
修士論文

LHC-ATLAS 実験 Run2 データを用いた ミューオントリガーにおける 横運動量再構成方法の改良

東京工業大学 理工学研究科 基礎物理学専攻
田中 雅大

指導教員 久世正弘 准教授

2016 年 3 月 26 日

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。Run2 ではより高いエネルギー領域での物理事象探索が可能になる。

ATLAS 実験では 25 ns に一回という非常に高頻度の衝突が起こるため、事象の処理速度や記録容量の制限から、その情報を全て記録することは不可能である。そのため ATLAS 実験では必要なデータのみを効率良く記録するトリガーシステムを用いる。トリガーシステムは目的とする物理対象に応じて様々なものが用意されているが、特にミュオンは様々な興味ある物理事象で発生し、その識別は比較的容易であるため、特に重要なトリガー対象である。

ミュオントリガーシステムでは、ミュオン検出器内にかげられた磁場により曲げられたミュオンの飛跡の曲率から横運動量 (p_T) を計算し、得られた p_T に対して閾値を設定することで事象を選別する。膨大な量の事象を素早く処理するため、ミュオントリガーシステムでは、飛跡の曲率と相関のあるパラメータと p_T の対応表 Look Up Table (LUT) を事前に用意している。LUT を使用することで、飛跡の曲率と相関のあるパラメータを計算した後、即座に p_T を導出することができる。

Run1 から Run2 にかけて新しい検出器や多くのソフトウェアアルゴリズムが導入されたため、Run2 の環境に対応した LUT を作成する必要があった。本研究では Run2 で取得された積分ミノシティ 3.26 fb^{-1} のデータを用いて新しく LUT を作成し、その評価を行った。その結果、エンドキャップ部において p_T 分解能が改善され、トリガー効率の向上につながった。

またミュオン検出器におけるマグネットの境目にあたる領域では、磁場が複雑なためミュオンの p_T 分解能があまり良くないという問題があった。この領域ではもともと 2 ケ所の飛跡検出器を用いて飛跡再構成をおこなっていたが、今回この領域に新しい飛跡検出器 (EE チェンバー) が追加され、3 ケ所の飛跡検出器を用いた飛跡再構成が可能になった。本研究ではこれら新しく設置された飛跡検出器を用いた p_T 再構成を導入し、その性能評価を行った。その結果、EE チェンバーを使える領域では p_T 分解能が改善し、トリガー効率が向上した。

Abstract

The Large Hadron Collider (LHC) at the European Organization for Nuclear Research (CERN) is performing proton-proton collider experiments with the largest center-of-mass energy in the world. The ATLAS experiment located at one of the collision points of LHC aims at precise measurements of the Standard Model and searches for beyond Standard Model physics using the large detector surrounding the interaction point. Data taking with center-of-mass energy of 8 TeV performed in 2011 and 2012 (Run1) resulted in collecting large statistics of data and the victory of Higgs discovery. After the Run1, LHC spent time for upgrading and just restarted running with center-of-mass energy of 13 TeV from 2015 as Run2.

Since highly frequent collisions (one collision per 25 ns) occur at the ATLAS experiment, we cannot save all data due to the limit of processing speed and storage capacity. So we use trigger system to save only necessary data effectively. While there are various types of trigger systems according to the physics targets, muon trigger is one of the most important triggers because muons are generated in many interesting processes and the identification of muons is relatively easy among the background.

In the muon trigger system, we calculate transverse momentum (p_T) from the curvature of muon tracks bent by the magnetic field applied in the muon detector and then events are selected by applying p_T thresholds. To process huge amount of data as fast as possible, we prepare tables of relation between parameters correlated to track curvature and p_T . We call them Look Up Tables (LUT). Using the LUT we can know p_T soon after calculating the parameters correlated to track curvature.

From Run1 to Run2, some new detectors and software algorithms were introduced to the muon trigger system, so we needed to update the LUT matching to the environment of Run2. In this study, a new LUT was made using 3.26 fb^{-1} of Run2 data and evaluated. As a result, p_T resolution and trigger efficiency were improved in Endcap region.

The p_T resolution was not good at the border of magnets in the muon detector because the magnetic field was complicated. Basically we reconstructed muon tracks using two trackers, but recently a new tracker (EE chamber) was inserted in this region so now we can use three trackers for muon reconstruction. In this study, new p_T reconstruction algorithm using EE chamber was introduced and evaluated. As a result, p_T resolution and trigger efficiency were improved in the region where EE chamber can be used.

目次

第 1 章	序論	1
1.1	標準模型	1
1.2	標準模型の問題点	2
1.3	LHC で期待される物理	4
第 2 章	LHC-ATLAS 実験	5
2.1	LHC	5
2.2	ATLAS 検出器	6
第 3 章	ミュオントリガーシステム	24
3.1	ATLAS トリガーシステム	24
3.2	ミュオントリガーシステム	24
3.3	トリガーチェーン	36
3.4	オフラインミュオン再構成	37
第 4 章	MuonSA LUT の更新による p_T 分解能の改善	39
4.1	Run2 データを用いた LUT の作成	39
4.2	トリガー効率の測定	40
4.3	作成した LUT の評価と差し替え	45
4.4	作成した LUT の評価	47
第 5 章	EE チェンバーを用いた新しい 飛跡再構成方法	51
5.1	EE チェンバーを用いた飛跡再構成と曲率半径の計算	51
5.2	EE チェンバーを用いた飛跡再構成法における LUT	51
5.3	EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法を使用する条件	52
5.4	EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法の評価	54
第 6 章	まとめと今後の課題	60
付録 A	各パラメータの導出	62
A.1	Endcap Radius	62
A.2	D_{EE}	62

目次	iv
参考文献	64
謝辭	65

第 1 章 序論

1.1 標準模型

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、さらには宇宙がなぜ現在の姿になっているのかを理解しようとする学問である。その素粒子物理学において、標準模型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無く説明してきた。

標準模型において、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。各粒子には電荷が逆で、それ以外は全く同じ性質を持つ反粒子が存在する。粒子と反粒子が衝突すると対消滅を起こし、エネルギーとして γ 線などを放出する。自然界はほとんど粒子で構成されており、反粒子はほぼ存在しない。この粒子数と反粒子数の非対称性は、未だ未解決の問題の一つである。

また素粒子間には、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 つの相互作用が存在することが知られている。相互作用の強さは、強い相互作用の強さを 1 とするとそれぞれ、電磁相互作用 (10^{-2})、弱い相互作用 (10^{-25})、重力相互作用 (10^{-40}) 程度である。重力相互作用だけは他の相互作用と比較して極端に小さく、これも未だ未説明の問題の一つである。粒子間の相互作用はゲージボソンと呼ばれる粒子を交換することで行われる。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。重力を媒介する粒子 (グラビトン) はまだ発見されていない。

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、偶数個の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。例えば陽子は 2 つのアップクォーク (u)、1 つのダウンクォーク (d) で構成されるバリオンである。

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、ATLAS および CMS 実験によって 2012 年に発見された。

フェルミオンとゲージボソン、スカラーボソンについて表 1.1、表 1.2 にまとめた。

	電荷 (e)	世代 1 2 3			スピン	相互作用
クォーク	+2/3	u	c	t	1/2	強い力、弱い力、電磁気力
	-1/3	d	s	b		
レプトン	-1	e	μ	τ	1/2	弱い力、電磁気力 弱い力
	0	ν_e	ν_μ	ν_τ		

表 1.1: 標準模型 (フェルミオン)

		電荷	スピン	相互作用
ゲージボソン	g	0	1	強い力
	$W^\pm$	± 1	1	弱い力
	Z^0	0	1	
	γ (光子)	0	1	電磁気力
スカラーボソン	H	0	0	

表 1.2: 標準模型 (ボソン)

1.2 標準模型の問題点

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、依然として以下の問題を抱えている。

- 暗黒物質 (ダークマター) を説明できない。
- 重力相互作用を記述することができない。
- ヒッグス粒子の質量を自然に説明することができない。
- u クォークに対して t クォークの質量が 10^5 倍も大きいことなどの、フレーバー・世代間の階層性問題の存在。
- ニュートリノの質量は 0 であるとしているが、実際にはニュートリノには質量があることがわかっている。
- 標準模型を記述するパラメータの数が多すぎる。etc...

標準模型は重力相互作用の説明を含んでいないため、自然界に存在する 4 つの相互作用の中で、重力相互作用が他の相互作用と比較して極端に小さい問題を説明することができない。この問題の解決策として、余剰次元模型が提唱されている。余剰次元模型は空間が 3 次元に加えて、余分な n 次元を持つことを仮定する。3 次元空間において、重力の強さは距離の逆二乗則 ($\sim 1/r^2$) で記述される。一方空間が $3+n$ 次元であり、重力のみが余分な次元に伝搬できると仮定すると、重力の強さは $1/r^{n+2}$ に比例する。その結果適当な次元を仮定することで、我々が見ている重力の強さが極端に小さい理由を説明することができる。

ダークマターの存在は、銀河の回転速度や重力レンズ効果に関連した観測から存在が予言されている。宇宙の約 26.7% を占めていると考えられ、直接的に観測することができないため、電氣的に中性で弱い相互作用のみで反応する物質であると予想されている。また初期宇宙における、高温プラズマ状態での物質の生成消滅の繰り返しの結果、現在のダークマターが残存していると考え、反応断面積の考察からダークマターの質量は 10 GeV から 10 TeV 程度で、比較的軽いことが予言されている。しかし標準模型でダークマター候補となる素粒子は存在しない。

発見されたヒッグス粒子の質量は 125 GeV 程度であったが、その質量を標準模型で説明するためには不自然に大きな補正項を導入せざるを得ない。この問題を解決するために様々な理論が提唱されているが、最も有力な理論の一つだと考えられているのが超対称性模型 (SUSY) である。

1.2.1 超対称性模型 (SUSY)

超対称性模型は、標準模型を構成する粒子に対してスピンの異なる超対称性パートナーの存在を预言する。つまり標準模型のフェルミオンに対して超対称性ボソン、標準模型のボソンに対しては超対称性フェルミオンの存在を预言する。超対称性模型を構成する粒子のパラメータは、質量とスピン以外は標準模型のパートナーと同じであると考え。また超対称性模型を構成する粒子の中で、最も小さい質量をもつものを LSP (Lightest Supersymmetric Particle) と呼ぶ。LSP はダークマターの有力な候補の一つであると考えられている。超対称性模型を構成するボソンを表 1.3、フェルミオンを表 1.4 にまとめた。

	電荷 (e)	世代			スピン
		1	2	3	
スクォーク	+2/3	$\tilde{u}$	$\tilde{c}$	$\tilde{t}$	0
	-1/3	$\tilde{d}$	$\tilde{s}$	$\tilde{b}$	
スレプトン	-1	$\tilde{e}$	$\tilde{\mu}$	$\tilde{\tau}$	0
	0	$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\nu}_\tau$	

表 1.3: 超対称性模型を構成するボソン

		電荷	スピン
ニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0$)	$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$	0	1/2
チャージーノ ($\tilde{\chi}^\pm$)	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$	± 1	1/2
グルイーノ	$\tilde{g}$	0	1/2
グラビティーノ	$\tilde{G}$	0	3/2

表 1.4: 超対称性模型を構成するフェルミオン

超対称性模型では R パリティと呼ばれる対称性を考え、標準模型を構成する粒子は正、超対称性模型を構成する粒子は負の R パリティを持つ。素粒子崩壊過程の前後で R パリティが保存する場合、LSP は安定な粒子となる。一方 R パリティが保存しないモデルも考えられており、その場合 LSP は標準模型を構成する粒子に崩壊することができる。

1.3 LHC で期待される物理

ヒッグス粒子が発見され、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。また 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 (図 2.1)。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あり、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。

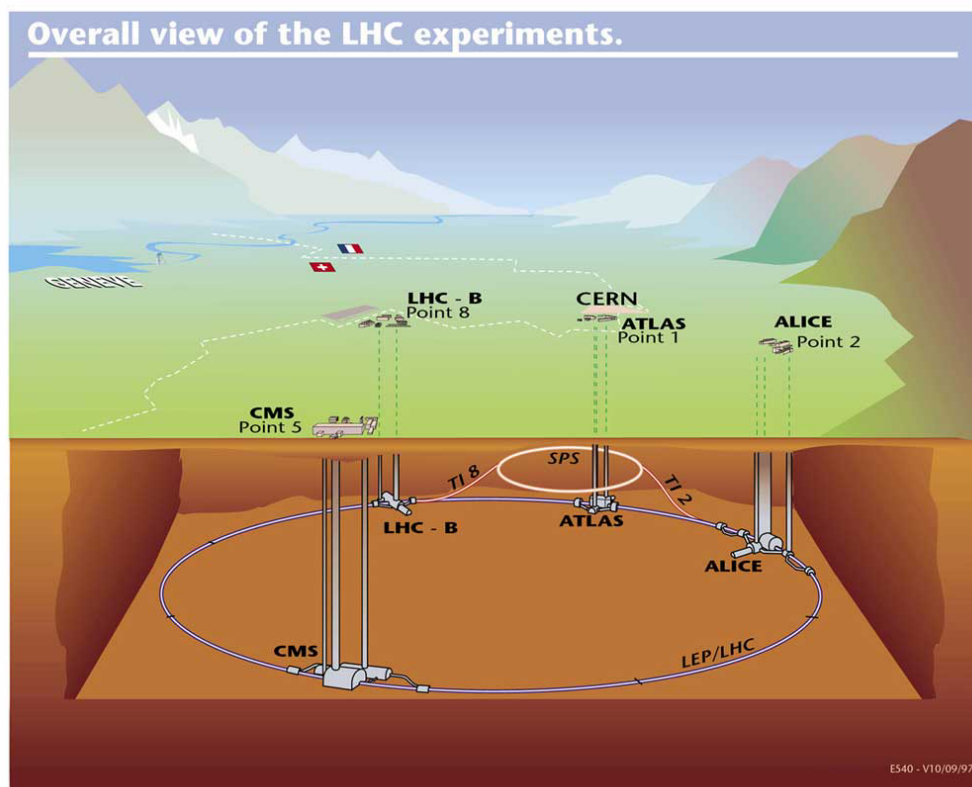


図 2.1: LHC[1]

エネルギー [GeV]	7000
リング周長 [km]	26.6
バンチ間隔 [ns]	25
バンチ長 (ns)	1.0
バンチ数	2808
バンチあたりの陽子数	1.15×10^{11}
瞬間最高ルミノシティ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	10^{34}
重心系エネルギー [TeV]	14

表 2.1: LHC のパラメータ (設計値)[2]

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。ATLAS(A Toroidal Lhc ApparatuS), CMS(Compact Muon Solenoid) は衝突点の周りを覆う汎用型検出器を用いて、標準模型の検証や新しい物理の探索など、幅広い物理を対象にした研究を行っている。LHCb(Large Hadron Collider beauty) はビームライン付近に感度を持つ検出器を用いることで、b クォークの物理に特化した実験を行っている。ALICE(A Large Ion Collider Experiment) は主に重イオン衝突実験を行っている。

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 実験で用いられる検出器は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 検出器は直径約 25 m, 長さ約 44 m の円筒型検出器であり、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、ミュオン検出器で構成されている (図 2.2)。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。

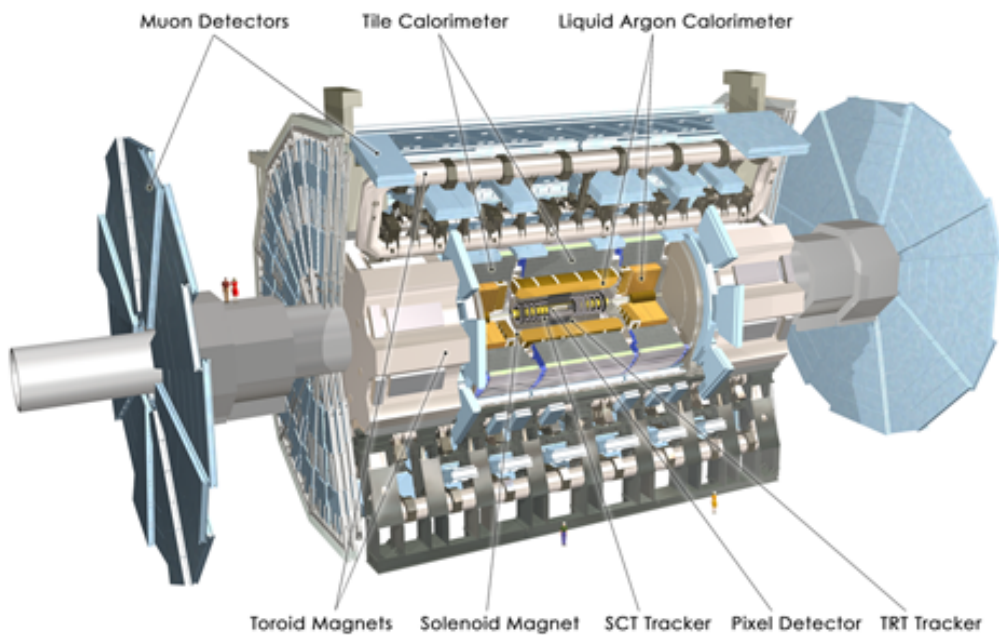


図 2.2: ATLAS 検出器 [3]

検出器	分解能	有感領域
内部飛跡検出器	$\sigma_{p_T} = 0.05\%/p_T \oplus 1\%$	$ \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)[3]。E および p_T の単位は GeV である。

内部飛跡検出器ではソレノイド型マグネットによってビーム軸に平行方向の磁場、ミューオン検出器ではトロイド型マグネットによってビーム軸を囲む同心円状に磁場が生成されている。磁場によって荷電粒子を曲げ、その飛跡の曲率から運動量を測定する。

ATLAS 座標系

ATLAS 実験では、衝突点を原点とし、ビーム軸方向 (Z)、動径方向 (R)、極角 (θ)、方位角 (ϕ) による円筒座標系を考える。また極角 θ を表す変数として、以下で定義される擬ラピディティ η を用い、

$$\eta = -\frac{1}{2} \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.1)$$

$|\eta| < 1.0$ をバレル領域、 $|\eta| > 1.0$ をエンドキャップ領域、さらに $\eta > 0$ を A-side、 $\eta < 0$ を C-side と呼び区別する。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 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 E_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 E_T の和は 0 にならない。この時の差分を E_T^{miss} と呼ぶ。

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。ハドロンは主にハドロンカロリメータにエネルギーを落とす。中性ハドロン場合はハドロンカロリメータの情報のみ、荷電ハドロン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、ミューオンは貫通力が高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 2.3 に示す。

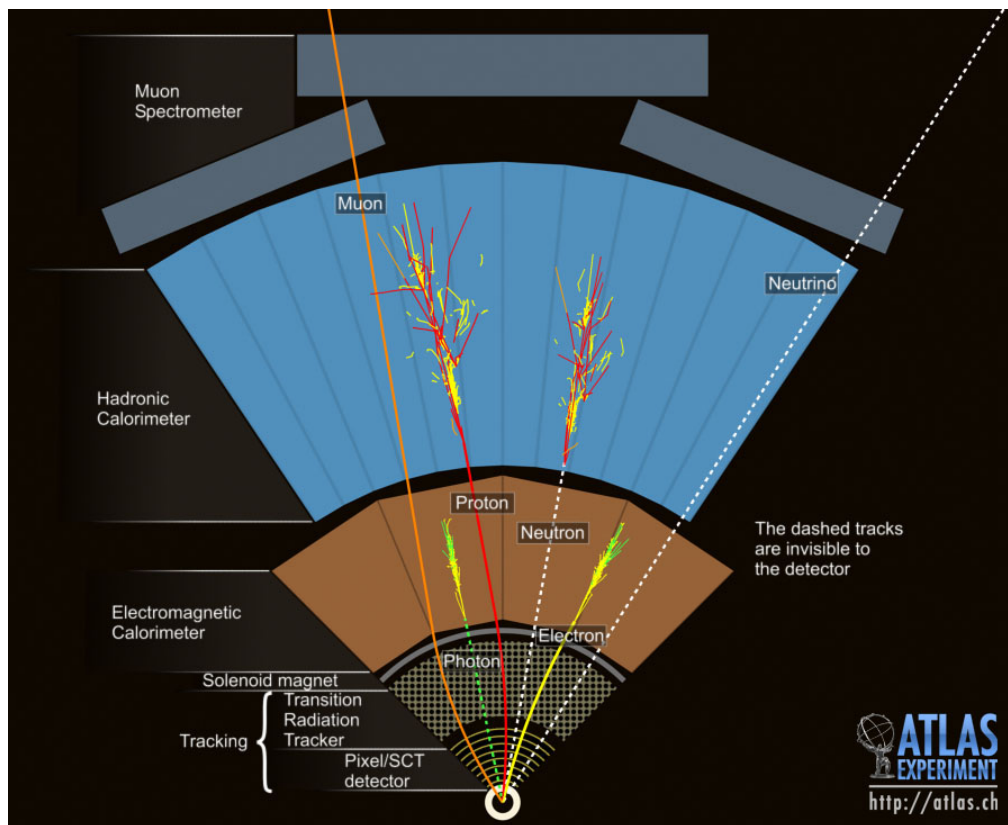


図 2.3: ATLAS 検出器における粒子識別の概念図 [4]

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ので、高精度の飛跡検出器が必要となる。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 2.4, 2.5 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 の磁場がかかっている、磁場領域を通過した荷電粒子の飛跡の ϕ 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あり、pixel 検出器とビームパイプの間に設置されている。Interaction Point(IP) に非常に近い位置に設置されるため (図 2.6)、IP と飛跡の距離 (Impact Parameter) の測定精度が Run2 から大幅に改善されている。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精度が高く、バレル領域は 3 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 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 $(R - \phi) \times Z = 50 \times 400 \mu\text{m}^2$ 程度であり、 $R - \phi$ 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 $115 \mu\text{m}$ 程度である。

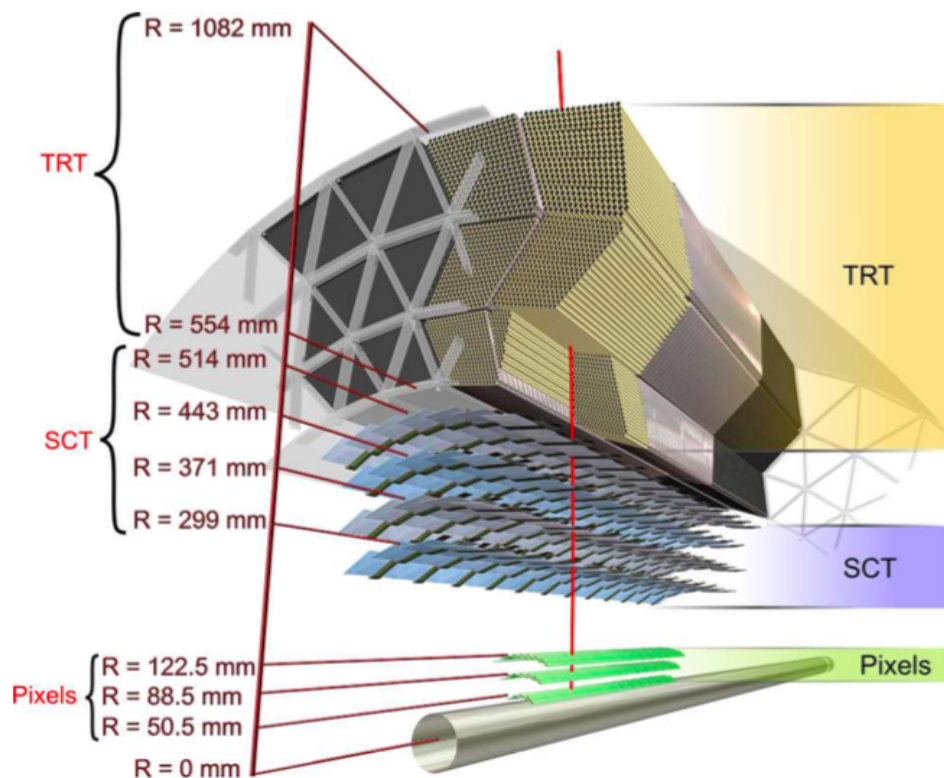


図 2.4: バレル部における内部飛跡検出器の構造 [3]。

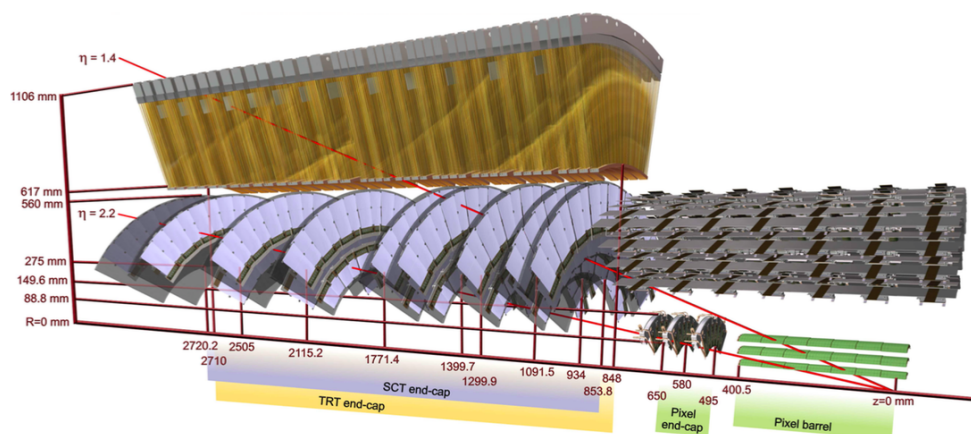


図 2.5: エンドキャップ部における内部飛跡検出器の構造 [3]。

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。また SCT の位置分解能はバレル領域で、 $R-\phi$ 方向に $17\mu\text{m}$ 、 Z 方向に $580\mu\text{m}$ 、ディスク形状の領域で、 $R-\phi$ 方向に $17\mu\text{m}$ 、 Z 方向に $580\mu\text{m}$ 程度となっている。

