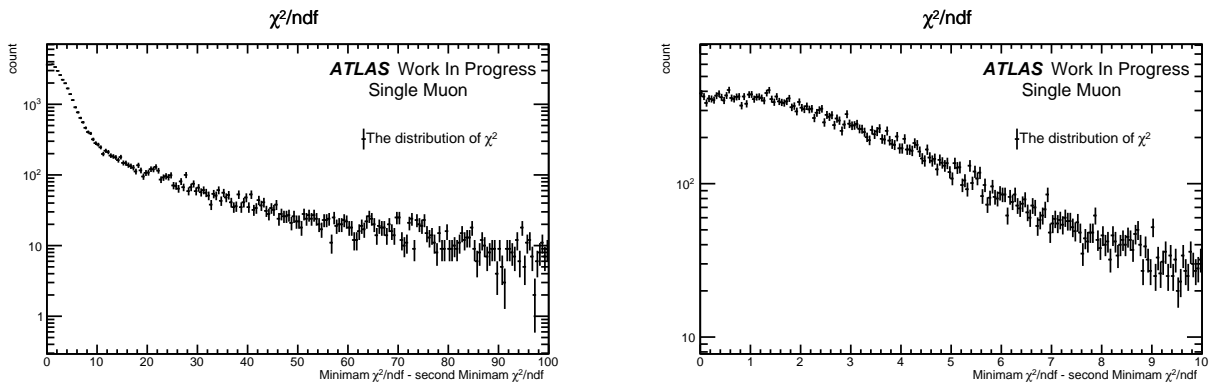


図 5.25 左: 一番小さい χ^2/ndf と 2 番目に小さい χ^2/ndf との差の分布図 右: 左図の ~ 10 を拡大したもの

また図 5.25 から 2 つ目の候補に対してある程度の差があることがわかる。ミュオンのセグメント付近にフェイクヒットがあると、選ばれたクラスターが一直線に並ばなくなるため、必ず 2 つ目の候補に対して χ^2/ndf の差が生まれることが予想できる。本研究で使用しているシングルミュオンのサンプルでは大きな差が生まれることが少ない。差が小さいことはほぼ同じ場所に複数のクラスターが存在することを示しクラスター再構成アルゴリズムで精度よくクラスターを分けられていない可能性がある。これは今後の課題である。

5.4.3 R , ϕ , θ 方向分解能

次に ΔR , $\Delta\theta$, $\Delta\phi$ の結果を図 5.26, 5.27, 5.29, 5.30 に示した。 ϕ , θ 方向分解能を求める際はミュオンの $p_T = 30 \text{ GeV}$, 100 GeV の 2 種類を使用した。

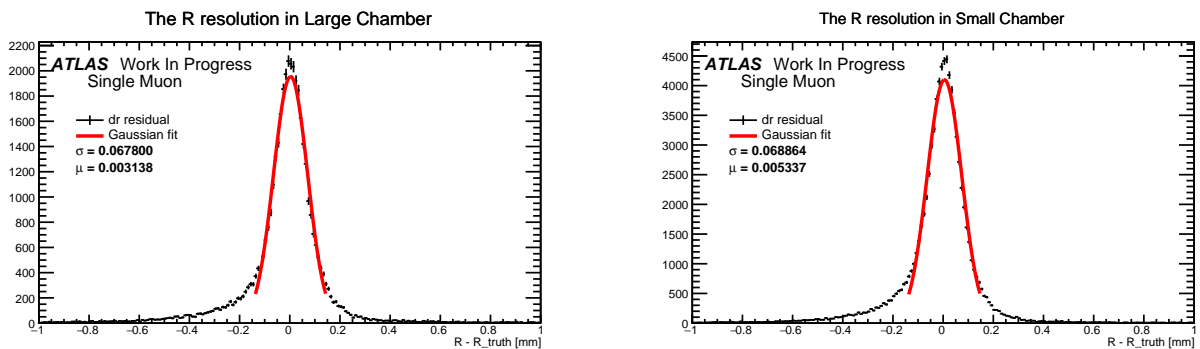


図 5.26 ミュオンの $p_T = 30 \text{ GeV}$ 左: Large 部 右: Small 部 NSW の Z 軸中心値のときの $R - R_{\text{Truth}}$ の分布図

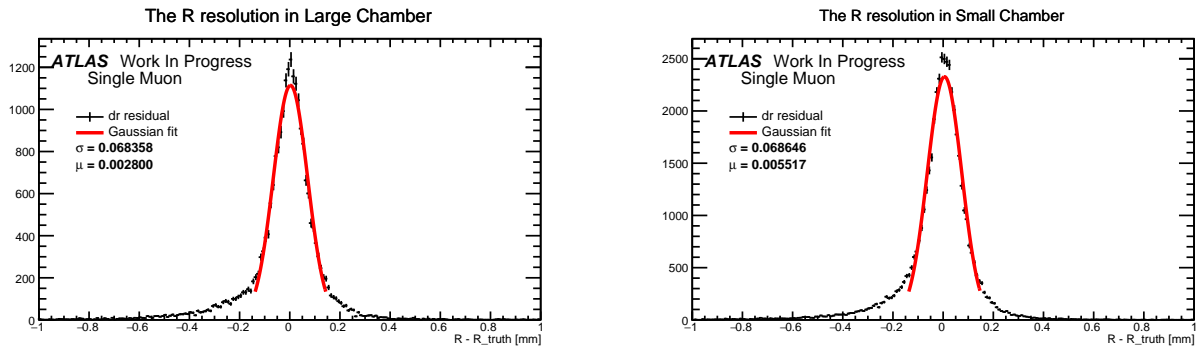


図 5.27 ミューオンの $p_T = 100$ GeV 左 : Large 部 右 : Small 部 NSW の Z 軸中心値のときの $R - R_{\text{Truth}}$ の分布図

これを評価するために図 5.28 に MDT を使用した場合の ΔR の分布を示した。MDT の場合、 R 分解能は $76 \mu\text{m}$ である。Micromegas 検出器の R 分解能は $68 \mu\text{m}$ で中心から大きく外れている場合（テール）も少ない。Micromegas 検出器を使うことで位置分解能は向上することがわかる。

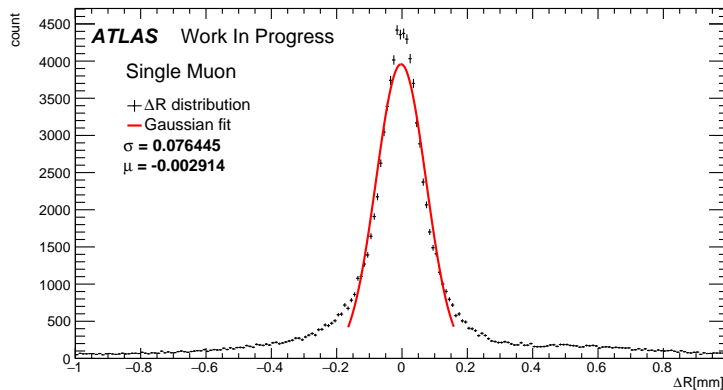


図 5.28 MDT を用いたときの MDT 層の Z 軸中心値のときの $R - R_{\text{Truth}}$ の分布図

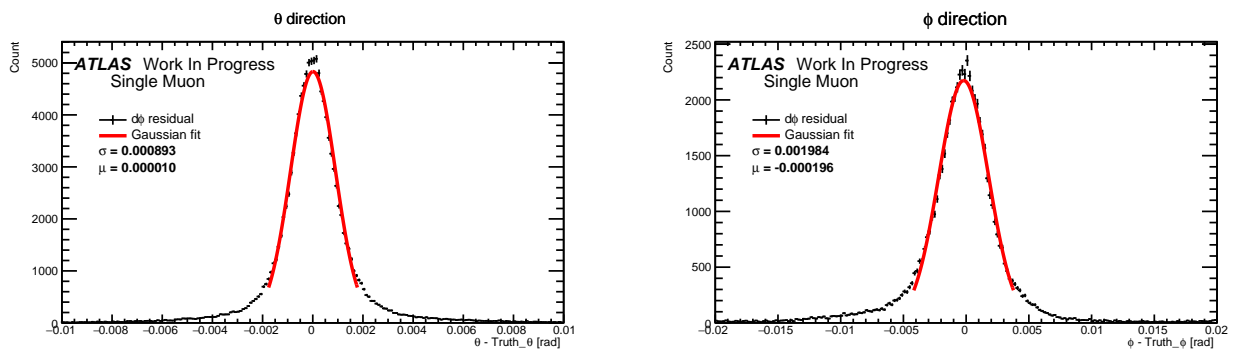


図 5.29 ミューオンの $p_T = 30$ GeV のときの $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ の分布図

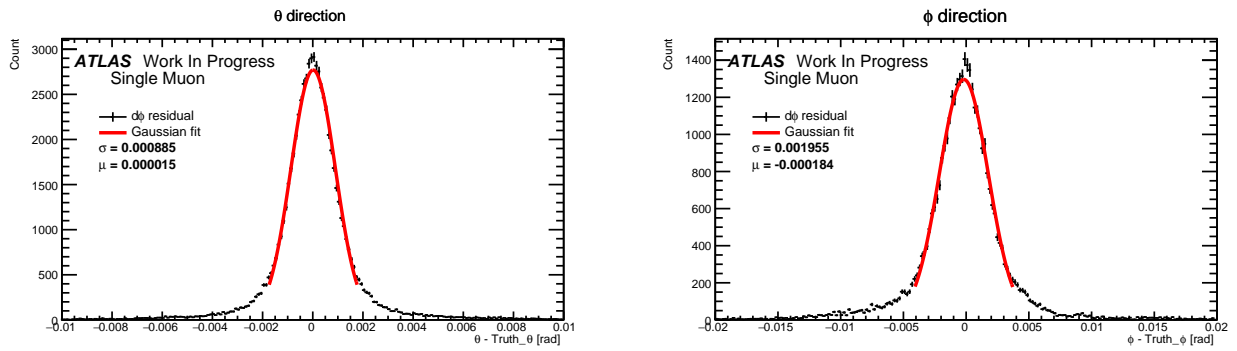


図 5.30 ミューオンの $p_T = 100$ GeV のときの $\Delta\phi$ と $\Delta\theta$ の分布図

また $\Delta\theta$ について真の ϕ , η の関数として調べた。その結果を図 5.31 に示した。

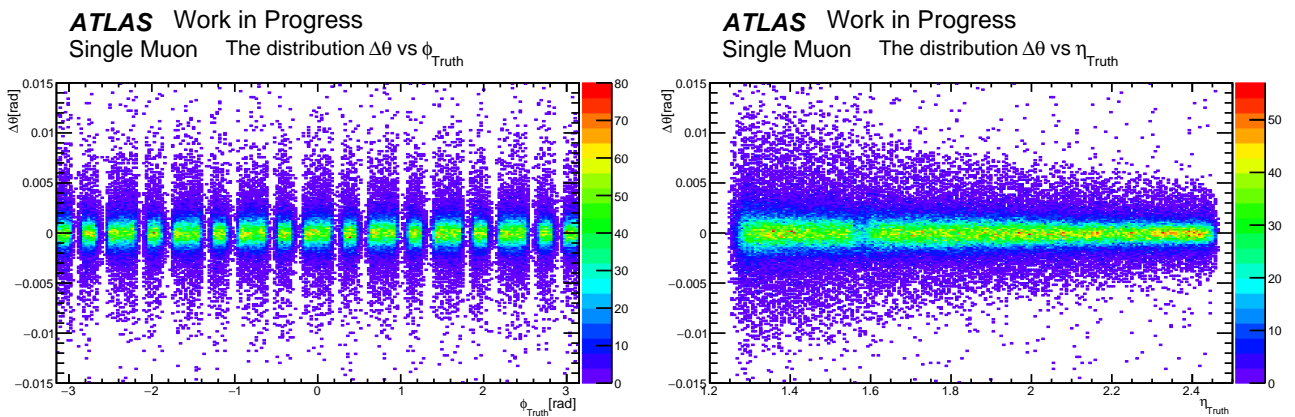


図 5.31 左: $\Delta\theta$ と θ_{Truth} の分布図 右: $\Delta\theta$ と η_{Truth} の分布図

本研究では Large 部と Small 部が重なっていないエリアのみで研究を行っているため、図 5.31 の $\Delta\theta$ と θ_{Truth} の分布図で θ_{Truth} に対して分布していないエリアがある。図 5.31 から ϕ 方向に対しては $\Delta\theta$ に依存性が見られないが、 η の小さい部分で $\Delta\theta$ の分布が広がることが確認できる。これは図 5.18, 5.19 からわかるように一層当たりの分布が η の小さい領域で大きく広がることが原因と考えられる。ここで図 5.31 を η , ϕ で分割し、 θ 分解能をそれぞれで確認した結果を図 5.32, 5.33 に示した。

