

修 士 学 位 論 文

LHC-ATLAS 実験 Run-3 における
新ミューオントリガーアルゴリズムの動作検証と改良

令和 6 年 2 月 2 日

専 攻 名	物理学専攻
学籍番号	220S126S
氏 名	山下 智愛

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

Large Hadron Collider (LHC) は欧州原子核機構 (CERN) によってスイス・ジュネーブの地下に設置された世界最高エネルギーの陽子陽子衝突型加速器である。ATLAS 実験は、LHC の陽子陽子衝突点の 1 つに大型汎用検出器を設置し、新粒子探索や標準理論の精密測定まで幅広い物理を研究対象としている。

LHC の陽子陽子衝突頻度は 40MHz、すべての衝突事象に対して処理を行い記録することは不可能である。そのため ATLAS 実験では、トリガーシステムを用いて膨大なデータの中から興味のある事象のみを選別し取得することによって、データ取得レートの削減を行っている。本研究で扱うミュオントリガーは、ハードウェアによる高速な判定を行う初段トリガー、ソフトウェアを用いて高速演算を行い飛跡を再構成する後段トリガーの 2 段階である。測定したミュオンの横運動量 (p_T) が閾値以上の、高い p_T を持つミュオンを含む事象を選択する。

LHC 及び ATLAS 検出器では、2019 年から 2022 年までのシャットダウンの間にアップグレードが行われ、2022 年 7 月から重心系エネルギー ($\sqrt{s} = 13.6 \text{ TeV}$) で第三期運転 (Run-3) としてデータ取得を開始した。LHC では、シャットダウン前よりもルミノシティを向上することを目的として加速器の改良が行われた。ルミノシティ向上により物理事象のデータをより多く得ることができる一方で、1 回のバンチ衝突における多重反応 (パイルアップ) や背景事象の増加に伴い検出器へのヒットレートが増加する。ミュオン検出器において最内層に従来設置されていた SW (Small Wheel) では増加したヒットレートに耐えることができず、トラッキング性能が低下する。これに対応するために ATLAS 実験では SW に代わって NSW (New Small Wheel) を新たに設置した。加えて、2 ミュオン事象ではトリガーに 2 つのミュオンを要求することで 2 ミュオン事象のレートを抑えることができるが、2 つのミュオン同士が近接している場合 2 ミュオントリガーのトリガー効率が低下してしまうことが Run-2 まで問題になっていた。

本研究では、Run-3 から新たに加えた近接 2 ミュオンのためのトリガーについて、2022 年に測定されたデータを用いて初段トリガーと後段トリガーのそれぞれについて Run-3 実データを用いて動作検証を行った。初段トリガーについては、ミュオン同士が近接していることを判定できるトリガーが Run-3 から導入された。またそれに対応する後段トリガーも実装された。それらの検証を行った結果、以前のトリガーでは取れていなかった 2 ミュオンが非常に近接している領域で、効率が回復していた。

また、NSW を用いた後段ミュオントリガーのアルゴリズムの動作検証を行った。モンテカルロシミュレーションの結果をもとに、NSW を用いると運動量分解能がよくなると想定されていたが、実際には改善しなかった。本論文ではその原因を調べ、改良を試みた。

目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	LHC と ATLAS 実験	3
2.1	LHC 加速器	3
2.2	ATLAS 検出器	5
2.2.1	ATLAS 検出器における座標系	6
2.2.2	マグネットシステム	7
2.2.3	内部飛跡検出器	7
2.2.4	カロリメータ	10
2.2.5	ミューオン検出器	12
第 3 章	ATLAS トリガーシステム	20
3.1	ATLAS トリガーシステムの概要	20
3.2	ミューオントリガーシステム	21
3.2.1	初段トリガーシステム (Level-1 Trigger)	23
3.2.2	Level-2 Muon Stand Alone (L2MuonSA)	25
3.2.3	Level-2 Combined Muon (L2MuComb)	31
3.2.4	Event Filter (MounEF)	32
3.2.5	ミューオントリガーチェーン	33
3.2.6	オフライン再構成	33
3.3	第 3 期運転 (Run-3) における新ミューオントリガーアルゴリズム	34
3.3.1	近接 2 ミューオンのためのトリガーアルゴリズム	34
3.3.2	NSW を用いた L2MuonSA での部分飛跡再構成アルゴリズム	36
3.3.3	本論文の目的	36
第 4 章	Run-3 における近接 2 ミューオンのためのトリガーアルゴリズムの動作検証	38
4.1	近接 2 ミューオントリガーアルゴリズム	38
4.1.1	近接 2 ミューオンのための L1 トリガーアルゴリズム (L1 BOM トリガー)	39
4.1.2	近接 2 ミューオンのための HLT アルゴリズム (multi-track SA;mtSA)	39
4.2	トリガー効率の評価方法	40

4.3	Run-3 実データを用いた初段トリガーにおける近接 2 ミューオントリガーの動作 検証	41
4.4	Run-3 実データを用いた後段トリガーにおける近接 2 ミューオントリガーの動作 検証	45
第 5 章	L2MuonSA における NSW を用いた横運動量再構成アルゴリズムの動作検証と改良	50
5.1	NSW を用いた L2MuonSA 部分飛跡再構成アルゴリズム	50
5.1.1	NSW の各検出器におけるヒット選択アルゴリズム	50
5.1.2	sTGC と MM のヒット組み合わせによる NSW 部分飛跡再構成	53
5.2	NSW を用いた横運動量の計算方法	54
5.3	Run-3 実データにおける NSW を用いた L2MuonSA の性能評価	55
5.4	新たに検討した NSW ヒット選択アルゴリズム	61
5.5	検討した NSW ヒット選択アルゴリズムの性能評価	62
第 6 章	結論	68
	謝辞	70
	参考文献	72

第 1 章

序論

素粒子とは、物質を構成する最小単位の粒子のことである。重力相互作用を除いた、強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の 3 つの相互作用を記述するための現代素粒子物理の基本的な枠組みを標準模型と呼ぶ。標準模型の素粒子は、これまでにその存在が実験的に確かめられた 17 種類の素粒子である。物質を構成する 12 種類のフェルミオン、相互作用を媒介する 4 種類のゲージボソン、他の粒子に質量を与えるヒッグス粒子である。(図 1.1)

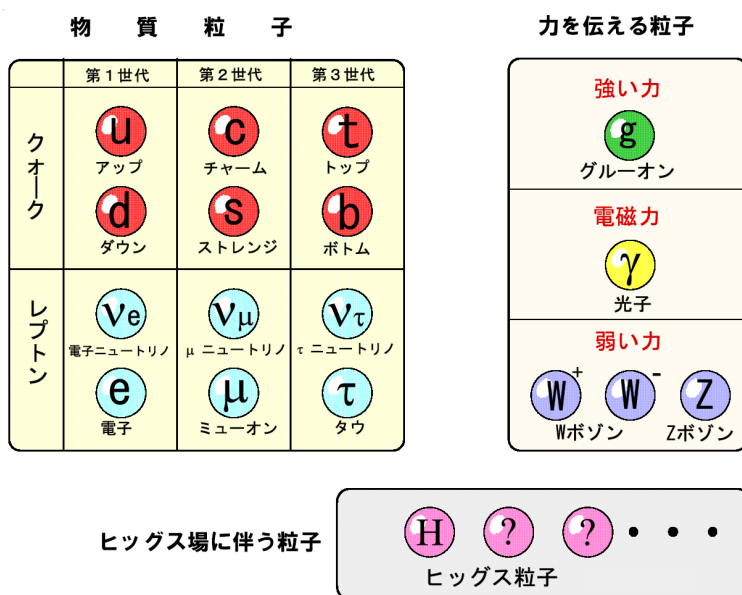


図 1.1: 標準模型を構成する 17 種類の素粒子。[1]

標準模型は多くの実験結果を説明することのできる非常に優れた物理理論であるが、ヒッグスの階層性や宇宙・天体観測から存在がわかっている暗黒物質の正体など標準模型で説明できない問題が多く残っている。そこで、これらの問題を解決するために世界中で様々な素粒子実験が行われている。

欧州原子核研究機構 (CERN)[2] によって建設された Large Hadron Collider (LHC)[3] を用いた素粒子実験である ATLAS 実験 [4] もその 1 つである。ATLAS 実験では、ヒッグス粒子の発見と素粒子の質量の場に関する測定、標準模型の精密測定に加えて超対称性粒子など標準模型を超えた物理現象の解明を目指し、世界最高エネルギーでの高エネルギー素粒子実験が行っている。

LHC 及び ATLAS 検出器は 2018 年から 2022 年までアップグレードが行われ、2022 年 7 月から陽子陽子衝突の重心系エネルギー $\sqrt{s} = 13.6 \text{ TeV}$ で第三期運転 (Run-3) としてデータ取得を開始した。これまでほかの実験では到達できていないエネルギー領域において、新たな発見を目指す。

第 2 章

LHC と ATLAS 実験

本章では、Run-3 における大型ハドロン衝突型加速器である LHC 加速器と ATLAS 検出器の概要について述べる。

2.1 LHC 加速器

LHC は周長 27km の陽子陽子衝突型大型円形加速器であり、スイスのジュネーブ郊外にある CERN 地下 100m に設置されている。LHC の全体図を図 2.1 に示す。LHC は重心系エネルギー 14 TeV、瞬間ルミノシティ $1.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ での陽子陽子衝突が可能のように設計されている。ルミノシティとはどれほど多くの衝突データを得られるかの指標として用いられる値で、毎秒・単位断面積当たり ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) の陽子衝突頻度である。これを一定期間積分したものを積分ルミノシティと呼ぶ。

LHC では陽子はバンチと呼ばれる塊で 2 本のリングで互いに逆向きに加速され、バンチが連なることでビームを形成している。加速リング内には、超伝導電磁石によって最大 8.33T の磁場がかげられ、磁場によって陽子が曲げられ加速リング内を周回する。ビームを交差させ、25ns おきに陽子陽子衝突を起こしている。LHC の陽子陽子衝突点は全部で 4 か所あり、それぞれで実験が行われている。ATLAS (A Troidal LHC ApparatuS)、CMS (Compact Muon Solenoid)[6] は大型汎用検出器で、標準模型の精密測定や新物理の探索など幅広い物理を対象とした研究を行っている。LHCb (Large Hadron Collider-b)[7] はビームライン付近に感度を持つ検出器を設置することで b クォークの物理を対象とした研究を行っている。ALICE (A Large Ion Collider Experiment)[8] は重イオンを用いた衝突実験で、鉛などの原子核を加速させ、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を対象とした研究を行っている。CERN に設置されている加速器・検出器群を図 2.2 に示す。

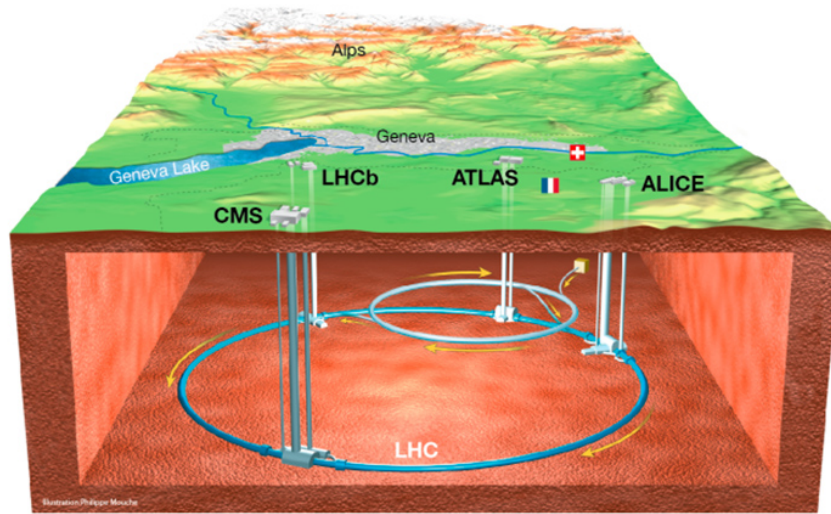


図 2.1: LHC 加速器の全体図 [5]。地下 100m に設置された LHC の 4 つ衝突点にそれぞれ検出器が配置されている。

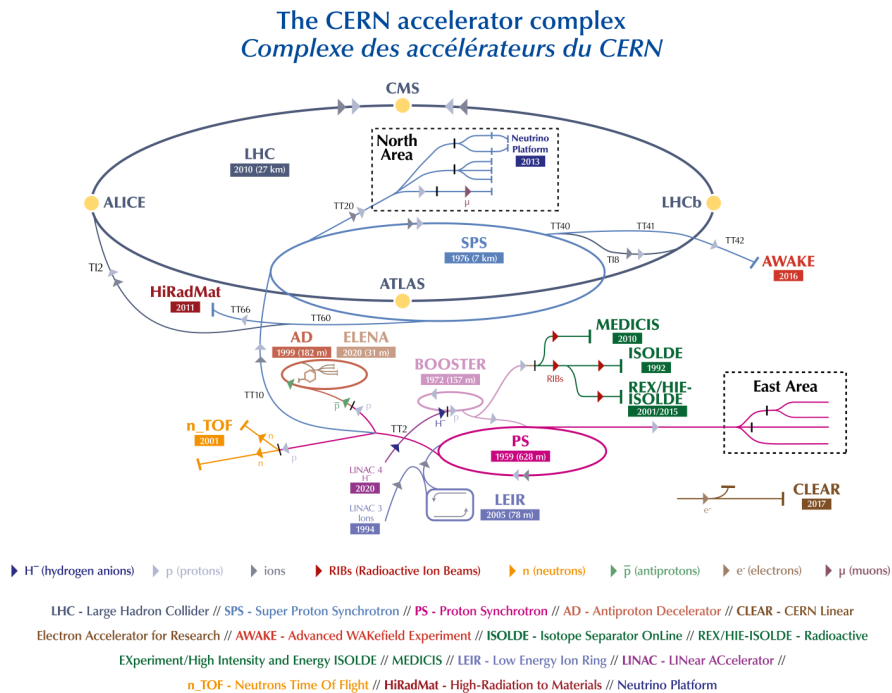


図 2.2: CERN に設置されている加速器・検出器群 [9]