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 144cm 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 37cm 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 $130\mu\text{m}$ 程度となっている。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ていて、電子が通過

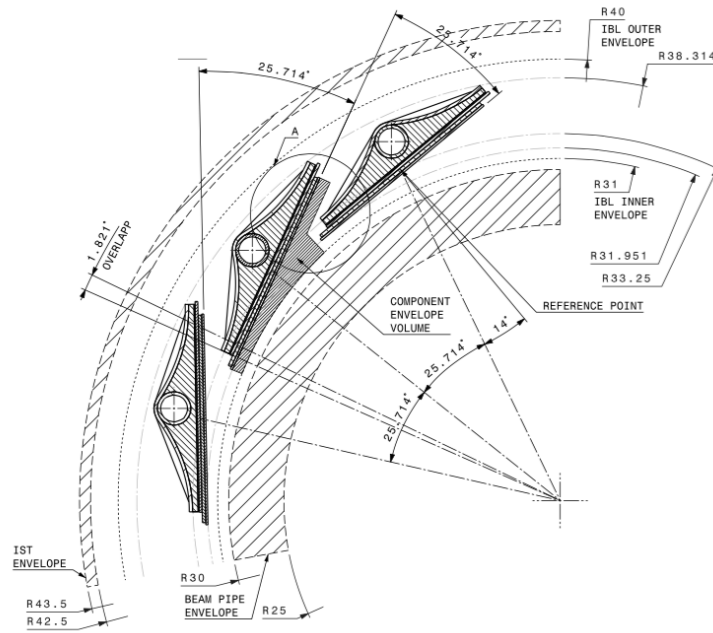


図 2.6: IBL の配置図 [5]。

した際に放射光を発する。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

内部飛跡検出器では、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。

検出器	半径 (mm)	長さ (mm)
IBL	$31.0 < R < 40.0$	$0 < Z < 332$
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)	$88.8 < R < 149.6$	$495 < Z < 650$
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)	$275 < R < 560$	$839 < Z < 2735$
TRT		
バレル部 (73 層)	$563 < R < 1066$	$0 < Z < 712$
エンドキャップ部 (160 層)	$644 < R < 1004$	$848 < Z < 2710$

表 2.3: 内部飛跡検出器の各パラメータ [3]

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 2.8)。

ハドロンカロリメータは半径 2.28 m から 4.25 m、 ϕ 方向に 64 分割されて配置されたモジュール (図 2.9) 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、バレル部だとそれぞれ 1.5, 4.1, 1.8 λ 、extended バレル部だとそれぞれ 1.5, 2.6, 3.3 λ の厚さを持つ。全ての層を合わせると $|\eta| = 0$ において 9.7 λ の厚さを持つ。

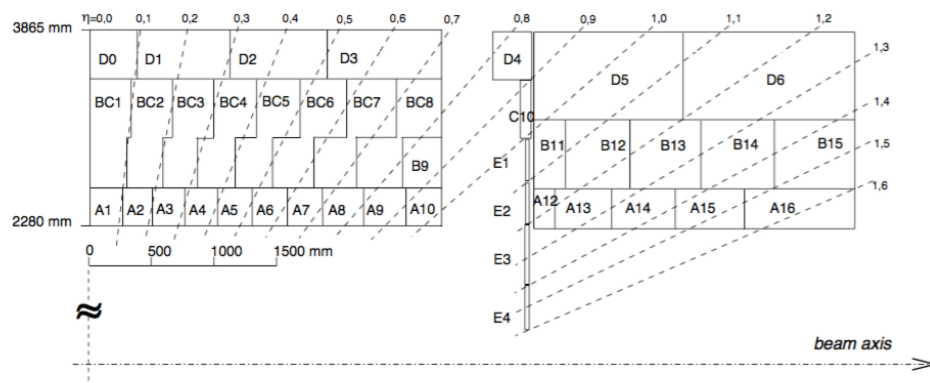


図 2.8: ハドロンカロリメータの構造 [3]。バレル部と extended バレル部からなる。

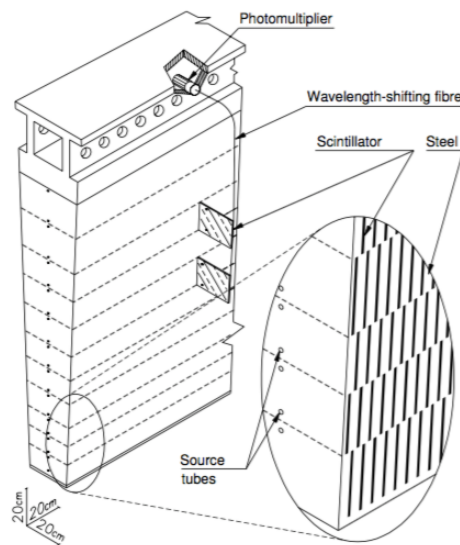


図 2.9: ハドロンカロリメータの 1 つのモジュールの構造 [3]。

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おり、高いミューオン識別能力を持つ。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り、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ので精密測定用として、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して使われる。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、構造の違う 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 2.10)、およびバレル部の $R - \phi$ 平面断面図 (図 2.11) を示す。

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	$35 \mu\text{m}$ (Z)	-	-
CSC	$2.0 < \eta < 2.7$	32	$40 \mu\text{m}$ (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パラメータ [3]

トロイドマグネット

トロイドマグネットは $|\eta| < 1.4$ 領域はバレルトロイド、 $1.6 < |\eta| < 2.7$ は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マグネットの構造を図 2.12 に示す。

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。チューブ型にすることによって、1 本のワイヤーの分解能が拡散してしまうことを防いでいる。また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 2.13)。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。

基本的に 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 (図 2.14)。また 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 2.14 で示すように、チューブと平行に射出された

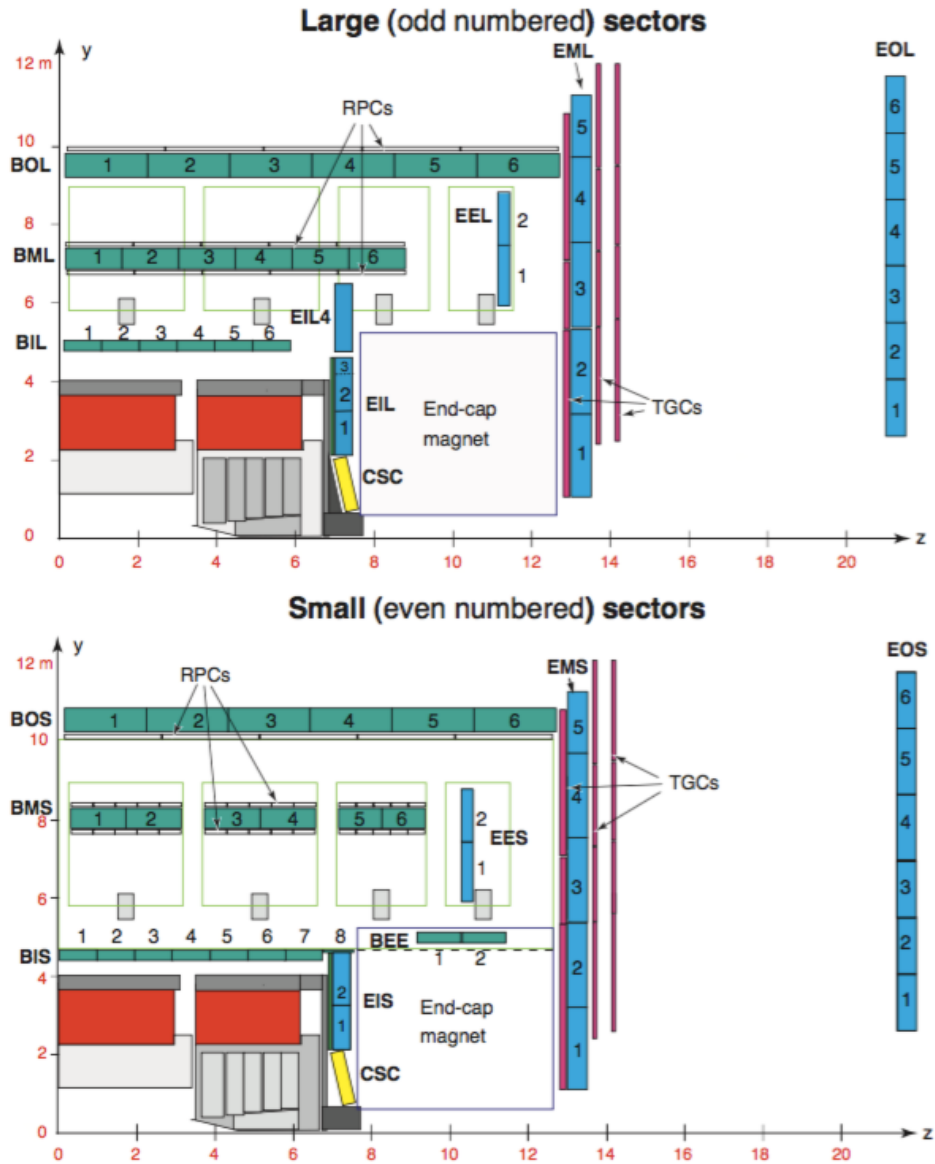


図 2.10: ミューオン検出器の Small 部 (上) と Large 部 (下) の $R-Z$ 平面断面図 [6]。

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。またエンドキャップ部では Inner と Middle の間に EE チェンバーが設置されている。エンドキャップ部における各チェンバーの $R-\phi$ 断面図を図 2.15, 2.16 に示す。

基本的にチェンバーの名前はアルファベットで表され、バレル部、エンドキャップ部どちらか (B,E)、Inner, Middle, Outer のどの層か (I,M,O)、Small 部、Large 部どちらか (S,L) で定義される。例えば Barrel 部、Inner 層、Small 部にあるチェンバーは BIS と表す。バレル部において検出器を支える部分にあたる領域 (図 2.11 におけるセクター 12, 14) では、検出効率低下を防ぐため特別な形状の MDT が設置されている。この領域は feet 領域と呼ばれ、BOS を BOF, BOG、BMS を BMF と呼び区別する。ま

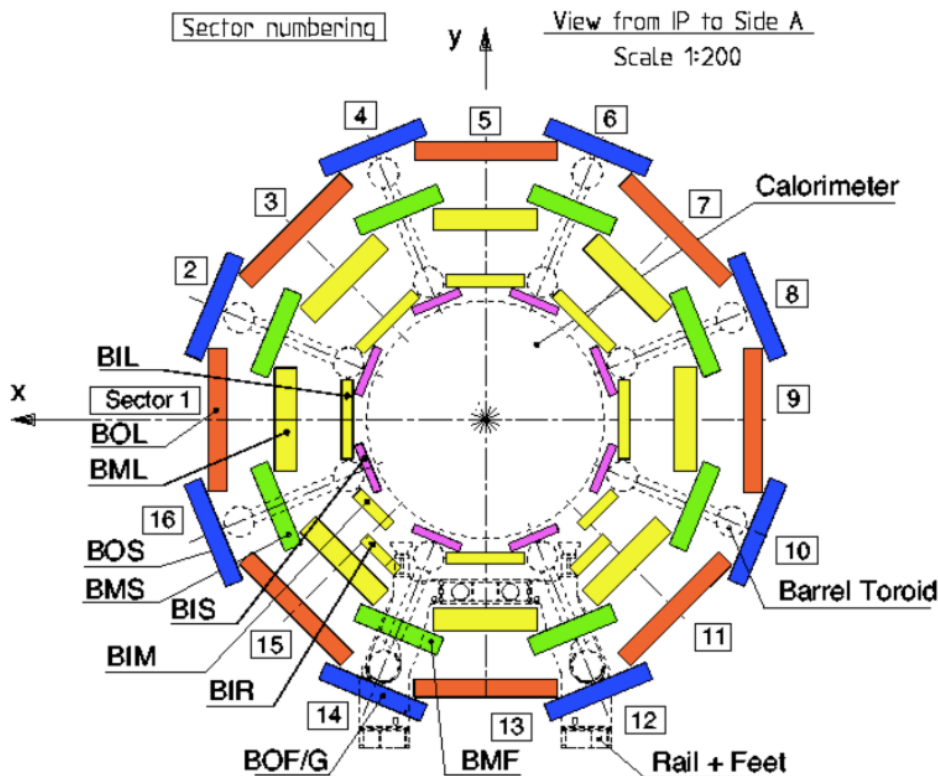


図 2.11: ミューオン検出器のバレル部 $R-\phi$ 平面断面図 [6]。

た feet 領域の Small 部を Small Special、Large 部を Large Special と呼ぶ。BOF と BOG は Z 方向に沿って交互に配置されている。またエンドキャップトロイドマグネット付近には BEE が設置されていて、バレル部からエンドキャップへと飛んだミューオンの検出に感度を持つ。また BEE は Small 部にのみ設置されており、4 層チューブの単層構造となっている。

図 2.17 を見るとわかるように、Inner チェンバーの R 方向外側を通ったミューオンは、Outer チェンバーを通過しにくい。この領域においてより良い精度で運動量測定を行うため、Inner チェンバーと Middle チェンバーの間に EE チェンバーを設置している (図 2.10 において EEL, EES と表される)。EE チェンバーはチューブ 3 層の二重構造となっている。

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ーオン検出器第一層では、この到来頻度を越えるため MDT ではなく、より位置、時間分解能に優れ、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 であり、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になっていて (図 2.18)、1 つの CSC は η, ϕ を測定できる層を 4 枚重ねた構造になっている。

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

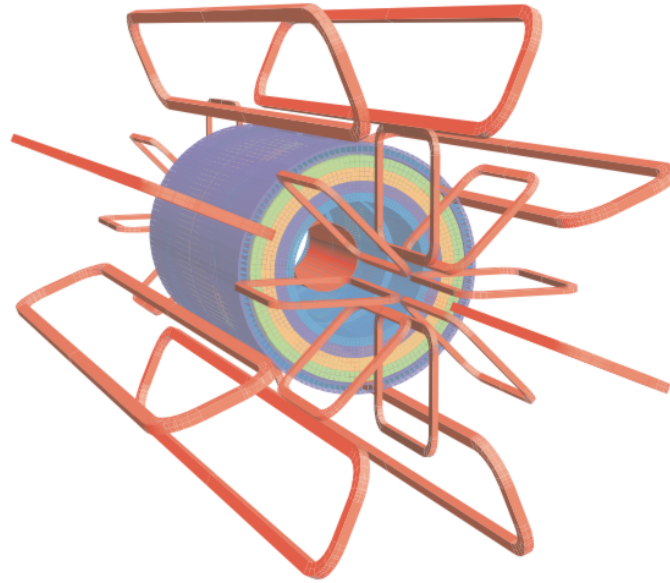


図 2.12: ミューオン検出器におけるトロイドマグネットの構造 [3]。

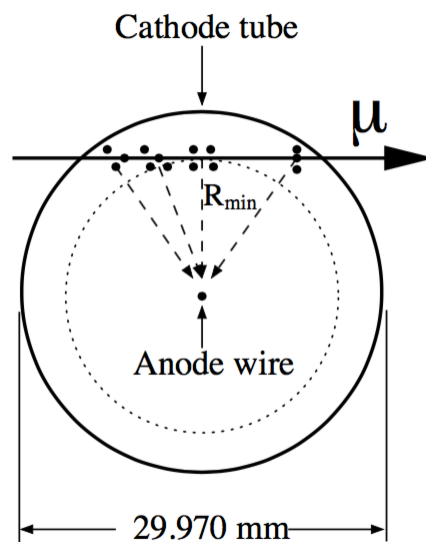


図 2.13: MDT ドリフトチューブの断面図 [3]。

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 2.19 に示す。

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 2.20 に示すように、Middle では MDT を挟むように 2 枚、Outer では Large 部だと MDT の外側、Small 部だと MDT の内側に 1 枚の合計 3 枚配置されている。なお feet 領域では RPC は Outer MDT を挟むように 2 枚配置されていて、Middle の 2 枚と合わせて合計 4 枚の RPC で構成される。

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 枚の抵抗版が 2 mm の隙間を挟んで平行に固定されていて、その隙間には $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{Iso-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6(94.7:5:0.3)$ ガスが封入されてい

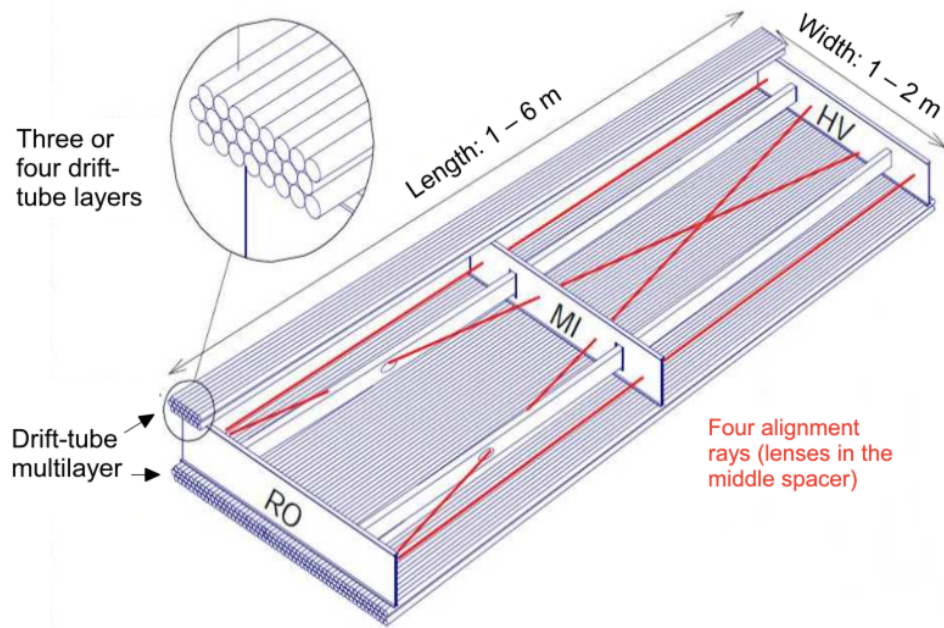
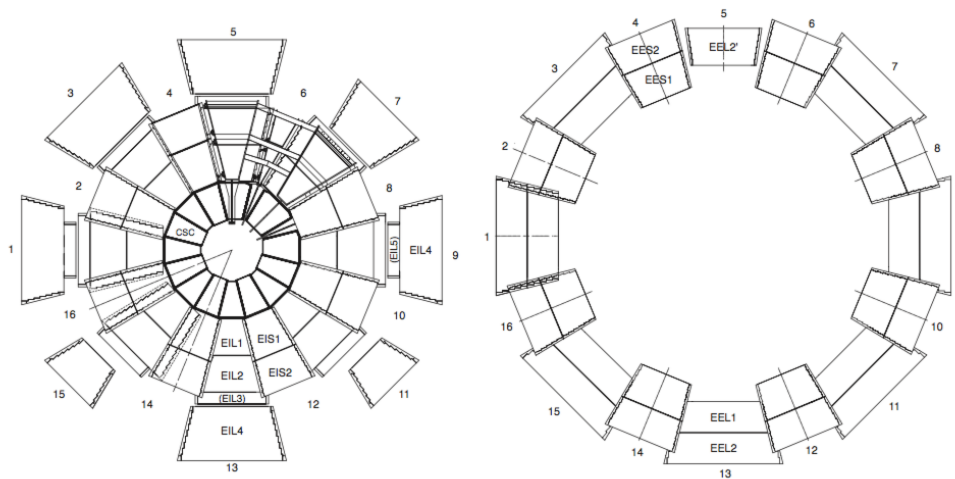


図 2.14: バレル部におけるチューブ 3 層二重構造の MDT チェンバー [3]。

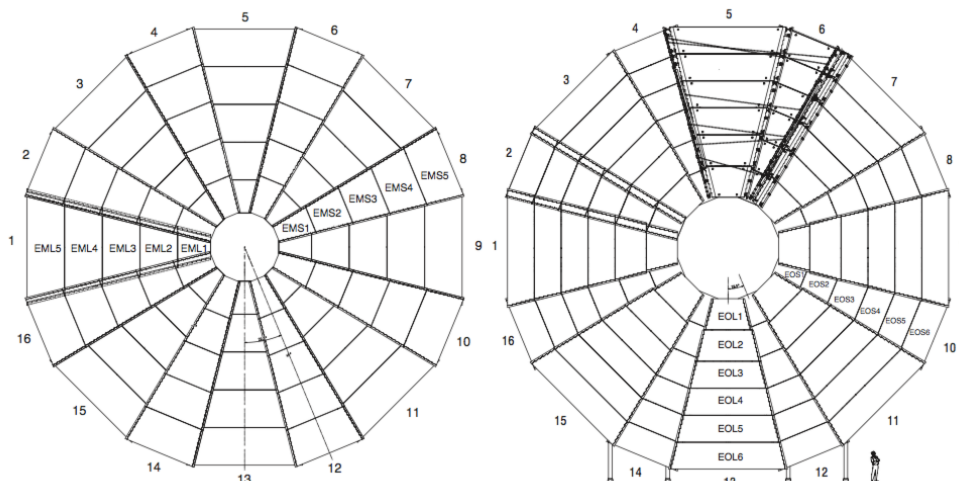
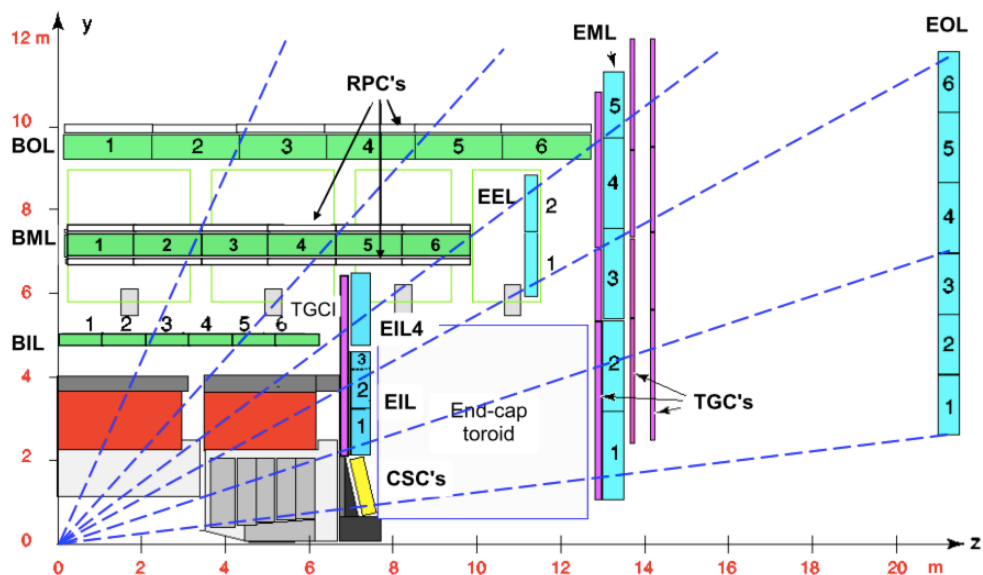
図 2.15: EI(左) と EE(右) の $R-\phi$ 断面図 [6]。

る。2 枚の抵抗版間には 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電子雪崩を起こす。RPC 各層の構造を図 2.21 に示す。

TGC

TGC は Endcap に設置されている主にトリガー用の検出器であり、Inner に 1 枚、Middle に 3 枚配置されている (図 2.22)。

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 2.23 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、ワイヤーの太さは η 方向によって異なる。ワイヤー間の距離は 1.8 mm 、ワ

図 2.16: EM(左) と EO(右) の $R-\phi$ 断面図 [6]。図 2.17: ミューオン検出器エンドキャップ部の $R-\phi$ 平面断面図 [3]。各破線はある角度で放出されたミューオンが直進した時の飛跡を表す。

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。また内部は CO_2 と $\text{n-C}_5\text{H}_{12}$ ガスが充填されている。TGC 各層の構造を図 2.24 に示す。

図 2.25 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。。

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

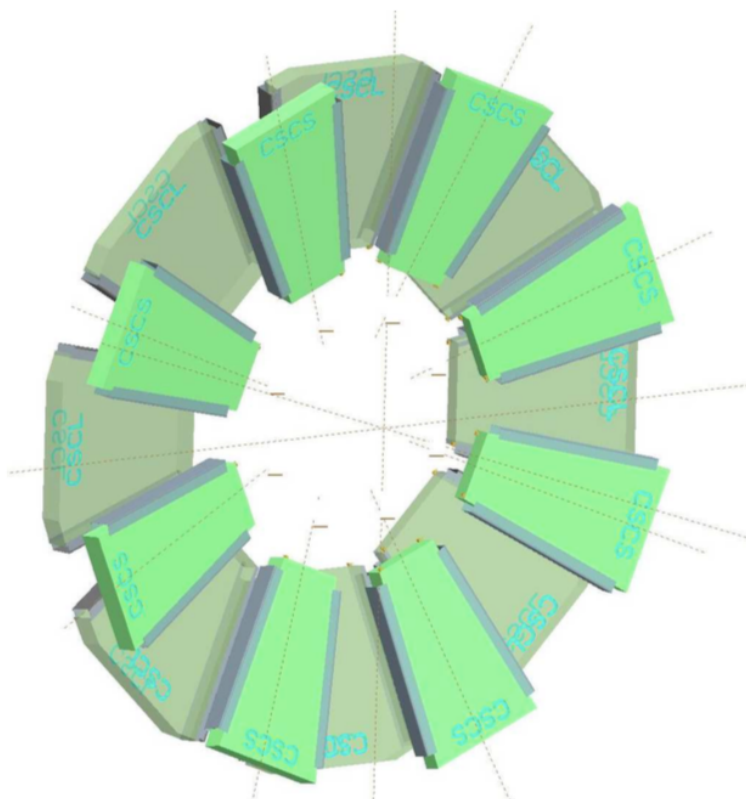


図 2.18: CSC の配置 [3]。

設置している。LUCID は衝突点から Z 軸方向に $\pm 17\text{ m}$ 、ALFA は $\pm 240\text{ m}$ 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 $\pm 140\text{ m}$ 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 2.26 に示す。