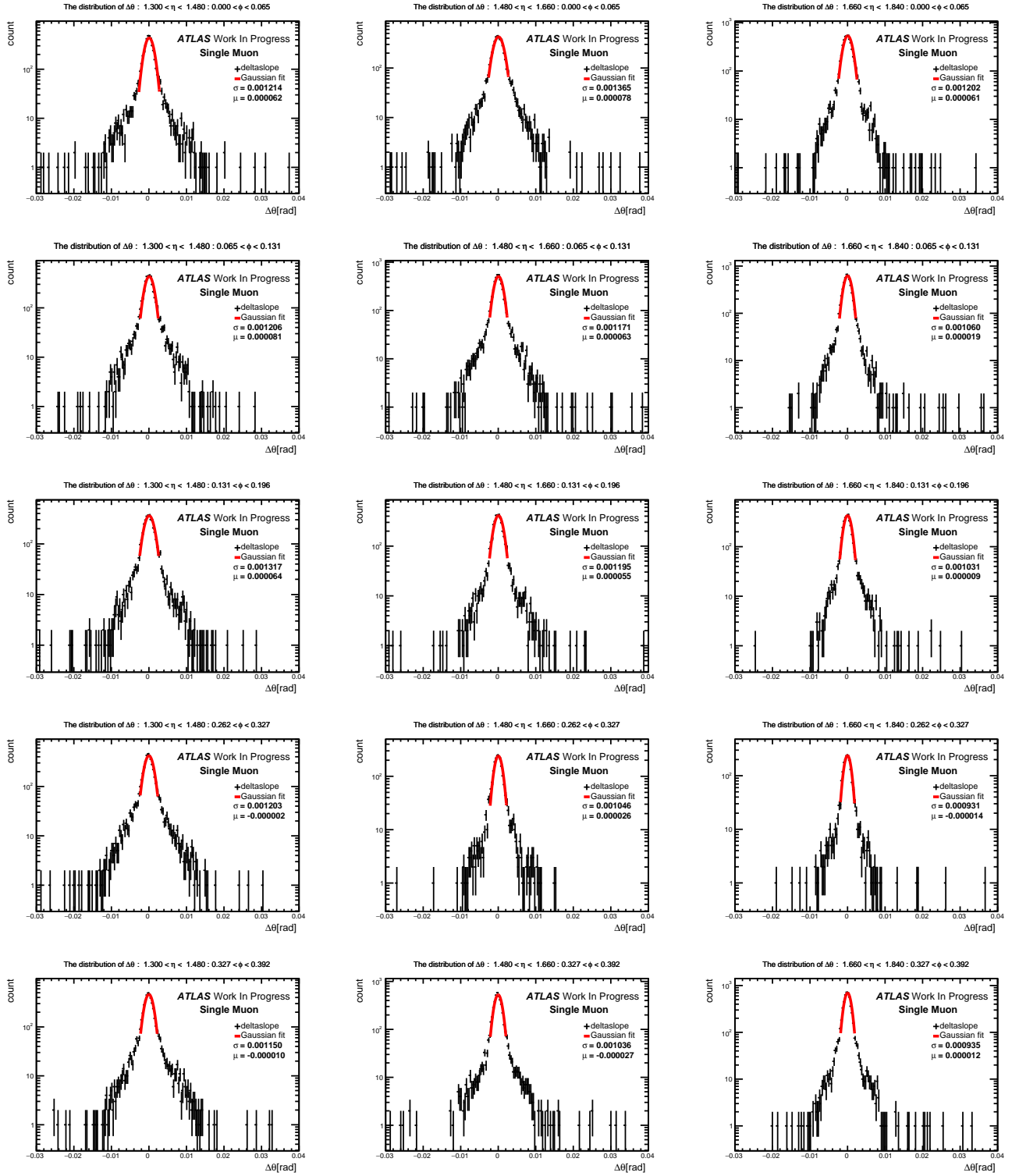


図 5.32 η, ϕ による $\Delta\theta$ の分布図。 ϕ 方向には 16 回対称として分けている。横 : $1.3 < \eta < 1.48, 1.46 < \eta < 1.66, 1.66 < \eta < 1.84$, 縦 : $0 < \phi < 0.065, 0.65 < \phi < 0.131, 0.131 < \phi < 0.196, 0.196 < \phi < 0.262, 0.262 < \phi < 0.327, 0.327 < \phi < 0.392$ 。OverlapRegion は除いている。

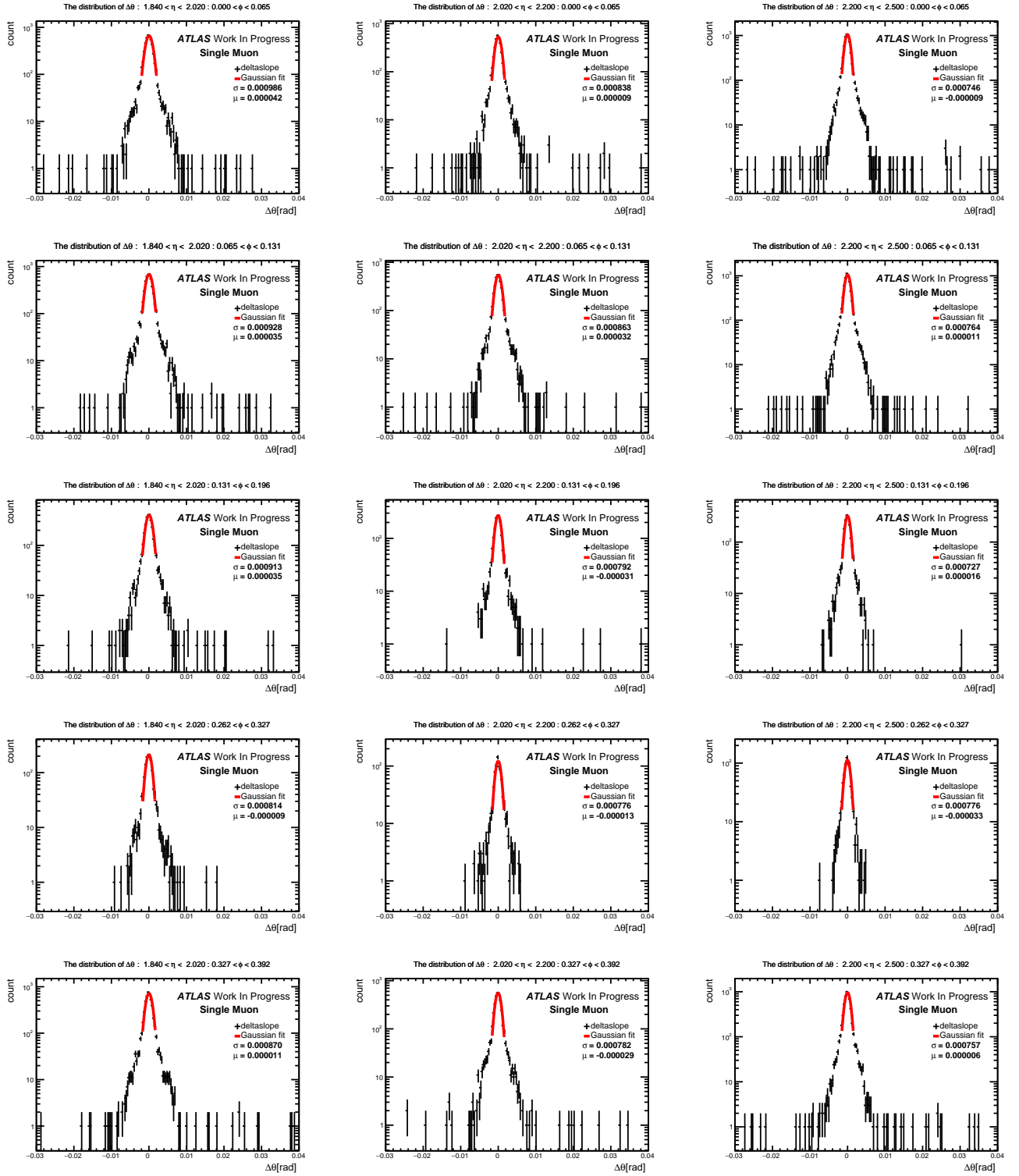


図 5.33 η, ϕ による $\Delta\theta$ の分布図。 ϕ 方向には 16 回対称として分けている。横 : $1.84 < \eta < 2.02, 2.02 < \eta < 2.2, 2.02 < \eta < 2.5$ 、縦 : $0 < \phi < 0.065, 0.065 < \phi < 0.131, 0.131 < \phi < 0.196, 0.196 < \phi < 0.262, 0.262 < \phi < 0.327, 0.327 < \phi < 0.392$ 。OverlapRegion は除いている。

さらに図 5.32, 5.33 から得られる θ 分解能を各 η と ϕ に対して比較した。その結果を図 5.34 に示す。

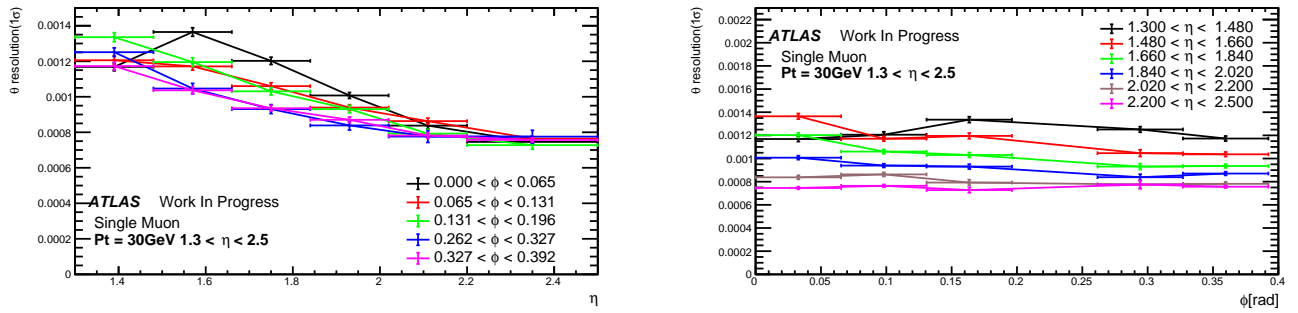


図 5.34 左: η を関数とした θ 分解能の分布 右: θ 分解能と ϕ の分布図

これより、 θ 分解能は η に対して依存性があり η が大きくなるほど（検出器に対してミューオンが大きな角度で入るほど）分解能がよくなる結果を得られた。また ϕ に対する依存性も確認することができた。

また $\Delta\theta$ と ΔR について MDT を用いた場合との比較を図 5.35, 5.36, 5.37, 5.38 に示す。

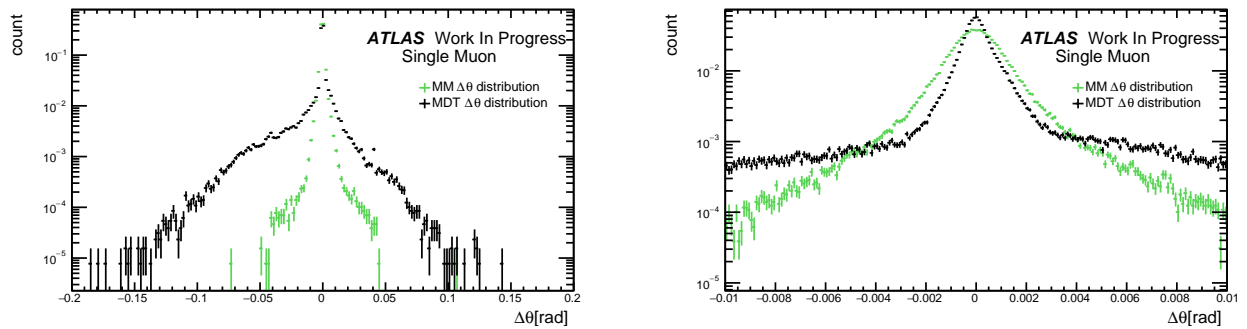


図 5.35 ミューオンの $p_T = 30$ GeV 左: MDT と Micromegas 検出器を用いたときのそれぞれ規格化した $\Delta\theta$ 分布。右は左の分布をアップにしたものである。

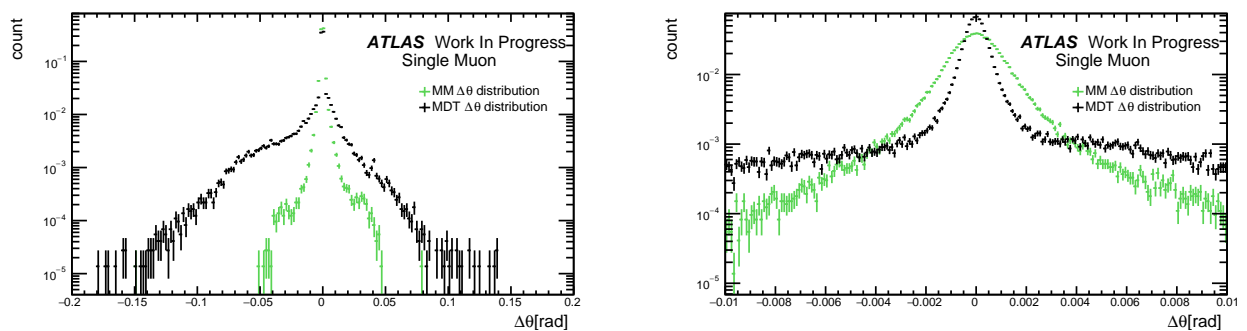


図 5.36 ミューオンの $p_T = 100$ GeV 左: MDT と Micromegas 検出器を用いたときのそれぞれ規格化した $\Delta\theta$ 分布。右は左の分布をアップにしたものである。

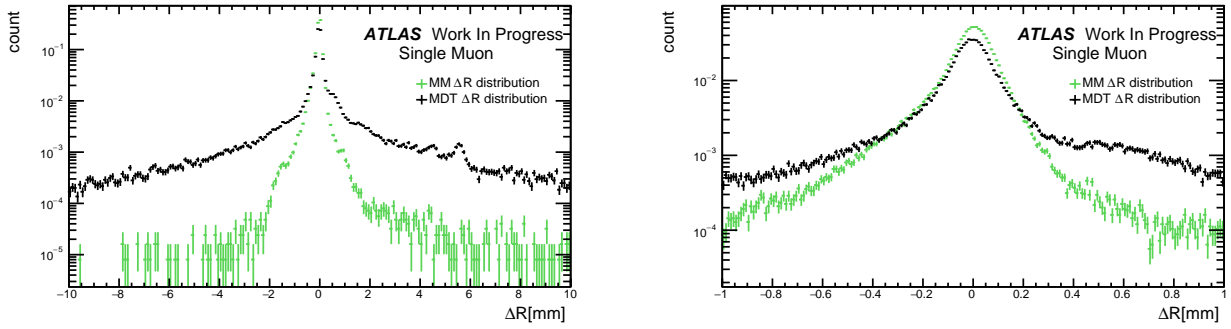


図 5.37 ミューオンの $p_T = 30$ GeV 左：MDT と Micromegas 検出器を用いたときのそれぞれ規格化した ΔR 分布。右は左の分布をアップにしたものである。