図 2.3 に LHC の運転計画を示す。LHC は第 1 期運転 (Run-1) として 2010 年から本格的に運転を開始し、7TeV から 8TeV の重心系エネルギー (\sqrt{s}) で 2012 年まで稼働した。最高瞬間ルミ

ノシティは $0.77 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ であった。その後、2013 年から 2015 年までのシャットダウン期間 (LS1) で加速器のアップグレードを行い、2015 年から 2018 年まで Run-2 として最高瞬間ルミノシティ $2.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、積分ルミノシティ約 150 fb^{-1} で運転が行われた。2019 年から再びシャットダウン期間 (LS2) となり、2022 初旬まで加速器のアップグレードが行われた。2022 年 7 月より Run-3 としてデータ取得が開始され、2025 年まで重心系エネルギーを 13.6 TeV、瞬間ルミノシティ $2.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ で運転を行い積分ルミノシティ 350 fb^{-1} のデータ取得を目指している。また、アップグレードを経て 2029 年からより高いルミノシティでの高輝度 LHC 実験 (HL-LHC) の運転を予定している。



図 2.3: LHC の運転とアップグレード計画 [10]

2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は、LHC の衝突点の 1 つに設置された直径 25 m、長さ 44 m の円筒形の大型汎用検出器である [11]。ATLAS 検出器の全体像を図 2.4 に示す。ATLAS 実験では様々な物理を研究対象としており、陽子陽子衝突によって出てくる様々な粒子の種類やエネルギー・運動量を精密に測定できるように設計されている。その検出器は複数の検出器を組み合わせる構成され、内側から主な検出器として内部飛跡検出器、カロリメータ、ミュオン検出器が設置されている。また、内部飛跡検出器とカロリメータの間には超伝導ソレノイド磁石、カロリメータの外側にはトロイド磁石がそれぞれ設置されている。これらの検出器から得られる情報を組み合わせることで、粒子識別や粒子のエネルギーなどの測定を行っている。

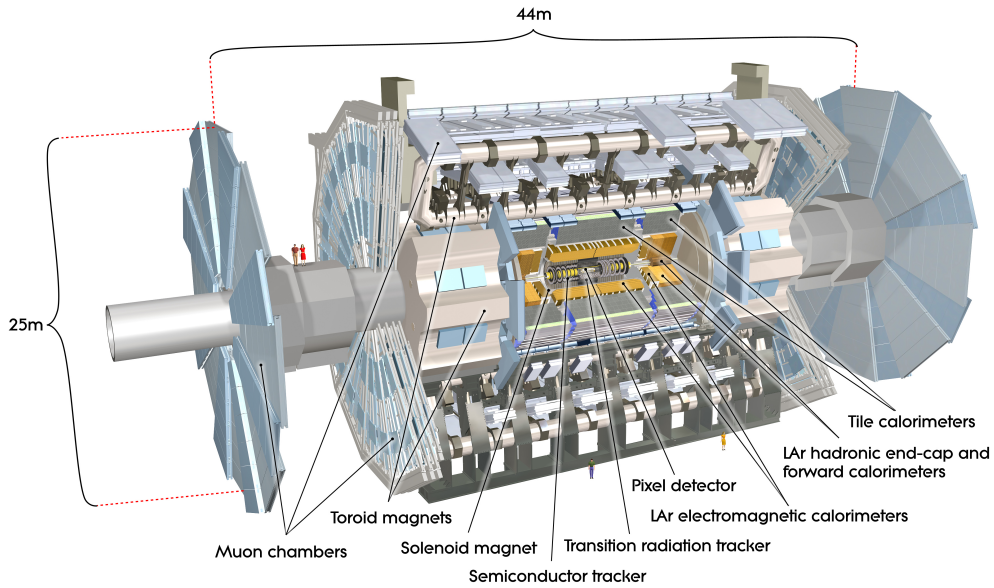


図 2.4: ATLAS 検出器の全体図 [11]。直径 25 m、長さ 40 m の円筒型で、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオン検出器などの検出器を組み合わせる様々な粒子の測定を行っている。

2.2.1 ATLAS 検出器における座標系

検出器の座標系を 2.5 に示す。ATLAS 実験では直行座標系と円筒座標系が使用されており、直交座標系では、検出器の中心を原点として、ビーム軸に沿って加速器情報から見てビームが反時計回りになる方向に z 軸を取る。ビーム軸に垂直な平面を $x-y$ 平面としたときに、加速器の中心方向を正とする x 軸及び、それに対する右手系、つまり地面に対して上向きを正とする y 軸を設定する。円筒座標系では、ビーム軸に沿った z 軸に対し、動径方向を R 、ビーム軸周りの角度を方位角 ϕ 、ビーム軸からの角度を極角 θ としている。ATLAS 検出器では z 軸が正の側を A-side、負の側を C-side と定義している。

また、一般にハドロン散乱では衝突点から粒子が放出される方向を表すために、

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

と定義される擬ラピディティ η を用いる。ATLAS 検出器は円筒形をしており、 $|\eta| < 1.05$ の側面部分をバレル領域、 $|\eta| > 1.05$ の底面部分をエンドキャップ領域と呼ぶ。

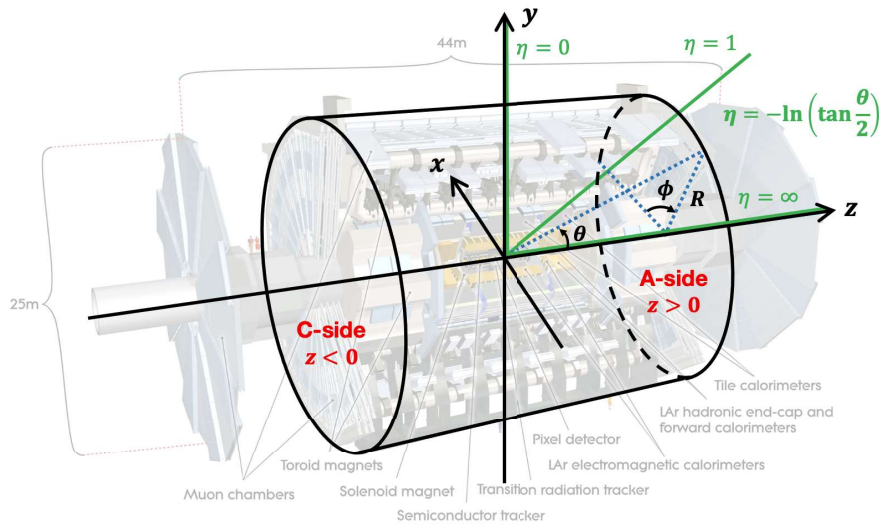


図 2.5: ATLAS 検出器における座標系。

2.2.2 マグネットシステム

ATLAS 実験では、超伝導磁石を用いて磁場をかけることにより荷電粒子の飛跡を曲げ、その曲率を測ることで横方向運動量を測定している。超伝導磁石は 2 種類設置され、それらは衝突点付近で発生した荷電粒子の運動量測定のために用いられるソレノイド磁石と、ミューオンの運動量測定のために用いられるトロイド磁石である。ATLAS 検出器の磁石の配置を図 2.6 に示す。

磁石全体の大きさは半径 22 m、全長 26 m である。ソレノイド磁石は内部検出器とカロリメータの間に設置されており、内径 2.46 m、外径 2.56 m、z 軸方向の長さ 5.8 m の円筒形である。内部の磁場は 2 T で、内部検出器中で荷電粒子の飛跡を ϕ 方向に曲げて横運動量の測定を行う。また、トロイド磁石はカロリメータの外側に設置されている。1 つのバレルトロイドと A-side、C-side 両側にそれぞれ 1 つずつのエンドキャップトロイドで構成され、それらがビーム軸に対して 8 回対称になるように配置されている。バレルトロイドは内径 9.4 m、外径 20.1 m、z 軸方向の長さ 25.3 m で、エンドキャップトロイドは内径 1.65 m、外径 10.7 m、z 軸方向の長さ 5.0 m である。また磁場の強さはそれぞれ、バレルトロイドでは約 0.5 T、エンドキャップトロイドでは約 1 T である。トロイド磁石によって生じる磁場の $x-y$ 平面上での $r-\phi$ 方向と、 η 方向の磁場強度の分布をそれぞれ図 2.7a、図 2.7b で示す。

2.2.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は内側から Insertable B Layer (IBL)、Pixel 検出器、Semi-Conductor Tracker (SCT)、Transition Radiation Tracker (TRT) で構成される。バレル領域とエンドキャップ領域における

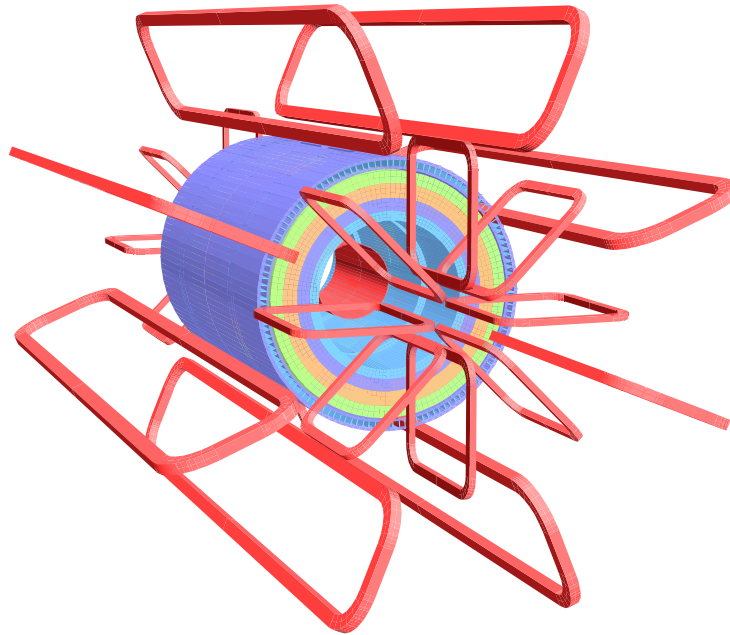


図 2.6: ATLAS 検出器における超電導磁石の配置。

内部飛跡検出器の配置をそれぞれ図 2.8a、図 2.8b に示す。内部飛跡検出器は半径約 1.1 m、 z 軸方向に長さ約 5.3 m で、 $|\eta| < 2.5$ の領域を覆っている。検出器内には、前述のとおりソレノイド磁石によって約 2T 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 ϕ 方向の曲率から運動量を計算する。

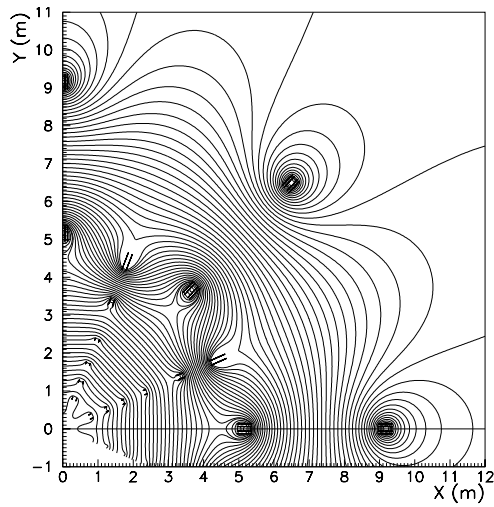
Pixel 検出器と IBL

Pixel 検出器は半導体検出器でバレル領域で同心円状に 3 層、エンドキャップ領域の A-side、C-side 両側にそれぞれディスク状に 3 層設置されている。1 つの pixel サイズは $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ で、 $R\phi$ 方向及び z 方向に並べて配置している。pixel 検出器の位置分解能は、 $R\phi$ 方向に $10 \mu\text{m}$ 、 z 方向に $115 \mu\text{m}$ である。

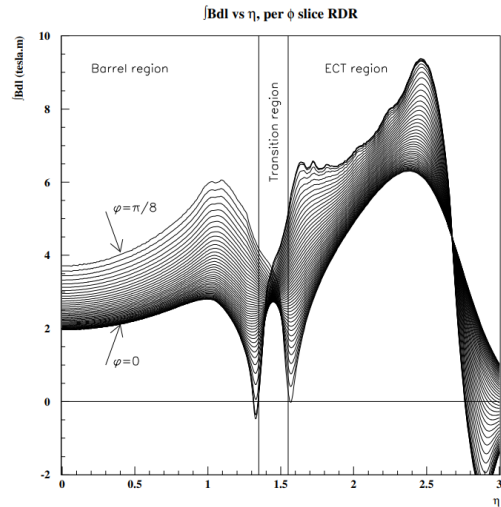
また、IBL は Run-2 からルミノシティ増加への対応と Pixel 検出器の性能向上のために Pixel 検出器よりも内側に配置された半導体検出器である。1 つの pixel のサイズは $50 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$ で、位置分解能は $R\phi$ 方向に $10 \mu\text{m}$ 、 z 方向に $70 \mu\text{m}$ である。IBL により、ビーム軸と飛跡の最近接距離である impact Parameter の測定精度が改善された。