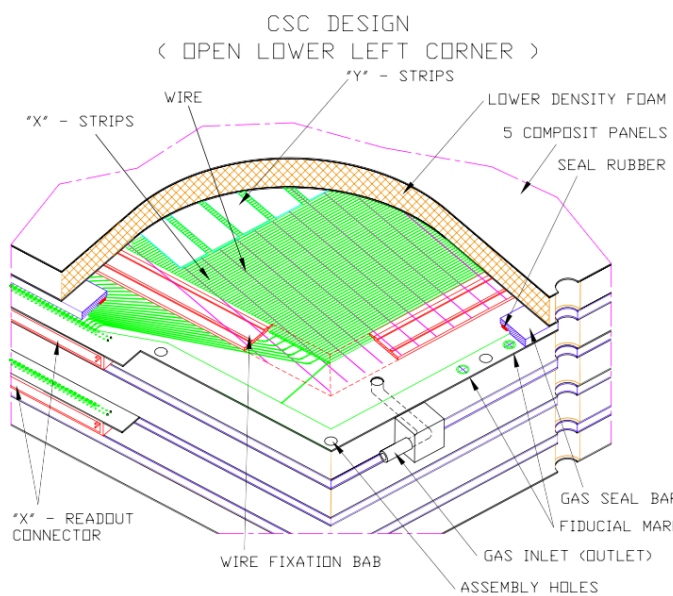


図 2.19: CSC 各層の構造 [3]。

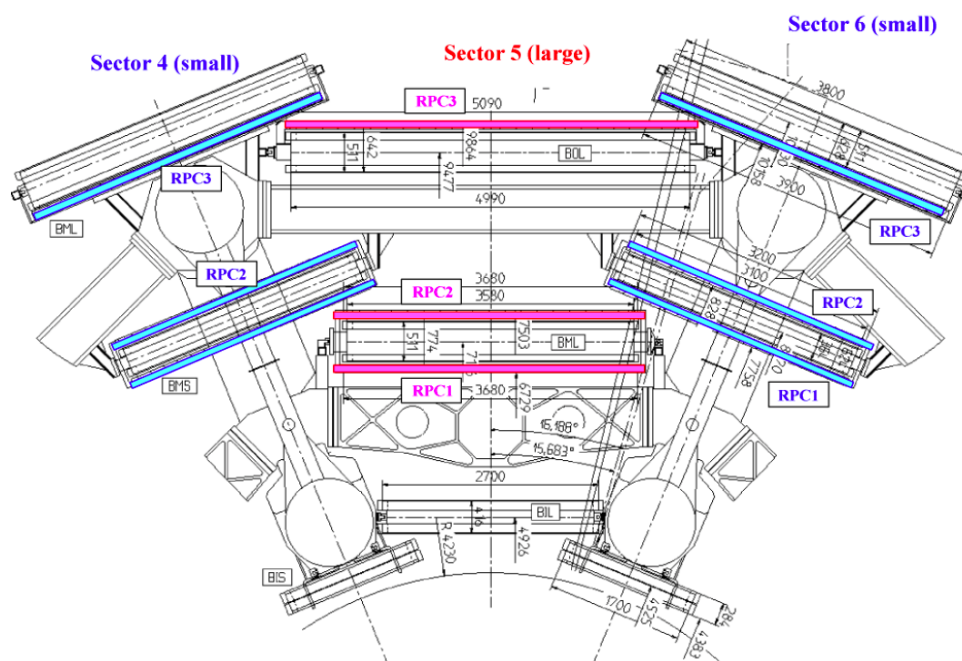


図 2.20: RPC の配置 [6]。

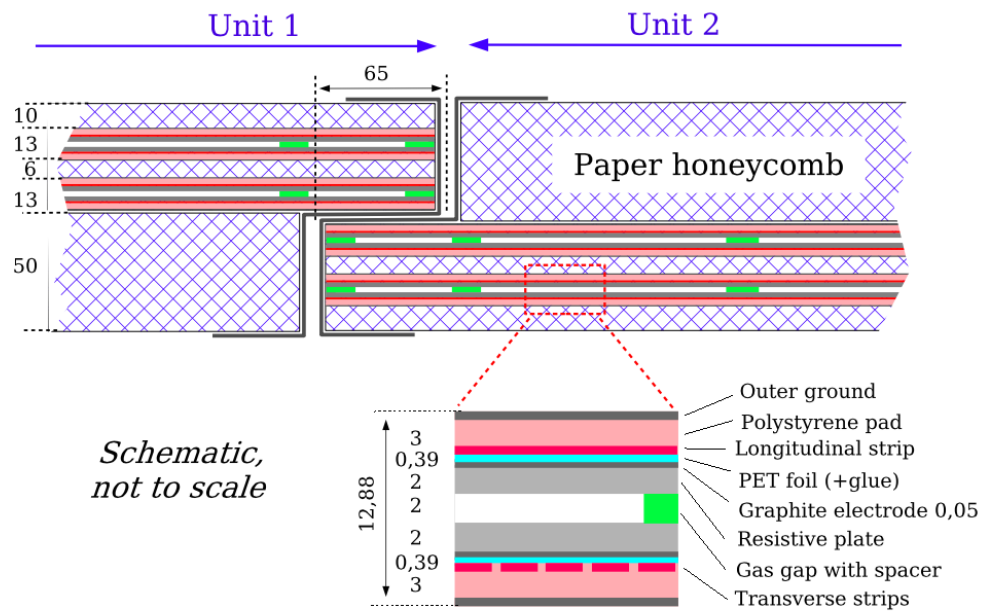


図 2.21: RPC 各層の構造 [3]。

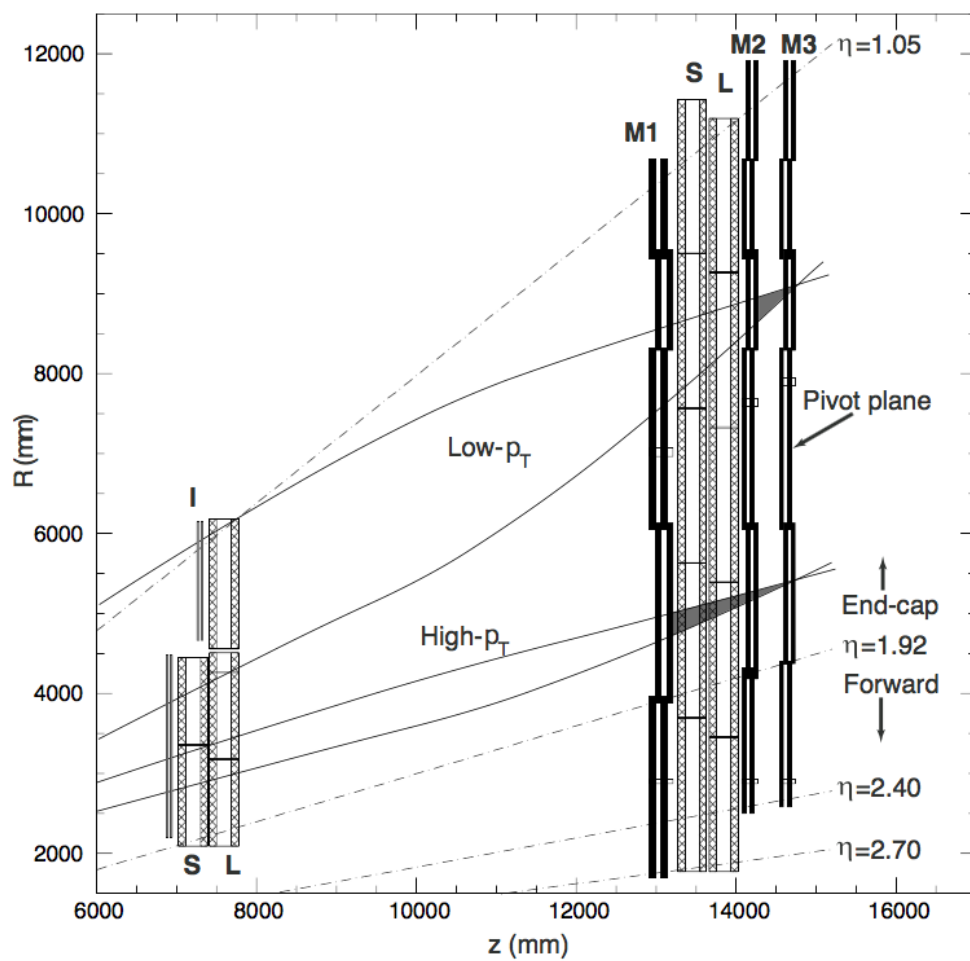


図 2.22: TGC の配置図 [3]。

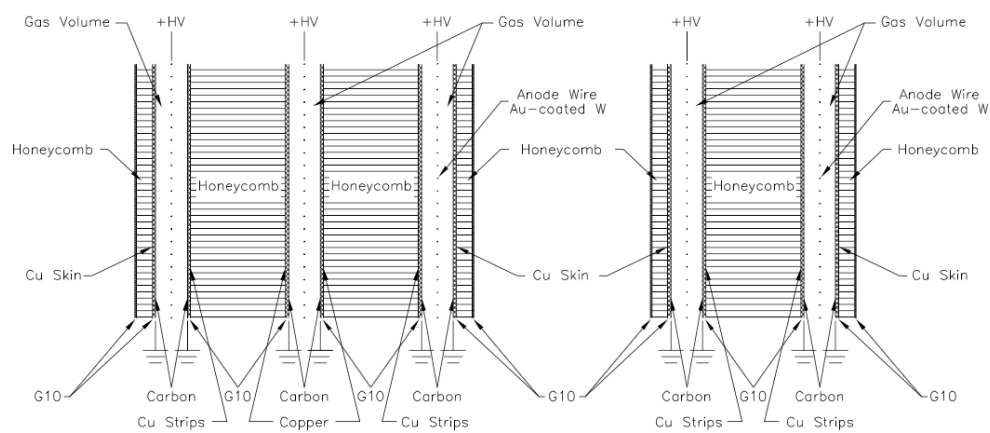


図 2.23: TGC の triplet 構造 (左) と doublet 構造 [3]。

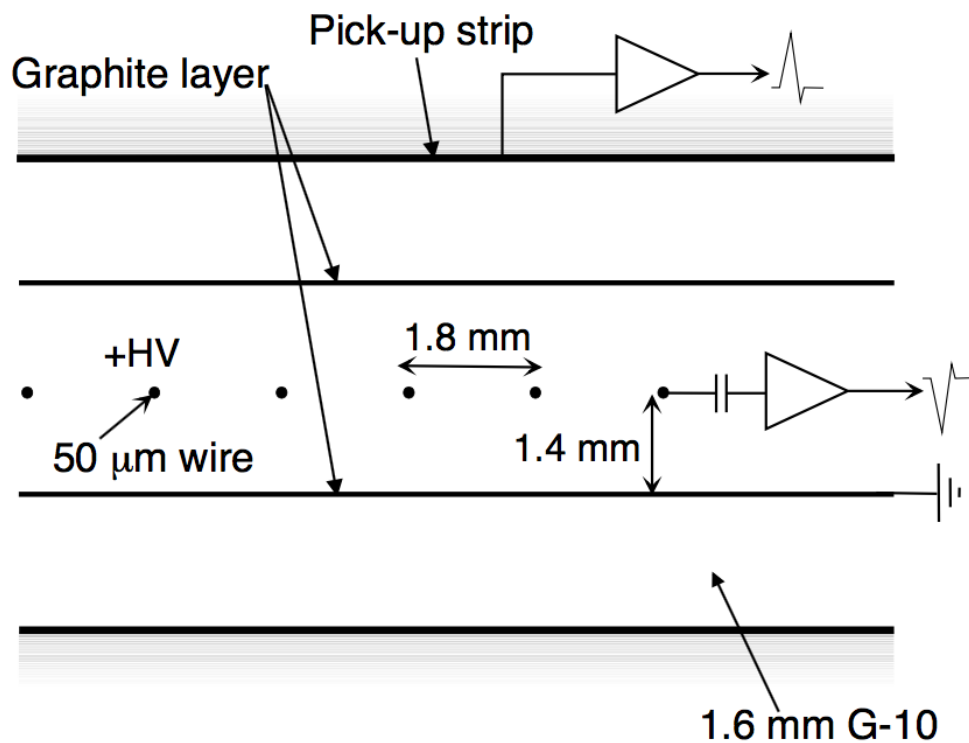


図 2.24: TGC の内部構造 [3]。

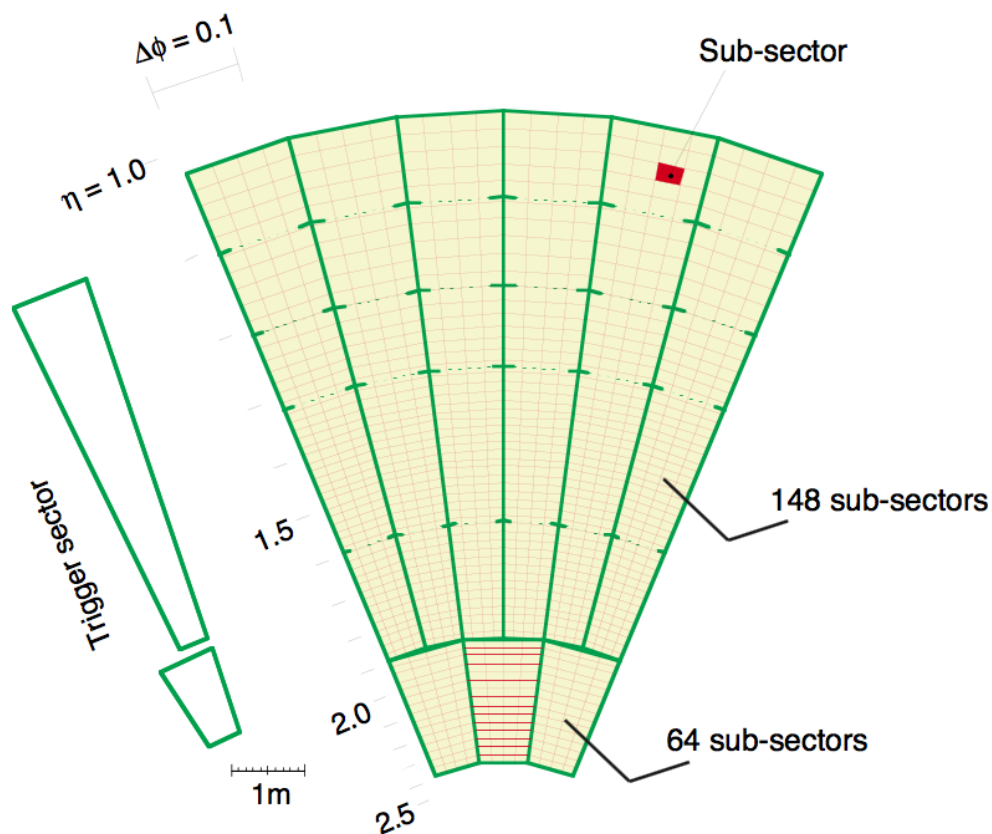
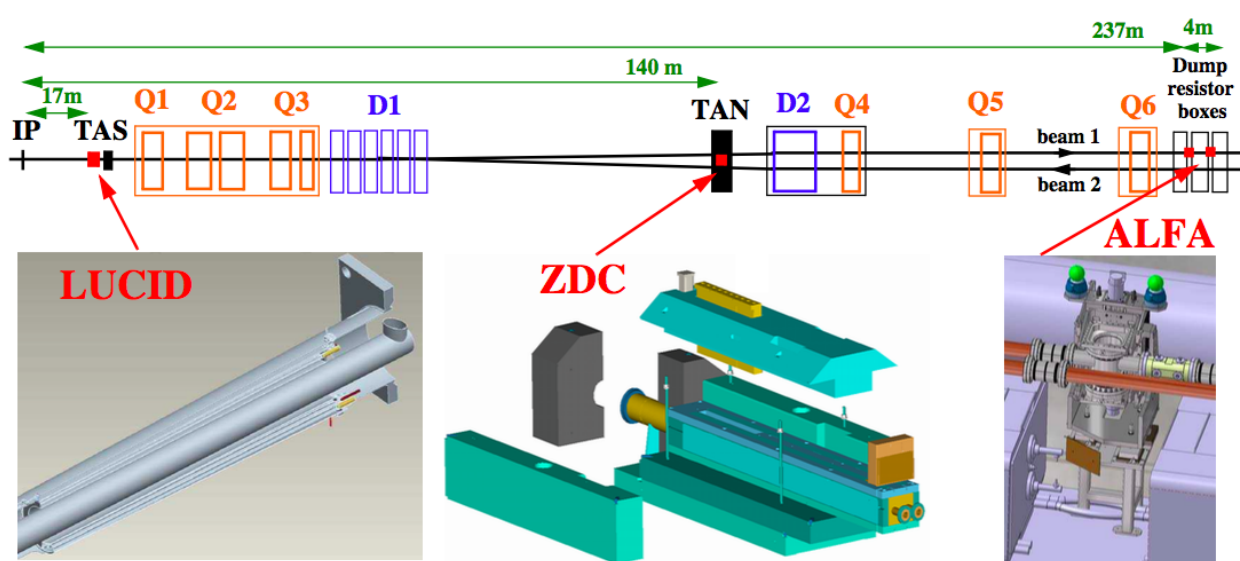
図 2.25: TGC の $R - \phi$ 断面図 [3]。

図 2.26: forward 検出器の配置図 [3]。

第 3 章 ミューオントリガーシステム

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 実験では 25 ns に 1 回という非常に高頻度での衝突が起こる。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。そのため ATLAS 実験では、必要な事象のみを記録するトリガーシステムが用いられる。トリガーは目的とする物理に応じて様々な種類のものが用意され、ジェット、 $E_{\text{T}}^{\text{miss}}$ 、電子、ミューオン、タウなどの特徴的な信号を対称とした、多数のトリガーが並行して稼働している。事象の選別は、測定した粒子のエネルギーや運動量に閾値を設けることによって行う。例えば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、ミューオンに対しては p_{T} の閾値を設けて事象を選別する。 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、データ量および到来頻度が大きくなるため、トリガー稼働頻度を削減 (プリスケール) して運転している。

トリガーシステムはレベル 1(L1)、レベル 2(L2)、Event Filter(EF) の 3 段階で構成されている。L1 ではハードウェアの情報を用いて事象を選別するため処理時間が非常に短く、衝突直後の膨大な粒子のエネルギーや運動量、位置情報を即座に算出し事象選別を行う。L1 では 40 MHz 程度の頻度で L1 に到来する事象を 100 kHz 程度まで削減する。L2 はソフトウェアによる処理を行い、より正確に事象を再構成する。L1 で計算された位置情報を受け取り、その周辺領域に絞って処理を行うことで処理速度の高速化を実現している。L2 を通過することで事象頻度は約 1 kHz 程度まで削減される。EF ではオフライン事象解析とほぼ同等の精度で事象再構成を行う。EF を通過することにより事象頻度は約 $200\sim 400\text{ Hz}$ 程度になり、EF まで通過した事象がデータとして記録される。ATLAS トリガーシステムの流れを図 3.1 に示す。

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 Stand Alone Muon トリガー (L2MuonSA)、内部飛跡検出器の情報も使う Muon Combined トリガー (L2MuComb) で構成される。また L2 と EF を合わせてハイレベルトリガーシステム (HLT) と呼ぶ。

3.2.1 レベル 1 ミューオントリガー

ここではレベル 1 ミューオントリガーについて、エンドキャップ部とバレル部それぞれに対して説明する。

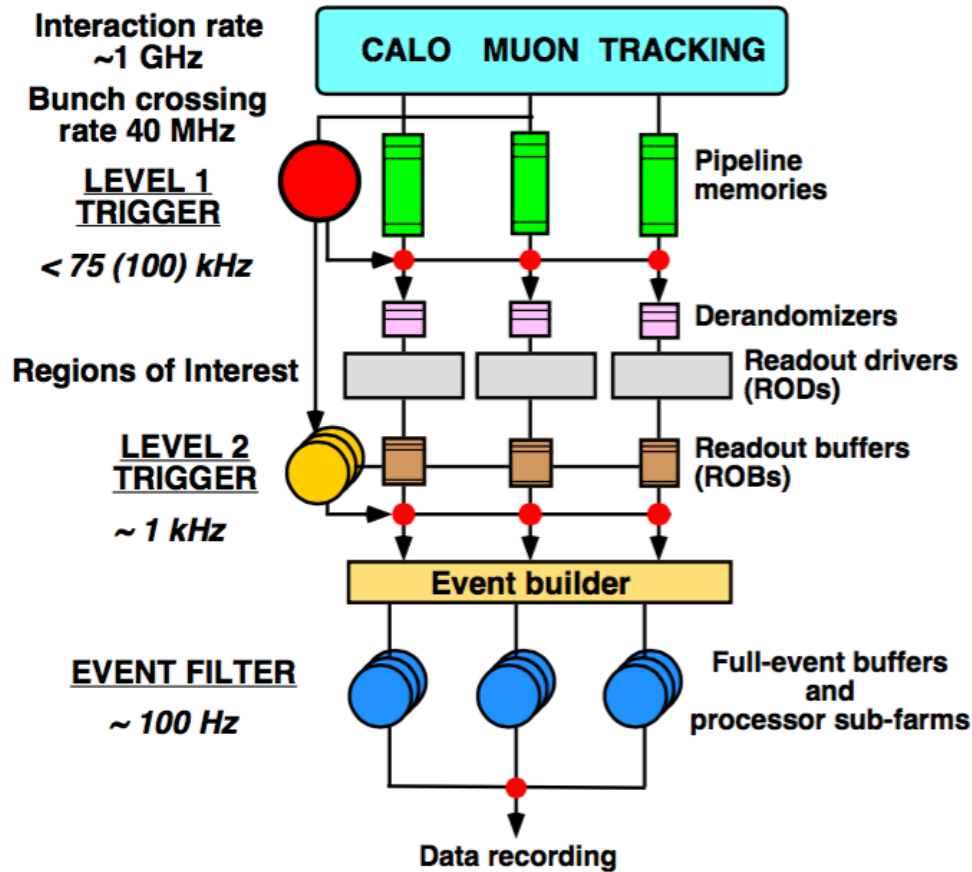


図 3.1: ATLAS トリガーシステムの流れ [3]

バレル部

バレル部のレベル 1 ミューオントリガーは RPC 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 2 層で構成されていて、それぞれの層の情報がトリガーで用いられる。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 閾値の判定では、まず RPC2 にヒットがあることを要求する。次に RPC2 の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、今度は RPC3 の方向へロードを広げる (図 3.2)。先ほどと同様に要求する p_T 閾値によってロードの広さを変え、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ようになっている。トリガー判定後、L1 は RoI (Region of Interest) と呼ばれる位

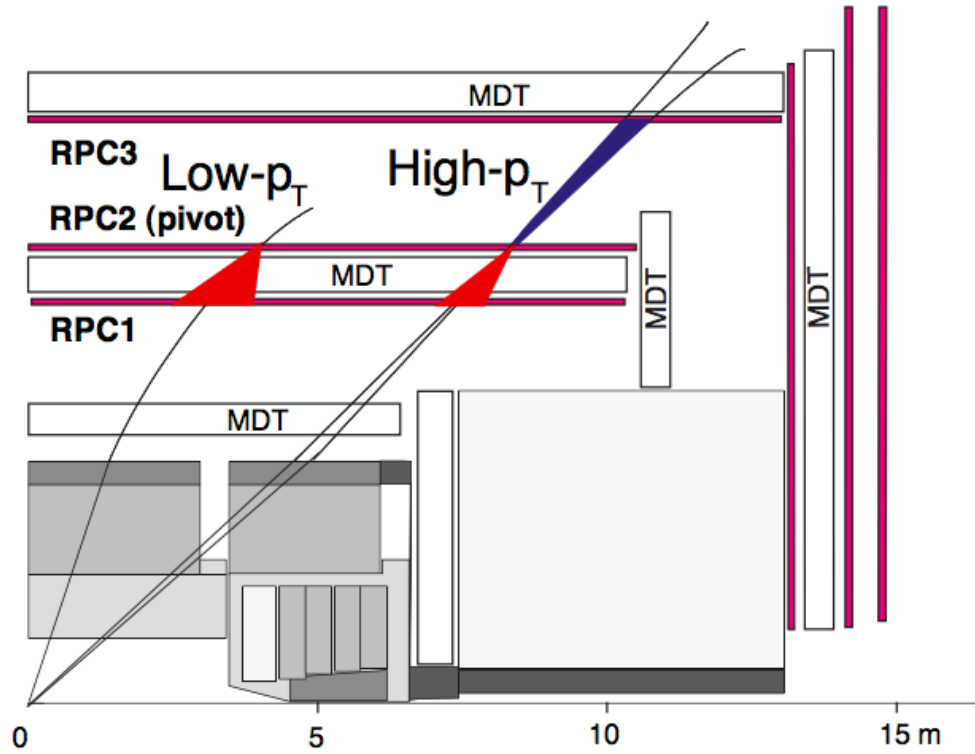


図 3.2: バレル部レベル 1 トリガーシステムにおけるトリガー判定 [3]。左の飛跡は低い p_T 閾値の判定、右の飛跡は高い p_T 閾値の判定の時に定義されるロードである。