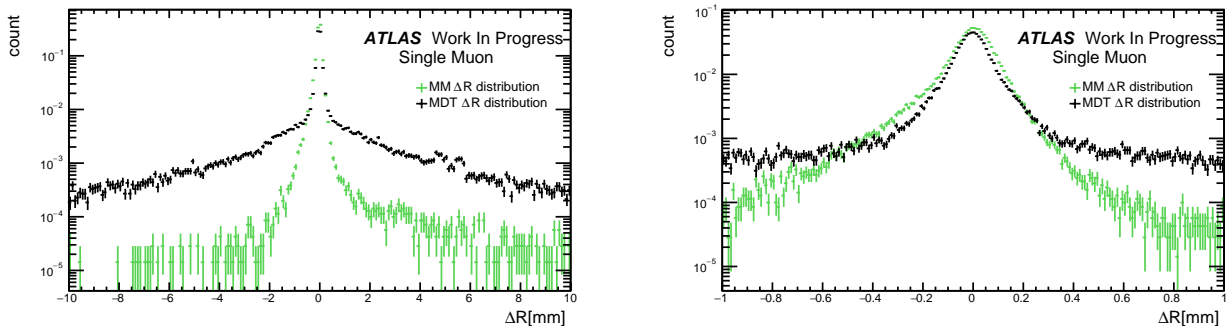


図 5.38 ミューオンの $p_T = 100$ GeV 左：MDT と Micromegas 検出器を用いたときのそれぞれ規格化した ΔR 分布。右は左の分布をアップにしたものである。

Micromegas 検出器を用いた場合、MDT に比べて θ 分解能の精度は劣るが、大きく値を誤る割合が少ないことがわかった。また ΔR の分布においても中心から大きく外れるテールの割合が少ないことがわかる。つまり、Micromegas 検出器を使うと θ 分解能の精度は劣るが、 θ を大きく間違える割合が少なく、かつ位置測定では現行の MDT と同等以上の結果を得られた。

図 5.39 に示すように MDT は Z 軸に対し ~ 30 cm の幅に配置されている。Micromegas 検出器の場合は sTGC が入る分、幅が狭く (~ 17 cm) 配置されているため θ 分解能の精度は劣る。またセグメントを計算する際に、MDT の場合ではサークルの数が少ないとき大きく間違える傾向がある。以上のことから分解能の精度は劣るがテールが少ないことが考えられる。

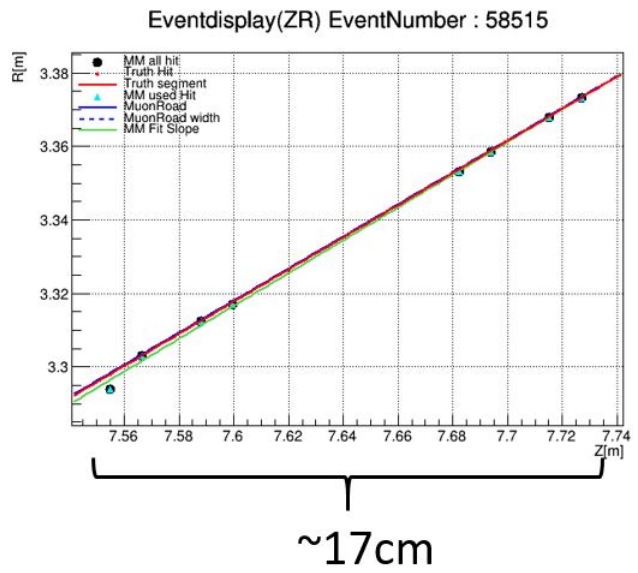
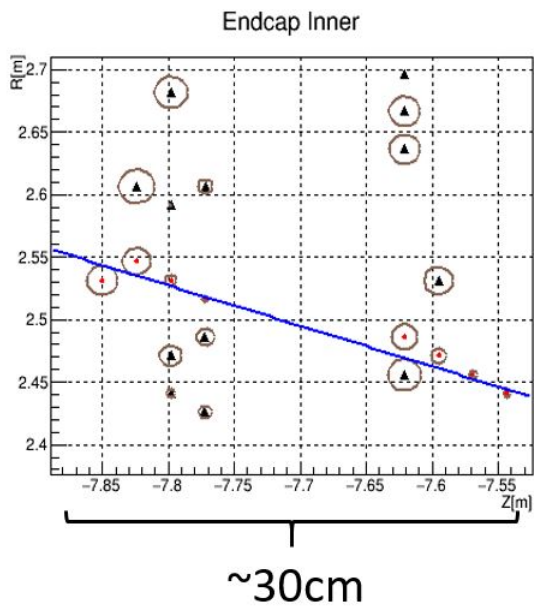


図 5.39 左図：現行の MDT のイベントディスプレイ。 右図：Micromegas 検出器のみ使用したイベントディスプレイ

第 6 章 Micromegas 検出器を用いた横運動量測定

本章では第 3.3.3 章でも述べたように、Micromegas 検出器を使って今までと同様に α, β を用いて横運動量を求めた。その結果を述べる。

6.1 Back-Extrapolation によるインナーステーションでのロード幅

インナーステーションにおいて飛跡再構成するためにミューオンロードを設ける必要がある。そこで本研究では、Back-Extrapolation という方法を用いてミューオンロードを決めた (図 6.1)。Back-Extrapolation とはミドルステーションから外挿する方法である。インナーステーションとミドル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。そこでミドルステーションとアウトーステーションの MDT のスーパーポイントを利用し、第 3.2.2 章で述べたように $p_{T,\alpha}$ を計算し、さらに磁場と電荷を用いて、ミドルステーションからインナーステーションに外挿する。

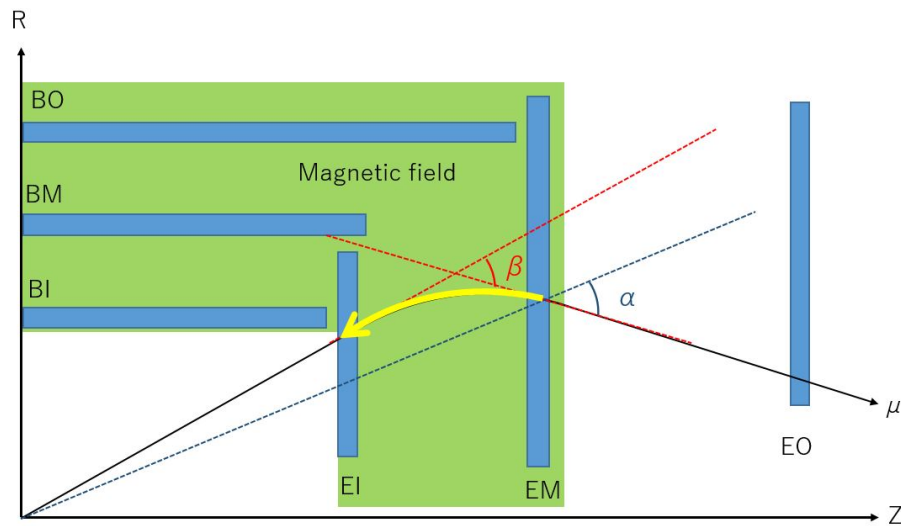


図 6.1 Back-Extrapolation のイメージ図。 $p_{T,\alpha}$ が計算された後、黄色矢印のようにインナーステーションに外挿する。

本研究では、この Back-Extrapolation を使用してインナーステーションのロードを求めた。Back-Extrapolation で得られた η から Micromegas 検出器の Z 軸に対する中心での R の値を R_{ext} , 真のセグメントを再構成し、その Z 軸に対する中心での R の値を R_{Truth} とする。その際に Small 部、Large 部に分けて R 方向の位置の差 ΔR (式 6.1) を計算し、外挿された R に対する依存性を確認した。その結果を図 6.2 に示す。

$$\Delta R = R_{\text{ext}} - R_{\text{Truth}} \quad (6.1)$$

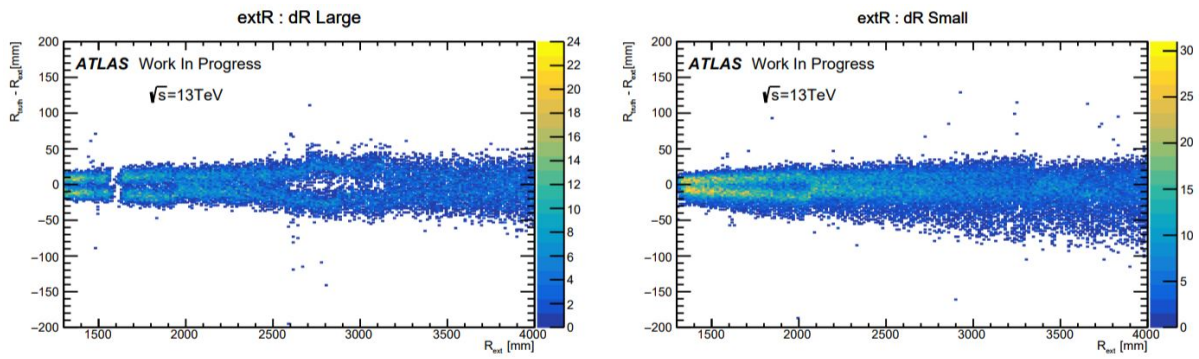


図 6.2 ΔR の R_{ext} に対する分布図。左図が Large 部の場合、右図が Small 部の場合である。

この結果から十分にヒットを得るためにインナーステーションでのロードの幅を 150 mm と設定した。

6.2 横方向運動量の導出

第 3.3.2 章で記述したように α 、 β を用いて横運動量 (p_T) を導出した。その結果を示す。

$p_{T,\alpha}$ の導出

α について、 $\Delta\alpha (= \alpha_{\text{Truth}} - \alpha)$ と $p_{T,\alpha}$ の分布を図 6.3, 6.4 に、図 6.5, 6.6 に $\Delta\alpha$ の分布を η 、 ϕ の関数として示した。後に $\Delta\beta$ の分布と比較する。LUT による α から $p_{T,\alpha}$ の概算の例として、ある η 、 ϕ Bin における α と $1/p_{T,\alpha}$ の対応図の一例を図 6.7 に示した。

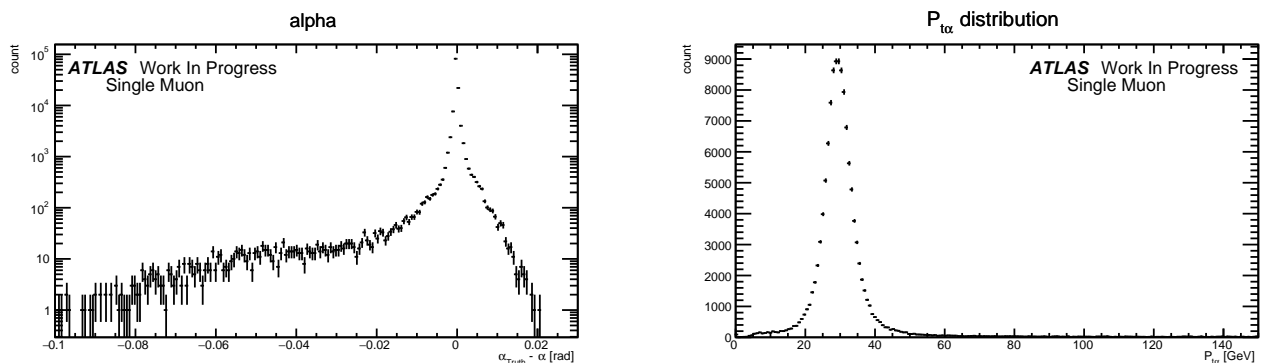


図 6.3 ミューオンの $p_T = 30$ GeV 左: $\Delta\alpha$ の分布 右: $p_{T,\alpha}$ の分布

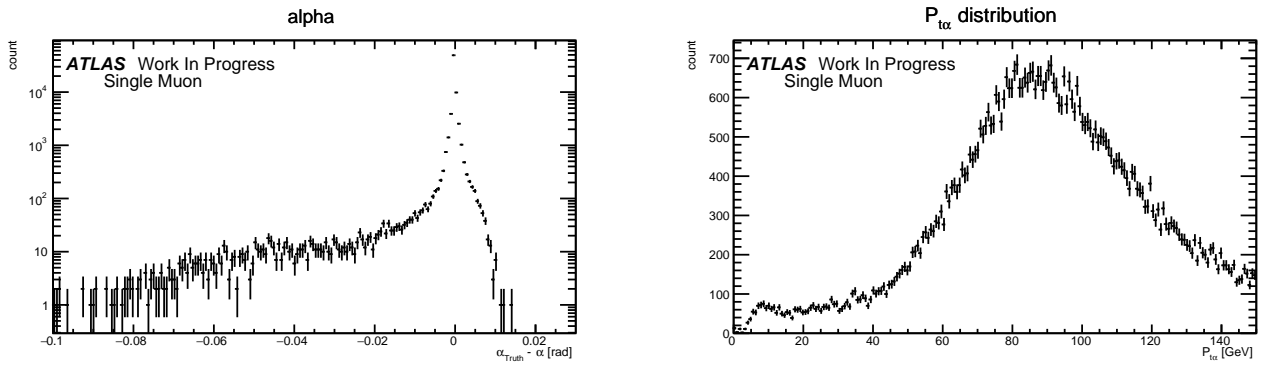


図 6.4 ミューオンの $p_T = 100 \text{ GeV}$ 左: $\Delta\alpha$ の分布 右: $p_{T,\alpha}$ の分布

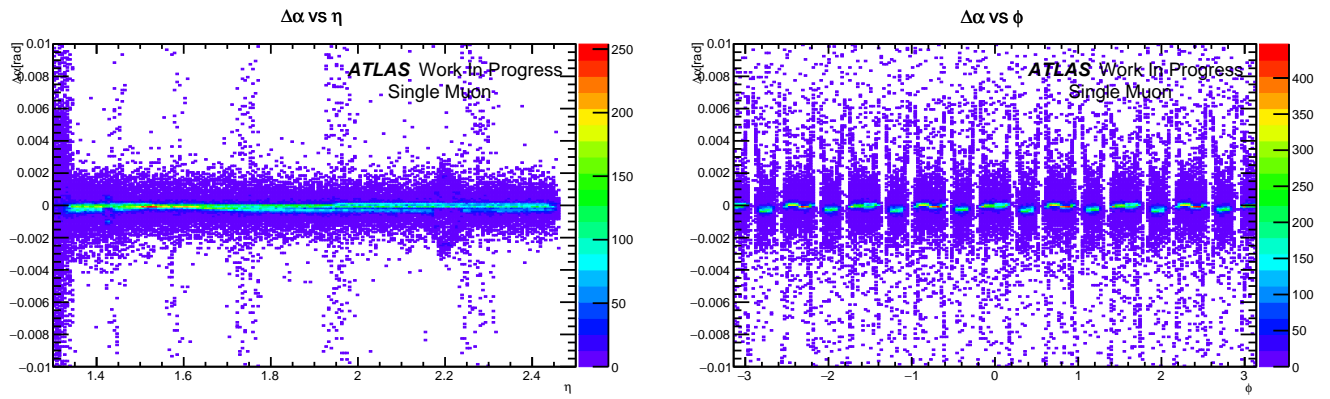


図 6.5 ミューオンの $p_T = 30 \text{ GeV}$ 左: η を関数とした $\Delta\alpha$ の分布 右: ϕ を関数とした $\Delta\alpha$ の分布