SCT

SCT はマイクロストリップと呼ばれる細長い有感領域をシリコン上に施した半導体検出器である。バレル領域で 4 層からなる同心円状のシリンダ形状で設置されており、エンドキャップ領域で A-side、C-side それぞれ 9 枚ずつのディスク形状になっている。SCT の位置分解能はバレル領域で R 方向に $17 \mu\text{m}$ 、 ϕ 方向に $580 \mu\text{m}$ 、エンドキャップ領域では R 方向に $17 \mu\text{m}$ 、 z 方向に $580 \mu\text{m}$ である。

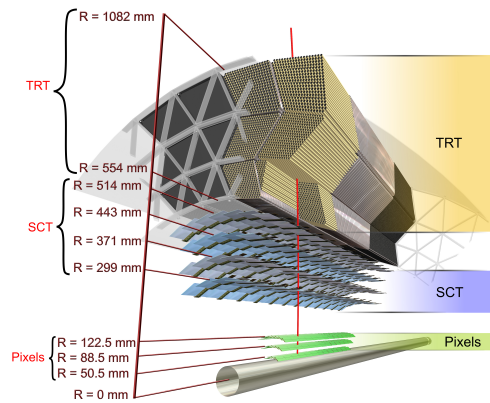


(a) ビーム軸に対して垂直な $x-y$ 平面におけるトロイド磁石による磁場の ϕ 分布。

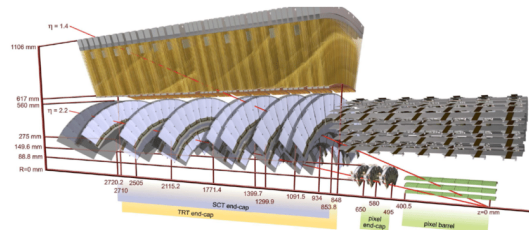


(b) η 方向の磁場強度の分布。

図 2.7: 超電導磁石による磁場分布 [12]。磁石設置位置の影響により磁場構造が一様ではない。



(a) バレル領域



(b) エンドキャップ領域

図 2.8: バレル領域とエンドキャップ領域での内部飛跡検出器の構造 [11]。内側から Pixel、SCT、TRT 検出器の順に配置されている。

TRT

TRT はドリフトチューブを積み重ねるように構成されており、 $|\eta| < 2.0$ の領域を覆っている。バレル領域では長さ 144 cm のチューブをビーム軸と平行に、エンドキャップ領域では長さ 37 cm のチューブを放射状に配置している。TRT の位置分解能は $R-\phi$ 方向に $130 \mu\text{m}$ である。

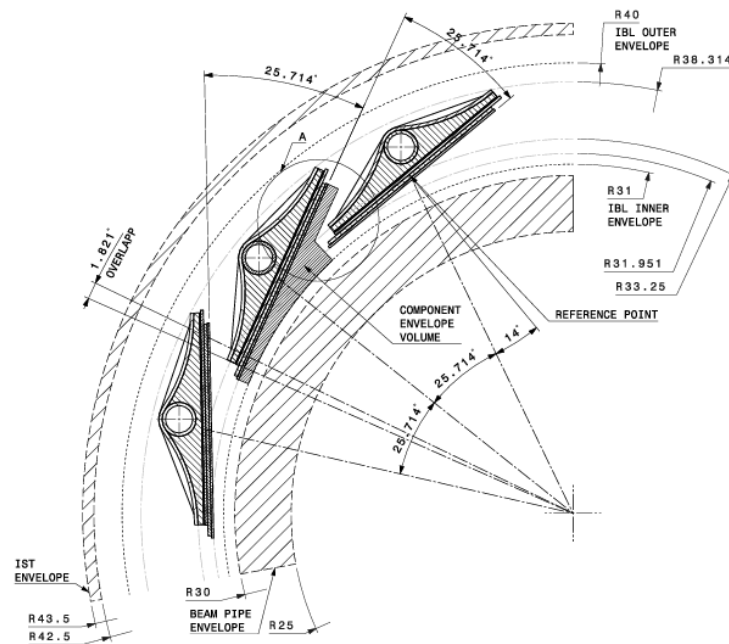


図 2.9: IBL のレイアウト [13]。

また、TRT では荷電粒子が誘電率の異なる物質へ入射する際に光子を放出する「遷移放射」を利用した電子の同定も行っている。遷移放射で放出される光子のエネルギーは粒子のローレンツ因子 γ に比例するため、これを利用することで入射した荷電粒子が電子かどうか判定している。

2.2.4 カロリメータ

カロリメータは内部飛跡検出器の外側に設置されており、内側から電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータの順に配置されている。電磁カロリメータは電磁相互作用による電磁シャワーを用いて電子と光子のエネルギーを測定し、ハドロンカロリメータは強い相互作用によるハドロンシャワーを用いてハドロンエネルギー測定やそれを組み合わせたジェット再構成に用いられる。ATLAS 検出器におけるカロリメータの概要図を図 2.10 に示す

電磁カロリメータ

電磁カロリメータはバレル領域をカバーするように $|\eta| < 1.5$ にバレル電磁カロリメータ、エンドキャップ領域をカバーするように $1.4 < |\eta| < 3.2$ にエンドキャップ電磁カロリメータが配置されている。それぞれの厚さは、バレル領域で放射長の 22 倍以上、エンドキャップ領域で放射長の 24 倍以上である。電磁カロリメータは ϕ 方向の不感領域をなくすために鉛の吸収体と強い放射線耐性を持つ液体アルゴンをアコーディオン状に組み合わせた構造になっている (図 2.11)。

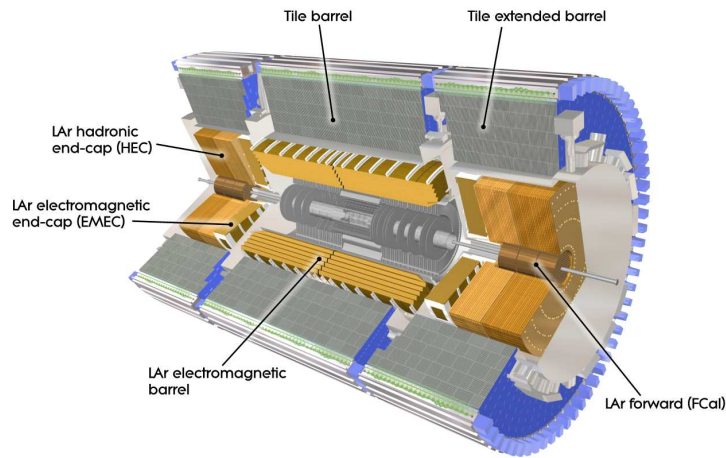


図 2.10: カロリメータの全体図 [11]。

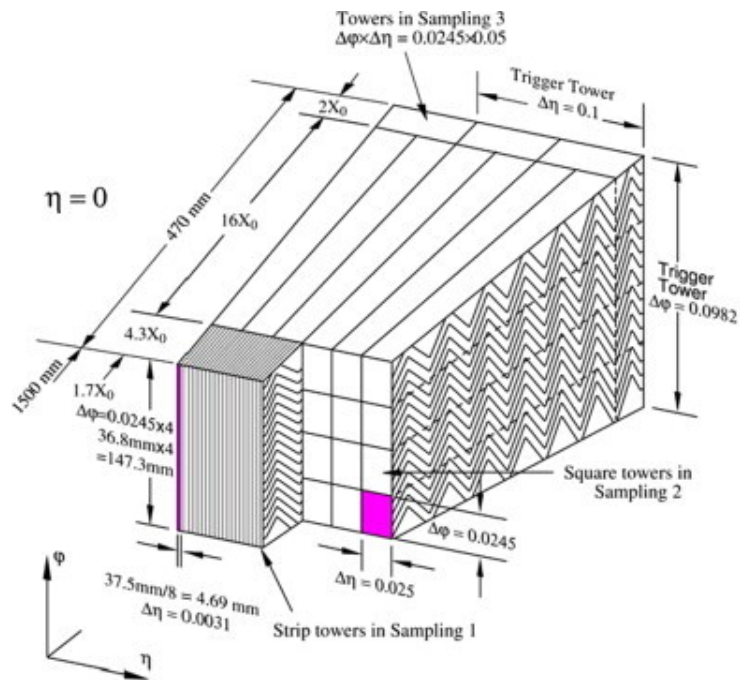


図 2.11: 電磁カロリメータの構造 [11]。

ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは、電磁カロリメータと同様にバレル領域をカバーするために $|\eta| < 1.7$ 、エンドキャップ領域をカバーするために $1.5 < |\eta| < 3.2$ に配置されている。バレル領域では、鉄の吸収体とシンチレータを交互に重ねたタイルカロリメータ (図 2.12a) が設置されている。シンチレーション光を波長変換ファイバーで集め、光電子増倍管で読み出しを行っている。エンド

キャップ領域では、銅の吸収体と液体アルゴンから構成されたハドロンエンドキャップカロリメータ (図 2.12b) が使用されている。バレル領域とエンドキャップ領域に加えて、 $3.1 < |\eta| < 4.9$ のフォワード領域をカバーするために銅とタンゲステンの吸収体と液体アルゴンから構成されたフォワードカロリメータが設置されている。

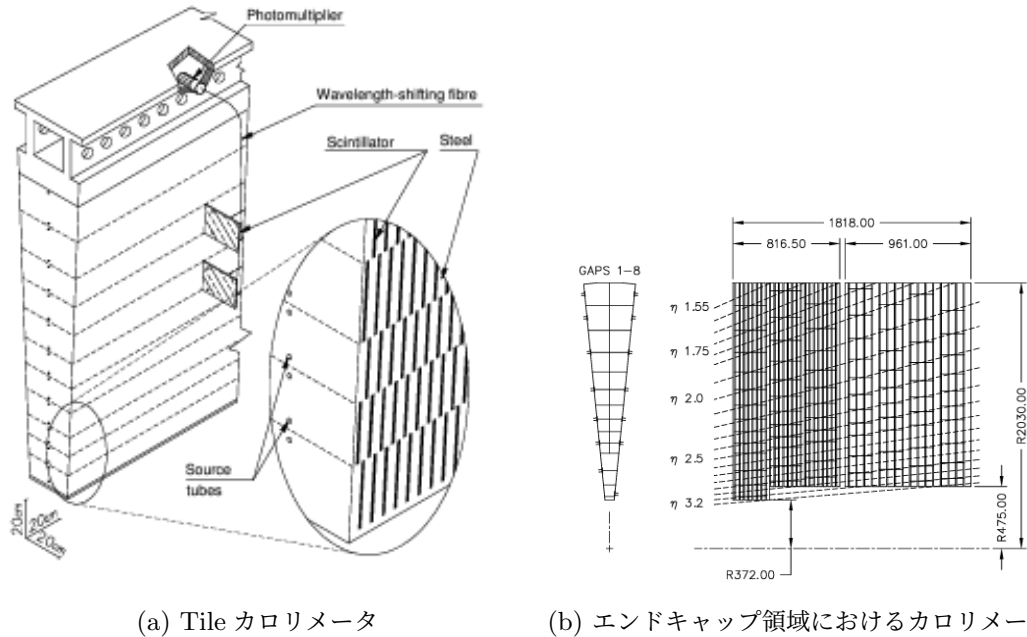


図 2.12: バレル領域とエンドキャップ領域でのハドロンカロリメータの構造 [11]。

2.2.5 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配置されており、カロリメータから出てきた荷電粒子の位置や横方向運動量を測定する。ミューオン検出器は、位置分解能が高く精密測定用として用いられる検出器と、位置分解能は高くないが応答を早くして主にトリガー用として用いる検出器がある。精密測定用の検出器は Monitored Drift Tube (MDT)、トリガー用の検出器は Resistive Plate Chamber (RPC) と Thin Gap Chamber (TGC) である。また Run-3 からエンドキャップ領域の磁場領域より内側に設置されていた Small Wheel に代わって New Small Wheel (NSW) が導入された。図 2.13 にミューオン検出器の全体図を示す。

ミューオン検出器では、各検出器をステーションと呼ばれる層状にまとめている。これらのステーションはバレル領域とエンドキャップ領域でそれぞれ 3 層あり、衝突点に近い方からインナーステーション (I)、ミドルステーション (M)、アウトステーション (O) と呼ばれる。バレル領域ではビーム軸周りに半径約 5m、7m、10m のところに同心円状にステーションが並べられ円筒状の検出器を形成している。エンドキャップ領域では、 $|z|$ が約 7.4 cm、14 cm、21.5 cm の位置に z 軸に垂直にステーションが配置されており大きなホイールを形成している。また、インナーステー