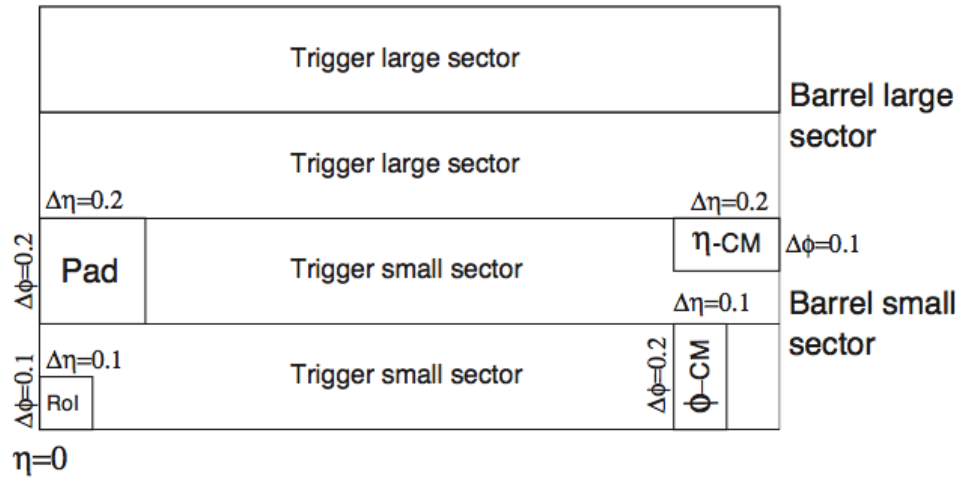


図 3.3: RPC の pad と RoI[3]。

置情報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 ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$) に分割される (図 3.3)。バレル部における RoI の総数は 3328 個である。

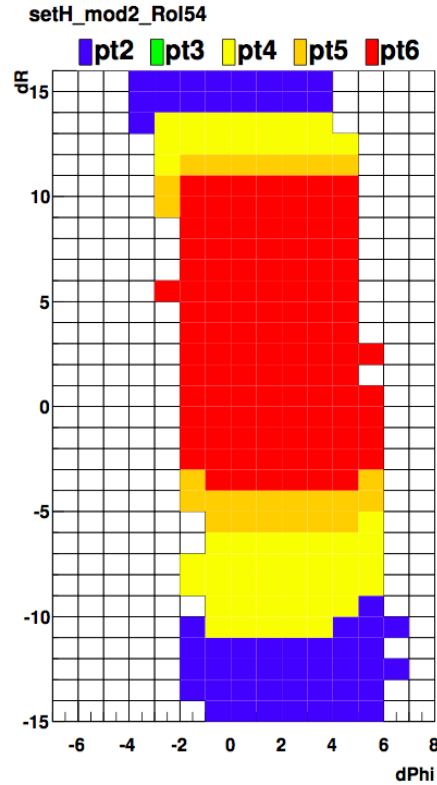


図 3.4: コインシデンスウィンドウの例 [7]。横軸はロード中心と TGC ヒットの ϕ の差 $\Delta\phi$ 、縦軸は R の差 ΔR である。 $\Delta\phi, \Delta R$ によってどの程度の p_T であるかが 6 段階で定義されている。

エンドキャップ部

エンドキャップ部のレベル 1 ミューオントリガーは 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 2.22)。この内、トリガー p_T 閾値の判定に用いられるのは Middle TGC 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。

バレル部と同様に要求する 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。まずは 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 において、ロード内のヒットを探す。M2 と M3 は、それぞれ 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 層からなる (ダブルレット構造)。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 (3.4)。

高い p_T 閾値の場合は M1 までロードを広げる。M1 は 3 層のワイヤー、2 層のストリップからなる (トリプレット構造)。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、背景事象の削減を行う。高い p_T 閾値の判定を行う際は、M1, M2 のコインシデンス、M1, M2, M3 のコインシデンス両方を用いるが、低い p_T 閾値の場合は高い効率を保つため M1, M2 のコインシデンスのみを用いる。 p_T 閾値決定方法の概念図を図 3.5 に示す。

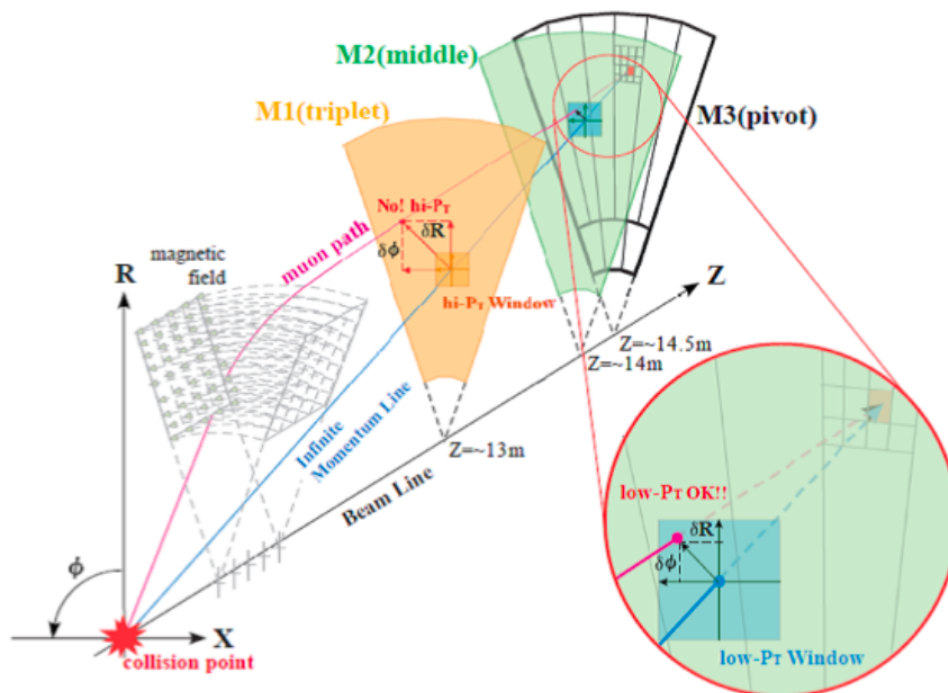


図 3.5: エンドキャップ部レベル 1 トリガーにおける p_T 閾値の決定 [7]。

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。これらのトリガー判定システムは TGC に直接実装されており、高速処理が可能となっている。

3.2.2 L2 スタンドアローンミュオントリガー (MuonSA)

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。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から Look up table を参照して p_T を導出、 p_T 閾値による事象の選別という段階に分けられる。

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 のヒット情報を用いる。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として最も正しい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計算され、状況に応じてこの後用いられる。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 Inner または Middle、バレル部では RPC Middle 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

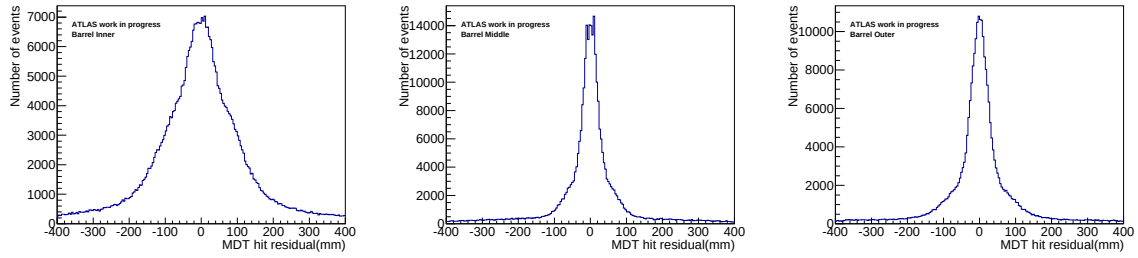


図 3.6: Barrel の各 MDT における MDT hit residual の分布。それぞれ Barrel Inner(左)、Barrel Middle(中央)、Barrel Outer(右)。

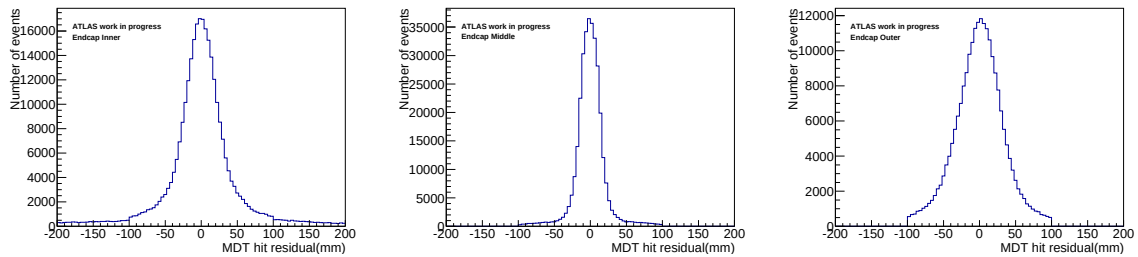


図 3.7: Endcap の各 MDT における MDT hit residual の分布。それぞれ Endcap Inner(左)、Endcap Middle(中央)、Endcap Outer(右)。

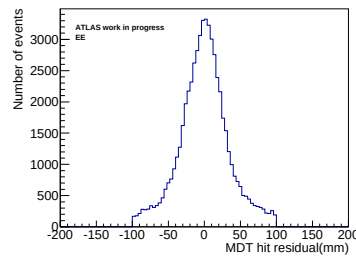


図 3.8: EE チェンバーの MDT hit residual。

定義する。図 3.6 に Barrel Inner, Middle, Outer におけるロード中心と MDT hit の距離 (MDT hit residual) の分布を示す。Inner のロードは Middle のロードと同じものを使用するため、Middle, Outer と比較して精度が落ちる。そのため Inner の MDT hit residual が広がっていることがわかる。

エンドキャップ部では Middle は Middle TGC(M1,M2,M3) の情報、Inner は Inner TGC(I) の情報を用いてロードを定義する。Endcap における各 MDT の MDT hit residual を図 3.7,3.8 に示す。EE および Outer は Middle と同じロードを使用するため、Inner, Middle と比較してロードの精度が悪くなる。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 まで飛跡を外装し、Inner のロードを定義する。そのため Inner, Outer, EE チェンバーではロードの精度が悪くなり、MDT hit residual が広がっていることがわかる。

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。

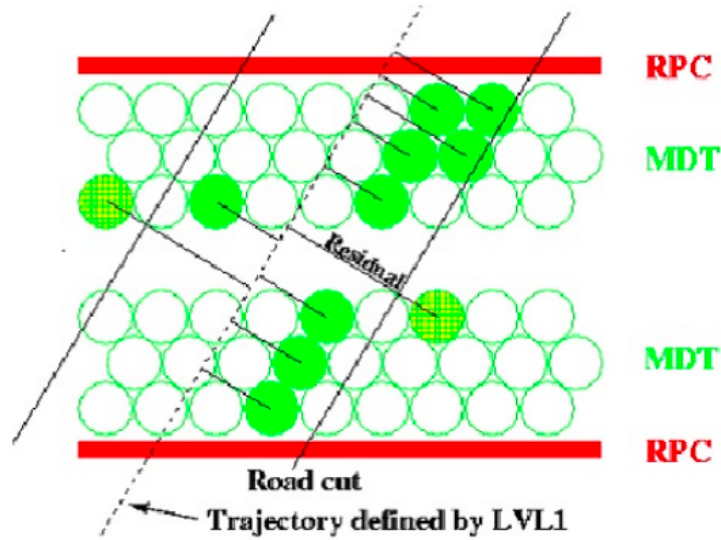


図 3.9: バレル部 MDT における MDT ヒット選択の模式図。[8]

MDT を用いたスーパーポイントの決定

次に、より位置分解能の高い MDT の情報を用いてミューオンの飛跡を再構成する。この時各ステーション (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 チェンバーにおいて、計算されたミューオンの通過点、および飛跡の傾き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 3.9)。

次に選択した各チューブのドリフト半径の情報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良くヒット情報を再現するものを、ミューオンの飛跡として定義する (図 3.10)。

この時各 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 3.10)、飛跡の傾きを SP の傾き、また飛跡と R 軸の交点と原点との距離 (切片) を SP の切片として定義する。

SP から p_T と関連のあるパラメータの導出

各 MDT の SP を結ぶことによって、ミューオンの飛跡再構成を行う。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、チェンバーの SP から円軌道を再構成し、その半径 (Barrel Radius) を p_T と関連のあるパラメータとして定義する (図 3.11)。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 つ以下の場合は円軌道を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

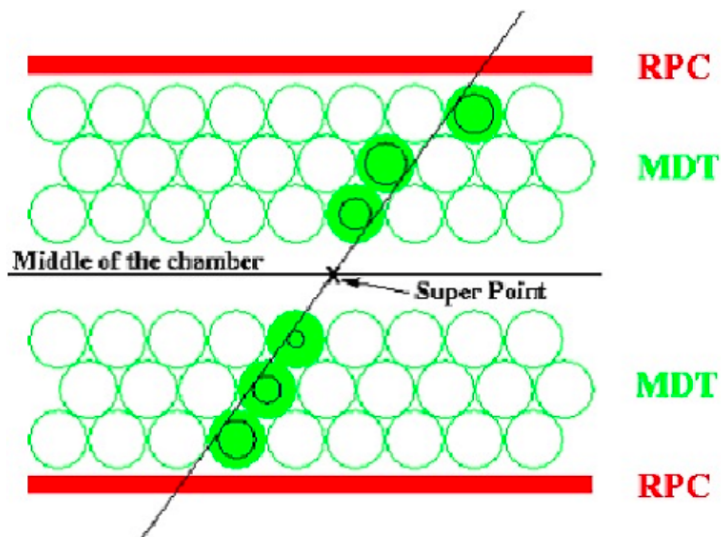


図 3.10: バレル部 MDT における、各層で選ばれたチューブのドリフト円のフィット [8]。

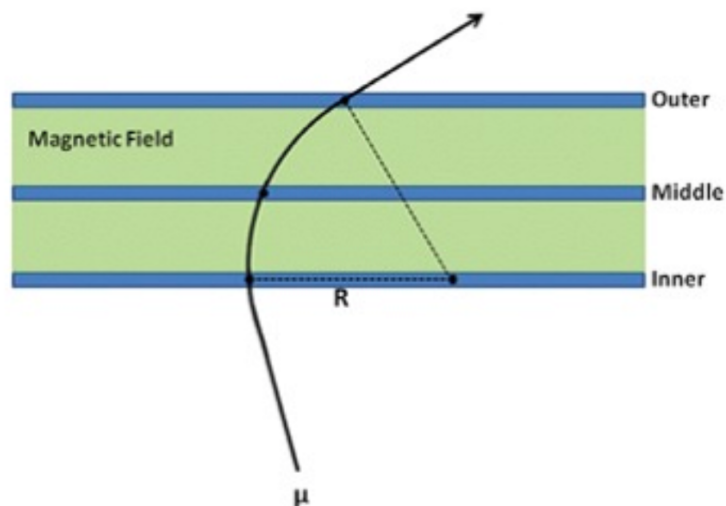


図 3.11: Barrel Radius の定義 [8]。

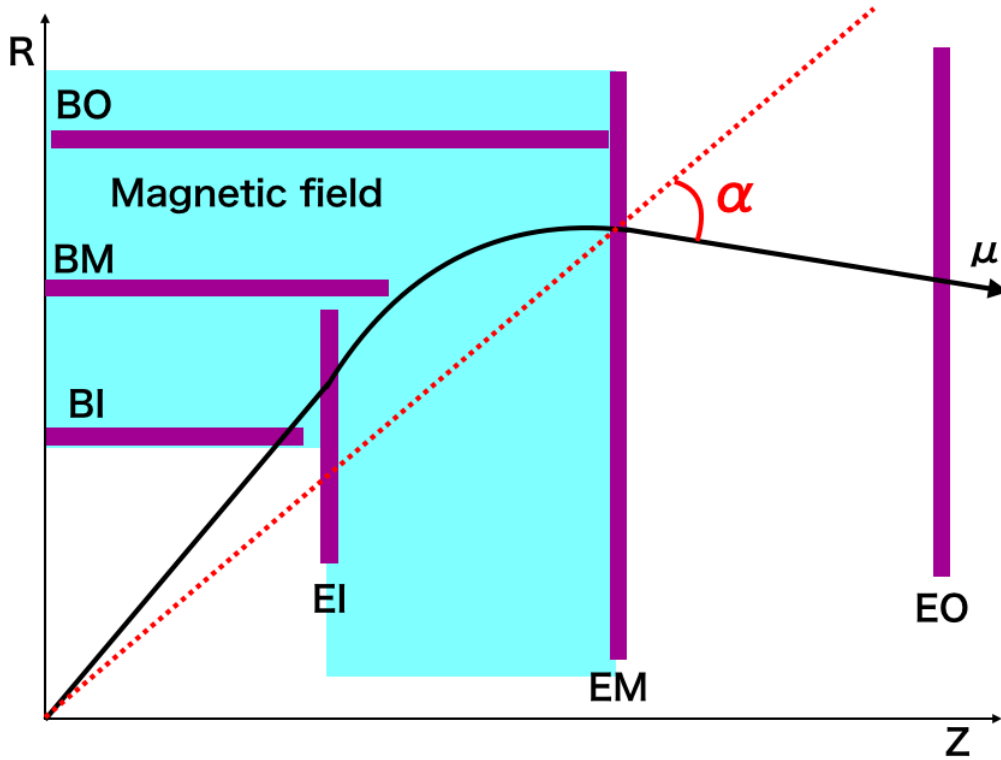
は p_T と相関のあるパラメータとして α, β を用いる。この時 ϕ 方向の飛跡は考えず、 $R-Z$ 平面に射影した飛跡を考える。 α は図 3.12 で定義され、以下の情報を用いて計算される。

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

また β は図 3.13 で定義され、次の情報を用いて計算される。

- Inner, Middle, Outer SP の位置座標。
- Outer SP が無ければ、Inner 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 いずれも計算できなかった場合には、2 枚の Middle TGC(M1,M2) の位置情報から α を計算する。Middle の SP が無く、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ミューオンの p_T を再構成することはできない。

図 3.12: MuonSA における α の定義。

p_T と相関のあるパラメータから Look Up Table を参照して p_T を導出

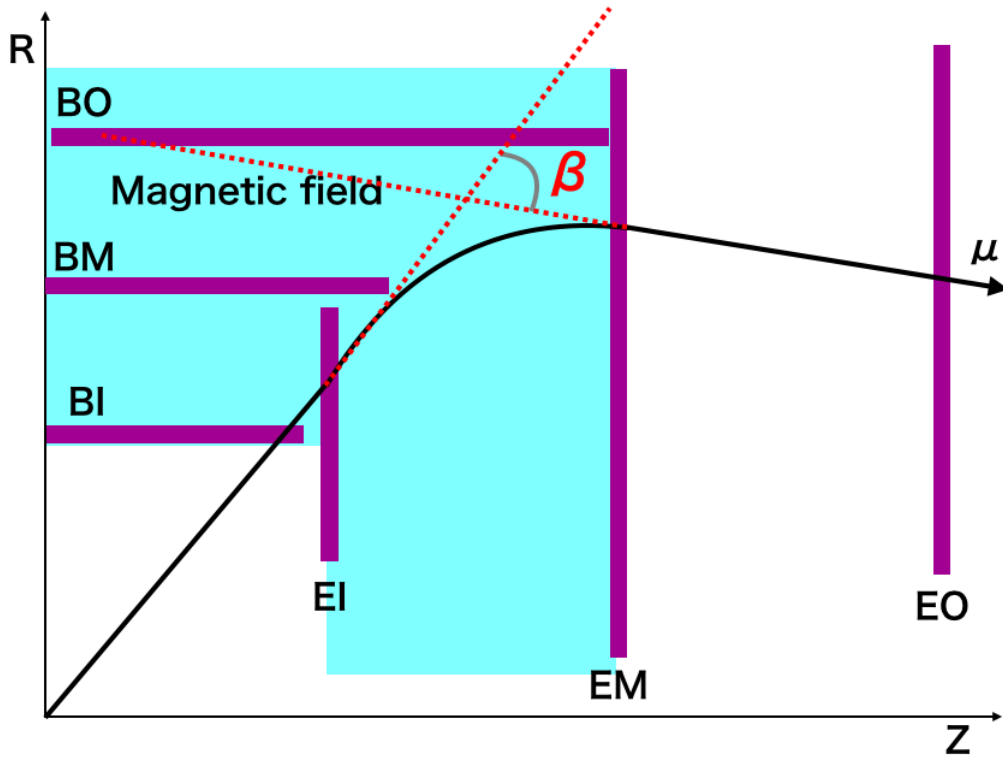
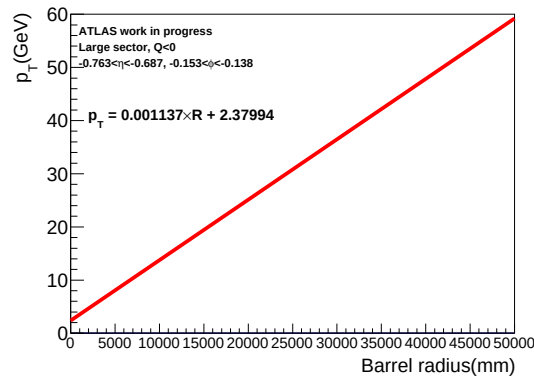
p_T と相関のあるパラメータから Look Up Table(LUT) を参照して p_T を導出する。MuonSA では事象を高速で処理することが求められるため、 p_T と相関のあるパラメータから p_T を毎回計算するのではなく、あらかじめ両者の関係性を定義した表 (LUT) をメモリ上に用意しておき、 p_T と相関のあるパラメータが計算された後即座に p_T を導出できるようになっている。

バレル部では Barrel Radius と p_T の相関関係が、 $sector \times Q \times \eta \times \phi = 4 \times 2 \times 30 \times 30$ 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(3.2.3 節における MDT の項参照) のいずれかを、 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。ある領域における Barrel LUT の例を図 3.14 に示す。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。各領域ごとに曲率半径 R 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、曲率半径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 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

図 3.13: MuonSA における β の定義。図 3.14: ある領域における Barrel LUT の例。各領域ごとに曲率半径 R と p_T の相関関係が一次関数で定義されている。

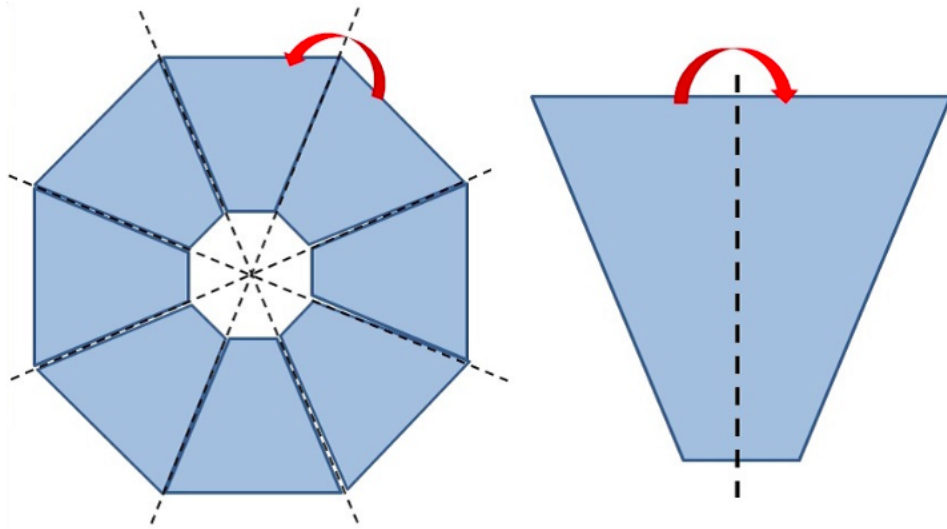
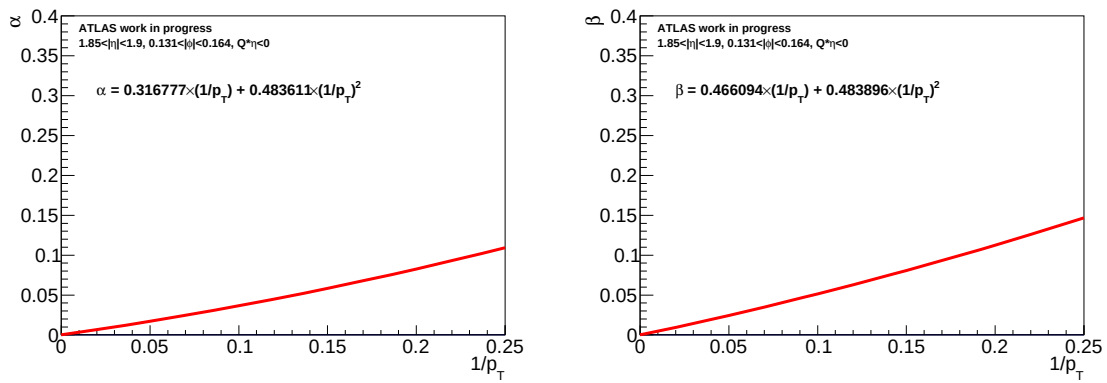
8 回対称性を仮定した後、線対称を仮定した上にさらに 12 分割する (図 3.15)。ここで領域分割に用いる η, ϕ は、TGC フィットに成功した場合は TGC Middle の η, ϕ を、失敗した場合は RoI の η, ϕ を用いる。