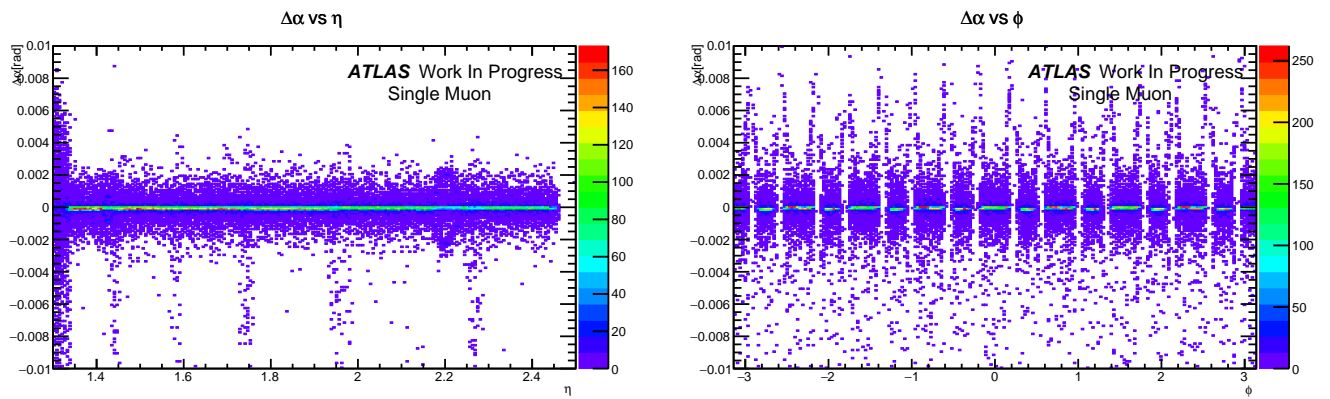


図 6.6 ミューオンの $p_T = 100 \text{ GeV}$ 左: η を関数とした $\Delta\alpha$ の分布 右: ϕ を関数とした $\Delta\alpha$ の分布

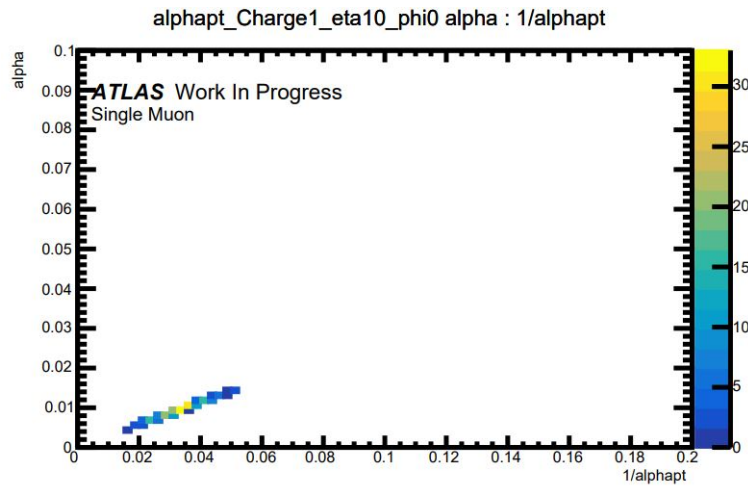


図 6.7 ミューオンの $p_T = 30 \text{ GeV}$ のときのある η, ϕ Bin における α と $1/p_{T,\alpha}$ の対応図の一例。

α の精度は η, ϕ に強く依存していない。また $p_T = 100 \text{ GeV}$ の場合、 $p_T = 30 \text{ GeV}$ に比べるとミューオンが磁場により曲がりにくいため p_T の分布が広がる。

$p_{T,\beta}$ の導出

同様に β について $\Delta\beta (= \beta_{\text{Truth}} - \beta)$ と $p_{T,\beta}$ の分布を図 6.8, 6.9 に、図 6.10, 6.11 に η, ϕ に対する $\Delta\beta$ の分布を示した。そして同様に LUT を用いて β から $p_{T,\beta}$ を概算する例として、ある η, ϕ Bin における β と $1/p_{T,\beta}$ の対応図の一例を図 6.12 に示した。

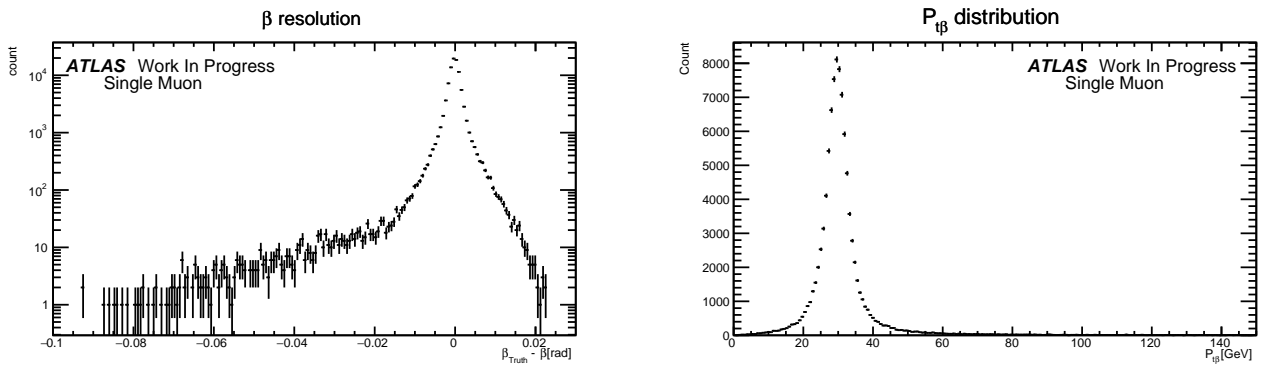


図 6.8 ミューオンの $p_T = 30 \text{ GeV}$ 左: $\Delta\beta$ の分布 右: $p_{T,\beta}$ の分布

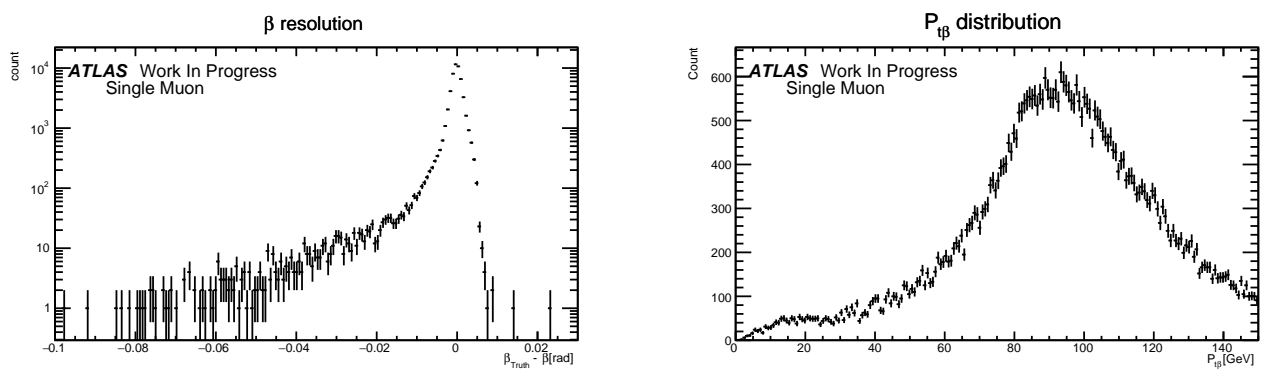


図 6.9 ミューオンの $p_T = 100$ GeV 左: $\Delta\beta$ の分布 右: $p_{T, \beta}$ の分布

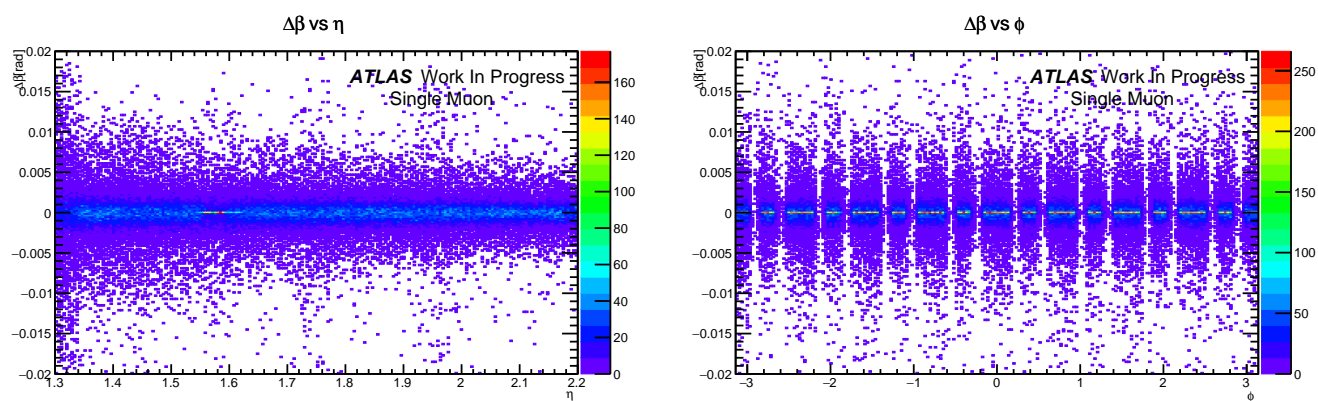


図 6.10 ミューオンの $p_T = 30$ GeV 左: η を関数とした $\Delta\beta$ の分布 右: φ を関数とした $\Delta\beta$ の分布

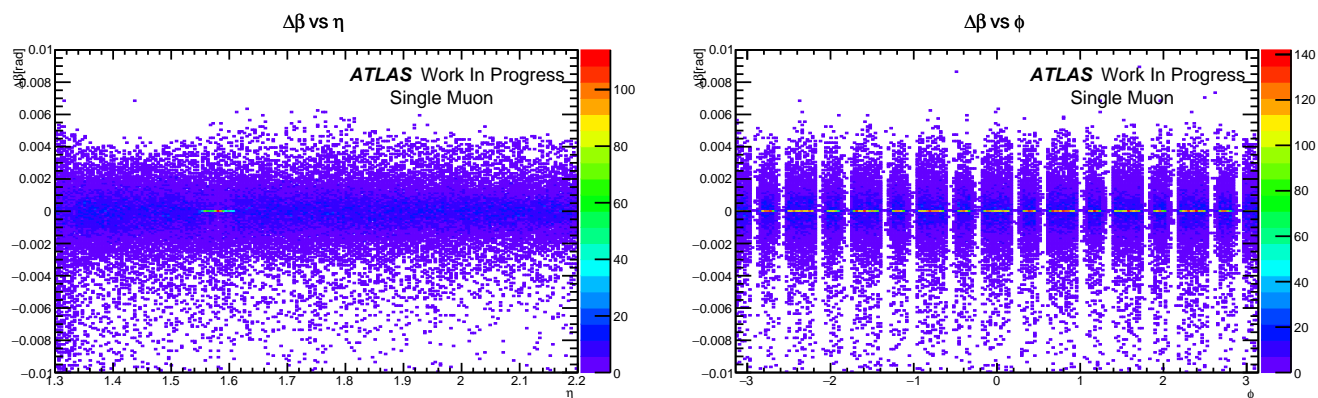


図 6.11 ミューオンの $p_T = 100$ GeV 左: η を関数とした $\Delta\beta$ の分布 右: φ を関数とした $\Delta\beta$ の分布