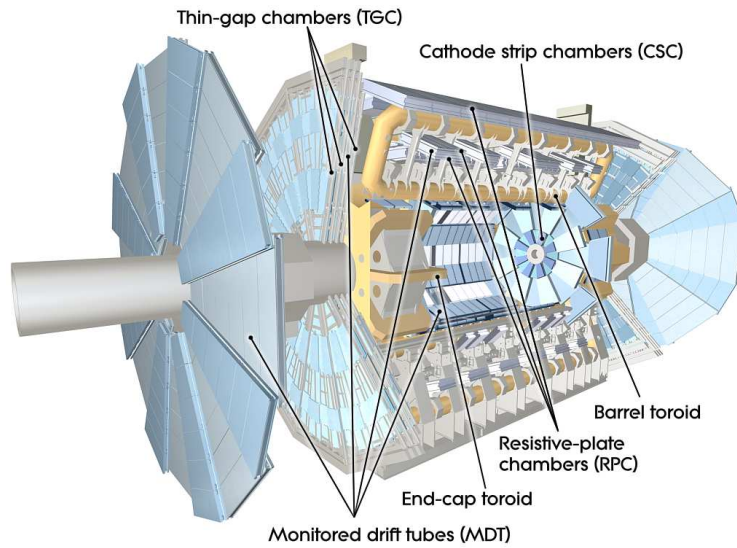


図 2.13: ミューオン検出器の全体図 [11]。バレル領域に RPC、MDT、エンドキャップ領域に TGC、MDT が配置されている。

ションとミドルステーションの間に Endcap Extra (EE) と呼ばれる検出器が設置されている。

また、図 2.14 で示されているように、ミューオン検出器は不感領域を失くすために ϕ 方向に大きさの違う 2 つのセクターを互い違いに 8 つずつ ϕ 方向に重ねている。2 つのセクターはそれぞれ Small sector と Large sector と呼ばれる。ミューオン検出器の Large sector、Small sector の $R - z$ 平面の断面図を図 2.15a、図 2.15b に示す。

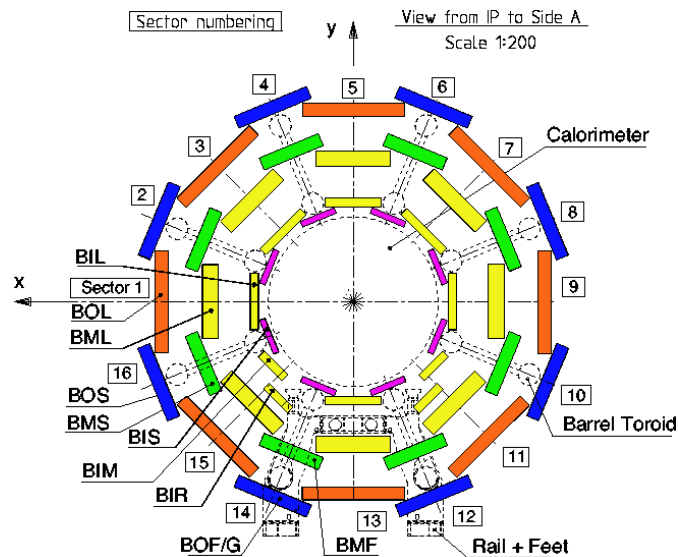


図 2.14: ミューオン検出器の $x - y$ 平面での断面図 [11]。黄と橙が Small sector、緑と青が Large sector。

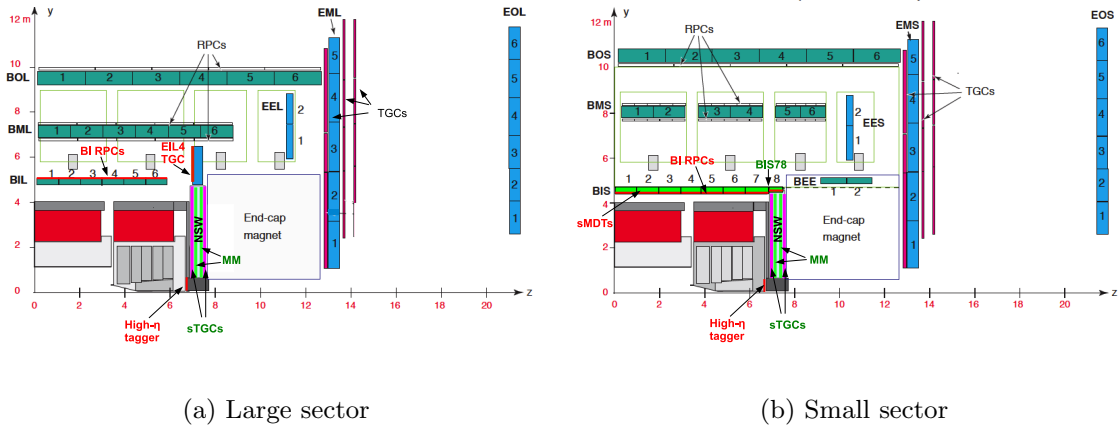


図 2.15: ミューオン検出器の Large sector、 Small sector の $R - z$ 平面の断面図 [14]。

Monitored Drift Tube (MDT)

MDT はバレル領域、エンドキャップ領域両方に設置されており、 $35 \mu\text{m}$ と位置分解能が高いので精密測定に用いられる。MDT のドリフトチューブの構造を図 2.16 に示す。MDT は Ar と CO_2 ガスが 93 : 7 の割合で充填された半径 27.979 mm のドリフトチューブで構成され、チューブの中心のワイヤーには 3080 V の電圧がかけられ電離した電子がワイヤーに集められる。荷電粒子の通過位置は、電子のドリフト距離から求めたドリフトサークルの接線であり分解能は R 方向、 z 方向ともに $35 \mu\text{m}$ である。また電子の最大ドリフト時間は約 700 ns である。

MDT は図 2.17 で表されるように、ドリフトチューブ 4 レイヤーまたは 3 レイヤーを 2 層重ねた構造になっている。MDT はバレル領域では長方形、エンドキャップ領域では台形であり、ドリフトチューブは ϕ 方向に沿って並べられ、磁場による主な曲がり方向に対応したバレル領域で z 方向、エンドキャップ領域で R 方向の位置測定により運動量を測定する。

Resistive Plate Chamber (RPC)

RPC はバレル領域に設置されている、主にミューオントリガー用のガス検出器である。構造を図 2.18 に示す。2 枚の高抵抗プレートの間に幅 2 mm の絶縁体が挟み込まれており、プレート間には約 4.9 kV/mm の電場が形成されている。プレート間には、 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{Iso} - \text{C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$ ($94.7 : 5 : 0.3$) の混合ガスが充填されている。ミューオンが通過した際に、ガスから電離した電子が電場に沿って雪崩増幅を起こし、その電荷による誘導電荷をプレートの外側に取り付けられたストリップで読み出す。分解能は z 方向、 ϕ 方向どちらも 10 mm である。

図 2.19 で表されるように、Large sector と Small sector それぞれに、MDT ミドルステーションを挟み込むように 2 枚、MDT アウターステーションの外側に 1 枚の、計 3 枚の RPC が配置されている。1 枚の RPC は直交した η -strip と ϕ -strip から構成されており、2 次元での読み出しを

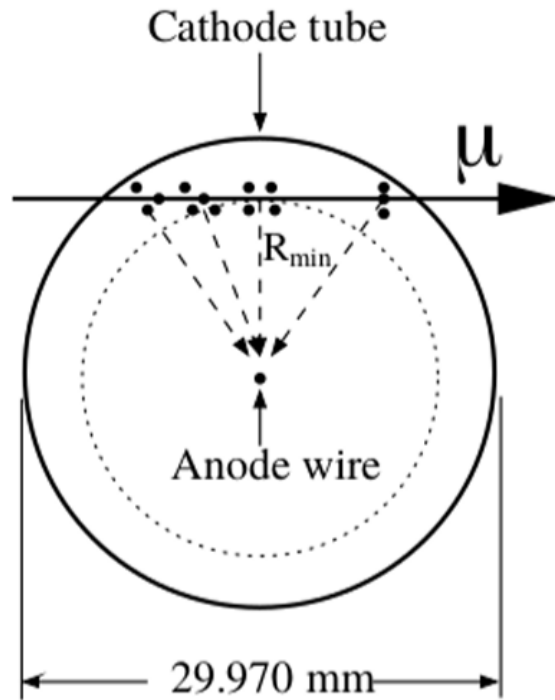


図 2.16: MDT のドリフトチューブの構造 [11]。

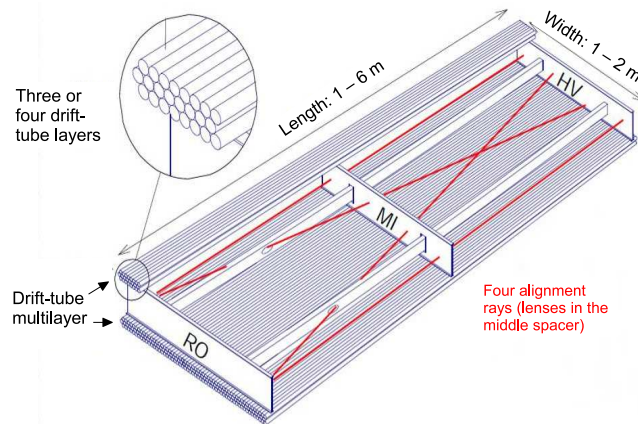


図 2.17: MDT の構造 [11]。

行う。MDT では ϕ 方向の測定ができないので、RPC で測定した ϕ の情報を用いる。

Thin Gap Chambers (TGC)

TGC はエンドキャップ領域に設置されている、主にミューオントリガー用のガス検出器である。構造を図 2.20 に示す。TGC の各層は、ワイヤーとアノード層、ストリップ層から構成されているマルチワイヤーガス検出器で、 η 方向をワイヤー、 ϕ 方向をストリップで測定している。内部には、 CO_2 と $n\text{-C}_5\text{H}_{12}$ ガスが充填されている。ワイヤー間の距離を 1.8 mm、ワイヤーとストリップ

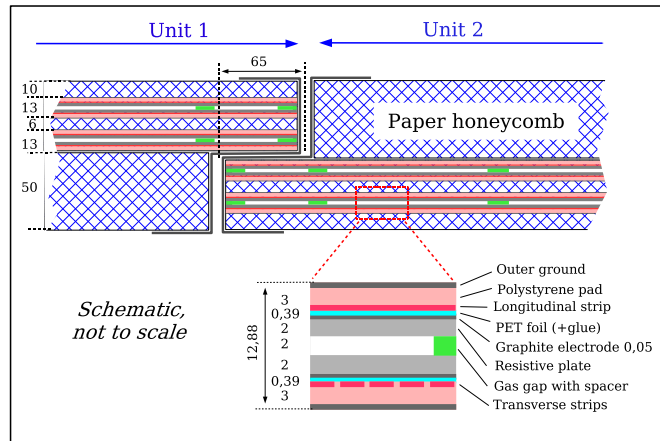


図 2.18: RPC 検出器の構造 [11]。

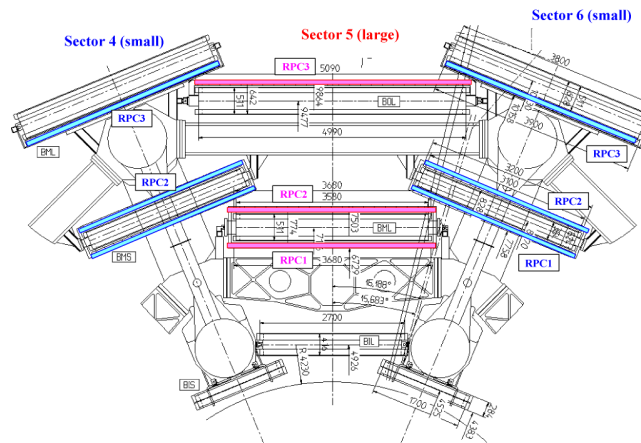


図 2.19: RPC 検出器の $x - y$ 平面での断面図 [11]。

の距離を 1.4 mm と短くすることによって 25 ns の衝突バンチを分離するには十分な高い時間分解能を実現している。またストリップ幅は約 100mm である。位置分解能は ϕ 方向で 3 – 7 mm、 R 方向で 2 – 6 mm である。

図 2.20 で表されるように、インナーステーションに 1 枚、ミドルステーションに 3 枚配置されている。インナーステーションでは doublet 構造 1 枚が 2 層、ミドルステーションでは doublet 構造が 2 枚、triplet 構造が 1 枚の合計 7 層から構成されている。doublet 構造と triplet 構造を図 2.22 に示す。バレル領域と同様に MDT では ϕ 方向の測定ができないので、TGC で測定した ϕ の情報を用いる。

New Small Wheel (NSW)

NSW は Run-3 より LHC のルミノシティ増加に伴う高ヒットレート状況下での飛跡測定効率の向上とミュオントリガーの改良を目的として、エンドキャップ領域の磁場領域よりも内側に、こ