ある領域における Endcap LUT の例を、 α, β についてそれぞれ図 3.16 に示す。各領域では α, β 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。

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

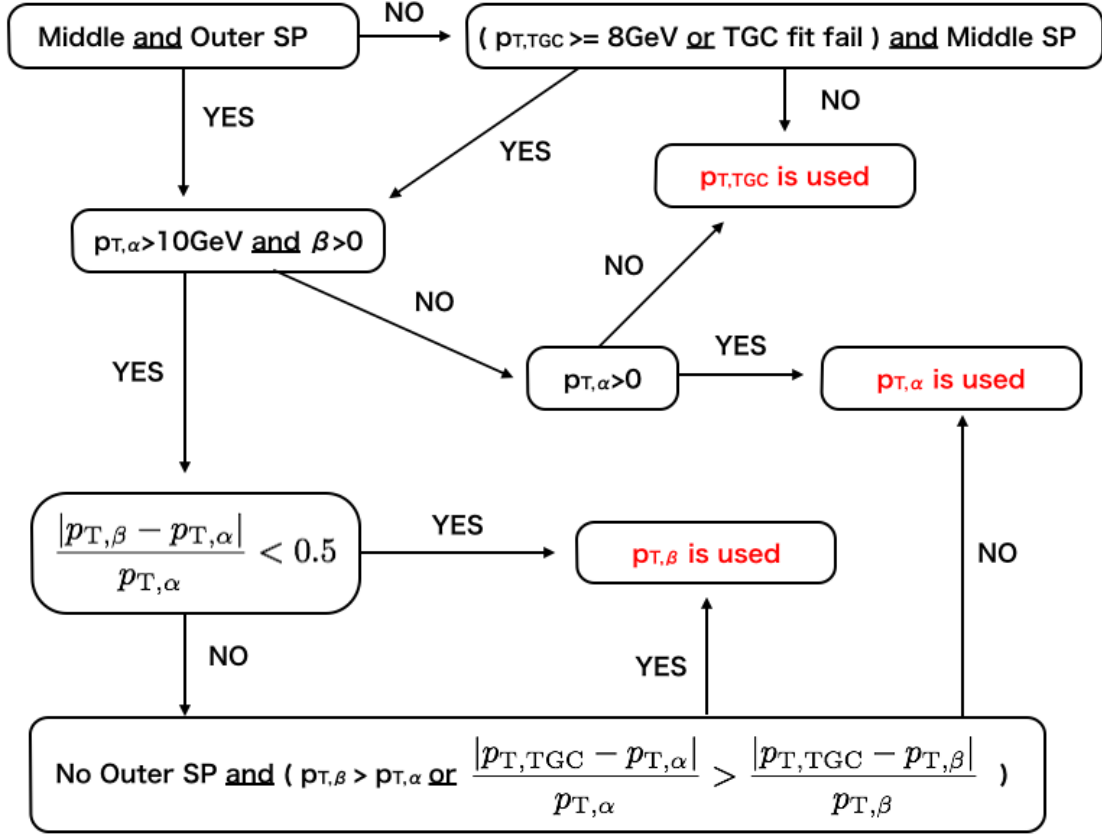
なお二次関数の定数成分は、 p_T に上限を持たせないように 0 にしてある。式 3.2 を p_T について解くことによって以下の式を得る。

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

図 3.15: エンドキャップ部における ϕ 方向の領域分割 [8]。図 3.16: ある領域における α の LUT(左) と β の LUT(右)

α, β が計算されたら、式 3.3 を用いて即座に p_T を算出することが可能である。エンドキャップ部において、 p_T は α, β 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 3.17 の条件で定義される。ここで α, β , および TGC の情報から計算された p_T をそれぞれ $p_{T,\alpha}$, $p_{T,\beta}$, $p_{T,\text{TGC}}$ と表す。

最終的な MuonSA の方向としては、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。

図 3.17: MuonSA における、 $p_{T,\alpha}$ 、 $p_{T,\beta}$ 、 $p_{T,TGC}$ の選択条件。

p_T 閾値による事象の選別

計算された MuonSA の p_T に、閾値を設けることで事象を選別する。MuonSA では p_T 閾値 4 GeV と 6 GeV のトリガーが使われている。実際の p_T に対して、MuonSA で計算された p_T は精度が悪いため、MuonSA で要求する p_T 閾値は、4 GeV および 6 GeV よりも低い値となっている。またマグネットの構造上磁場が弱い領域が存在するため、それらの領域では非効率を避けるため p_T 閾値をさらに低く設定している。磁場が弱い領域は以下である。

- $1.3 < |\eta| < 1.45$ について $0 < |\phi| < \frac{1}{48}\pi$ or $\frac{11}{48}\pi < |\phi| < \frac{13}{48}\pi$ or $\frac{23}{48}\pi < |\phi| < \frac{25}{48}\pi$
or $\frac{35}{48}\pi < |\phi| < \frac{37}{48}\pi$ or $\frac{47}{48}\pi < |\phi| < \pi$
- $1.5 < |\eta| < 1.65$ について $\frac{3}{32} < |\phi| < \frac{5}{32}\pi$ or $\frac{11}{32}\pi < |\phi| < \frac{13}{32}\pi$ or $\frac{19}{32}\pi < |\phi| < \frac{21}{32}\pi$ or $\frac{27}{32}\pi < |\phi| < \frac{29}{32}\pi$

3.2.3 L2 コンバインドミューオントリガー (MuComb)

MuComb では、内部飛跡検出器の情報を用いて計算された $p_{T,ID}$ および位置情報 (η_{ID} 、 ϕ_{ID}) と、MuonSA の結果を組み合わせることで、より詳細な p_T および位置の再構成が可能になる。内部飛跡検出器における飛跡と、ミューオン検出器における飛跡の距離 $\Delta R = \sqrt{(\eta_{ID} - \eta_{SA})^2 + (\phi_{ID} - \phi_{SA})^2}$ が、十分近いものは同じミューオンからの飛跡とみなし情報を組み合わせる。ここで η_{ID} 、 ϕ_{ID} は内部飛跡検出

器の情報から、 η_{SA}, ϕ_{SA} はミューオン検出器で計算されたミューオンの η, ϕ を表す。内部飛跡検出器とミューオン検出器の情報を合わせた $p_{T,comb}$ は、 $p_{T,ID}$ と MuonSA で計算された $p_{T,SA}$ の重み付き平均として以下の式で表される。

$$\frac{1}{p_{T,comb}} = \frac{\sigma_{ID}^2 \cdot \frac{1}{p_{T,SA}} + \sigma_{SA}^2 \cdot \frac{1}{p_{T,ID}}}{\sigma_{ID}^2 + \sigma_{SA}^2} \quad (3.4)$$

ここで σ_{ID}, σ_{SA} はそれぞれ内部飛跡検出器、ミューオン検出器で計算された p_T の精度を表す。基本的に内部飛跡検出器を用いた飛跡再構成の方が精度が良いため、MuComb で計算される p_T は、より $p_{T,ID}$ が反映された結果となる。MuComb で測定された p_T に対して、改めて閾値を設けて事象選別を行う。

p_T は、磁場により曲げられたミューオンの飛跡が直線からどれ程ずれたかを測定することによって決定される量である。ずれ具合を表す量を R とすると、 p_T が大きくなるほど R は小さくなるため、 $R \sim p_T$ である。また実際に測定される量は R であり、 R が検出器や飛跡再構成方法による対象な誤差を持つ。そのため p_T が真の値とどの程度ずれているかを評価する際は、 p_T ではなく $1/p_T$ を用いて評価を行う。

3.2.4 イベントフィルター (EF)

EF では全検出器の情報を用いて、オフライン解析と同程度の精度で再構成を行う。EF でも p_T 閾値を設定することで事象を選別し、EF まで通過した事象のみがデータとして記録される。

低い p_T 閾値のトリガーでより多くの事象を取得するため、アイソレーション条件を要求することで、プリスケールを回避するトリガーがある。アイソレーション条件としては、内部飛跡検出器で取得されたミューオンの p_T と、その周り $\Delta R = 0.2$ のコーン内のトラックの p_T を全て足しあわせた値 $\sum^{\Delta R < 0.2} p_T^{trk}$ の比、 $\sum^{\Delta R < 0.2} p_T^{trk}/p_T$ が十分小さいことを要求する。

また EF の前段階までは 1 本のミューオンに対するトリガー条件を要求し、EF の段階で全検出器の情報を用いてもう 1 本のミューオンを探索する、Full-Scan(FS) と呼ばれるトリガーも存在する。2 本のミューオンが非常に近い時、位置分解能が EF に比べて劣るレベル 2 では、2 本のミューオンを分離できない場合がある。そのような事象は、レベル 2 で 2 本のミューオンを要求するトリガーを通過することができない。また 1 本のミューオンを要求し、 p_T 閾値が比較的低いトリガーは、プリスケールされているため十分な統計を得ることができない。レベル 2 より位置分解能が高い EF では、近いミューオンをより分離しやすくなるため、 p_T が小さく互いに近いミューオンが存在する事象の場合、EF の段階で 2 本のミューオンが存在することを要求する FS トリガーが有用となる。

3.3 トリガーチェイン

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、トリガーチェインと呼んでいる。ATLAS 実験では、目的とする物理に応じて複数のトリガーチェインが並行して稼働している。

それぞれのトリガーチェインは固有の名称を持っていて、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。

また前述したように、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。

主要なトリガーチェーンについて、L1、L2、EF の組み合わせを表 3.1 にまとめた。

Trigger name	Level 1	Level 2	Event Filter
HLT_mu10	MU10	$p_T > 10 \text{ GeV}$	$p_T > 10 \text{ GeV}$
HLT_2mu6	2MU6	2 muon's $p_T > 6 \text{ GeV}$	2 muon's $p_T > 6 \text{ GeV}$
HLT_mu20_loose.L1MU15	MU15	$p_T > 20 \text{ GeV}$	$p_T > 20 \text{ GeV}$ and Isolation
HLT_mu18_2mu0noL1_JpsimumuFS	MU15	$p_T > 18 \text{ GeV}$	$M_{\mu\mu} \sim M_{J/\psi}$

表 3.1: 主要なトリガーチェーンの、L1,L2,EF の組み合わせ。

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 まで通過した事象に対して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 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おり、より多くの処理時間が必要となる。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ーンミューオン、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を考慮し、ミューオン再構成を行う。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 MuonSA LUT の更新による p_T 分解能の改善

本研究では Run2 で取得された積分ルミノシティ 3.26 fb^{-1} のデータを用いて、エンドキャップ部における LUT の更新を行った。本章では LUT の作成方法と、その更新を行った結果について述べる。また結果として MuonSA における p_T 分解能が向上した。新しい LUT は 2016 年からのデータ収集で使用する予定である。なおバレル部の LUT はエンドキャップ部と比較して分割領域が多く、より多くの統計量が必要なため、2016 年以降に行う予定である。

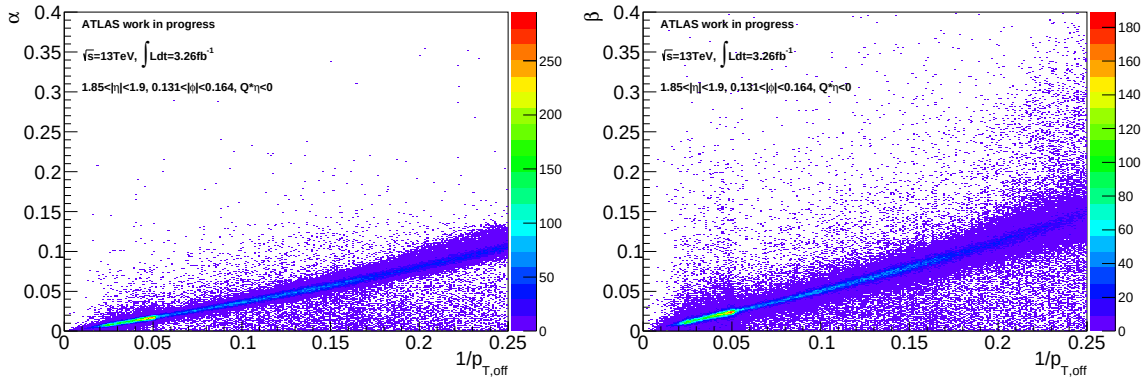
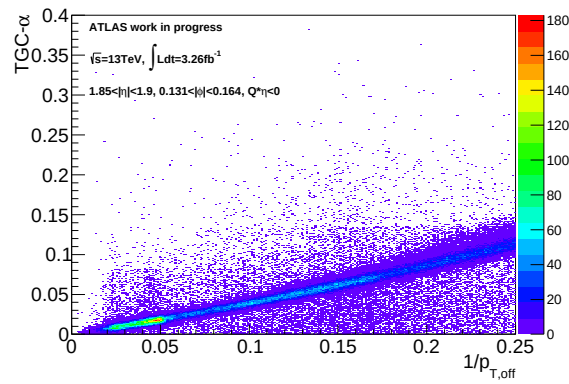
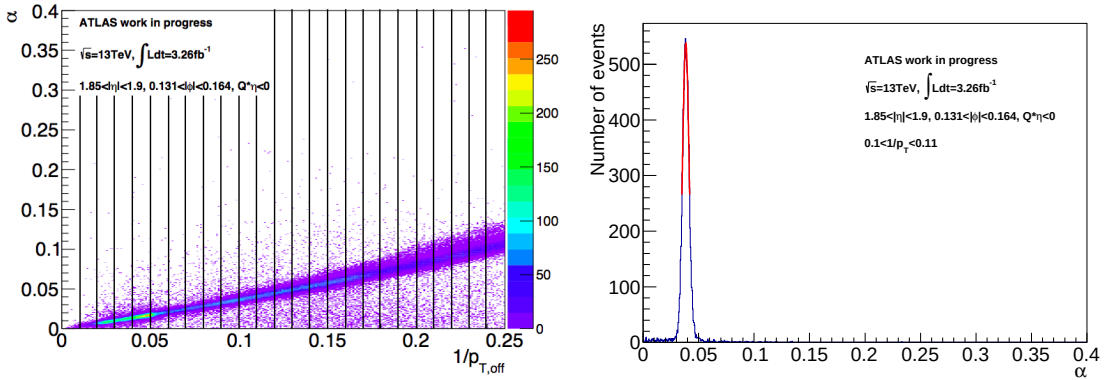
4.1 Run2 データを用いた LUT の作成

本研究では 1 本のミューオンに対する p_T 閾値 4 GeV のトリガーで取得された事象を用いて、LUT の作成を行った。LUT の作成には MuonSA で計算された α, β の値と、オフライン p_T の相関関係を用いる。トリガーによる事象再構成と、オフライン再構成は完全に独立に行われる。そのためトリガーで取得されたミューオンと、オフライン再構成によるミューオンが同じミューオンであることを要求する必要がある (マッチング)。RoI とオフラインミューオンの距離を評価する変数として、 $\Delta R_{\text{L1match}} = \sqrt{(\eta_{\text{off}} - \eta_{\text{RoI}})^2 + (\phi_{\text{off}} - \phi_{\text{RoI}})^2}$ を定義する。ここで $\eta_{\text{off}}, \phi_{\text{off}}$ はオフラインミューオンの、 $\eta_{\text{RoI}}, \phi_{\text{RoI}}$ は RoI の η, ϕ を表す。マッチングの条件として以下を用いた。

$$\begin{aligned} \Delta R &< -0.01 \times p_{T,\text{off}} + 0.18 \quad (p_{T,\text{off}} < 10 \text{ GeV}) \\ \Delta R &< 0.08 \quad (p_{T,\text{off}} > 10 \text{ GeV}) \end{aligned} \quad (4.1)$$

ミューオンの p_T が小さい場合は、大きい場合に比べて飛跡が曲がりやすいため、原点における飛跡方向と、ミューオン検出器における飛跡方向のずれは大きくなる。そのためミューオンの p_T が小さいほど、要求する ΔR は大きくなる。本研究ではマッチングを要求する際のずれをより小さくするため、 $\eta_{\text{off}}, \phi_{\text{off}}$ として、オフラインミューオンの飛跡を、磁場で飛跡が曲がることを想定してミューオン検出器まで外挿した値を用いる。

取得された事象から各 $\eta, \phi, Q \times \eta/|\eta|$ 領域ごとに、 $\alpha, \beta, \text{TGC-}\alpha$ と $1/p_T$ の二次元分布を作成する (図 4.1, 4.2)。この時領域分割に使う位置情報は、TGC フィットに成功している場合は TGC フィットの η, ϕ 、TGC フィットに失敗している場合は RoI の η, ϕ 情報を用いる。各分布の横軸を分割して縦軸に射影し、ガウシアンでフィットすることで中心値を得る (図 4.3)。横軸を分割した各領域において、ガウスフィットによって得られた中心値を、式 (4.2) の二次関数でフィットして、パラメータ A, B を得る (図 4.4, 4.5)。

図 4.1: ある領域における α (左)、 β (右) と $1/p_T$ の二次元分布図 4.2: ある領域における TGC- α と $1/p_T$ の二次元分布図 4.3: α と p_T 二次元分布の分割方法 (左)、ある分割領域において横軸に射影して得られる分布をガウスフィットした結果 (右)。

4.2 トリガー効率の測定

トリガー効率の測定は Tag&Probe と呼ばれる方法を用いて行う [9]。ATLAS では何らかのトリガーを通過した事象が記録される。そのため記録された全ミューオンに対してトリガー効率の測定を行うと、実際よりも高くトリガー効率を見積もってしまうバイアスが生じる。このバイアスを回避するために用い

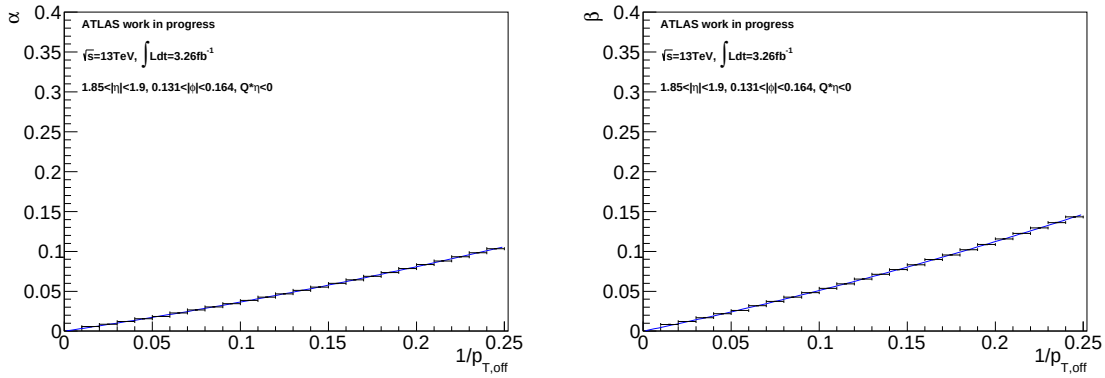


図 4.4: ある領域における α (左)、 β (右) と $1/p_T$ 二次元分布のフィット結果。

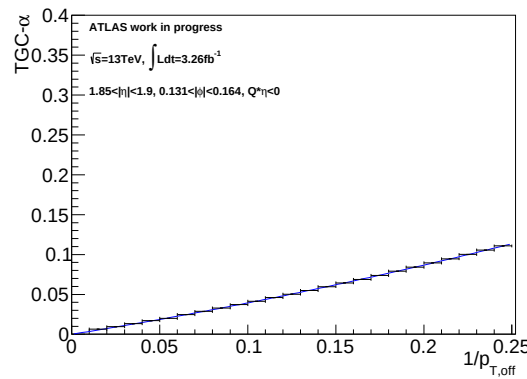


図 4.5: ある領域における TGC- α と $1/p_T$ 二次元分布の 2 次関数によるフィット結果。

るのが Tag&Probe 法である。Tag&Probe 法では、Z(質量 90 GeV) または J/ψ (質量 3.1 GeV) がミュオン対に崩壊する事象について、2 本のミュオンのうち 1 本がトリガーを通過していることを要求することで、もう一方のミュオンに対するトリガー効率をバイアスなしで測定することができる。この時トリガー通過を要求したミュオンのことをタグミュオン、もう一方のミュオンをプローブミュオンと呼ぶ。本研究では低い p_T の効率は J/ψ Tag&Probe 法を、高い p_T (トリガー効率が安定するプラトーと呼ばれる領域) の効率は Z Tag&Probe 法を用いて測定を行った。それぞれの測定方法について説明する。

4.2.1 Z Tag&Probe 法

Z Tag&Probe 法は比較的高い p_T 閾値のトリガー効率測定に用いる。トリガー効率測定に使う 2 本のミュオンについて以下の条件を要求する。

- オフラインミュオン再構成において、コンバインドミュオンとして再構成されたミュオンが、 $|\eta_{\text{off}}| < 2.5$ に 2 本存在する。
- 事象取得時検出器が正常に動いていた。
- 2 本のオフラインミュオンが逆符号の電荷を持ち、不変質量 $M_{\mu\mu}$ について $80 < M_{\mu\mu} < 100$ GeV を満たす。

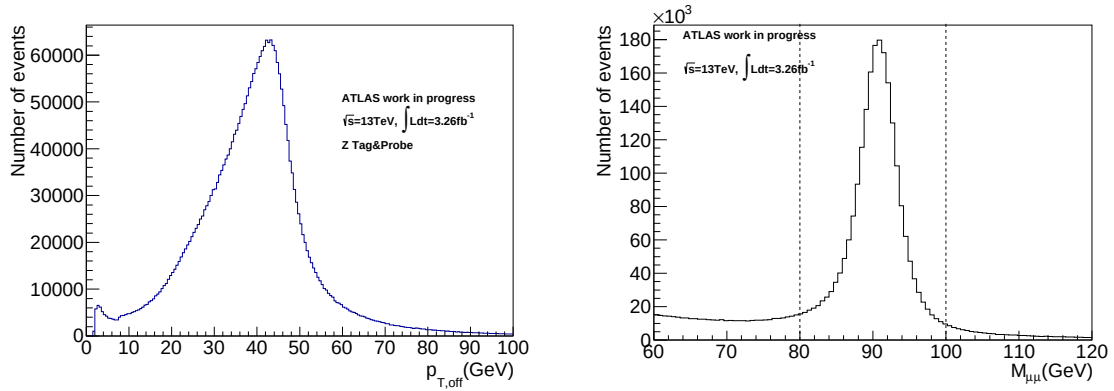


図 4.6: Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオンの p_T 分布 (左) と、2 本のオフラインミュオンの不変質量分布 (右)。

タグミュオンに要求した条件は以下である。

- HLT_mu20_loose_L1MU15 トリガーを通過している。このトリガーはプリスケールされていないトリガーの中で p_T 閾値が最も低い。
- オフラインミュオンについて $p_{T,off} > 20$ GeV である。
- オフラインミュオンの通過位置と、L1 で発行された RoI との距離 $\Delta R_{tag,RoI}$ が、 $\Delta R_{RoI,tag} < 0.08$ を満たす。
- オフラインミュオンと EF で再構成されたミュオンの、ミュオン検出器における通過位置の距離 $\Delta R_{EF,tag}$ が、 $\Delta R_{EF,tag} < 0.01$ を満たす。

タグミュオンが見つかった場合、もう一方のミュオンをプローブミュオンとする。図 4.6 に 2 本のオフラインミュオンの不変質量と、プローブミュオンの p_T 分布を示す。不変質量の分布は、Z の質量 90 GeV 付近にピークを持ち、プローブミュオンの p_T 分布は、Z の質量の半分程度である 40 GeV 付近にピークを持つ。まずプローブミュオンがレベル 1 トリガーを通過しているかどうかの判定を行う。レベル 1 トリガーの通過条件は以下である。

- ミュオン検出器におけるプローブミュオンの通過位置と L1 で発行された RoI の距離 $\Delta R_{probe,RoI}$ が、 $\Delta R_{probe,RoI} < 0.08$ を満たす。
- 各トリガーチェーンの L1 における p_T 閾値を超えている。

図 4.7 に p_T 閾値 4 GeV および 6 GeV のトリガーについて、エンドキャップ部における、プローブミュオンに対する L1 の効率を示す。エンドキャップ部ではプラトー領域において 90% 程度の効率を持つ。 p_T 閾値 4 GeV と 6 GeV の L1 トリガーを比較した時、プラトー領域の効率が少し異なるのは、前者は TGC2 枚と、3 枚のコインシデンスを組み合わせるのに対し、後者は TGC2 枚のコインシデンスのみを要求するためである。

続いてレベル 1 を通過したミュオンに対して、MuonSA を通過したかどうかの判定を行う。レベル 1 と MuonSA は RoI の番号によってリンク付けされているため、レベル 1 と MuonSA の RoI 番号が同じであることを要求し、さらに MuonSA における p_T 閾値を超えていることを要求する。図 4.8 にレベル 1 を通過したミュオンに対する、エンドキャップ部における MuonSA の効率を示す。エンドキャップ部では 98~99% 程度と高い効率を持つ。