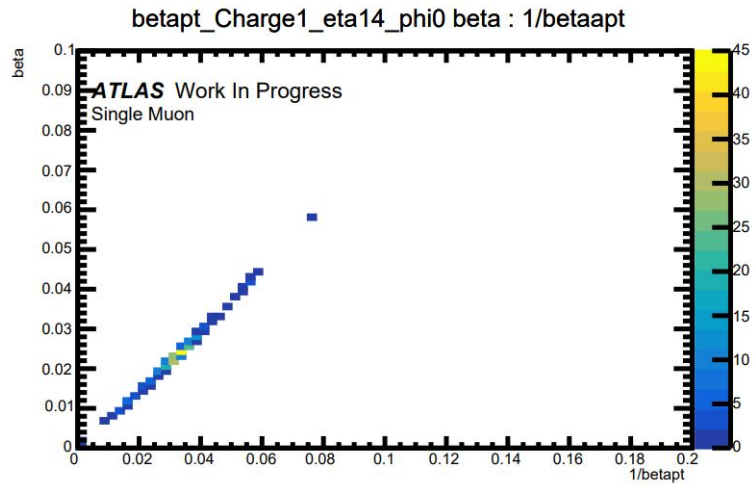


図 6.12 ミューオンの $p_T = 30$ GeV のときのある η, ϕ Bin における β と $1/p_{T,\beta}$ の対応図の一例。

β の精度は η, ϕ に依存していない。また $p_T = 100$ GeV の場合、 α と同様に p_T の分布が広がっていることがわかる。

また $\Delta\alpha, \Delta\beta$ の比較を図 6.13, 6.14 に示した。

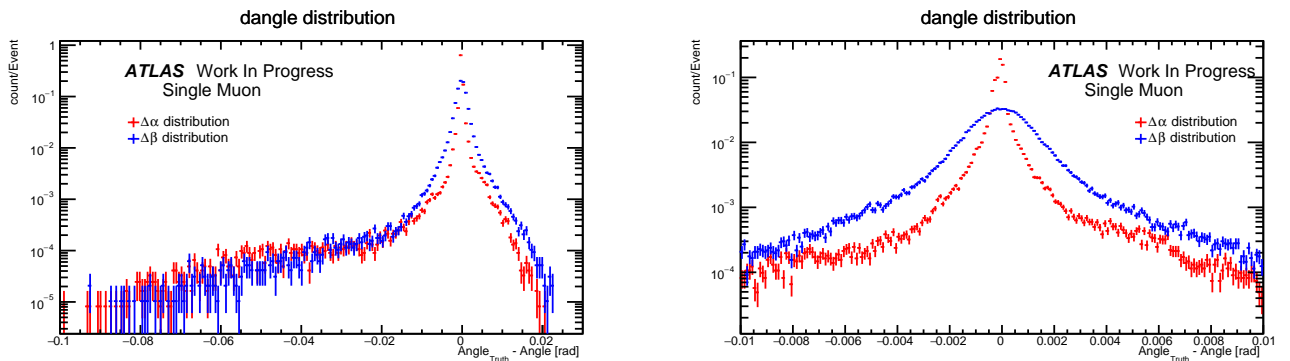


図 6.13 ミューオンの $p_T = 30$ GeV $\Delta\alpha, \Delta\beta$ の分布をそれぞれ規格化した分布。右は左の分布をアップにしたものである。

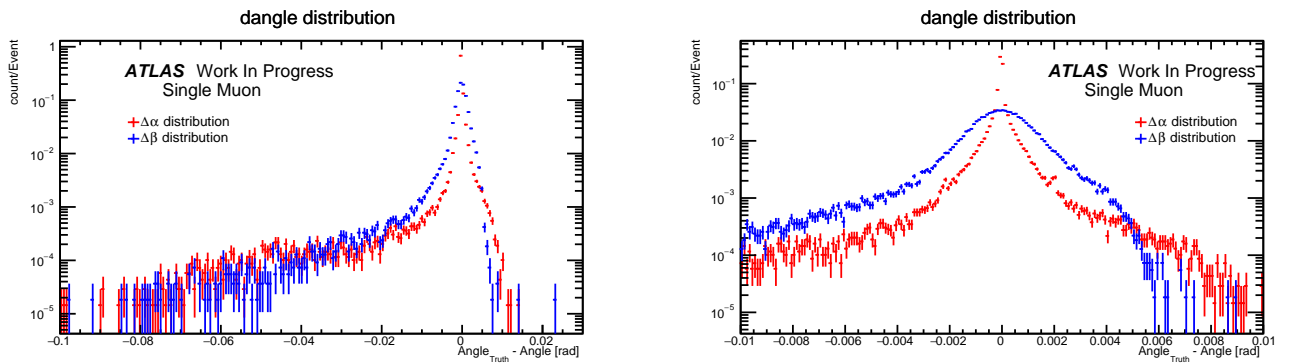


図 6.14 ミューオンの $p_T = 100$ GeV $\Delta\alpha, \Delta\beta$ の分布をそれぞれ規格化した分布。右は左の分布をアップにしたものである。

β は α に比べるとピーク付近では精度よく計算できていないことが分かる。これはイン

ナーステーションの Micromegas 検出器の分解能が原因と考えられる。しかし、ピークから比較離れた範囲では $\Delta\alpha$ と $\Delta\beta$ の分布が似通っていることがわかる。Micromegas 検出器の分解能は第 5.3.3 章でも述べたように MDT に比べると精度が劣る。しかし、値を大きく間違えることがないことから、このような分布になると考えられる。

6.3 横方向運動量再構成の評価

Micromegas 検出器を用いた横方向運動量再構成の評価を行う。評価方法として、 α 、 β を用いて得られた p_T と真の p_T と比較した。 p_T の精度を評価するための変数として以下の p_T residual を定義する。

$$p_T \text{ residual} = \frac{1/p_{T,SA} - 1/p_{T,Truth}}{1/p_{T,Truth}} \quad (6.2)$$

$p_{T,SA}$ に α 、 β から導出された p_T を代入し精度を評価した。図 6.15, 6.16 にミューオンの $p_T = 30$ GeV, 100 GeV の p_T residual の分布を示した。 $p_{T,\alpha}$, $p_{T,\beta}$ それぞれによる p_T residual の分布を図 6.17, 6.18 に示した。また現行の $p_{T, \text{offline}}$ を関数とした p_T 分解能の分布を図 6.19 に示した。

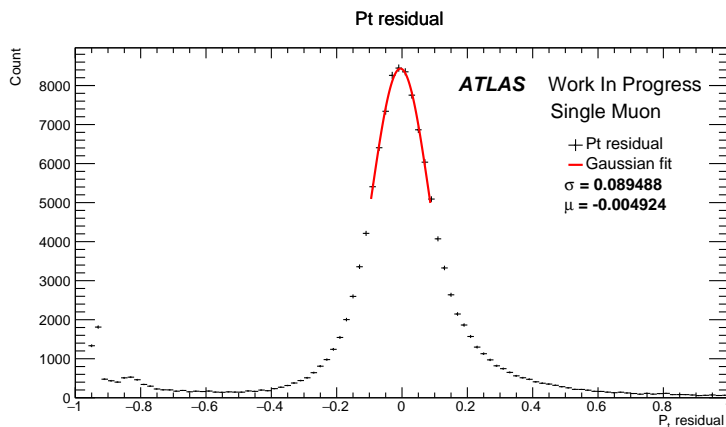


図 6.15 ミューオンの $p_T = 30$ GeV のときの p_T residual の分布図

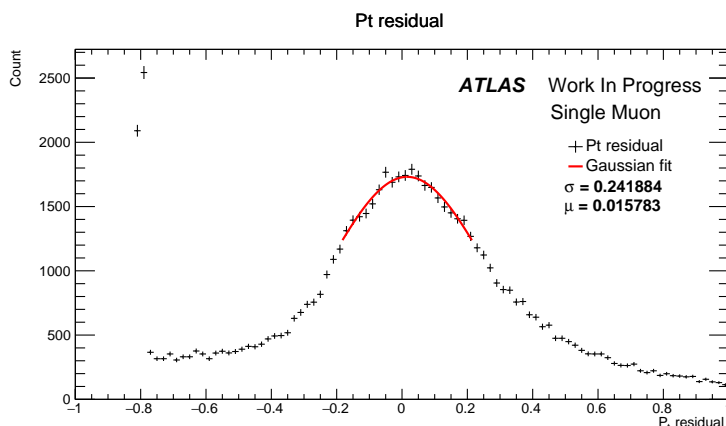


図 6.16 ミューオンの $p_T = 100$ GeV のときの p_T residual の分布図

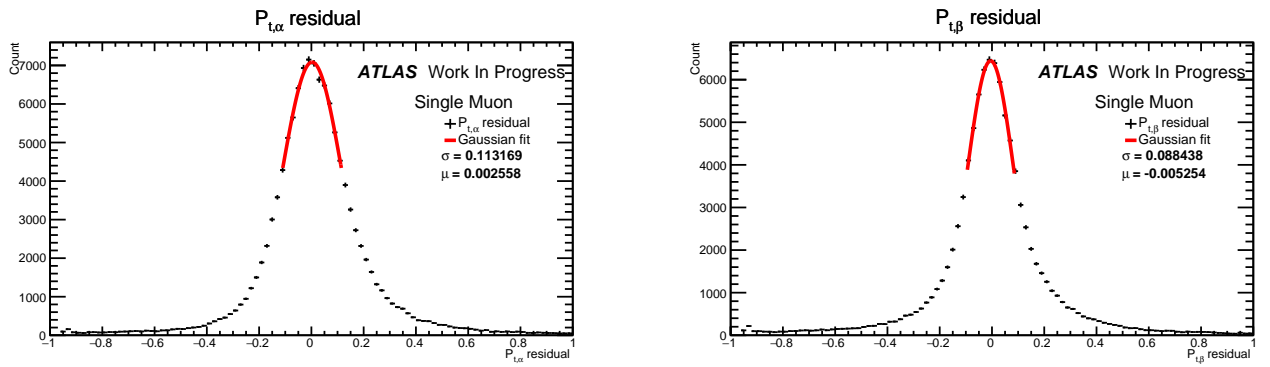


図 6.17 ミューオンの $p_T = 30$ GeV 左 : $p_{T,\alpha}$ residual の分布図 右 : $p_{T,\beta}$ residual の分布図

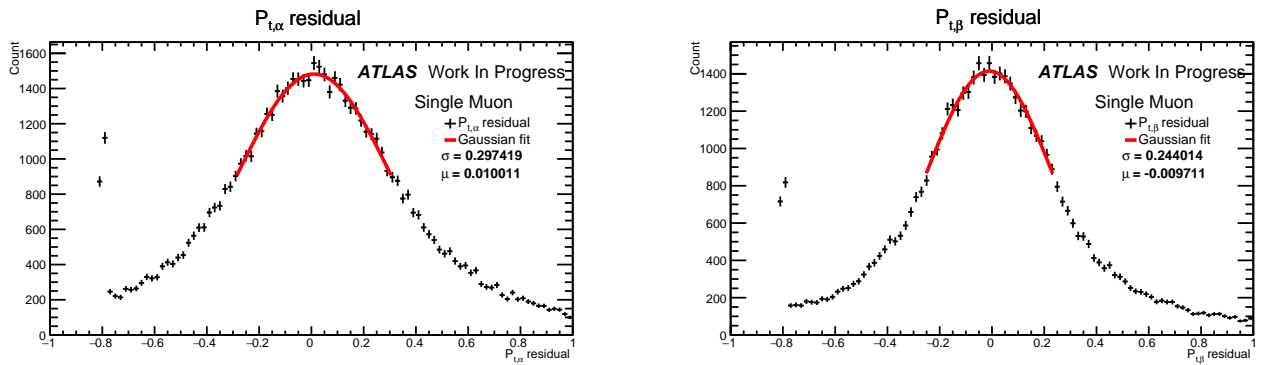


図 6.18 ミューオンの $p_T = 100$ GeV 左 : $p_{T,\alpha}$ residual の分布図 右 : $p_{T,\beta}$ residual の分布図

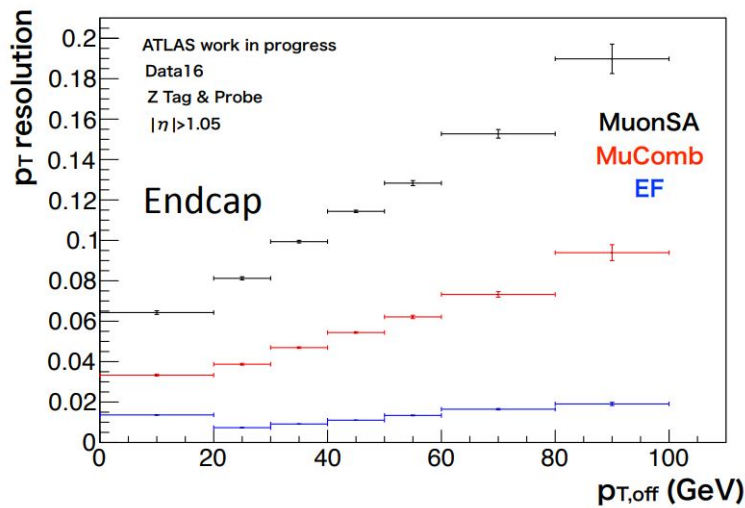


図 6.19 2016 年の Run2 で取得した実データを用いて $p_{T, \text{offline}}$ を関数とした p_T 分解能の分布図 [23]

α に比べて β から導出された p_T の分解能がよい結果を得られている。 α の場合、 $Z = 0$ を仮定しているが、実際の衝突地点は Z 軸方向に揺らぎ、またミューオン検出器に到来するまでにミューオンが多重散乱する可能性がある。しかし、 β を使用することでそれらの影響を受けずに計算できることから、 $p_T = 30$ GeV, 100 GeV の両方で p_T 分解能が向上すると

考えられる。

現行の MuonSA と比較すると、 $p_T \simeq 30$ GeV の MuonSA の分解能は 9% 程度、Micromegas 検出器を用いた場合は 8.9% 程度と、ほぼ同等の性能を持つことが分かった。