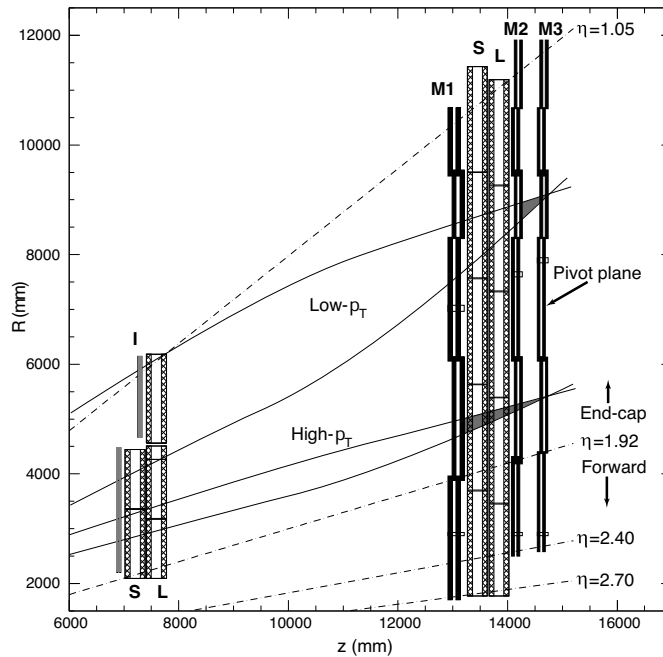


図 2.20: TGC 検出器の配置 [11]。

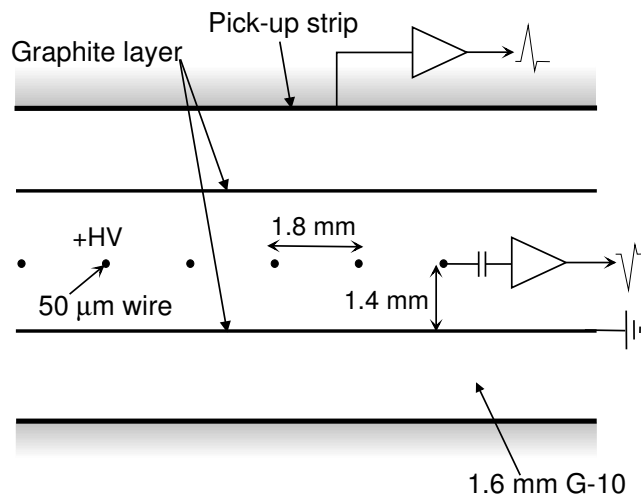


図 2.21: TGC 検出器の構造 [11]。

れまで MDT と TGC で構成されていた Small Wheel に代えて新たに導入された検出器である。図 2.23 に NSW の全体図を示す。NSW はトリガー用の small-strip TGC (sTGC) と精密測定用の MicroMegas (MM) の 2 種類の検出器をそれぞれ 8 層ずつ組み合わせた構造をしている。衝突点側から、sTGC 4 層、MM 4 層、MM 4 層、sTGC 4 層の順に 16 層配置されている。

sTGC の構造を図 2.24 に示す。sTGC では η 方向と ϕ 方向の測定を、それぞれストリップとワイヤーを用いて行う。ワイヤー 20 本ずつがまとめて読み出され、その間隔は 1.8 mm で、ワイヤー平面から 1.4 mm の距離にある 2 つのカソード面に挟まれた構造になっている。カソード面の

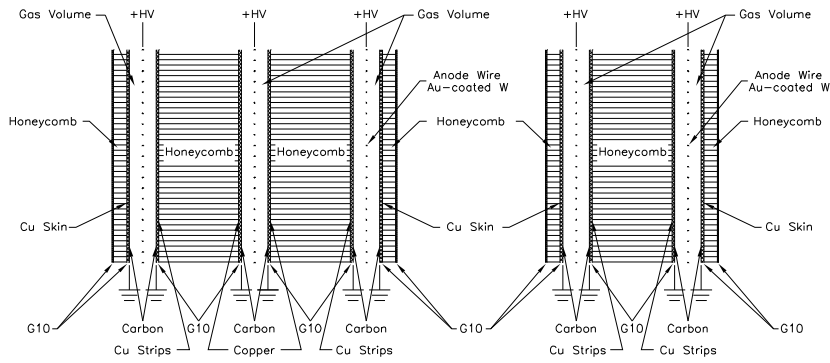


図 2.22: boublet 構造 (左) と triplet 構造 (右) [11]。

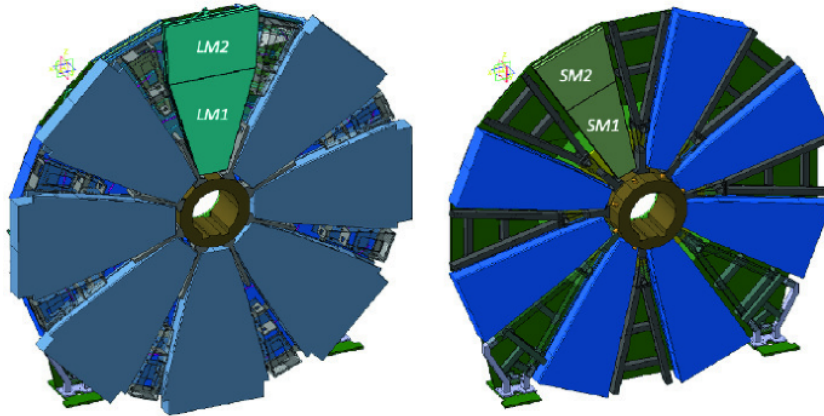


図 2.23: NSW の全体図 [15]。左が Large Station、右が Small Station。

裏には片側にはパッド、もう一方にワイヤーと垂直にストリップが配置されている。ストリップの幅は 3.2 mm である。ストリップの幅が ATLAS で用いられている TGC と比べてはるかに小さいため、位置分解能が高く small-strip TGC と呼ばれている。sTGC ではガスギャップを通過した荷電粒子の位置を、150 μm の位置分解能で再構成することができる [15]。

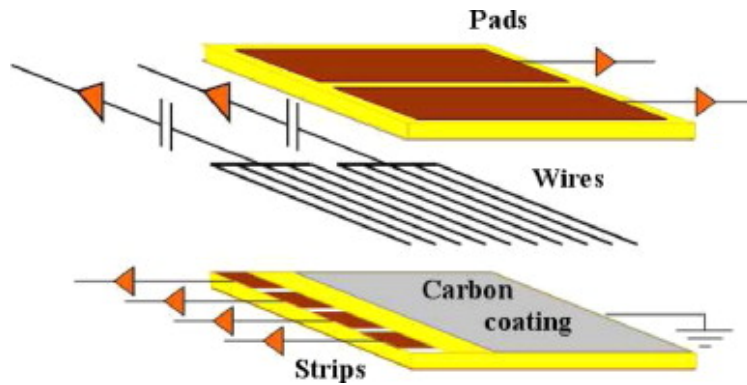


図 2.24: sTGC の構造 [15]。

MM の構造を図 2.25 に示す。MM はドリフト電極とガスギャップ、薄い金属メッシュ、増幅領域、読み出し電極で構成されている。ガスギャップは厚さ 5 mm で、Ar と CO₂、C₄H₁₀ の混合ガスが充填されている。荷電粒子が MM を通過することで生じた電子がメッシュにドリフトし、メッシュを通過した後で雪崩増幅を起こし、読み出し電極に到達することで入射粒子の位置を特定する。雪崩増幅で生じたイオンは電子と反対方向に移動し、メッシュに戻る。ドリフト領域と増幅領域が分かれているのが MM の大きな特徴で、増幅領域が 100 μm と他の検出器に比べて非常に狭くイオンの回収を非常に高速でできるため、高ヒットレート下での読み出しに適した検出器である。また、450 μm ピッチの読み出し電極による高精度位置測定も MM の利点である。R 方向に 100 μm 以下の位置分解能を持つ [15]。

MM は 1 つの sector に 8 層設置されるが、2 次元読み出しを可能にするために 4 層でストリップを底面に平行に、残りの 4 層では $\pm 1.5^\circ$ ずつ傾けて配置している (図 2.26)。並行な層を X 層、傾けて配置された層を U (V) 層と呼ぶ。

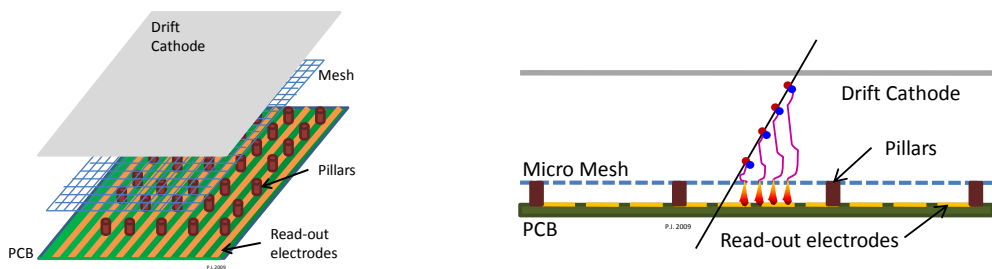


図 2.25: MM の構造 [15]。

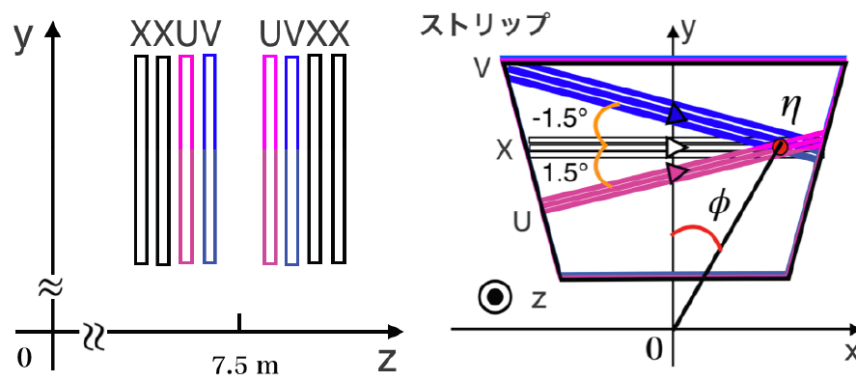


図 2.26: MM $y - z$ 平面における X,U,V 層の並びと $x - y$ 平面で見た各層のストリップの配置 [16]。

第 3 章

ATLAS トリガーシステム

ATLAS 実験では陽子陽子衝突が 40 MHz で起こるので、すべての事象に対して処理を行い、記録することは不可能である。そのため、膨大な数のデータの中から興味のある事象のみを選別して保存している。このシステムは「トリガーシステム」と呼ばれる。

以下で ATLAS 実験におけるトリガーシステムの概略とミュオントリガーシステムについて詳しく述べる。

3.1 ATLAS トリガーシステムの概要

トリガーシステムは測定したい物理に対してミュオン、電子、光子、タウ、ジェットなどの種類が用意されている。事象の選別では、横運動量 p_T やエネルギーに対して閾値を設けて、単位時間当たりに処理するイベントの数 (トリガーレート) が処理能力、記憶装置などの計算資源を超えないようにしている。

ATLAS 実験ではこのトリガーシステムは 2 段階で構成されている。ハードウェアを用いて高速演算を行う初段トリガー (Level-1 trigger, L1) とソフトウェアを用いて精密処理を行う後段トリガー (High Level trigger, HLT) である。L1 では一部のトリガー用検出器の情報を用いて高速に処理を行い、粒子のエネルギーや運動量、位置を素早く大まかに算出することで膨大なレートを削減している。次の段階である HLT では、L1 の情報をもとに精密用検出器の情報を用いてより精密な飛跡再構成とトリガー判定を行う。これによって、トリガーレートは L1 で約 100 kHz まで、HLT で約 3.3 kHz 程度まで削減され、大容量記憶装置に記録される。

図 3.1 にトリガーシステムの概要を示す。

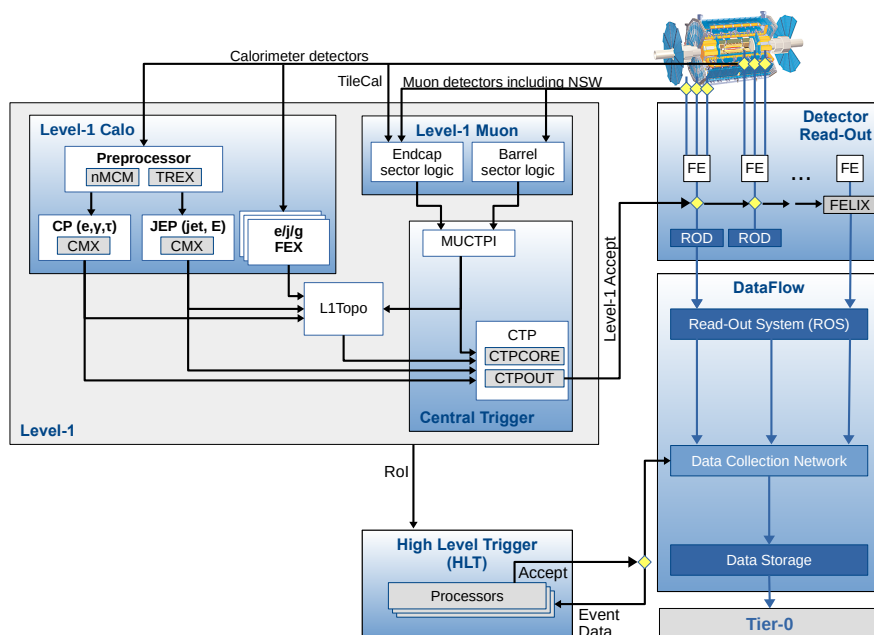


図 3.1: ATLAS トリガーシステム全体のデータフロー [17]。

本論文では、トリガーとしてミュオンを用いるミュオントリガーを扱う。ミュオントリガーでは、事象中に存在するミュオンの個数と、それぞれのミュオンの p_T の値に対して閾値が定められており、それぞれ一定値以上である場合にトリガーが発行される。