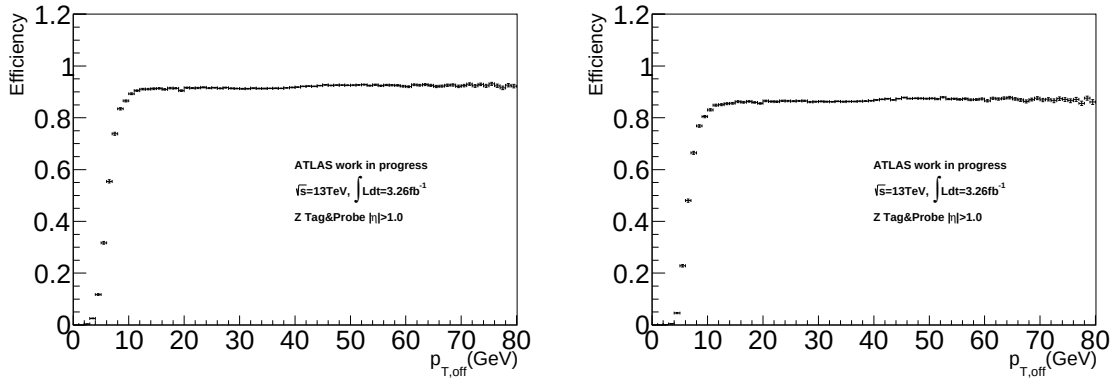


図 4.7: Z Tag&Probe 法を用いて測定した、エンドキャップ部におけるプローブミュオンに対する L1 の効率。 p_T 閾値 4 GeV(左)、6 GeV(右) のトリガーに対する測定結果を示す。

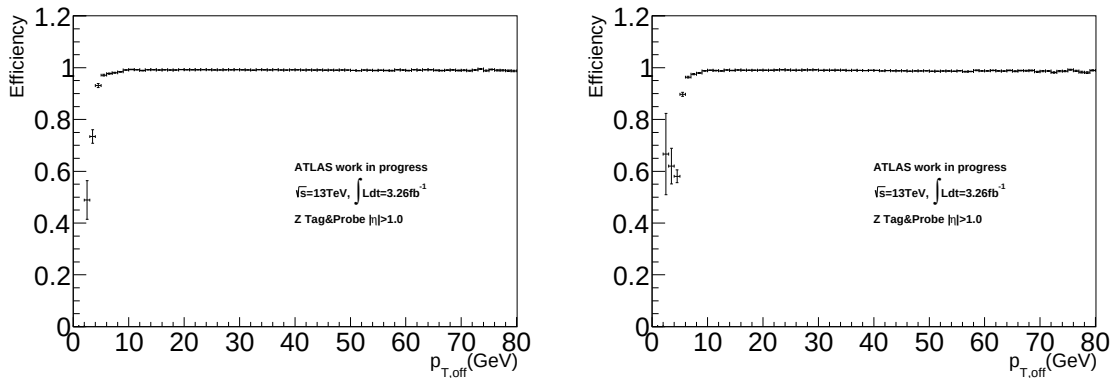


図 4.8: Z Tag&Probe 法を用いて測定した、エンドキャップ部におけるレベル 1 を通過したミュオンに対する MuonSA の効率。 p_T 閾値 4 GeV(左)、6 GeV(右) のトリガーに対する測定結果を示す。

4.2.2 J/ψ Tag&Probe 法

低い p_T 閾値の測定には J/ψ Tag&Probe 法を用いる。 J/ψ Tag&Probe 法では、 J/ψ 粒子の崩壊による 2 本のミュオンを使用する。本研究ではブーストした J/ψ を用いてトリガー効率測定を行った。ブーストした J/ψ を使用すると、一方のミュオンは比較的高い p_T を持つため、トリガーにかかりやすくなり、比較的高い統計を得ることができるという利点がある。

まず 2 本のミュオンについて以下の条件を要求する。

- オフラインミュオン再構成において、コンバインドミュオンとして再構成されたミュオンが、 $|\eta| < 2.5$ の範囲内に 2 本存在する。
- 事象取得時検出器が正常に動いていた。
- 2 本のオフラインミュオンが逆符号の電荷を持ち、不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $2.8 < M_{\mu\mu} < 3.4$ GeV を満たす。

タグミュオンに要求した条件は以下である。

- p_T 閾値 18 GeV のトリガーを通過している。

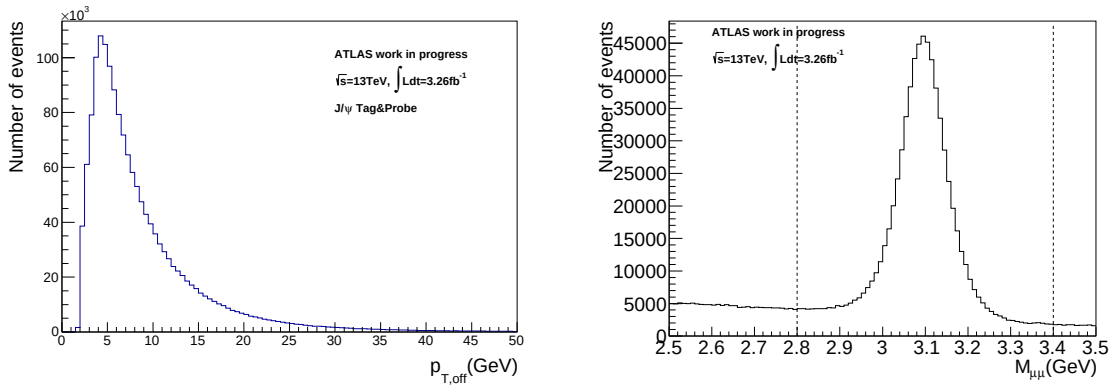


図 4.9: J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオンの p_T 分布 (左) と、2 本のオフラインミュオンの不変質量分布 (右)。

- オフラインミュオンについて $p_{T,\text{off}} > 18 \text{ GeV}$ である。
- オフラインミュオンのミュオン検出器の通過位置と、L1 で発行された RoI との距離 $\Delta R_{\text{tag,RoI}}$ が、式 5.1 の条件を満たす。
- オフラインミュオンと EF で再構成されたミュオンとの、ミュオン検出器の通過位置の距離 $\Delta R_{\text{EF,tag}}$ が、 $\Delta R_{\text{EF,tag}} < 0.02$ を満たす。

タグミュオンが見つかった場合、もう一方のミュオンをプローブミュオンとする。図 4.9 に 2 本のミュオンの不変質量分布とプローブミュオンの p_T 分布を示す。不変質量分布は J/ψ 粒子の質量 3.1 GeV 付近にピークを持ち、プローブミュオンの p_T 分布はブーストした J/ψ を想定しているため、 $5 \sim 6 \text{ GeV}$ 付近にピークを持つ。

プローブミュオンのレベル 1 トリガーの通過条件は以下である。

- ミュオン検出器におけるプローブミュオンの通過位置と L1 で発行された RoI との距離 $\Delta R_{\text{probe,RoI}}$ が、式 5.1 の条件を満たす。
- 各トリガーチェーンの L1 における p_T 閾値を超えている。

図 4.10 に p_T 閾値 4 GeV および 6 GeV のトリガーについて、エンドキャップ部における、プローブミュオンに対する L1 の効率を示す。Z Tag&Probe 法より J/ψ Tag&Probe 法の方が、低い p_T 閾値付近の評価に適していることがわかる。L1 における p_T の測定精度は、オフライン再構成で測定された p_T の測定精度より落ちるため、 p_T 閾値付近の立ち上がり (ターンオン) は緩くなる。

MuonSA の通過条件については Z Tag&Probe 法と同様である。図 4.11 にレベル 1 を通過したミュオンについて、エンドキャップ部における MuonSA の効率を示す。

MuonSA の p_T 測定精度は、L1 の p_T 測定精度より高いため、L1 の効率と比較して MuonSA の効率のターンオンは鋭くなっていることがわかる。また p_T 閾値 6 GeV のトリガーの L1 に対する MuonSA の効率において、 $p_T < 4 \text{ GeV}$ の領域で効率が p_T が小さくなる方向に上昇していく現象が見られる。図 4.10 を見るとわかるように、 $p_T < 4 \text{ GeV}$ の領域において、L1 の時点ですでに一定数のミュオンを誤って取得してしまっていることがわかる。これらのミュオンは L1 の段階で、 p_T が大きく測定されるような飛跡再構成を行ってしまっている。MuonSA は L1 で取得された飛跡情報をもとに再構成を行なうため、同様に p_T を大きく見積もってしまう。そのため、このような現象が見られると考えられる。また図

4.12 に J/ψ Tag&Probe 法を用いて測定した、エンドキャップ部におけるオフラインに対する L1 の効率と MuonSA の効率を比較した結果を示す。オフラインミュオンに対する MuonSA の効率は、閾値以下の p_T 領域で十分低く保てているということがわかる。

4.3 作成した LUT の評価と差し替え

まず作成した LUT の評価を行う。評価方法として、同じ値の α, β および TGC- α に対して、それぞれ従来の LUT と新しく作成した LUT を使った場合で導出される p_T の精度を比較した。 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。

$$p_T \text{ residual} = \frac{1/p_{T,\text{off}} - 1/p_{T,\text{SA}}}{1/p_{T,\text{off}}} \quad (4.2)$$

$\alpha, \beta, \text{TGC-}\alpha$ からそれぞれ計算した $p_T(p_{T,\alpha}, p_{T,\beta}, p_{T,\text{TGC}})$ を、上記の $p_{T,\text{SA}}$ に代入することで各 p_T の精度を評価した。図 4.13, 4.14 にある領域における $p_{T,\alpha}, p_{T,\beta}, p_{T,\text{TGC}}$ の、従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使った場合で、 p_T residual を比較した結果を示す。示している領域では、新しく作成した LUT を用いた方が、 p_T residual のピークがより中心に位置していることがわかる。

各領域ごとに従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使用した場合で p_T residual を比

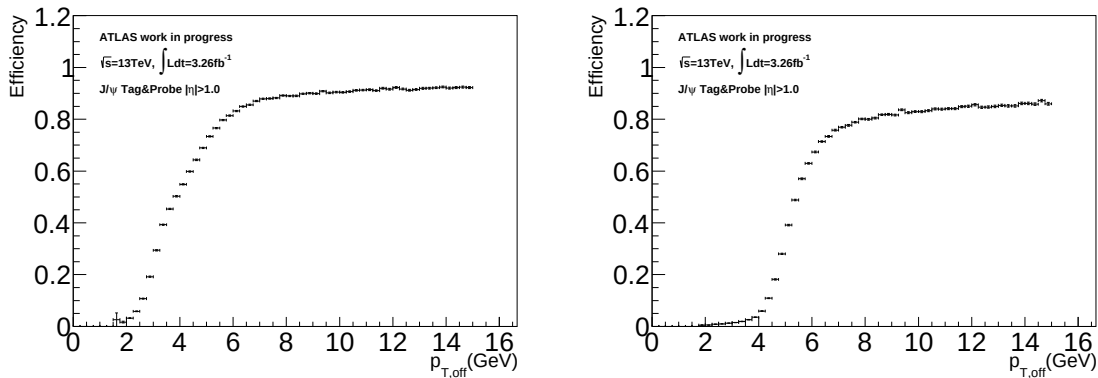


図 4.10: J/ψ Tag&Probe 法を用いて測定した、エンドキャップ部におけるプローブミュオンに対する L1 の効率。 p_T 閾値 4 GeV(左)、6 GeV(右) トリガーに対する測定結果を示す。

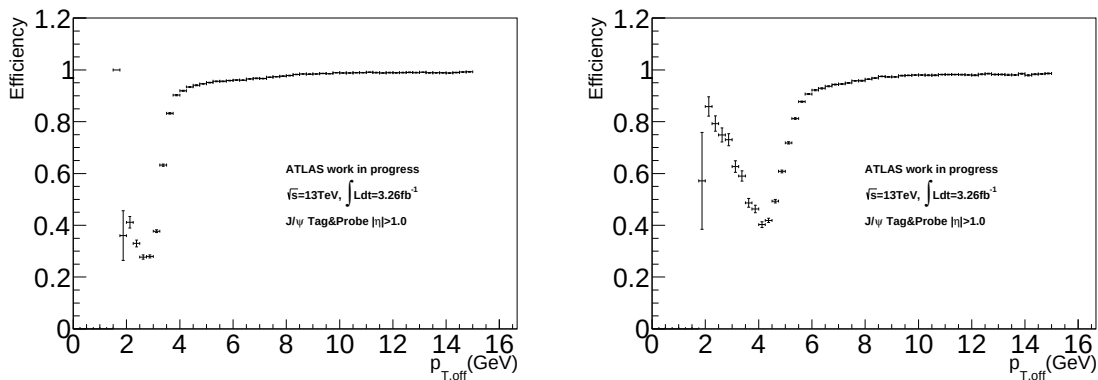


図 4.11: J/ψ Tag&Probe 法を用いて測定した、エンドキャップ部におけるレベル 1 を通過したミュオンに対する MuonSA の効率。 p_T 閾値 4 GeV(左)、6 GeV(右) に対する測定結果を示す。

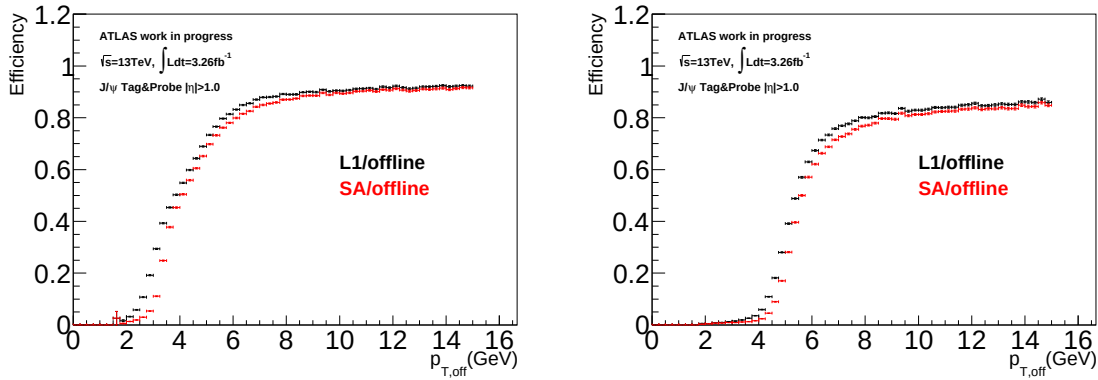


図 4.12: J/ψ Tag&Probe 法を用いて測定した、エンドキャップ部におけるオフラインミュオンに対する L1 の効率と MuonSA の効率の比較。 p_T 閾値 4 GeV(左)、6 GeV(右) に対する測定結果を示す。

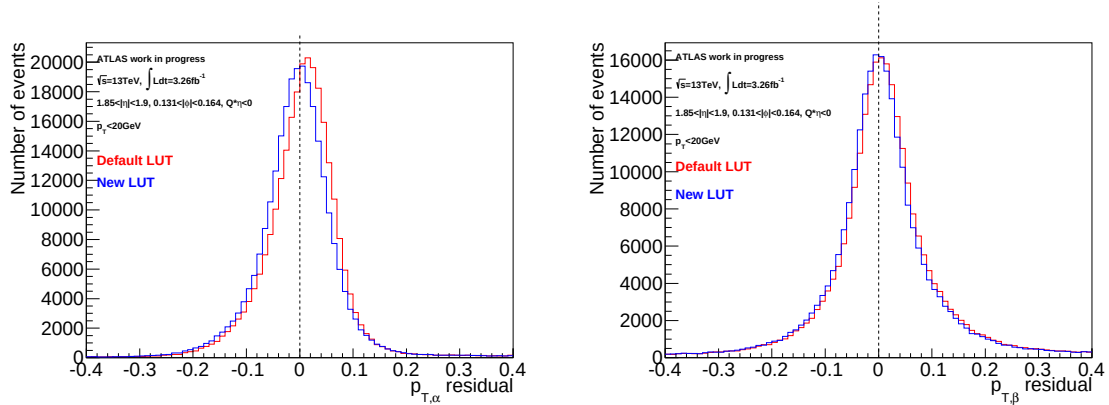


図 4.13: 従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使った場合で $p_{T,\alpha}$ (左) と $p_{T,\beta}$ (右) の p_T residual を比較した結果。

較し、 p_T residual が良くなっている領域について LUT の差し替えを行った。 α , TGC- α の LUT については、以下の領域を除いて LUT の差し替えを行った。

1. $1.0 < |\eta| < 1.05, 2.45 < |\eta| < 2.5$
2. $1.3 < |\eta| < 1.65$

領域 1 はチェンバー η 方向の端であるため、LUT を作成するのに十分な統計が得られず、領域 2 は磁場が弱い領域を含み、他の領域と比較して分布が複雑であるため、現在の統計では LUT 作成のためのフィットがうまくいかなかった。上記の領域については Run1 で使われていた LUT をそのまま使用する。図 4.15 に η 方向の端の領域、および磁場が弱い領域における α と $1/p_T$ の二次元分布を示す。低磁場領域では p_T が低い場合でも、飛跡が直線的になるので飛跡の曲がり具合から p_T を導出するのがより困難になる。

また β から p_T を計算するための LUT については、以下の領域を除いて LUT の差し替えを行った。

1. $1.0 < |\eta| < 1.2, 1.95 < |\eta| < 2.2$ ($Q * \eta < 0$)
2. $1.0 < |\eta| < 1.25, 2.05 < |\eta| < 2.2$ ($Q * \eta > 0$)
3. $1.3 < |\eta| < 1.65$

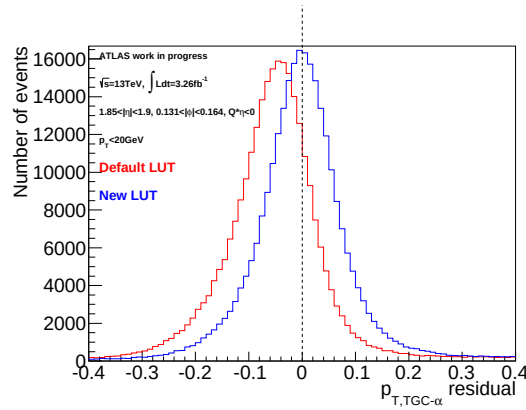


図 4.14: 従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使った場合で $p_{T,TGC}$ の p_T residual を比較した結果。

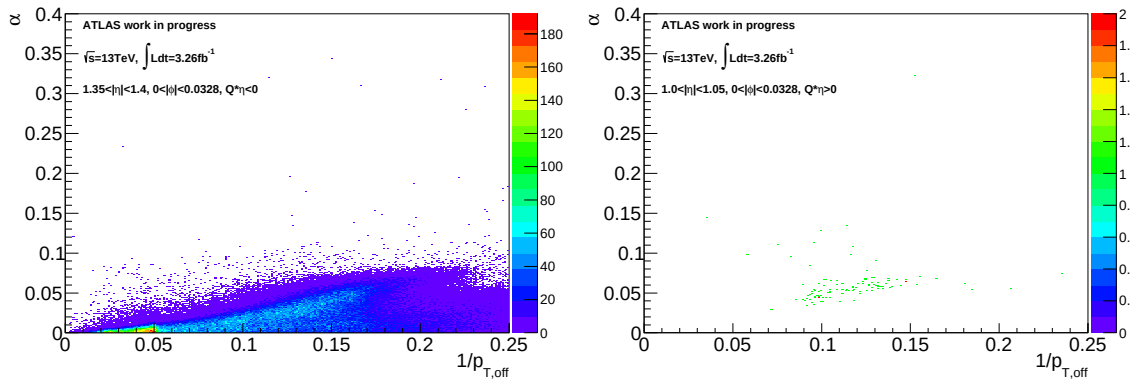


図 4.15: 低磁場領域 (左) および η 方向の端の領域 (右) における $\alpha - 1/p_T$ 二次元分布。

β に対する LUT の場合、領域 1、2 は少統計のため、領域 3 は低磁場領域であるため LUT の差し替えを行わず、Run1 の LUT をそのまま使用する。

4.4 作成した LUT の評価

新しく作成した LUT を用いて MuonSA におけるプローブミューオンの p_T を導出し、トリガー効率の測定を行った。従来の LUT を用いた場合と、新しく作成した LUT を用いた場合で、以下の条件は揃えてある。

- タグミューオン
- プローブミューオンの MuonSA における $\alpha, \beta, TGC-\alpha$

図 4.16 に J/ψ Tag&Probe 法を用いて測定した p_T 閾値 4 GeV, 6 GeV のトリガーのレベル 1 トリガーに対する MuonSA の効率について、従来の LUT と新しく作成した LUT で比較した結果を示す。新しい LUT を使うことによって、閾値以下のミューオンをより削れていることがわかる。

プラトー領域におけるトリガー効率の比較は、Z Tag&Probe 法を用いて行った。図 4.17 に Z Tag&Probe を用いて測定した p_T 閾値 6 GeV のトリガーに対する、レベル 1 トリガーに対する MuonSA の効率について、従来の LUT と新しく作成した LUT で比較した結果を示す。その結果、プラトー領域

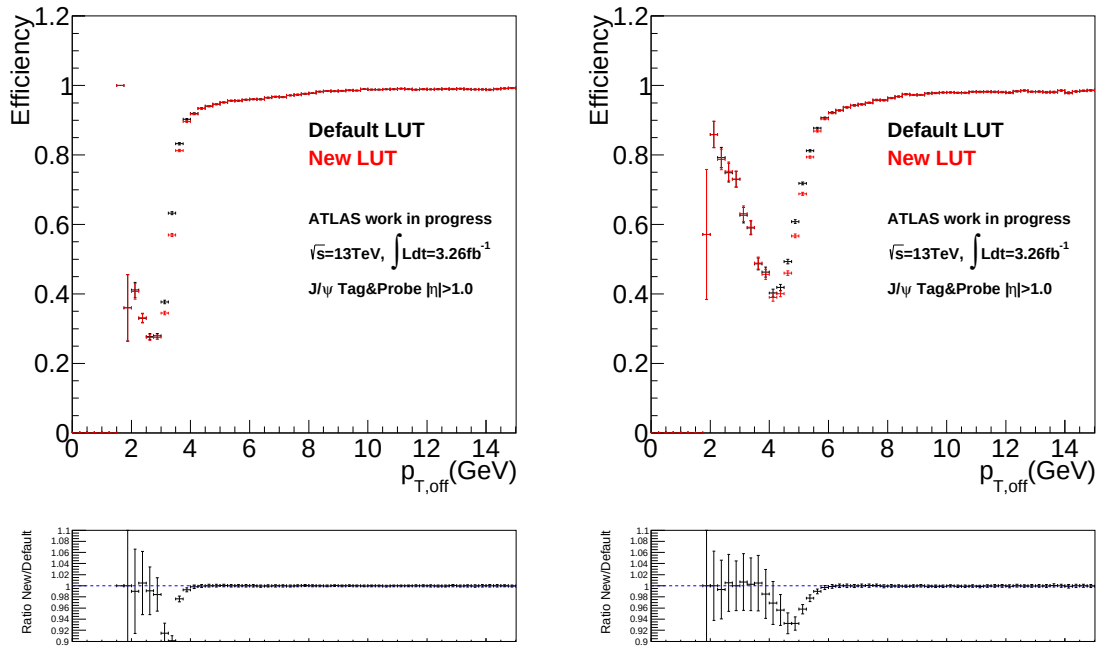


図 4.16: J/ψ Tag&Probe 法を用いて測定した、エンドキャップ部におけるレベル 1 を通過したミュオンに対する MuonSA の効率を従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使った場合で比較した結果。 p_T 閾値 4 GeV(左)、6 GeV(右) の効率。それぞれの下の図は従来の LUT を使った場合のトリガー効率に対する、新しい LUT を使った場合のトリガー効率の比である。

でもトリガー効率を維持できていることが確認できた。

また LUT 変更前後の p_T 分解能を、Z Tag&Probe および J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオンを用いて評価した。図 4.18 に従来の LUT を使った場合と新しく作成した LUT を使った場合の、ある p_T 領域における p_T residual を比較した分布を示す。新しく作成した LUT を用いた結果、 p_T residual の幅はほとんど変わらないが、ピークがより中心に位置していることがわかる。各 p_T 領域における p_T residual の分布を、ガウスフィットして得られた中心値と σ の値の p_T 依存性を図 4.19, 4.20 に示す。

LUT 変更前後で、 p_T residual の σ はほとんど変化しないが、中心値が改善していることが確認できた。

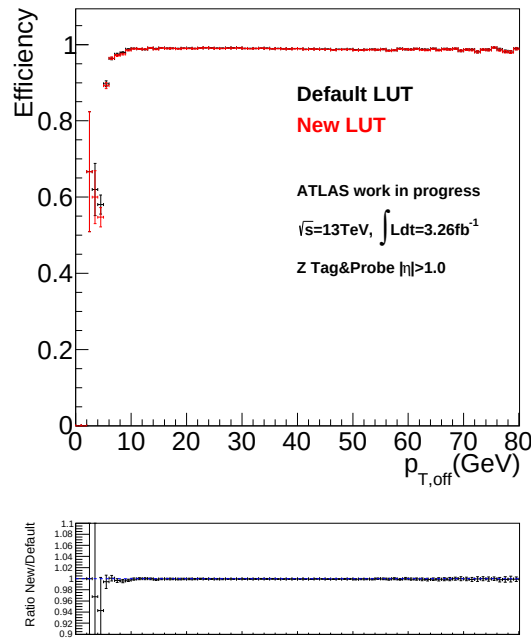


図 4.17: エンドキャップ部におけるレベル 1 を通過したミュオンに対する MuonSA の効率を従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使った場合で比較した結果。Z Tag&Probe 法を用いて p_T 閾値 6 GeV のトリガーに対して測定を行った。