次に p_T residual の η , ϕ に対する分布を図 6.20, 6.21 に示した。

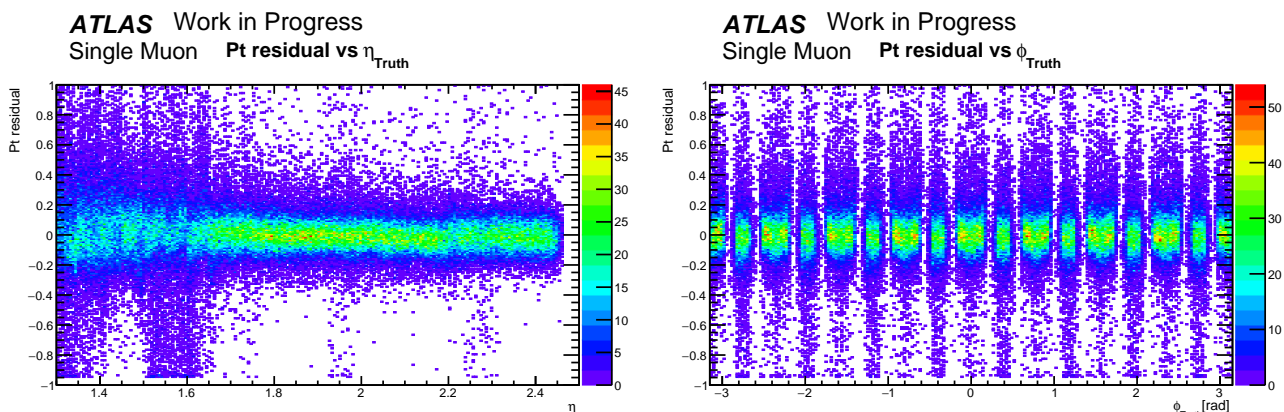


図 6.20 ミューオンの $p_T = 30$ GeV のときの p_T residual と η_{Truth} , ϕ_{Truth} 分布図

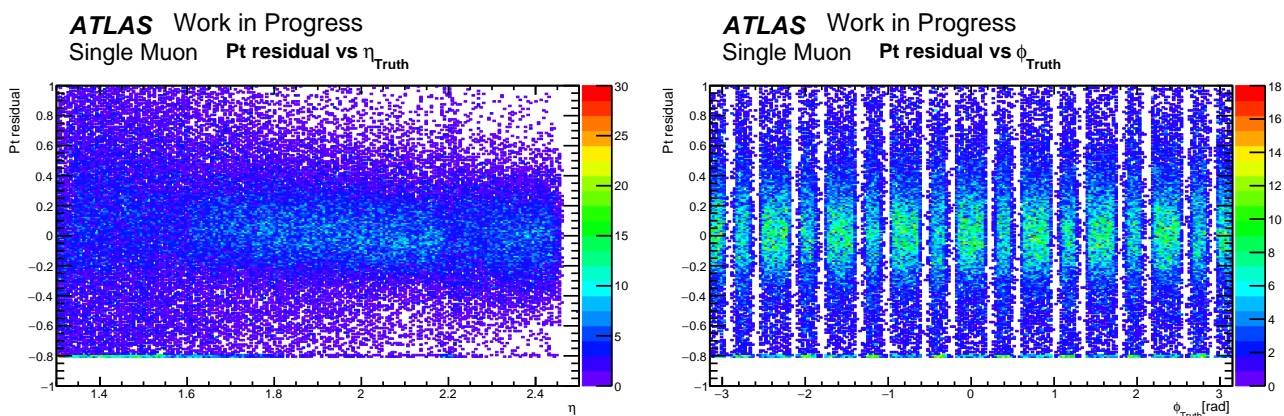


図 6.21 ミューオンの $p_T = 100$ GeV のときの p_T residual と η_{Truth} , ϕ_{Truth} 分布図

η が小さくなると p_T residual が大きくなっていることがわかる。 $p_T = 100$ GeV の場合、磁場に対して曲がりにくいため分布が広がる。 $p_T = 30$ GeV について η , ϕ で分割し p_T 分解能を計算した。その各結果を図 6.22, 6.23 に示した。

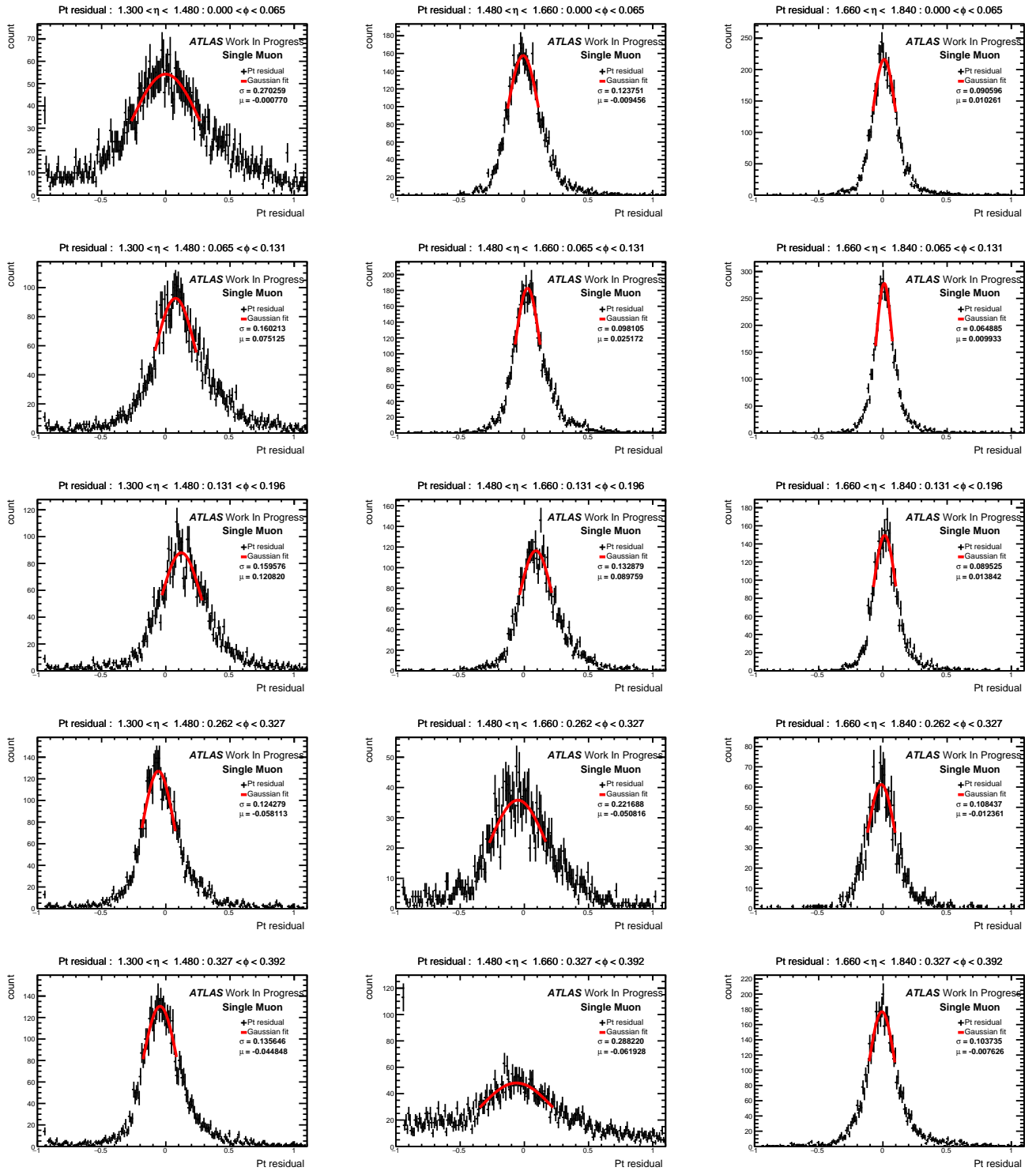


図 6.22 ミューオンの $p_T = 30$ GeV のときの各 η , ϕ における p_T residual 分布図。 ϕ 方向には 16 回対称として分けている。横 : $1.3 < \eta < 1.48$, $1.46 < \eta < 1.66$, $1.66 < \eta < 1.84$, 縦 : $0 < \phi < 0.065$, $0.65 < \phi < 0.131$, $0.131 < \phi < 0.196$, $0.196 < \phi < 0.262$, $0.262 < \phi < 0.327$, $0.327 < \phi < 0.392$. OverlapRegion は除いている。

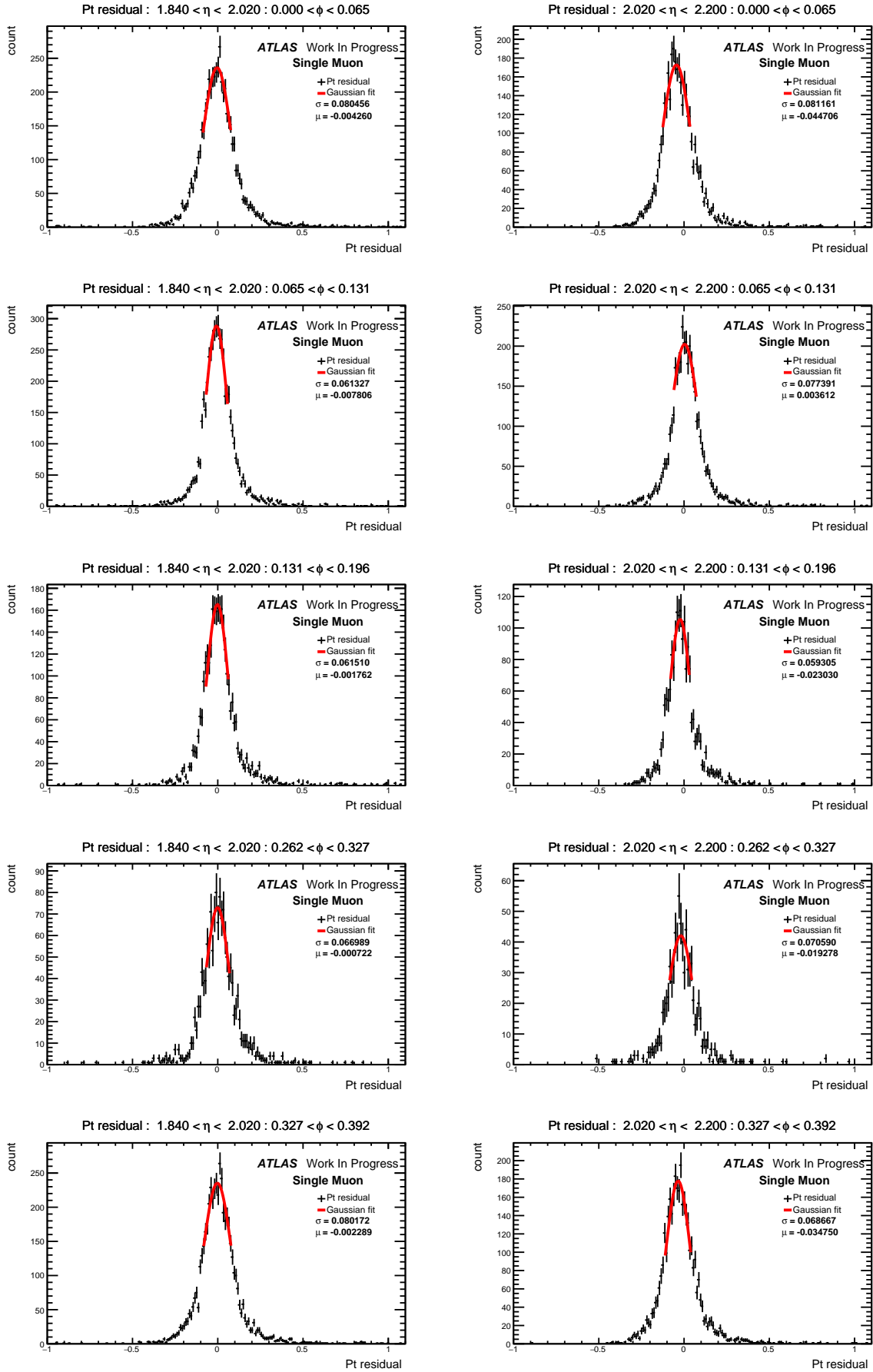


図 6.23 ミューオンの $p_T = 30 \text{ GeV}$ のときの各 η , ϕ における p_T residual 分布図。
 ϕ 方向には 16 回対称として分けている。横 : $1.84 < \eta < 2.02$, $2.02 < \eta < 2.2$ 、
 縦 : $0 < \phi < 0.065$, $0.65 < \phi < 0.131$, $0.131 < \phi < 0.196$, $0.196 < \phi < 0.262$ 、
 $0.262 < \phi < 0.327$, $0.327 < \phi < 0.392$ 。OverlapRegion は除いている。

さらに各 θ 分解能を各 η と ϕ に対して比較した。その結果を図 6.24 に示す。

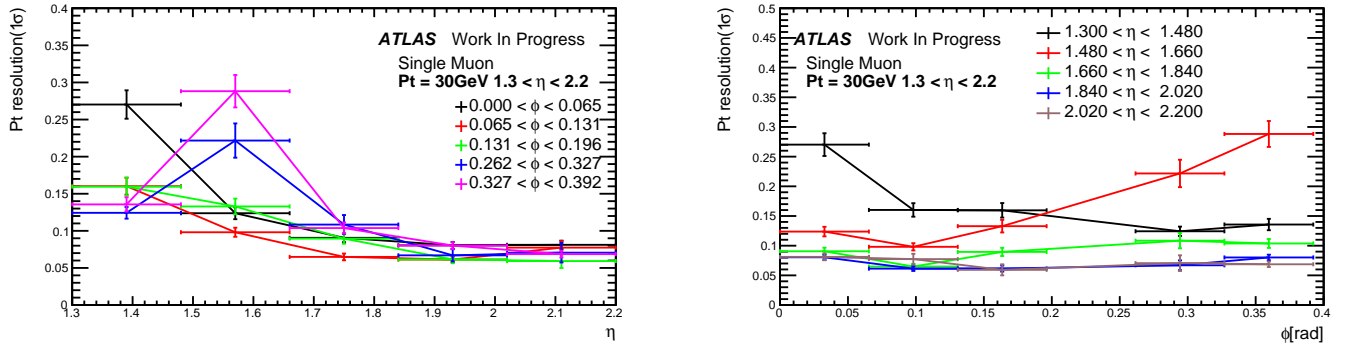


図 6.24 左: p_T 分解能と η の分布図 右: p_T 分解能と ϕ の分布図

図 6.24 から、 $\eta < 1.66$ の範囲では ϕ に対して p_T 分解能が比較的変動する。これはトロイド磁石による複雑な磁場 (図 5.15) のため精度よく計算できないことが原因と考えられる。また η に対して p_T 分解能が変動する ϕ の範囲もあるが η が大きくなると概ね p_T 分解能がよくなるのが分かった。これはインナーステーションでの η に依存する θ 分解能と磁場が一定であることが要因と考えられる。