3.2 ミュオントリガーシステム

図 3.2 にミュオントリガー全体のデータの流れを示す。

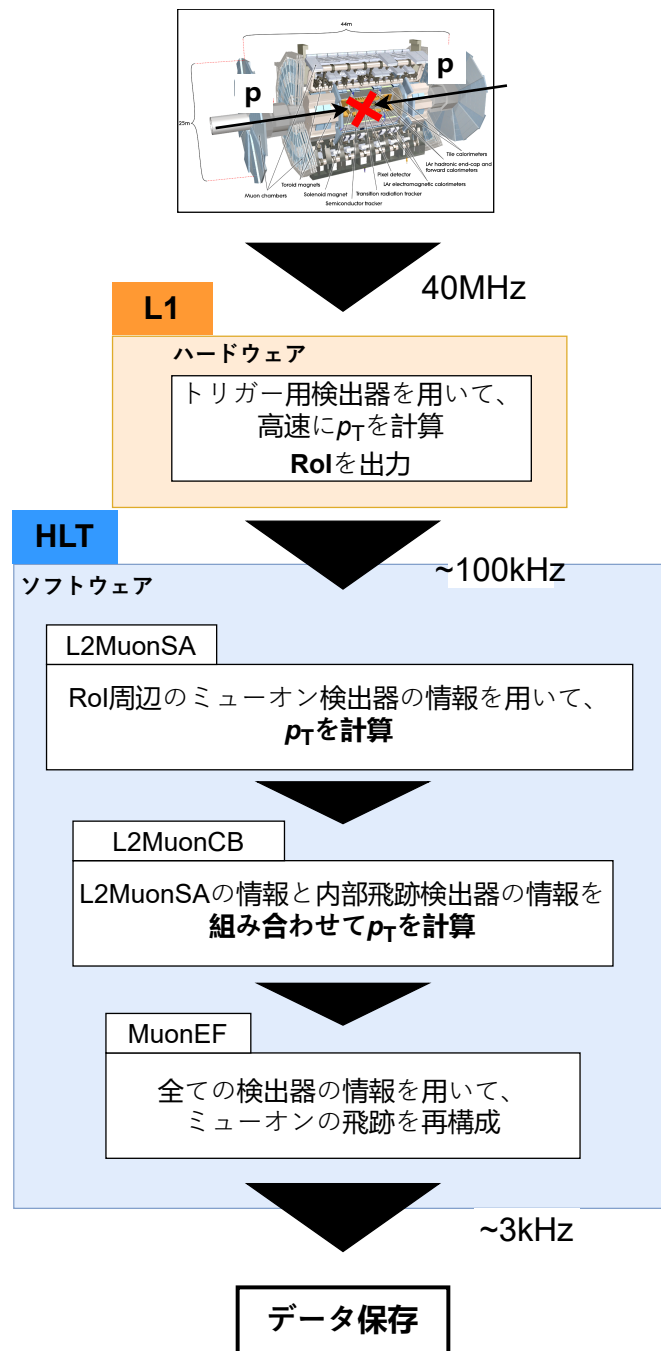


図 3.2: ミューオントリガーのデータフロー。

L1 ではトリガー判定を行い判定をクリアしたミューオンに対して、大まかなミューオンの通過位置を示す Region of Interest (RoI) を発行する。HLT では L1 から送られてきた RoI が持つ η 、 ϕ の情報をもとに、RoI 周辺の検出器の情報を用いて部分飛跡の再構成を行い、その情報から求めた p_T に対して閾値を設けることでトリガー判定を行う。

HLT では複数の段階で飛跡から運動量を再構成している。まず RoI 周辺のミューオン検

出器の情報のみを用いてミュオンの部分飛跡を求め、その組み合わせで運動量を再構成する Level-2 StandAlone muon trigger (L2MuonSA)、次に L2MuonSA の情報と内部飛跡検出器の情報を組み合わせることによってより正確な飛跡の再構成と p_T の計算を行う Level-2 Combined muon trigger (L2MuonCB)、最後にここまでで選別されてきた事象に対して全検出器の情報を用い、オフライン再構成と同等のアルゴリズムを用いることで正確に p_T を計算し、トリガー判定を行う Event Filter (MuonEF) の3段階である。以下でそれぞれのアルゴリズムの詳細について述べる。

3.2.1 初段トリガーシステム (Level-1 Trigger)

ここでは、L1 トリガーについて、バレル領域とエンドキャップ領域それぞれについて説明する。図 3.3 にバレル領域、エンドキャップ領域それぞれでの L1 ミュオントリガーアルゴリズムの概念図を示す。

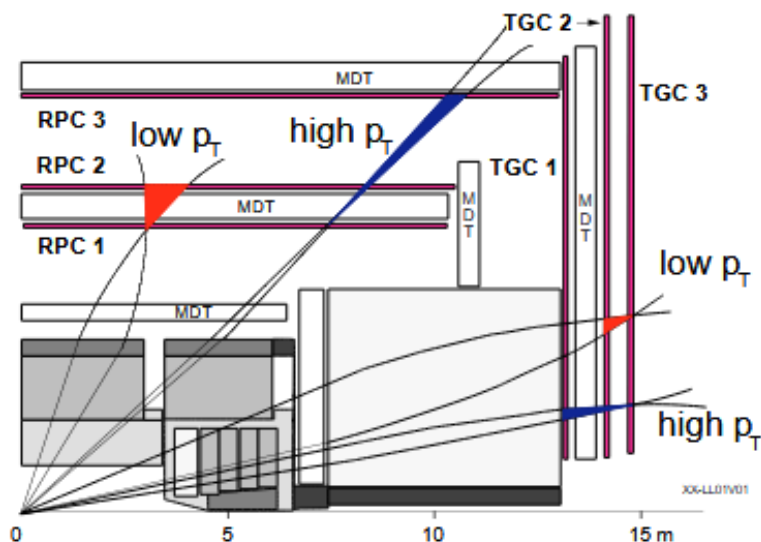


図 3.3: L1 ミュオントリガーの概念図 [18]。

バレル領域

バレル領域では RPC のヒット情報を用いてミュオンの再構成を行う。2章で述べたように RPC はミドルステーションに RPC1 と RPC2 の2層、アウトーステーションに RPC3 の1層の合計3層が配置されている。RPC のそれぞれの層は、 η 、 ϕ 方向の測定を行うために η -strip と ϕ -strip を重ねたダブルレット構造のストリップ層が2層で構成されている。トリガーアルゴリズムは以下の通りである。まず RPC2 にヒットがあることを要求し、このヒットの点と衝突点を結ぶ直線を探索領域 (ロード) の中心として定義し、ロード内にある RPC1 のヒットを探索する。探索領域の幅は要求する p_T 閾値によって決まる。 p_T しきい値が高いときのみ RPC3 のヒットも用

いる。これはミュオンはトロイド磁石によって η 方向に曲げられ、高い p_T を持つミュオンほど磁場で曲げられず衝突点から真っ直ぐ飛び RPC3 を通過しやすくなるからである。低い p_T を持つミュオンのトリガー判定は RPC1 と RPC2 で行い、高い p_T を持つミュオンのトリガー判定は RPC1 と RPC2、RPC3 で行う。

この領域における L1 トリガーは、 η 、 ϕ 方向にそれぞれ 32 分割された合計 64 分割のそれぞれ独立なトリガーセクターごとに判定が行われる。図 3.4 にその概略を示す。さらに各セクターはその内部がおおよそ $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ 、 $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.2$ の大きさ Coincidence matrix(η -CM、 ϕ -CM) に区分され、この CM 単位で RPC1 と RPC2 または RPC2 と RPC3 のコインシデンスを取り、 p_T の閾値の判定を行う。隣接する 2 つずつの η -CM、 ϕ -CM はまとめて Pad と呼ばれる。この Pad は $\eta \times \phi = 0.2 \times 0.2$ の大きさで、ミュオンの通過領域を表す RoI が 4 つで構成される。RoI は η -CM、 ϕ -CM が重なる $\eta \times \phi = 0.1 \times 0.1$ の大きさの領域であり、ハードウェアの制限により Pad1 つにつき最大 1 つしか定義できない。L1 で定義した RoI の情報は後段ミュオントリガーに送られる。

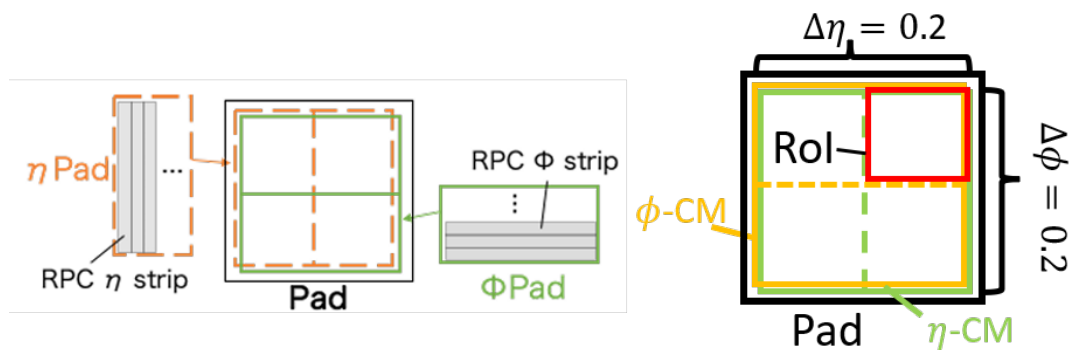


図 3.4: バレル領域における Pad と RoI、Coincidence matrix (CM) の概念図。

エンドキャップ領域

エンドキャップ領域では 2 章で示した TGC のヒット情報を用いてミュオンの再構成を行う。TGC はインナーステーションに 1 枚 (I)、ミドルステーションに 3 枚 (M1、M2、M3) 配置されている。トリガーアルゴリズムは以下の通りである。まず M3 にヒットがあることを要求し、M3 のヒットと衝突点を結ぶ直線のロードの中心として定義する。ミュオンは検出器より内側のトロイド磁場によって曲げられて TGC に入射するので、図 3.5 のように M1 において実際のヒット点と直線は dR 、 $d\phi$ だけずれる。あらかじめ作成されている dR 、 $d\phi$ と p_T の対応関係を示した Coincidence Window (CW) 図 3.6 を用いて、 dR 、 $d\phi$ から p_T を計算することで短時間での p_T 判定を行っている。

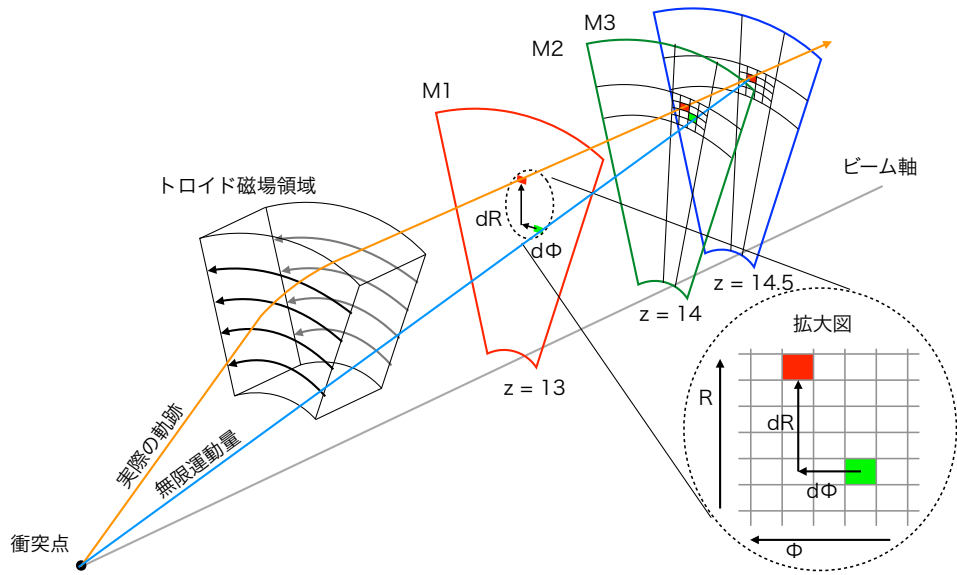


図 3.5: M3TGC と衝突点を結ぶ直線と実際の飛跡の M1TGC でのずれと dR 、 $d\phi$ の概念図 [19]。

3.2.2 Level-2 Muon Stand Alone (L2MuonSA)

L2MuonSA は HLT の初段を担っている。ここでは L1 から受け取った RoI 周辺のミュオン検出器の情報を用いて、素早くかつ L1 よりも精密に飛跡を再構成することで高精度の p_T を計算し、閾値を設けてトリガー判定を行っている。また L2MuonSA で再構成したミュオンの飛跡候補は、後段の L2MuonComb に送られ、内部飛跡検出器の情報と組み合わせて p_T を再構成するために用いられる。以下に L2MuonSA の p_T 再構成の手順を示す。

1. RoI の情報をもとにした探索範囲であるロードの定義
2. ロード内の MDT ヒットを用いた各ステーションの部分飛跡 (セグメント) の定義
3. 部分飛跡を用いた p_T に関連のあるパラメータの導出
4. Look Up Table (LUT) を用いた p_T の導出

ロードの定義

L2MuonSA では L1 から送られてきた RoI の情報をもとに、バレル領域で RPC、エンドキャップ領域では TGC のヒットを選択し、ミュオンの大まかな飛跡を再構成し、部分飛跡再構成に用いる MDT のヒットの探索領域であるロードを定義する。このロードは、L1 におけるロードとは異なるものである。MDT では ϕ 方向の測定ができないので、RPC、TGC の ϕ の値を L2MuonSA の ϕ として用いる。以下でバレル領域とエンドキャップ領域それぞれでのロードの定義について説明する。