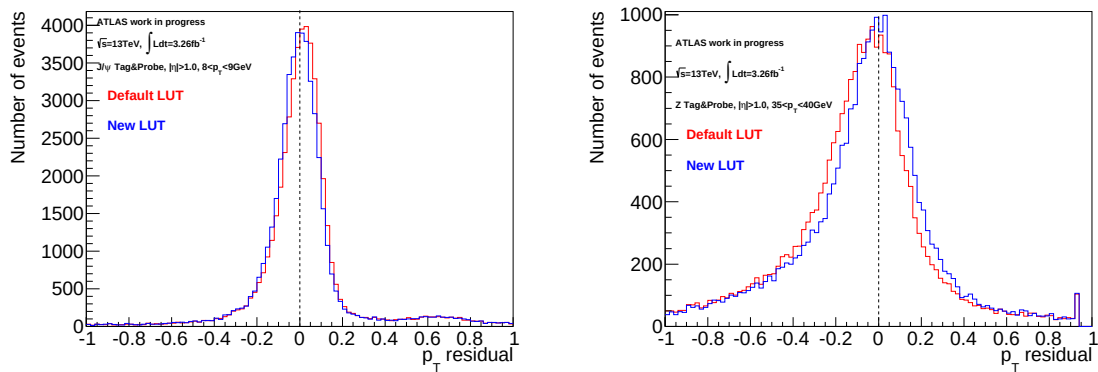


図 4.18: ある p_T 領域において、従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使った場合で p_T residual を比較した結果。低い p_T 領域は J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオン、高い p_T 領域は Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオンを用いて評価した。

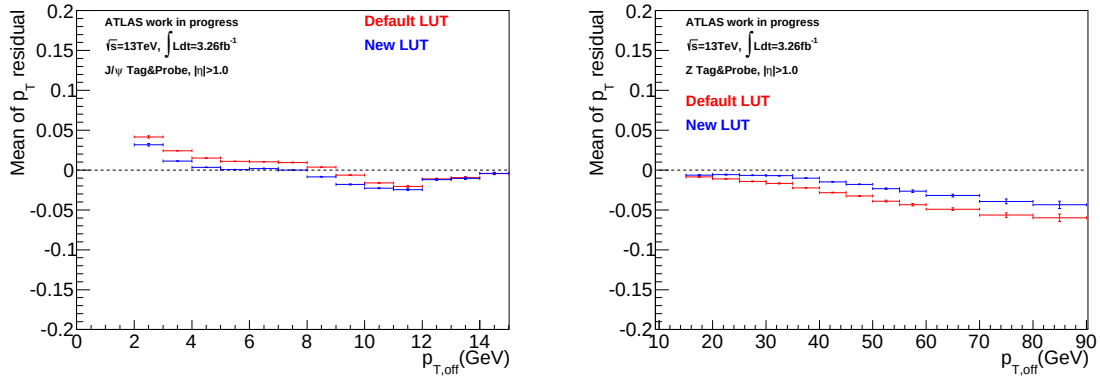


図 4.19: 従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使った場合で p_T residual 分布を作成し、ガウスフィットして得られた中心値の分布。 J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (左) と Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (右) についての結果を示す。

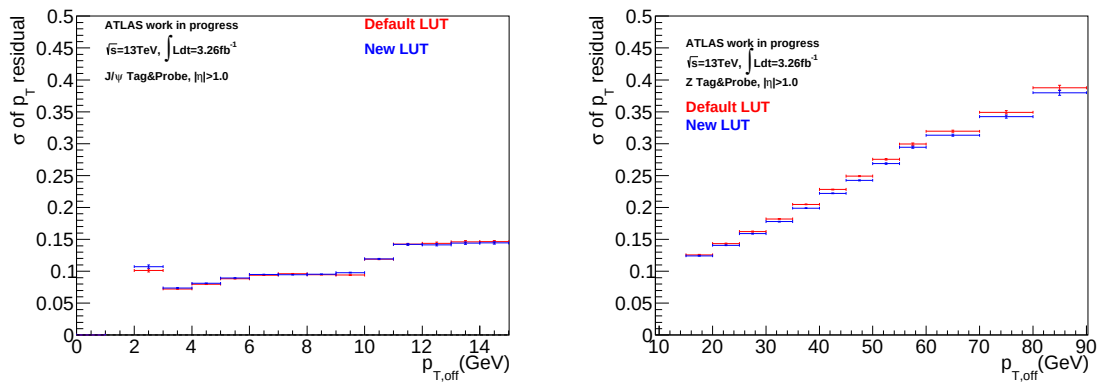


図 4.20: 従来の LUT を使った場合と、新しく作成した LUT を使った場合で p_T residual 分布を作成し、ガウスフィットして得られた σ の分布。 J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (左) と Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (右) についての結果を示す。

第 5 章 EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成方法

EE チェンバーは、エンドキャップ部において Inner MDT と Middle MDT の間に、新しく設置された MDT チェンバーである。EE チェンバーを用いることによって、Inner, EE, Middle SP の磁場中 3 点を用いた飛跡再構成を行うことが可能となり、磁場中 2 点のみを使用していた従来の方法と比べて、 p_T 分解能が向上することが期待される。

5.1 EE チェンバーを用いた飛跡再構成と曲率半径の計算

本研究では Inner, EE, Middle の 3 点から円軌道を仮定して飛跡を再構成し、その半径を用いて p_T 導出を行う。Small セクターと Large セクターでは検出器の構造が異なるため、EE チェンバーを用いた飛跡再構成の方法も異なる。Large セクターでは、エンドキャップ部の Inner, EE, Middle チェンバーを用いるが、Small セクターでは EE チェンバーを使える領域にエンドキャップ部の Inner MDT が存在しないため、代わりにバレル部の Inner MDT を用いる。図 5.1 に Large セクター、図 5.2 に Small セクターにおける、EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法を示す。なお飛跡の ϕ 方向の情報は使わず、飛跡を $R-Z$ 平面に射影して考える。

5.2 EE チェンバーを用いた飛跡再構成法における LUT

3 点から計算した曲率半径 Endcap R と p_T の相関関係を用いて LUT を作成する。LUT 作成方法としては、エンドキャップ部における $\alpha, \beta, \text{TGC-}\alpha$ の LUT と同じ方法を用いる。今回の新しい飛跡再構成法では $1/R$ と $1/p_T$ の二次元分布から LUT を作成する (図 5.3)。LUT は $\eta \times \phi \times \text{side} \times \text{charge} = 8 \times 192 \times 2 \times 2$ の領域に分割した。ここで η は $1.0 < |\eta| < 1.4$ を 8 分割、 ϕ は $-\pi < \phi < \pi$ を 192 分割、 side は η の正負で 2 分割した。 $1/R$ と $1/p_T$ の関係を以下の二次関数

$$1/R = A \times \left(\frac{1}{p_T} \right) + B \times \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (5.1)$$

でフィットし、パラメータ A, B を得る。実際のトリガーでは LUT により、 R が計算されると以下の式に従い即座に p_T が導出できる。

$$\frac{1}{p_T} = \frac{-A + \sqrt{A^2 + 4B \times (1/R)}}{2B} \quad (5.2)$$

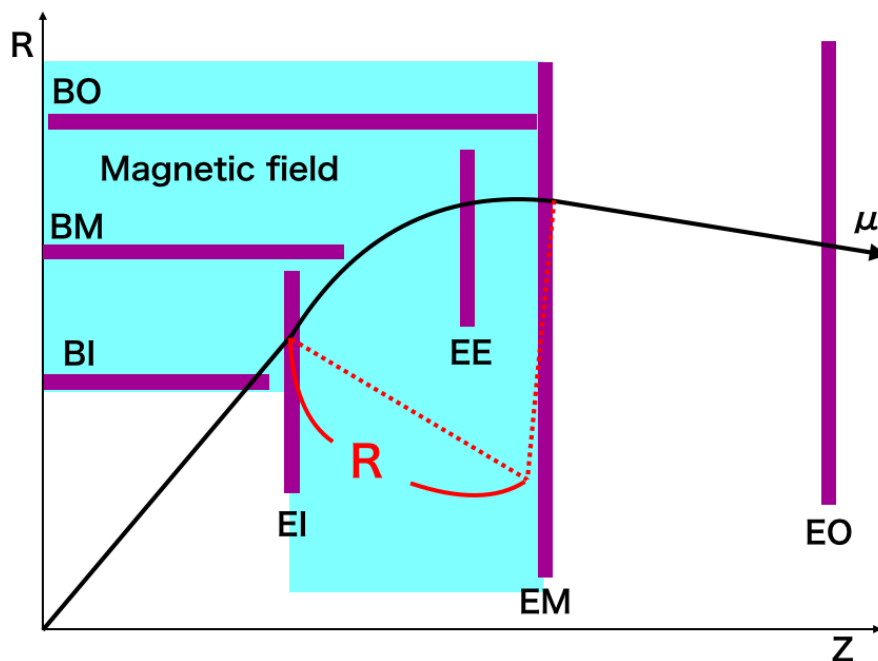


図 5.1: MuonSA における Large セクターでの EE チェンバーを用いた飛跡再構成法。

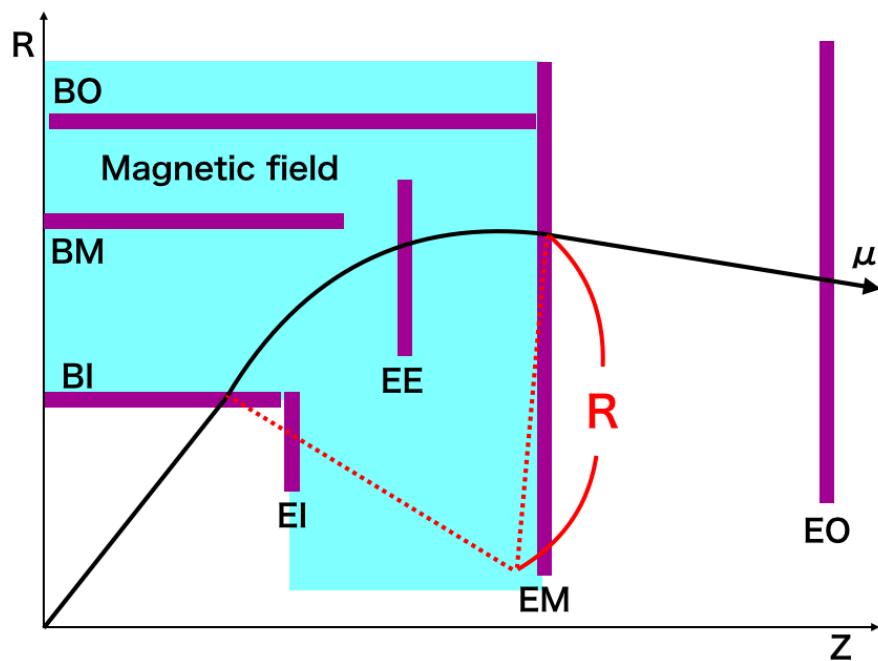


図 5.2: MuonSA における Small セクターでの EE チェンバーを用いた飛跡再構成法。

5.3 EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法を使用する条件

ここでは EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法で導出された p_T を、MuonSA の p_T として使う条件について説明する。EE チェンバーを使って計算された $p_{T,EE}$ を調べたところ、オフライン p_T に対して極端に低い値になってしまう場合があった。そのため $p_{T,EE}$ を無条件で使った場合、プラトー領域において非効率の原因となってしまう。プラトー領域において非効率の原因となる事象は、飛跡再構成の段

階で失敗している可能性が考えられる。正しい飛跡を再構成できた場合、飛跡を延長すると衝突点まで到達するはずである。本研究ではこの性質を利用して正しく再構成できた飛跡と、できなかった飛跡の選別を行った。図 5.4 で定義される D_{EE} を用いて、飛跡再構成の成功失敗の判断をする。飛跡が正しく再構成されている場合、 D_{EE} は 0 に近くなることが予想される。図 5.5 に $p_{T,EE}$ が計算できた場合の、 D_{EE} の分布および非効率の原因となる、 $p_{T,EE}$ がオフラインで計算された p_T から大きく外れている事象の、 D_{EE} を比較した結果を示す。case1 は p_T 閾値 6 GeV のトリガーに対して、 $p_{T,off} > 6$ GeV かつ、従来の p_T を用いた場合はトリガーを通過するが、 $p_{T,EE}$ を用いた場合はトリガーを通過しない場合である。case1 はプラトーにおける非効率につながるので除外する必要がある。また case2 は p_T 閾値 6 GeV のトリガーに対して、 $p_{T,off} < 6$ GeV かつ、従来の p_T を用いた場合はトリガーを通過するが、 $p_{T,EE}$ を用いた場合はトリガーを通過しない場合である。case2 は閾値以下のミュオンを削り、トリガー効率を向上させることができる。図 5.5 より D_{EE} は case1 と case2 を良く分離できる変数であることがわかる。

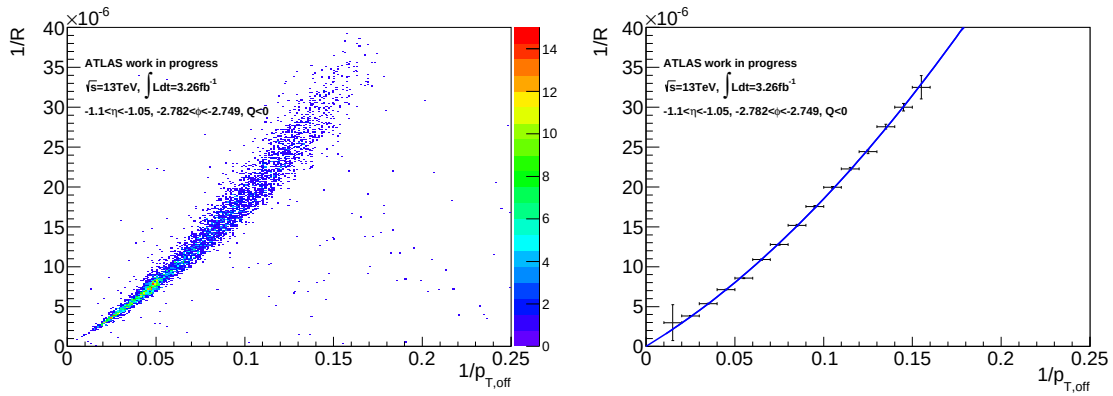


図 5.3: ある領域における $1/p_T$ と $1/R$ 二次元分布 (左) とフィット結果 (右)。

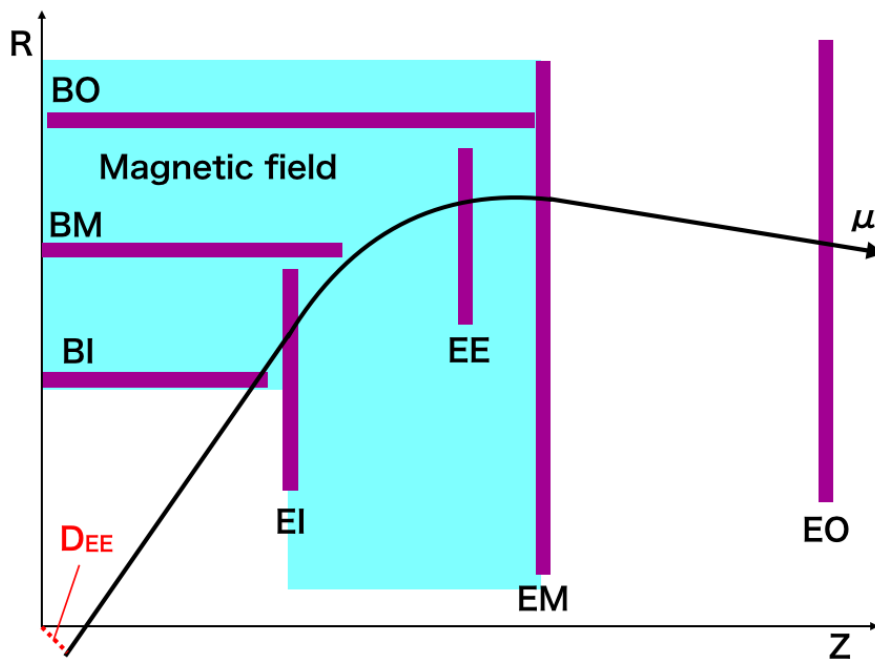


図 5.4: EE チェンバーを用いた飛跡再構成法が正しくできているか判定するために定義した D_{EE} 。飛跡を延長と衝突点の間の距離として定義した。

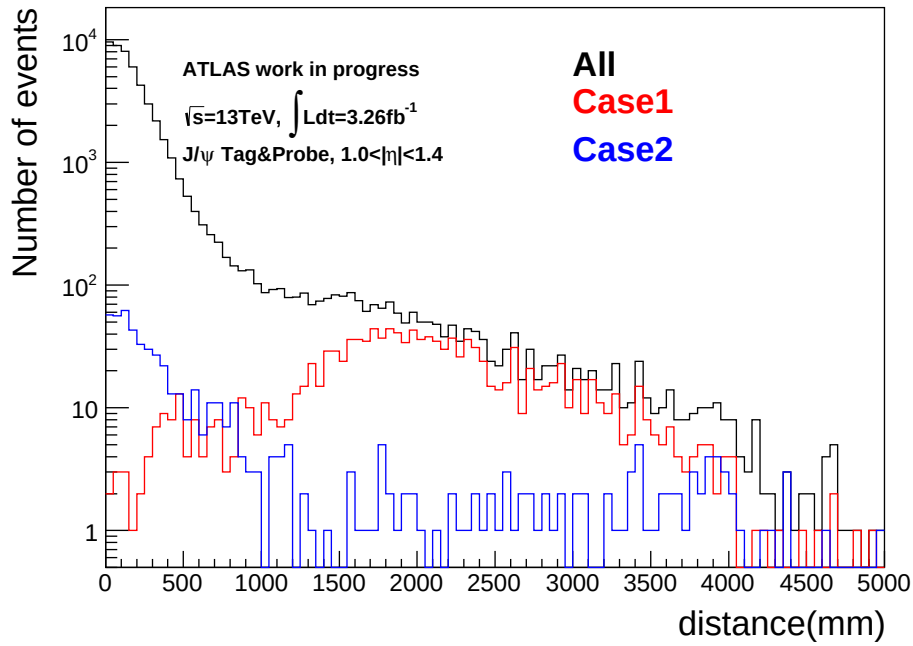


図 5.5: Inner, EE, Middle から再構成した飛跡と衝突点との距離を比較した結果。All(黒) は $p_{T,EE}$ を計算することができた全てのミュオン、case1,case2 の定義は文中に示す。

$D_{EE} < 500$ mm を満たした時のみ $p_{T,EE}$ を MuonSA の p_T として用いる。

5.4 EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法の評価

$D_{EE} < 500$ mm の条件を要求した時に、 $p_{T,EE}$ を使える割合を、 J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオンを用いて測定する。MuonSA の数に対する $p_{T,EE}$ を実際に使用した数の比を、 $p_{T,EE}$ を使える割合として定義し、図 5.6 にこの割合の η 依存性を示す。

図 5.6 より、 $1.0 < |\eta| < 1.4$ の領域で $p_{T,EE}$ を使えることがわかる。図 5.7 に、 $1.0 < |\eta| < 1.4$ におけるこの割合の p_T, ϕ 依存性を示す。

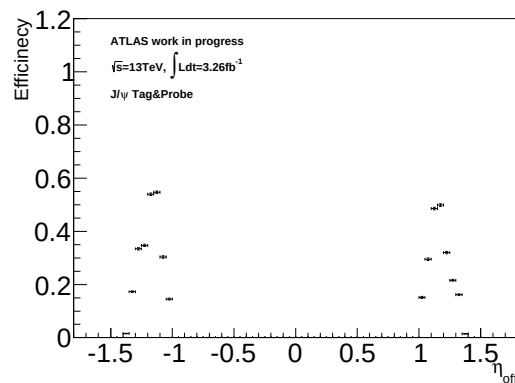
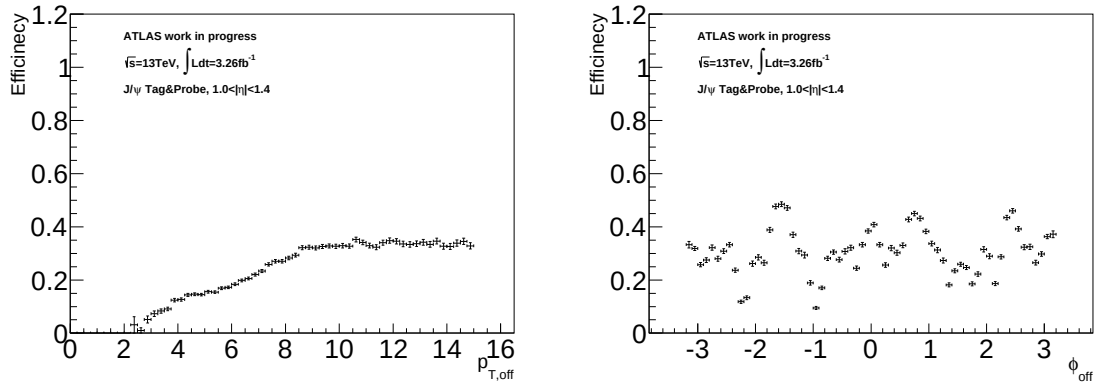


図 5.6: $p_{T,EE}$ を使った割合の η 分布

図 5.7: $p_{T,EE}$ を使った割合の p_T (左), ϕ (右) 分布

本研究の条件では、Inner, EE, Middle 全ての MDT を通過したミュオンに対してのみ飛跡再構成が成功する。 p_T が低い時は飛跡が曲がりやすく、Inner, EE, Middle MDT チェンバーのいずれかを通らない軌道を描く場合が多くなる。そのためミュオンの p_T が低い場合は $p_{T,EE}$ を使える割合が低くなり、逆に高い p_T 領域では飛跡がまっすぐ飛びやすくなるため、Inner, EE, Middle MDT チェンバー全てをより通過しやすくなるので、 $p_{T,EE}$ を使える割合が高くなる。また $p_{T,EE}$ を使える割合は ϕ にも大きく依存する。バレル部 Inner MDT チェンバーを使用する Small セクターでは、 $p_{T,EE}$ を使用できる割合が低くなる。また $\phi = -1, -2$ 付近は検出器の足の部分にあたる領域であり、バレル部 Inner MDT の構造が他の領域とは異なるため、 $p_{T,EE}$ を使える割合が他の領域と比較して低くなっている。全体として $1.0 < |\eta| < 1.4$ の範囲では、40% 程度の割合で $p_{T,EE}$ を使用できる。

次に EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法を用いた場合の、 p_T 分解能の評価を行った。 J/ψ および Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオンについて、 p_T ごとに p_T residual の分布を作成し、ガウスフィットして得られた中心値と σ の値を評価した。図 5.8 に従来の飛跡再構成方法を用いた場合と、EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法を用いた場合について、ある p_T におけるプローブミュオンの p_T residual を比較した分布を示す。新しい飛跡再構成方法を用いた方が、 p_T residual の幅が改善していることがわかる。

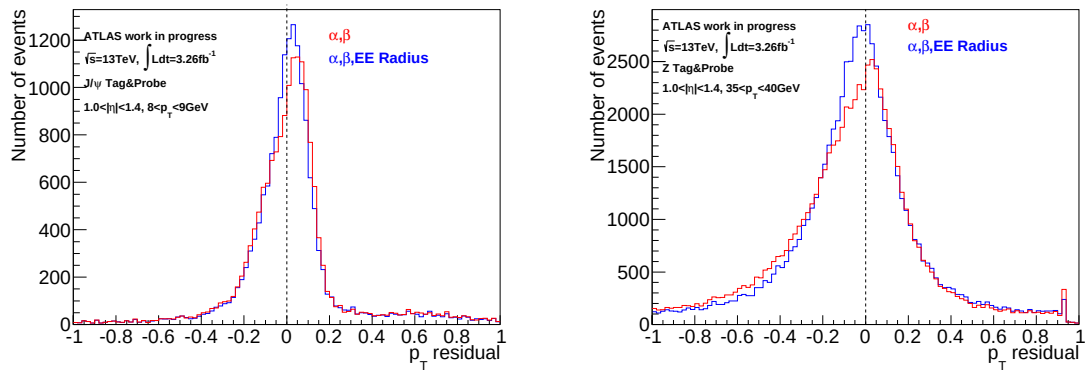


図 5.8: ある p_T 領域における p_T residual を従来の飛跡再構成法を用いた場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成法を用いた場合で比較した結果。低い p_T 領域は J/ψ Tag&Probe におけるプローブミュオン (左)、高い p_T 領域は Z Tag&Probe におけるプローブミュオン (右) を用いて評価した。