また $p_{T,\alpha}$, $p_{T,\beta}$ のそれぞれについても同様に調べた。まず η , ϕ 依存性について図 6.25, 6.26 に示した。

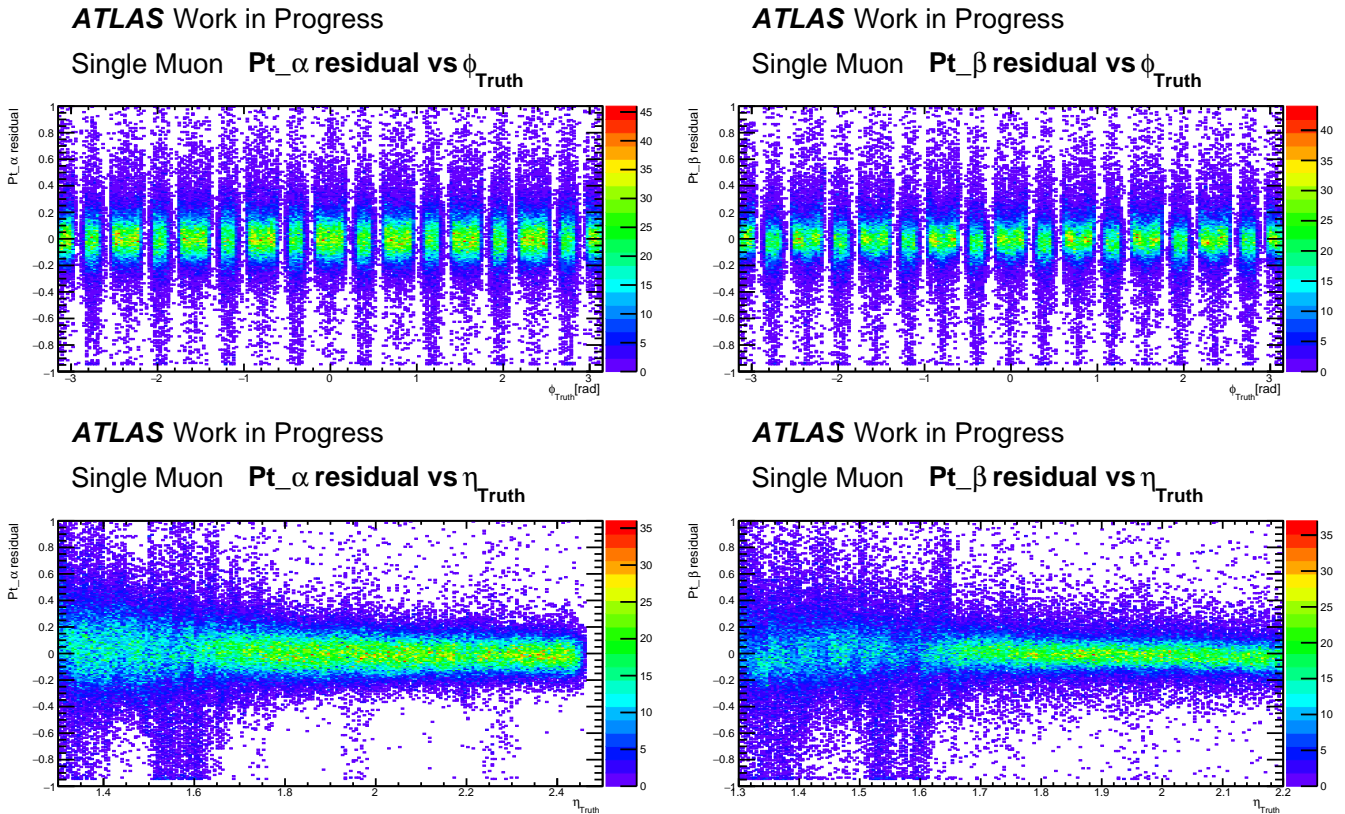
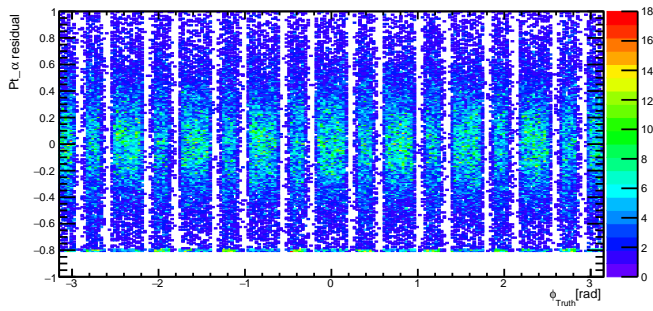


図 6.25 ミューオンの $p_T = 30$ GeV 上側: η_{Truth} , ϕ_{Truth} に対する $p_{T,\alpha}$ residual の分布 下側: η_{Truth} , ϕ_{Truth} に対する $p_{T,\beta}$ residual の分布図

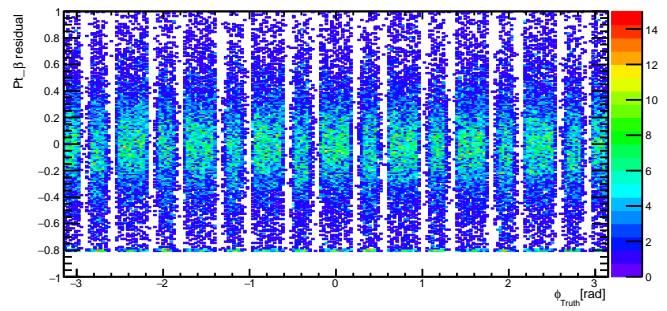
ATLAS Work in Progress

Single Muon Pt_{α} residual vs ϕ_{Truth}



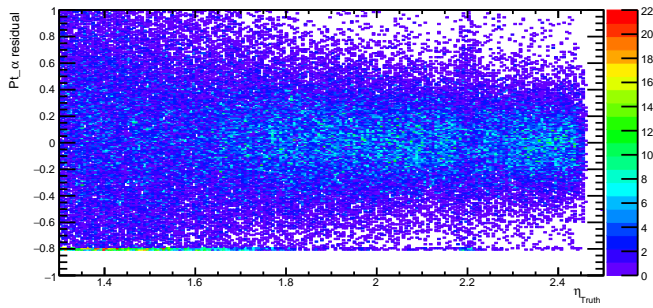
ATLAS Work in Progress

Single Muon Pt_{β} residual vs ϕ_{Truth}



ATLAS Work in Progress

Single Muon Pt_{α} residual vs η_{Truth}



ATLAS Work in Progress

Single Muon Pt_{β} residual vs η_{Truth}

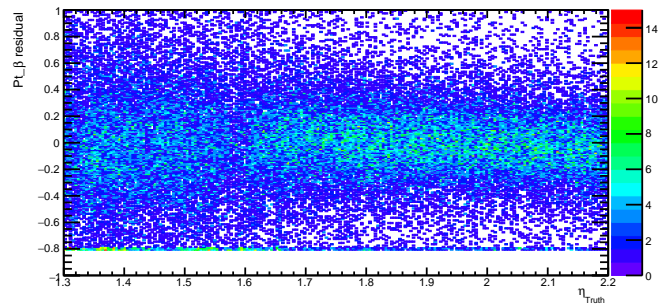


図 6.26 ミューオンの $p_T = 100 \text{ GeV}$ 上側: $\eta_{\text{Truth}}, \phi_{\text{Truth}}$ に対する $p_{T,\alpha}$ residual の分布 下側: $\eta_{\text{Truth}}, \phi_{\text{Truth}}$ に対する $p_{T,\beta}$ residual の分布図

そして $\Delta\theta$ と $p_{T,\beta}$ の相関を図 6.27, 6.28 に示した。

ATLAS Work in Progress

Single Muon Pt residual (Only $p_{T,\beta}$): $\Delta\theta$

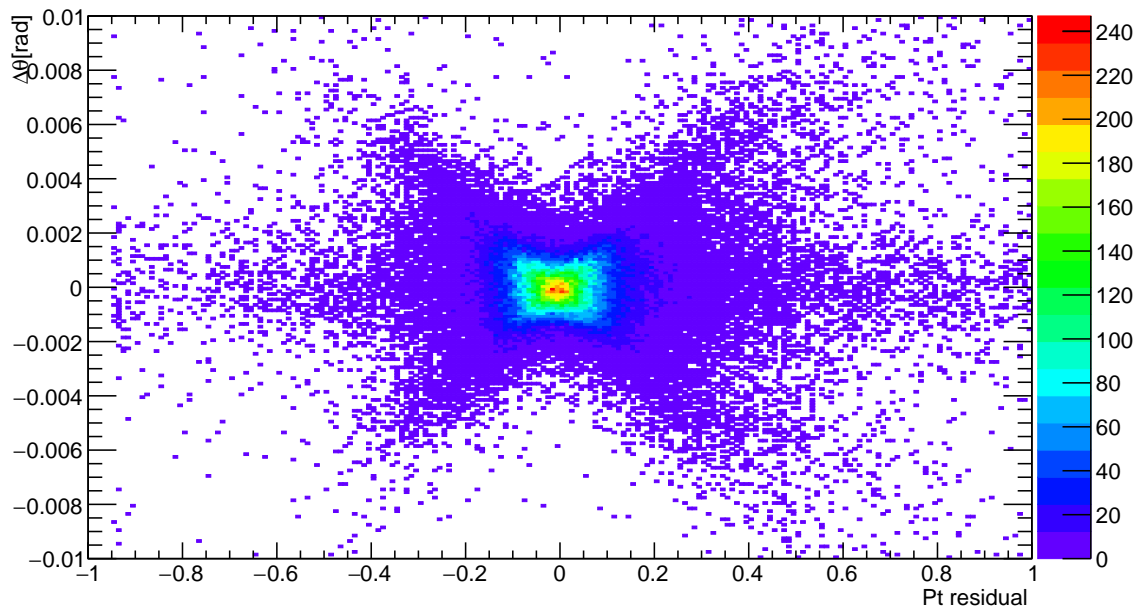


図 6.27 ミューオンの $p_T = 30 \text{ GeV}$ のときの p_T residual と $\Delta\theta$ 分布図

ATLAS Work in Progress

Single Muon Pt residual (Only $p_{T,\beta}$): $\Delta\theta$

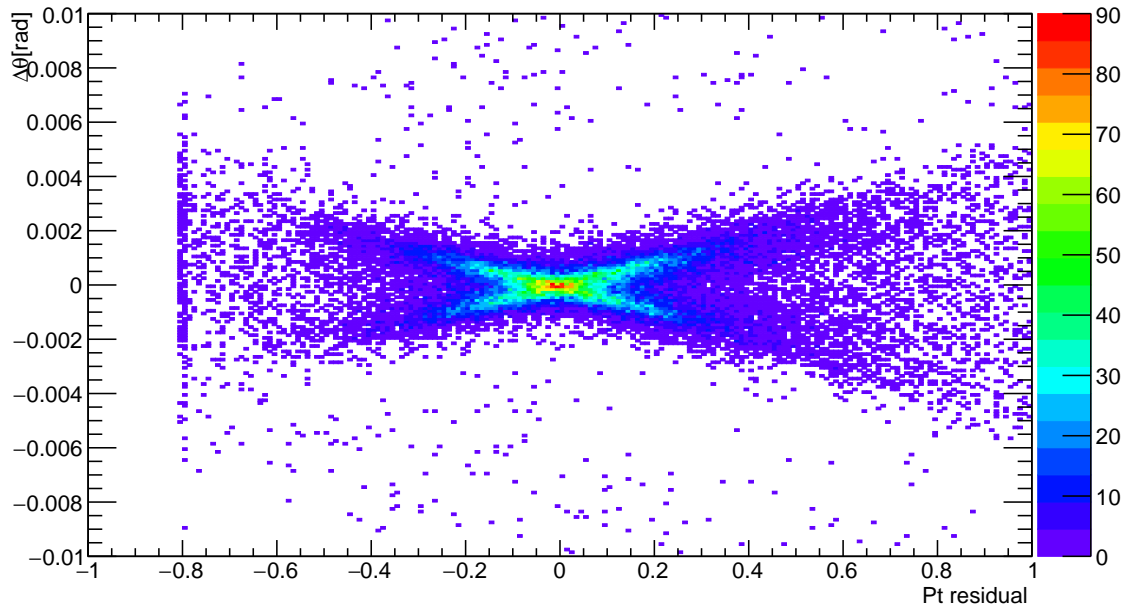


図 6.28 ミューオンの $p_T = 100 \text{ GeV}$ のときの p_T residual と $\Delta\theta$ 分布図

図 6.25 から η が比較的小さい範囲で $p_{T,\beta}$ residual の分布が広がっていることがわかる。また図 6.27, 6.28 からわかるように分布がクロスしている部分 ($\Delta\theta$ が大きいほど $p_{T,\beta}$ residual が大きくなる部分) がある。前節でも述べたように Micromegas 検出器は MDT より θ 分解能が劣る。それに対応して p_T が精度よく計算できていないことがわかる。

図 6.29 に再構成が失敗しているイベントディスプレイを示す。現在のアルゴリズムでは比較的離れているヒットがある場合でもすべて使用し、計算を行う。このように明らかに離れているとわかる場合、このヒットを除くようなプロセスを加えることで再構成の精度向上ができると思われる。