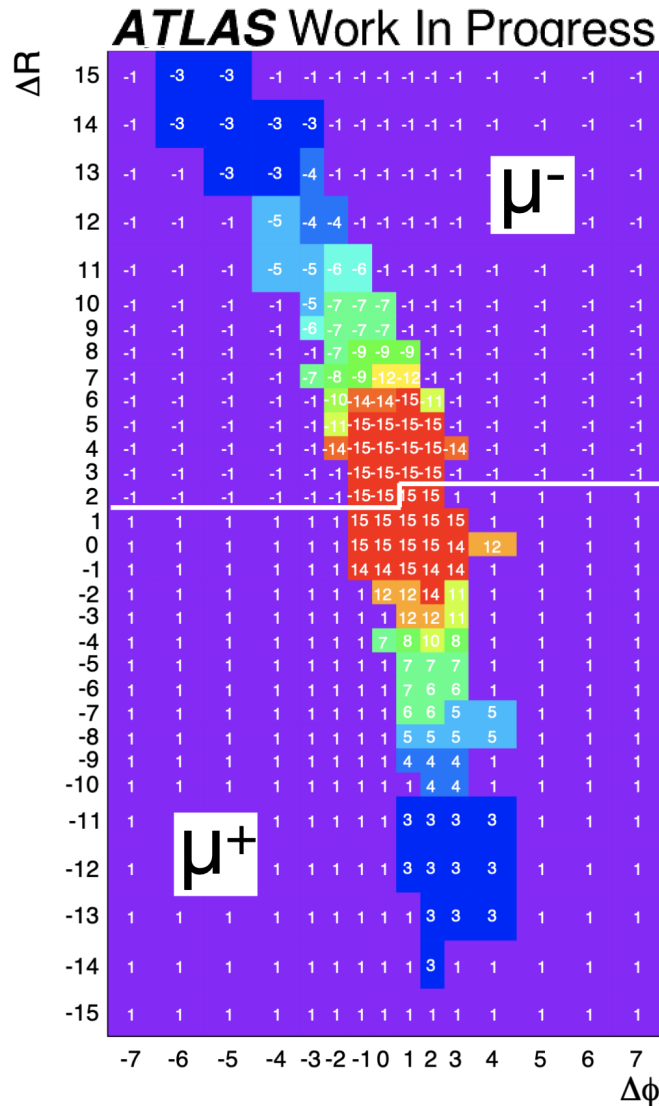


図 3.6: Run-3 における Coincidence Window の一例 [20]。

■バレル領域におけるロードの定義 バレル領域では、RoI 周辺の RPC のヒットの情報を用いる。RPC はミドルステーションとアウトステーションに設置されているため、各ステーションで RPC のヒットから大まかな飛跡の位置を求めて、ロードの中心と定義する。インナーステーションには RPC がないので、ミドルステーションのロード中心を外挿して用いる。RPC のフィットに失敗しミドルステーションにおいて大まかな飛跡が作成されないときは、衝突点と RoI を直線で結びロードを定義する。

■エンドキャップ領域におけるロードの定義 エンドキャップ領域では、RoI 周辺の TGC のヒットの情報を用いる。ミドルステーションでは TGC M1、M2、M3、インナーステーションでは Inner TGC を用いてロードを定義する。Inner TGC がない領域では、ミドルステーション

の TGC の情報を用いて計算した p_T と位置情報を用いて飛跡を外挿し、インナーステーションのロードとして定義する。バレル領域と同様に、TGC のフィットに失敗しミドルステーションにおいて大まかな飛跡が作成されないときは、RoI からロードを定義する。

以下の表に各領域の各ステーションでのロード幅について示す。

領域	フィットの可否 (RPC、TGC)	Inner	Middle	Outer
バレル領域	成功	400 mm	200 mm	400 mm
	失敗	500 mm	650 mm	800 mm
エンドキャップ領域	成功	100 mm	100 mm	100 mm
	失敗	200 mm	200 mm	200 mm

表 3.1: バレル、エンドキャップ領域の各ステーションにおけるロード幅の設定値

部分飛跡の再構成

L2MuonSA では、あるミュオン検出器ステーションを通過した飛跡を部分飛跡としてまず再構成する。この部分飛跡は直線であると仮定する。この直線をミュオン検出器でのミュオンの通過位置と通過方向の情報を持った点という意味でスーパーポイント (SP) と呼ぶ。SP は各ステーションにおいて定義したロード内にある MDT のヒットを直線でフィットして求める。図 3.7a、3.7b にバレル領域におけるロードの求め方を示す。

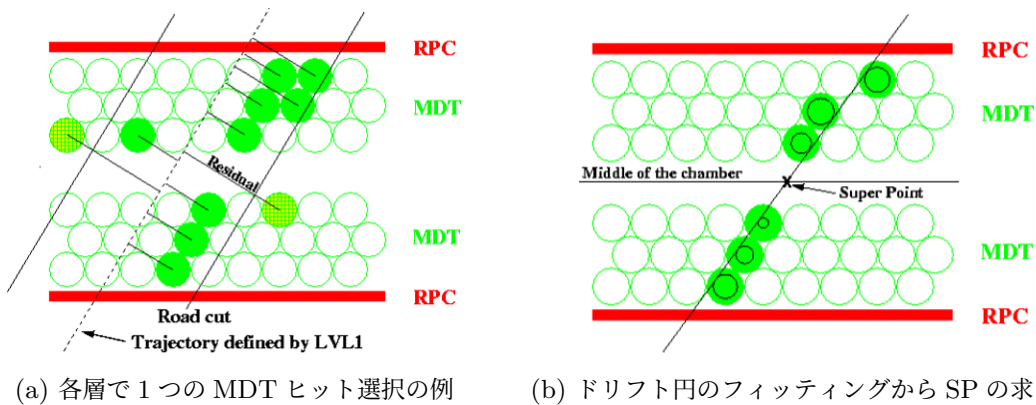


図 3.7: バレル領域におけるロードを用いた SP の求め方 [21]。

まず RPC のヒットから求めたロードをもとに、MDT のヒットの選別を行う (図 3.7b)。ロード内の各 MDT ヒットに対して、ロード中心からのドリフトチューブの距離 (residual) を計算し、各層について最もロード中心に近いチューブを選択することで各層から最大 1 つのヒットを用いる。選択された各ヒットにおいてドリフト時間から距離を計算しドリフト円を定義し、その円のすべてに接する直線を仮定してフィットを行う。最も χ^2 の小さい直線を各ステーションにおけるミュ-

オンの飛跡とし、この飛跡と各ステーションの MDT チェンバーの中心線との交点を SP の r 、 z 座標とする。また、飛跡の傾きと切片を、SP の傾きと切片と定義する (図 3.7b)。

部分飛跡を用いた p_T に関連のあるパラメータの導出

ミューオンの p_T を求めるために、前段階で求めた SP の傾きの情報を用いて p_T と関連のあるパラメータを計算する。

■バレル領域における p_T と関連のあるパラメータの導出 バレル領域では、インナー、ミドル、アウトーステーションのすべてで磁場領域内に検出器が設置されているので、各ステーションの SP からミューオンの飛跡を再構成し、その曲率半径 R を p_T と関連のあるパラメータとして定義する。このとき、3つのステーションすべてで SP を再構成できた場合は3点を用いて曲率半径を計算するが、3つの内2つのステーションのみでしか SP を再構成できなかった場合は原点からインナーまで $z-R$ 平面でミューオンが曲がらずに飛んできたことを仮定して曲率半径を計算する。また1つのステーションのみでしか SP を再構成できなかった場合は、曲率半径を計算できないので p_T の再構成を行わない。

■エンドキャップ領域における p_T と関連のあるパラメータの導出 エンドキャップ領域では、磁場領域内にインナーと EE、ミドルステーションが、磁場領域外にアウトーステーションが設置されている。EE チェンバーが設置されている領域 ($1.0 < |\eta| < 1.4$) では、インナーと EE、ミドルステーションの SP からミューオンの飛跡を再構成し、バレル領域と同様に曲率半径 R_{curv} を p_T と関連のあるパラメータと定義する (図 3.8)。それ以外の領域では磁場領域内にステーションが2つしかなく、SP は最大2つしか再構成されないため曲率半径を計算することは不可能であるため、L2MuonSA では磁場による飛跡の曲がりとして角度 α 、 β を定義する。 α 、 β は図 3.9 と 3.10 で表されるように定義される。

角度 α は図 3.9 で表されるように、衝突点とミドルステーションの SP の位置を結ぶ直線の傾きと、ミドルとアウトーステーションの SP を結ぶ直線の傾きのなす角である。アウトーステーションに SP がない場合はミドルステーションの SP の傾きを用いる。また MDT から SP を再構成できない場合は TGC の情報を用いて α_{TGC} を計算し、 p_T 再構成に用いる。

角度 β は図 3.10 で表されるように、インナーステーションでの SP の傾きとミドル、アウトーステーションの SP を結んだ直線の傾きのなす角である。ここでも角度 α と同様にアウトーステーションに SP がない場合はミドルステーションの SP の傾きを用いる。角度 β を用いると、カロリメーターなどのミューオン検出器より内側にある検出器の物質でミューオンが起こした多重散乱による飛跡の曲がりの影響を除くことができる

Look Up Table (LUT) を用いた p_T の導出

全段階で求めた p_T と関連のあるパラメータから p_T を求める。このとき高速で処理を行うために、あらかじめ p_T と関連のあるパラメータと p_T の対応表である Look Up Table (LUT) をメモリ上に用意しておき、参照することによって即座に p_T を導く。ATLAS 検出器では磁場の位置依

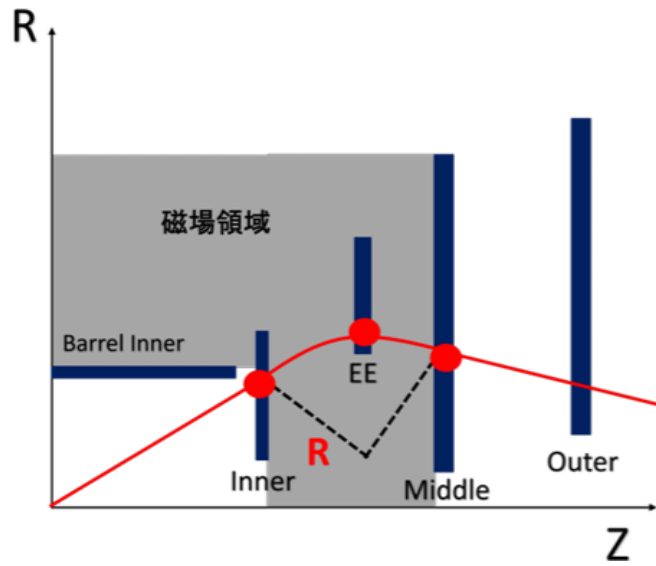


図 3.8: エンドキャップ領域での L2MuonSA における R_{curv} の定義 [22]。

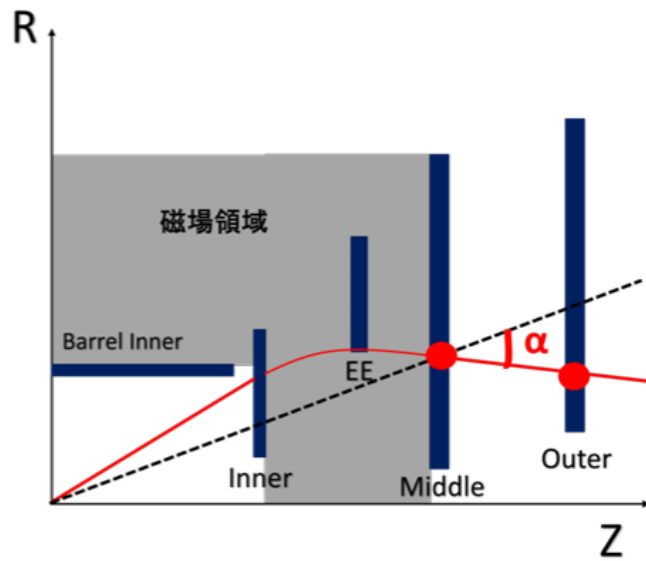


図 3.9: エンドキャップ領域での L2MuonSA における α の定義 [22]。

存性があり、領域によってパラメータと p_T の相関は異なるので、セクターや荷電粒子の電荷や、 η 、 ϕ などで細かく分割された領域ごとに LUT を作成している。

■バレル領域における LUT を用いた p_T の導出手法 バレル領域では、 $\text{sector} \times Q \times \eta \times \phi = 4 \times 2 \times 30 \times 30$ に領域を分割し、それぞれの領域で LUT が作成されている。sector は Large、Small、Large Special、Small Special ステーションの 4 分割、 Q は荷電粒子の電荷、 η 、 ϕ 方向はセクターにより異なる範囲で 30 分割している。Large sector、Small sector で 30 分割する範囲はそれぞれ異なり、以下に示す η 、 ϕ の範囲を 30 分割している。

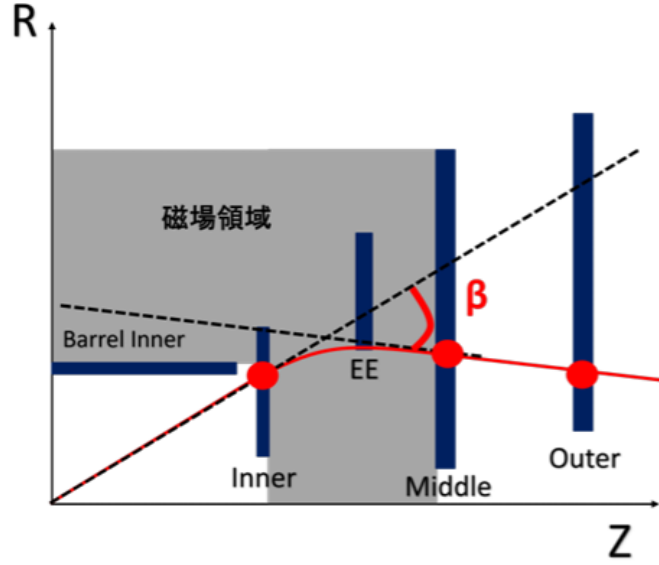


図 3.10: エンドキャップ領域での L2MuonSA における β の定義 [22]。

- Large セクター : $-1.145 < \eta < 1.145$ 、 $-0.230 < \phi < 0.230$
- Small セクター : $-1.050 < \eta < 1.050$ 、 $-0.181 < \phi < 0.181$