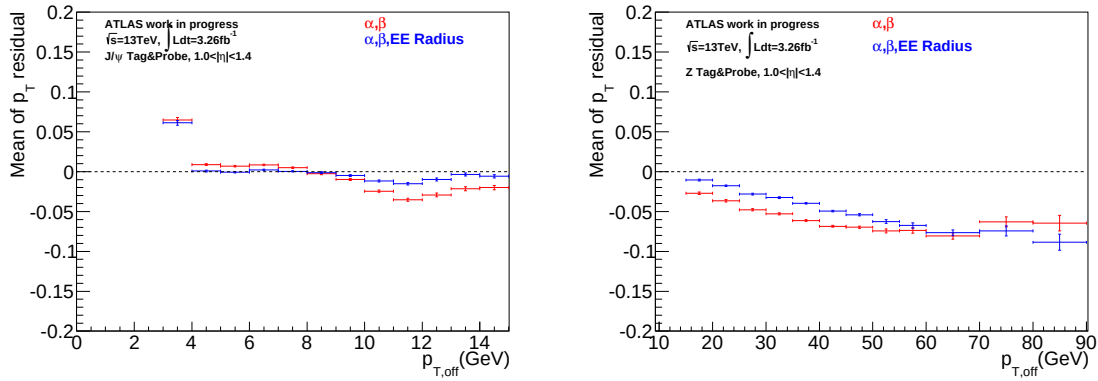


図 5.9: 従来の飛跡再構成法を使った場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成を使った場合でそれぞれ p_T residual 分布を作成し、ガウスフィットして得られた中心値の分布。 J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (左) と Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (右) についての結果を示す。

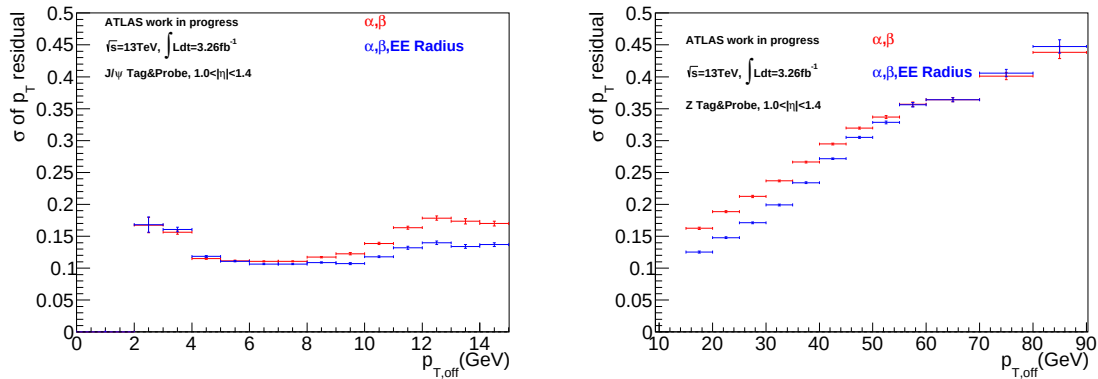


図 5.10: 従来の飛跡再構成法を使った場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成を使った場合でそれぞれ p_T residual 分布を作成し、ガウスフィットして得られた σ の分布。 J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (左) と Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (右) についての結果を示す。

またそれぞれの p_T 領域における p_T residual をガウスフィットし、その中心値と σ を比較した結果をそれぞれ図 5.9, 5.10 に示す。中心値の p_T 依存性を見ると、基本的に改善しているが p_T が高い領域において少し悪化している。しかし後述するように、プラトー領域におけるトリガー効率維持できているため影響はないと考えられる。また σ の p_T 依存性を見ると、 $p_T > 10$ GeV の領域では σ が改善している。 $p_T > 50$ GeV の領域では従来の飛跡再構成方法と、新しい飛跡再構成方法を比較するとほとんど σ が変わらない。ミュオンが高い p_T を持つ場合飛跡はほぼ直線となるため、 α, β, R の精度の差がほとんどなくなるからだと考えられる。

EE チェンバーを用いた飛跡再構成方法は、 $|\eta| < 1.4$ において 40% 程度の割合で使える。この方法を実際に使った事象のみで、使わなかった場合と p_T 分解能を比較した。図 5.11 にある p_T 領域における p_T residual の分布、図 5.12, 5.13 に p_T residual をガウスフィットして得られた中心値および σ の分布を示す。 $p_T > 10$ GeV 以上の領域では、 p_T residual の σ が 2 倍程度改善することが確認できた。しかし $p_T > 50$ GeV の領域において、 p_T residual の σ は従来の飛跡再構成方法を使った場合とほぼ同じとなる。

またそれぞれの飛跡再構成方法における、 p_T residual の σ の η 依存性を図 5.14 に示す。EE チェンバーが存在する領域で、 p_T 分解能が改善していることがわかる。

また従来の飛跡再構成法と EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成法で、それぞれトリガー効率を測定し比較した。図 5.15 に p_T 閾値 4 GeV, 6 GeV のトリガーの、L1 に対する MuonSA の効率を示す。図 5.14 を見るとわかるように、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成法によって 4 GeV 付近の p_T 分解能はほとんど改善が見られなかったため、トリガー効率もほとんど変化が見られない。一方 6 GeV 付近の p_T 分解能はある程度の改善が見られるため、 p_T 閾値 6 GeV のトリガーについてはトリガー効率の改善が見られる。また Z Tag&Probe 法を用いて p_T 閾値 6 GeV のトリガーの効率測定を行い、プラトー領域でトリガー効率を維持できていることも確認した (図 5.16)。

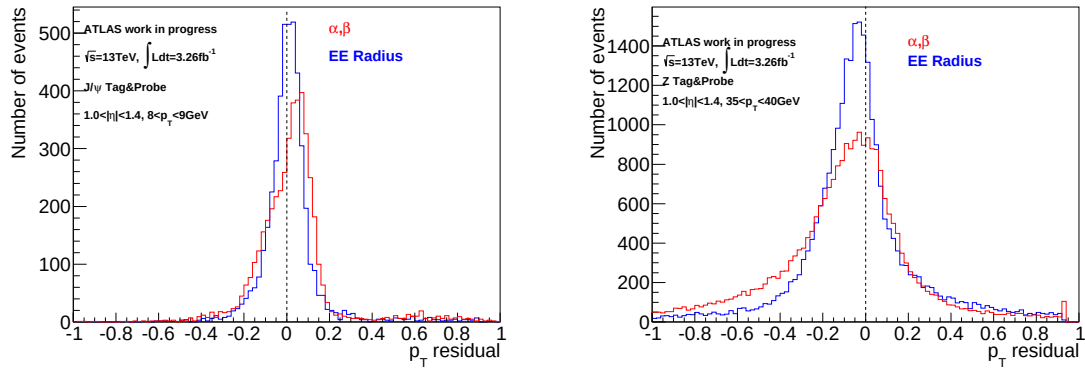


図 5.11: ある p_T 領域における p_T residual を従来の飛跡再構成法を用いた場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成法を用いた場合で比較した結果。新しい飛跡再構成法を支えた事象についてのみ比較した。低い p_T 領域は J/ψ Tag&Probe におけるプローブミュオン (左)、高い p_T 領域は Z Tag&Probe におけるプローブミュオン (右) を用いて評価した。

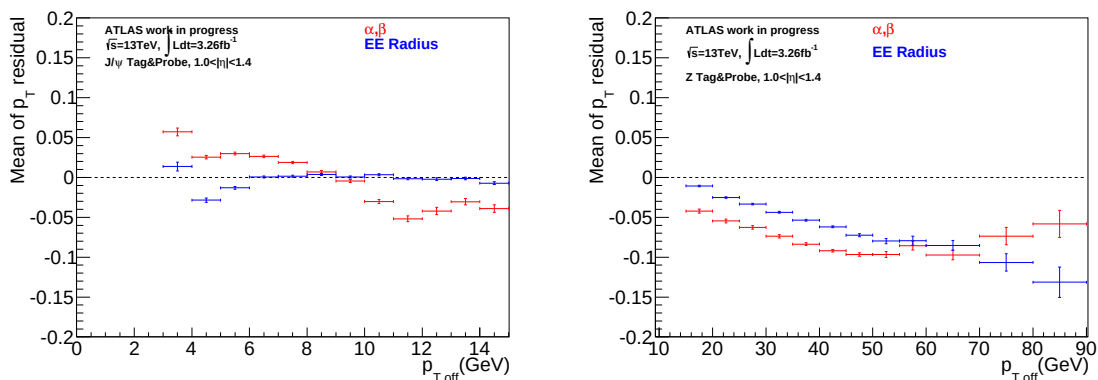


図 5.12: 従来の飛跡再構成法を使った場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成を使った場合でそれぞれ p_T residual 分布を作成し、ガウスフィットして得られた中心値の分布。新しい飛跡再構成法を使った事象についてのみ比較した。 J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (左) と Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (右) についての結果を示す。

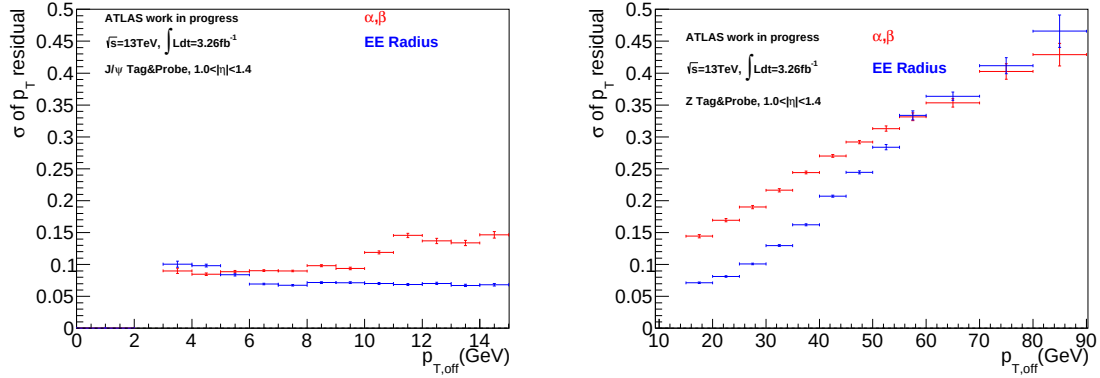


図 5.13: 従来の飛跡再構成法を使った場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成を使った場合でそれぞれ p_T residual 分布を作成し、ガウスフィットして得られた σ の分布。新しい飛跡再構成法を使った事象についてのみ比較した。 J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (左) と Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (右) についての結果を示す。

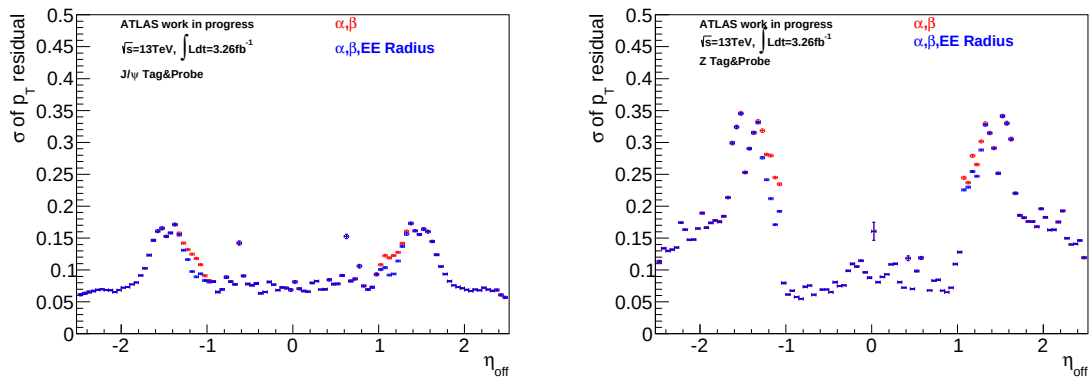


図 5.14: 従来の飛跡再構成法を使った場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成を使った場合でそれぞれ p_T residual 分布を作成し、ガウスフィットして得られた σ の η 依存性。 J/ψ Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (左) と Z Tag&Probe 法におけるプローブミュオン (右) についての結果を示す。

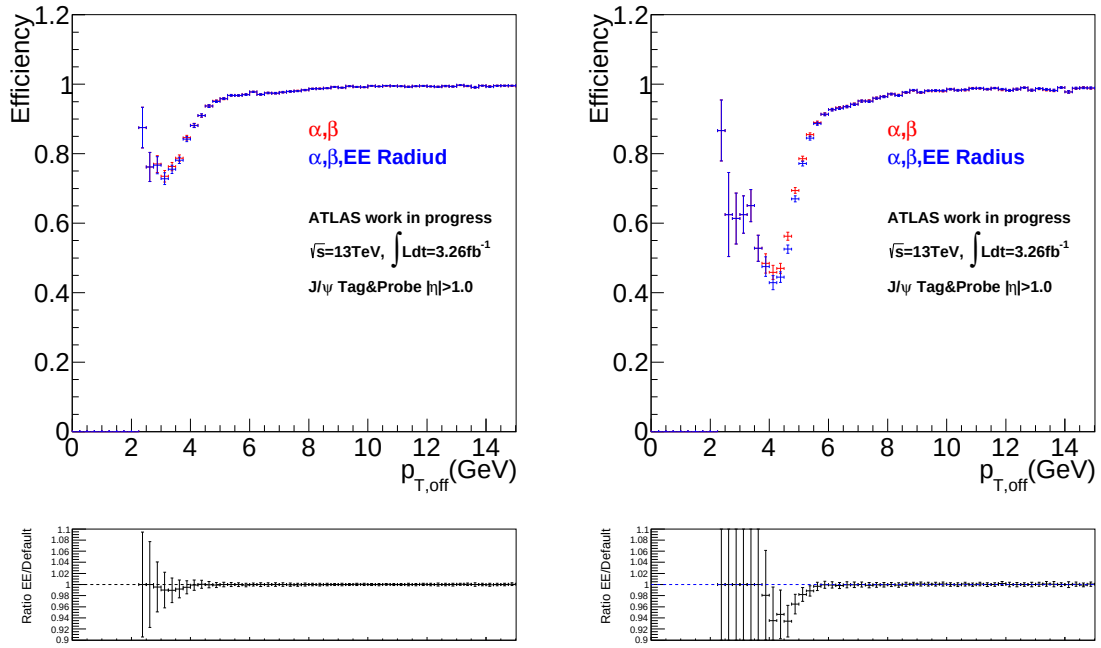


図 5.15: エンドキャップ部におけるレベル 1 を通過したミュオンに対する MuonSA の効率を従来の飛跡再構成法を使った場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成法を使った場合で比較した結果。 p_T 閾値 4 GeV(左)、6 GeV(右) の効率。それぞれの下の図は従来の LUT を使った場合の効率に対する、新しい LUT を使った場合の効率の比である。

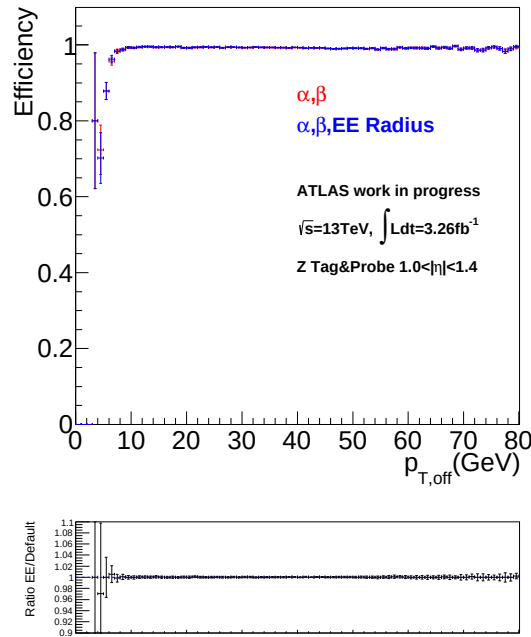


図 5.16: エンドキャップ部におけるレベル 1 を通過したミュオンに対する MuonSA の効率を従来の飛跡再構成法を使った場合と、EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成方法を使った場合で比較した結果。Z Tag&Probe 法を用いて p_T 閾値 6 GeV のトリガーに対して測定を行った。

第 6 章 まとめと今後の課題

スイス・ジュネーブの欧州原子核機構 (CERN) に設置された、大型ハドロン衝突型加速器 LHC では世界最高エネルギーでの陽子陽子衝突実験が行われている。ATLAS 実験はその衝突点の一つで行なわれている実験であり、標準理論の精密測定や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。2011 年には重心系エネルギー 7 TeV、2012 年には重心系エネルギー 8 TeV での運転を行い、積分ミノシティ 21.7 fb^{-1} の膨大なデータを蓄積した (Run1)。Run1 の運転終了後 LHC は約 2 年のアップグレード期間に入り、2015 年春より重心系エネルギー 13 TeV での運転を再開した (Run2)。

ATLAS 実験では非常に高頻度での衝突が起こるため、事象の処理時間や記録容量の制限から全事象を記録することは不可能である。そのため必要なデータのみを効率良く記録する、トリガーシステムが用いられている。トリガーシステムは対象とする物理事象に応じて様々なものが用意されているが、ミュオントリガーシステムは高いミュオン識別能力を持ち、またミュオンが多く興味ある物理事象で発生するため特に重要である。ミュオントリガーでは、ミュオンの横運動量 (p_T) に閾値を設けることで事象を選別している。ミュオンの p_T は、ミュオン検出器内の磁場を通過したミュオンの飛跡の曲率から計算する。ミュオントリガーシステムはレベル 1、レベル 2、イベントフィルターの三段階に分割されており、レベル 2 はさらに MuonSA と、内部飛跡検出器の情報も含む MuComb の二段階に分割される。本研究はレベル 2 MuonSA において以下の研究を行った。

1. Run2 データを用いた LUT の更新
2. EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成法の導入

1. Run2 で蓄積した、積分ミノシティ 3.26 fb^{-1} のデータを用いてエンドキャップ部の LUT を作成した。新しく作成した LUT を用いたところ、エンドキャップ部において p_T residual の σ は変わらなかったが、ピークがより中心に位置するようになった。その結果、 p_T 分解能が改善され、トリガー効率の向上につながった。新しく作成した LUT は、2016 年からのデータ収集で実際に使用される。バレル部の LUT はエンドキャップ部の LUT と比較して分割領域が多く、現段階で蓄積されている Run2 データでは統計が不十分であったため、今回は作成できなかった。今後統計が十分蓄積された段階で、バレル部の LUT の作成も行い性能評価を行う予定である。

2. エンドキャップ部 Inner と Middle の間に新しく挿入された EE チェンバーを用いた、新しい飛跡再構成法の導入を行った。もともとこの領域はマグネットの境目付近で磁場が複雑なため、 p_T 分解能があまり良くないという問題があった。従来では磁場中 2 点を用いて飛跡再構成を行っていたが、EE チェンバーを用いることで磁場中 3 点を用いて飛跡再構成を行うことが可能となった。これら 3 点から円軌道を仮定して飛跡再構成を行い、その曲率半径 R を計算し、 R と p_T の LUT を作成した。さらに作成した LUT を用いて p_T を導出し、その評価を行った。新しい飛跡再構成方法と従来の飛跡再構成方法を比較したところ、 p_T residual の σ が 2 倍程度改善した。EE チェンバーを用いた新しい飛跡再構成方法

は、2016 年からのデータ取得で実際に使用される。現状では Endcap Radius と p_T の相関関係が不自然な領域が存在したため、その領域では新しい飛跡再構成方法を用いていない。この原因を理解することが今後の課題である。

本研究によって、トリガー閾値以上のミュオンを維持しつつ、トリガー閾値以下のミュオン数を削減することに成功した。これまで処理速度や記録容量の制限から、 p_T 閾値が低いトリガーに対して事象の間引き (プリスケール) を行っていたが、本研究によって将来的にプリスケールの頻度を軽減することができると思われる。プリスケールの軽減は統計量の増大に直結する。特に B メソンの物理のように、低い p_T のミュオンを要求する物理解析への貢献が期待される。

付録 A 各パラメータの導出

A.1 Endcap Radius

Inner SP の (R, Z) 座標を $(R_{\text{Inn}}, Z_{\text{Inn}})$ 、EE SP の (R, Z) 座標を $(R_{\text{EE}}, Z_{\text{EE}})$ 、Middle SP の (R, Z) 座標を $(R_{\text{Mid}}, Z_{\text{Mid}})$ とする。Endcap Radius は以下の手順で計算される。

- $x_1 = R_{\text{EE}} - R_{\text{Inn}}$
- $y_1 = Z_{\text{EE}} - Z_{\text{Inn}}$
- $x_2 = R_{\text{Mid}} - R_{\text{Inn}}$
- $y_2 = Z_{\text{Mid}} - Z_{\text{Inn}}$
- $a = \frac{y_2}{x_2}$
- $b = \cos(\tan^{-1} a)$
- $x_3 = b(x_1 + ay_1)$
- $y_3 = b(-ax_1 + y_1)$
- $x_4 = b(x_2 + ay_2)$
- $x_0 = \frac{x_4}{2}$
- $y_0 = \frac{x_3^2 + y_3^2 - x_3x_4}{2y_3}$
- Endcap Radius $= \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$

A.2 D_{EE}

D_{EE} は以下の手順で計算される。

- $m_{1x} = \frac{Z_{\text{Inn}} + Z_{\text{EE}}}{2}$
- $m_{1y} = \frac{R_{\text{Inn}} + R_{\text{EE}}}{2}$
- $m_{2x} = \frac{Z_{\text{EE}} + Z_{\text{Mid}}}{2}$
- $m_{2y} = \frac{R_{\text{EE}} + R_{\text{Mid}}}{2}$
- $a_1 = \frac{Z_{\text{Inn}} - Z_{\text{EE}}}{R_{\text{Inn}} - R_{\text{EE}}}$

- $a_2 = \frac{Z_{\text{EE}} - Z_{\text{Mid}}}{R_{\text{EE}} - R_{\text{Mid}}}$
- $x_0 = \frac{a_2 m_{2x} - a_1 m_{1x} - m_{2y} + m_{1y}}{a_2 - a_1}$
- $y_0 = a_1(x_0 - m_{1x}) + m_{1y}$
- $a = \frac{x_0 - Z_{\text{Inn}}}{R_{\text{Inn}} - y_0}$
- $b = R_{\text{Inn}} + \frac{Z_{\text{Inn}}(Z_{\text{Inn}} - x_0)}{R_{\text{Inn}} - y_0}$
- $D_{\text{EE}} = \frac{b}{\sqrt{a^2 + 1}}$

参考文献

- [1] <http://atlas.kek.jp/sub/photos/Accelerator/PhotoAccelerator.html>
- [2] L. Evans, P. Bryant, JINST 3 S08001(2008)
- [3] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
- [4] <http://www.atlas.ch/multimedia/how-atlas-detects-particles.html>
- [5] ATLAS Collaboration, ATLAS Insertable B-Layer Technical design report, ATLAS TDR 19 (2010)
- [6] Joerg Wotschack (CERN), ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers, ATL-MUON-PUB-2008-006
- [7] 野辺拓也、ATLAS 実験におけるミュオントリガーの性能改良、東京工業大学修士論文 (2011)
- [8] 樋口浩太、ATLAS 実験のレベル 2 ミュオントリガーにおける運動量再構成法の改良、東京工業大学修士論文 (2014)
- [9] 小林大、LHC-ATLAS 実験におけるミュオントリガーの効率測定、東京工業大学修士論文 (2014)

謝辞

本修士論文の執筆にともない、指導教員である久世正弘准教授には多くのご指導をしていただき感謝しております。卒業研究に引き続き、加速器実験での解析をテーマとして与えてくださり、この分野への理解、興味をさらに深くすることが出来ました。また研究に行き詰まった時は的確な助言をしていただき、時には研究者として求められる姿勢を示していただくなど、私たちを常に正しい方向へ導いてくださり、ありがとうございました。今後ともよろしく願いいたします。

久世研究室の石塚正基助教に感謝いたします。トリガーのオンラインアルゴリズムを変更し、それを実際のデータ取得で用いるというのは非常にやりがいがありつつも、大きな責任が伴う仕事でした。石塚さんの細やかなサポートがなければ、達成する事が出来なかったと思っております。また普段の研究生活でも、スライドの指導やメールの書き方等、社会人として必要な技能についても多くのアドバイスをいただきました。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青木雅人助教に感謝いたします。ハイレベルーミューオントリガーグループのリーダーとして、基本的に優しく、重要なところでは厳しく私たちを引っ張ってくださりました。責任が伴う仕事を、それ程重圧を感じずに遂行してこられたのは、青木さんが作り出した和やかな雰囲気によるものが大きいと感じております。ありがとうございました。

副指導教員である陣内修准教授には、東工大 ATLAS グループのリーダーとして、私たちを引っ張っていただき感謝しております。

ATLAS 日本グループの山崎裕司教授、長野邦浩准教授、隅田土詞助教の各先生方には、ミーティングでいつも貴重なご意見をいただき感謝しております。

研究室の先輩である小林大氏には、ミューオントリガーについての多くの助言、また CERN での生活において色々助けていただくなど、大変お世話になりました。研究室 OB である野辺拓也氏、樋口浩太氏には LUT 作成および EE チェンバーを用いた飛跡性構成法の先駆者として、多くの助言をいただきました。ありがとうございました。

ATLAS 日本グループの先輩である、奥山豊信氏、二宮陽一氏、陳叶氏、本田拓也氏にはソフトウェアの技術的な問題等で数多く助けていただき、感謝しております。

研究室同期の細川健人君、西原祐君は、困った時に助けあえる仲間として、また息抜きに雑談ができる相手として、一番身近な存在であったと思っています。ありがとうございました。

研究室の兼田充特任助教は元 ATLAS 実験研究員であり、その知識と経験から生み出される的確な助言は、常に本研究の大きな推進力となりました。ありがとうございました。

また研究室の先輩である、岡島裕治氏、シャランコバ・ラリツァ氏、後輩である清水皓平君、吉田朋代さん、河口怜志君、濱部大君には、研究室での楽しい生活を支えていただき、感謝しております。

最後にここまで私を金銭面、精神面から支えていただいた両親と妹に深く感謝いたします。