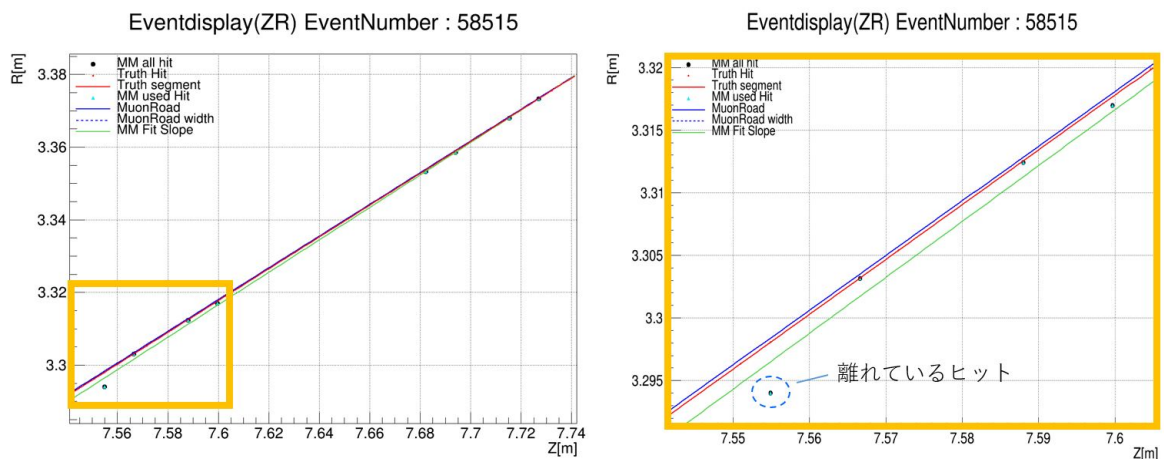


図 6.29 赤色：真のセグメント、黒：各層のクラスター再構成された位置、緑：計算されたセグメント。右図は左図の拡大版である。

第7章 結論

本論文では、LHC-ATLAS 実験のミュオン検出器におけるフェイクヒットの成因調査と今度導入される予定の New Small Wheel を用いたミュオンハイレベルトリガーの初段のアルゴリズムである MuonSA の開発を行った。

ミュオン検出器におけるフェイクヒット

ミュオン検出器では飛跡と関連のない、もしくは飛跡再構成に悪影響を及ぼすフェイクヒットが問題視されており、その成因をミュオン由来とジェット由来に絞って調査した。その結果、ミュオンから 100 mm 以内にフェイクヒットを生じていることがわかった。その主要な要因として δ -ray が考えらる。またジェット由来についてはエネルギーが特に高い場合 (500 GeV 以上) にジェットの粒子がミュオン検出器に到達していると考えられ、フェイクヒットを生んでいることが分かった。これらの結論から今後のミュオントリガーの開発にはミュオン単体のシミュレーションではなくジェットを含んだシミュレーションを使う必要があることを示した。

New Small Wheel を用いた MuonSA の開発

ルミノシティ増加に伴いヒットレートが増加に対応するため、New Small Wheel が導入される。その NSW を構成する Micromegas 検出器を用いて MuonSA において以下のアルゴリズム開発を行った。

1. Micromegas 検出器における飛跡再構成アルゴリズムの開発
2. Micromegas 検出器で再構成された飛跡を用いた横運動量 (p_T) 導出アルゴリズムの開発

1. Micromegas 検出器における飛跡再構成アルゴリズムの開発

本研究で、各層におけるヒット位置計算アルゴリズムの開発と最大 8 層のヒットを用いて直線フィットを行い飛跡を再構成するアルゴリズムを開発した。このアルゴリズムを用いてことで R 方向に 68 μm 、 θ 方向に 0.885 mrad、 ϕ 方向に 1.98 mrad の精度で飛跡の位置と角度を求めた。しかし、 η が小さい領域で一層当たりの再構成されたヒットが広く分布しているため θ 分解能が悪化することがわかった。本アルゴリズムは、現行の MDT と比べると、 Z 軸に対し sTGC が入る分、幅が狭く配置されているため θ 分解能の精度は劣る。 θ 分解能は劣るが θ を大きく間違える割合が少ないということ、位置 (R) 分解能は MDT と同等以上であることがわかった。

2. Micromegas 検出器で再構成された飛跡を用いた横運動量 (p_T) の導出アルゴリズムの開発

前述した Micromegas 検出器で再構成された飛跡を用いた p_T の計算では、これまでの同様の Look Up Table を使用する方法を採用した。その結果、 $p_T = 30$ GeV で p_T 分解能 0.0895、 $p_T = 100$ GeV で p_T 分解能 0.2419 という結果を得られた。これは現行の MuonSA と同等の性能を持つ。しかし、Micromegas 検出器での飛跡再構成は前述したように MDT の場合より θ 分解能が劣っているため、角度 β を用いると p_T の概算を誤る場合があることがわかった。 θ 分解能は今後の改善すべき課題である。

展望

本研究では Efficiency や Trigger Rate の研究を行っていないが、これらはシングルミュオンサンプルではなくより実験に近いシミュレーションを使い、今後評価する必要がある。特に MDT と比べると θ や R を大きく間違える割合が少ないため、Trigger Rate を削減できる可能性がある。また今回は角度 β を使用して p_T を概算したが、Micromegas 検出器の位置分解能は MDT より優れていることから、角度 γ (第 3.2.2 章 参照) を使用するとアルゴリズムの改善が見込まれる。最後に、本研究では NSW のうち Micromegas 検出器のみを使用しているが、sTGC 検出器も用いることでアルゴリズムの改善が見込める。

参考文献

- [1] B.R.Martin · G.Shaw, Particle Physics, 2008
- [2] ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Physics Letters B 716 (2012) 1-29
- [3] CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Physics Letters B 716 (2012) 30-61
- [4] <http://atlas.kek.jp/sub/photos/Accelerator/PhotoAccelerator.html>
- [5] L. Evans, P. Bryant, JINST 3 S08001(2008)
- [6] CMS Collaboration, The CMS Experiment at the CERN LHC, JINST 3 (2008) S08004.
- [7] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al. , The ALICE experiment at the CERN LHC ,JINST 3 , S08002 (2008), doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [8] LHCb collaboration A Large Hadron Collider beauty experiment, Technical Proposal,CERN-LHCC-98-004, <http://cdsweb.cern.ch/record/622031>.
- [9] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3(2008) S08003.
- [10] <http://www.atlas.ch/multimedia/how-atlas-detects-particles.html>
- [11] ATLAS Collaboration, ATLAS Insertable B-Layer Technical design report, ATLAS TDR 19(2010)
- [12] Joerg Wotschack (CERN), ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT,and RPC chambers, ATL-MUON-PUB-2008-006 (2008)
- [13] HL-LHC : High Luminosity Large Hadron Collider, <http://hilumilhc.web.cern.ch/about/hl-lhcproject>
- [14] ATLAS Collaboration, Technical Design Report New Small Wheel.
- [15] M. Bianco, on behalf of the ATLAS Muon Collaboration, Micromegas detectors for the muon spectrometer upgrade of the ATLAS experiment, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 824 (2016) 496-500.
- [16] ATLAS Collaboration, The ATLAS Data Acquisition System in LHC Run 2, ATL-DAQ-PROC-2017-007, 2017
- [17] 木戸将吾,ATLAS 実験 Run2 におけるレベル 1 ミューオントリガーの性能評価及び最適化の研究, 神戸大学 修士論文, (2016)
- [18] 野辺拓也. Atlas 実験に置ける ミューオントリガーの性能改良. 東京工業大学修士学位論文 (2011)
- [19] 岸本巴. Atlas 実験における ミューオントリガー効率の評価. 神戸大学修士学位論文 (2013)

- [20] Di Mattia, Online Muon Reconstruction in the ATLAS Level-2 trigger system, ATL-DAQ-CONF2005-013, 2004
- [21] 野口陽平, internal communication
- [22] ATLAS-J-NSW Trigger Group, Digitization Development and Trigger Performance Study for the NSW Micromegas Detector (2017)
- [23] 田中雅大, internal communication

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々にお世話になりました。この場を借りて深くお礼申し上げます。

まず指導教員である山崎祐司先生には ATLAS 実験のことはもちろんのこと、様々なことをご教授いただきました。発表の際には何度も添削いただき、たくさんの貴重なコメントを頂きました。また普段から研究の面倒を見て頂き、自分の席までお越しくくださったこと、部屋を伺った際には方向修正をして頂いたことは自分の研究生活において大きな糧になったことは間違いありません。研究の話だけでなく、山崎先生の豊富な経験と知識から生まれる話題は惹かれるものがあり、自分の生活においても刺激になりました。そして CERN 出張という他の学生では経験できない機会も頂きました。飲み会の際には、目立つ僕を温かく見守って頂きました。山崎先生と接する中で自分の未熟さを知ることができ自分なりに成長できたと感じています。この2年間、僕に素晴らしい研究の機会、環境を頂いたこと、あらゆる場面で支えていただいたこと、心から深く感謝申し上げます。本当にありがとうございました。

神戸大学で行われる毎週の ATLAS ミーティングでは藏重久弥先生、越智敦彦先生、前田順平先生にはたくさんご助言いただけました。また普段から気さくに会話をして頂き、実験のことだけでなく世間話もして頂き大変ためになりました。藏重先生には数々の飲み会や院生部屋でコーヒーを飲みながら話したことが思い出です。また他にも僕たちが研究するにあたり環境を整えてくださったこと本当にありがとうございました。越智さんにはガス検出器の基本や NSW が入るにあたって Micromegas について教えてくださったこと本当にありがとうございました。前田さんにはよく大学や ATLAS 実験でのスタッフ陣しか知らない裏事情を教えてください、本当に面白かったです。また僕は酔っていてあまり覚えていませんが、いつかの飲み会で竹田君と某 K さんについていじったことすいませんでした。(赤塚さんに命令されました。) 今まで温かく見守ってくださり本当にありがとうございました。

また研究室全体では竹内康雄先生、身内賢太郎先生、鈴木州先生、矢野孝臣先生にはご指摘を頂いたおかげで、正しい知識を身に着けることができましたことに感謝致します。

秘書の横山有美さんには CERN への出張手続きをはじめ、様々な事務手続きで支えていただきました。また僕に合わせて、世間話できたこと楽しかったです。最後にスイスを一緒に観光できたことは本当にいい思い出になりました。僕も頑張っ、て、いつかワインの土の香りがわかる男になりたいと思います。本当にありがとうございました。

ATLAS-HLT グループでは石塚正基先生にはコメントを頂きありがとうございました。また小林大氏、田中雅大氏、本田卓也氏、清水浩平氏、矢澤友貴孝氏に感謝致します。先輩には、コードの動かし方からトリガーの中身までいつでも質問することができ、心強く感じていました。また CERN 滞在時には行動をともにすることが多く、楽しく生活ができました。最後にタナカーに乗れたことやフランス、ベルギーに行けたことは本当に大切な思い出です。ありがとうございました。矢澤君、部署は違いますが、社会の波に飲まれながら同じ

会社で頑張りましょう。

ATLAS の先輩である陳叶氏、木戸将吾氏には親切に接して頂きました。日本でも CERN でも、わからないことを教えて頂き、この 2 年間数々のアドバイスを頂いたことに大変感謝申し上げます。陳さんには MuonSA のことや Athena のことなど丁寧に教えていただきました。木戸さんには 188 でお世話になりました。本当にありがとうございます。

他先輩方の長谷川誠氏、矢ヶ部遼太氏、山根史弥氏、橋本隆氏には学部 4 年生のときから物理の内容やプログラミングのことまで教えていただけましたことに御礼申し上げます。

後輩のチャラチャラ・石飛君、ハバネロ・杉本君、先輩ウケはよい・のろまポンコツ日本語意味不明・コーヒー抽出係・酒井君、スライドナンセンス・堀口君、髭&歴史・宮辺君、いつもクールぶってる吉田君、阪大野郎の話し相手・磯部君、先輩やけど後輩の石浦君には無駄がらみをして、笑いながら接していただきありがとうございました。

そして何より、神戸大学の同級生の皆様のおかげで学生生活を楽しく過ごせましたことに深く感謝致します。特に修士論文提出までの数日間、団結感が増し楽しかったです。

阿部圭悟さん。いつもクールに仕事をこなすところは本当にかっこいいなと思っていました。M2 になってから席が後ろで話す機会が多くなってからは、それが僕的には研究のいい息抜きなり助かりました。勤務地は東京ということで、あまり会えなくなりますが、いつか会社で働くことや研究室の懐かしい話で喋るれたらいいなと思っています。

又吉康平君。独特のセンスを持つところが印象的でした。特に周りのボケに的確にボケで返すあたりはすごいなと思っていました。お互い社会に揉まれながら頑張りましょう。

中澤美季さん。研究室の華的存在でしたが、M2 の時にはほとんど KEK にいてあまり話せなかったのが残念でした。先生大変だと思いますが、学校の外に出てもコミュ障を出さずに挨拶して頑張ってください。

小川圭将君。常に笑いを求め続けたその姿は素晴らしかったです。仙台出張で財布を無くして僕たちに多大な迷惑をかけたあの出来事は一生忘れないでしょう。しかし、本当に笑った思い出です。また年末にかおりの似顔絵から始まった進化の絵も楽しかったです。ありがとうございました。

竹田康亮君。同じ ATLAS 実験に参加し、研究について切磋琢磨しあったことは本当に感謝しています。時には竹田君の背中を見て、時に研究について教えあって、僕も最後まで研究を頑張れたと思います。また数多の飲み会で共に目立ち、共に特攻隊長として数々のスタッフ、先輩をいじったことは本当にいい思い出です。研究室でふざけあったこと、ウイイレをしたこと、BUMP のライブに行ったこと、何回も歴史に行ったこと、ブッフエでバカ食したこと、イタリアでスリにやられかけたこと、Cern Hostel で飲み明かしたこと、日本酒 7 時間飲み放題に行ったこと、武蔵・ブリュレについて話したこと、いろんな思い出がありすぎて書ききれないですが、本当にありがとうございました。いつか新物理を見つけてください。何年後かにまた飲み明かしましょう。

本当に仲良くしてくれたかけがえのない仲間達に、ここに感謝の意を表します。

最後に、僕に教育を受ける機会を与え、あらゆる面でサポートして頂いた家族に御礼申し上げます。