各領域ごとの飛跡の曲率 R_{curv} と p_T の相関は以下の式で表される。

$$p_T = A \times R_{curv} + B \quad (3.1)$$

この式における A 、 B を前もってデータから求めて LUT にまとめることで、飛跡の領域と R_{curv} から p_T を求める。

■エンドキャップ領域における LUT を用いた p_T の導出手法 エンドキャップ領域では、 $\eta \times \phi \times (Q \times \eta/|\eta|) = 30 \times 12 \times 2$ に領域を分割し、それぞれの領域で LUT が作成されている。 Q は荷電粒子の電荷で、 $\eta/|\eta|$ は A、C-side を表す。 η 方向はエンドキャップ領域の $1.05 < |\eta| < 2.50$ の範囲で $|\eta|$ を 30 分割、 ϕ 方向は ϕ 全体の領域で 8 回対称を仮定し、さらにそれぞれの線対称を仮定した後に Large sector の中心から Small sector の中心までを 12 分割している (図 3.11)。

各領域ごとの α 、 β 、 $1/R_{curv}$ と p_T の相関は以下の式で表される。

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

この式における A 、 B を前もってデータから求めて LUT にまとめることで、飛跡の領域と α 、 β 、 $1/R_{curv}$ から p_T を求める。 A 、 B から p_T の値への変換は以下の式を用いる。

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

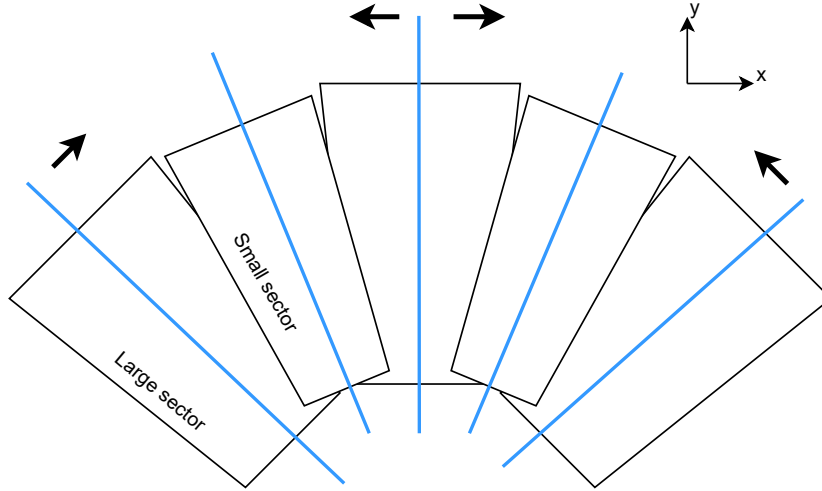


図 3.11: エンドキャップ領域での ϕ の領域分割の定義。

R_{curv} 、 α 、 β それぞれから p_T を算出するが、実際に L2MuonSA の p_T は 1 つ選択される。 R_{curv} 、 α 、 α_{TGC} 、 β から計算された p_T をそれぞれ $p_{T,R_{curv}}$ 、 $p_{T,\alpha}$ 、 $p_{T,TGC}$ 、 $p_{T,\beta}$ と表す。この中では磁場内に設置されている検出器 3 つを用いて求めた $p_{T,R_{curv}}$ が最も精度が良い。そのため R_{curv} が計算できた場合は優先的に $p_{T,R_{curv}}$ を使用する。

$p_{T,\alpha}$ は衝突点からインナーステーションまでミュオンが曲がらずに飛んでいることを仮定しているが、実際には前述のようにカロリメータ等による多重散乱によって飛跡が曲げられることがある。そのためインナーステーションを使用する $p_{T,\beta}$ の方が原理的には分解能がいいはずである。しかし β はミドルステーションとアウトステーションに加えてインナーステーションの SP の情報を用いるので、インナーステーションでの SP の再構成の誤差が大きければ p_T の再構成を間違える割合が増える。インナーステーションはミュオン検出器の最内層でカロリメータのすぐ外側に位置し、カロリメータから漏れ出てくるミュオン以外の荷電粒子の数が多。これがミュオンからの検出器信号と重なると、 p_T の計算を間違える場合が多い。そのため R_{curv} による p_T の計算ができない場合は、 p_T を使い分ける必要がある。

p_T の選択方法について、図 3.12 に示す。 $p_{T,\beta}$ 単独で値が正しいかどうかの判定をすることは困難なので、 $p_{T,\alpha}$ の値と比較して値のずれが小さければ $p_{T,\beta}$ が信頼できる値であること、 $p_{T,\beta}$ がずれているときは $p_{T,\beta}$ が低くなることが多いことなどを用いて、 p_T の選択を行う。

3.2.3 Level-2 Combined Muon (L2MuComb)

Level-2 Combined Muon (L2MuComb) では、L2MuonSA で計算した飛跡と内部飛跡検出器の情報を組み合わせてミュオンの p_T の再構成を行い、トリガー判定を行う。まず、L2MuonSA で再構成した飛跡を内部飛跡検出器の位置まで外挿する。外挿された飛跡の周辺で、内部飛跡検出器で測定されたミュオン候補の飛跡を探索する。見つかったミュオン候補の飛跡と L2MuonSA

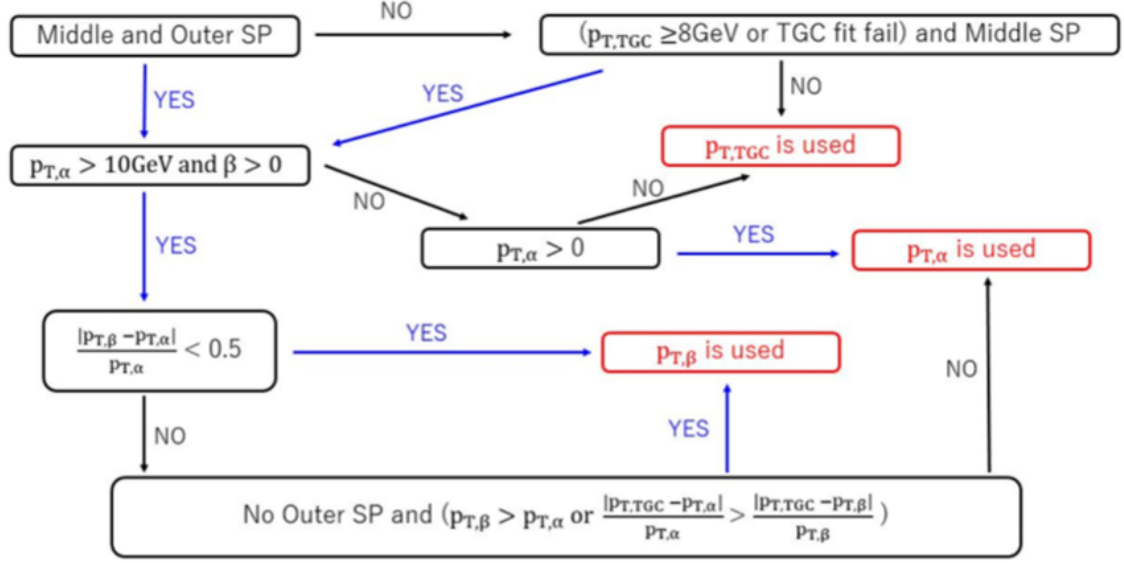


図 3.12: エンドキャップ領域での L2MuonSA における $p_{T,R_{curv}}$ 、 $p_{T,\alpha}$ 、 $p_{T,\beta}$ 、 $p_{T,TGC}$ の選択条件 [23]。

の飛跡の χ^2 を η 、 ϕ 、 p_T などの情報を用いて計算し、最も χ^2 の小さい飛跡の p_T^{ID} を取得する。この p_T^{ID} と L2MuonSA の p_T^{SA} で、分解能に基づく重み (w^{SA} 、 w^{ID}) を用いて加重平均を取ることによって L2MuComb における p_T^{CB} を計算する。

$$\frac{1}{p_T^{CB}} = \frac{w^{SA} \cdot \frac{1}{p_T^{SA}} + w^{ID} \cdot \frac{1}{p_T^{ID}}}{w^{SA} + w^{ID}} \quad (3.4)$$

3.2.4 Event Filter (MounEF)

Event Filter (EF) では、全検出器の情報を用い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再構成アルゴリズムとほとんど同じものを用いるので、精密な飛跡の再構成を行うことが可能である。後述するオフライン再構成アルゴリズムと同様に一部の検出器の情報を用いて行う SA、CB、IO などの種類がある。 $Z \rightarrow \mu\mu$ のような 2 つのミュオン同士が離れているような物理現象を検出対象としたミュオントリガーでは、ミュオンの内部飛跡検出器での飛跡の周辺に他のミュオンが存在しないこと (アイソレーション) を要求して選別も行う。このような p_T 以外の要求による選別は、 p_T の閾値を低くした場合のバックグラウンドを削減でき、トリガーレートを抑制できるため、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。

3.2.5 ミューオントリガーチェーン

ミューオントリガーは基本的に、L1、MuonSA、MuonCB、EF の判定を組み合わせることによって構成される。各段階のトリガーを組み合わせたものをトリガーチェーンと呼ぶ。後段のトリガーほど p_T 再構成の精度が良くなるので、後段のトリガーほど厳しい p_T の閾値が設定されている。トリガーチェーンは検出対象の物理に合わせて、様々な p_T しきい値の各トリガーを組み合わせ用いられている。

3.2.6 オフライン再構成

トリガーを通過してデータに記録された事象に対して、もう一度全検出器の情報の用いてミューオンの再構成を行うことをオフライン再構成と呼ぶ。トリガー稼働中とは異なり時間の制限がないため、より正確に飛跡を再構成することができる。オフラインミューオン再構成では複数のアルゴリズムを用いており、主なものはミューオン検出器の情報のみを用いて再構成を行う Stand Alone ミューオン (SA) と、ミューオン検出器と内部飛跡検出器の情報を合わせて再構成を行う Combined (CB) ミューオンである。内側の検出器から外側の検出器へトラックを探して飛跡再構成を行う Inside Out (IO) も用いられている。SA の利点は衝突点由来でないミューオンを再構成できることがある。

3.3 第3期運転 (Run-3) における新ミュオントリガーアルゴリズム

2014年から2022年までのロングシャットダウンを経て、2022年から第3期運転 (Run-3) が開始された。Run-3から新たに様々なトリガーが導入されたが、本論文では2つのミュオントリガーについて取り上げる。

3.3.1 近接2ミュオンのためのトリガーアルゴリズム

Run-2まで、2ミュオントリガーは2つのミュオンが近接している時に検出効率が低下してしまうという問題点があった。図3.13、図3.14にバレル領域における2ミュオントリガーのRun-3シミュレーションでのトリガー効率を示す。

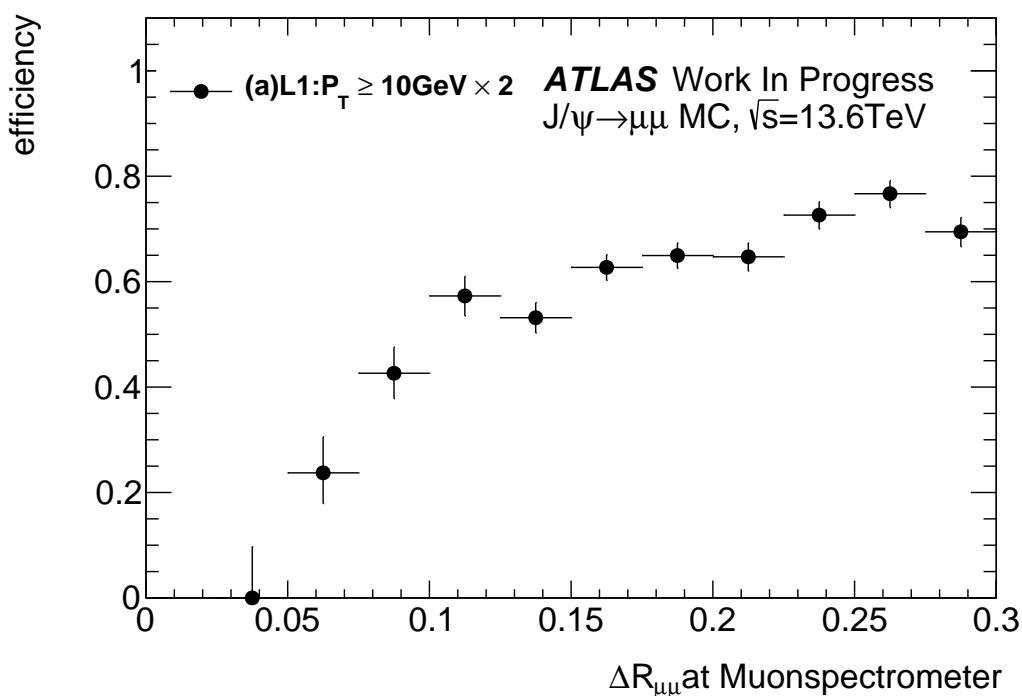


図3.13: バレル領域における L1 の 2 ミュオントリガーを通過することが期待される事象に対する、L1 の 2 ミュオントリガー効率

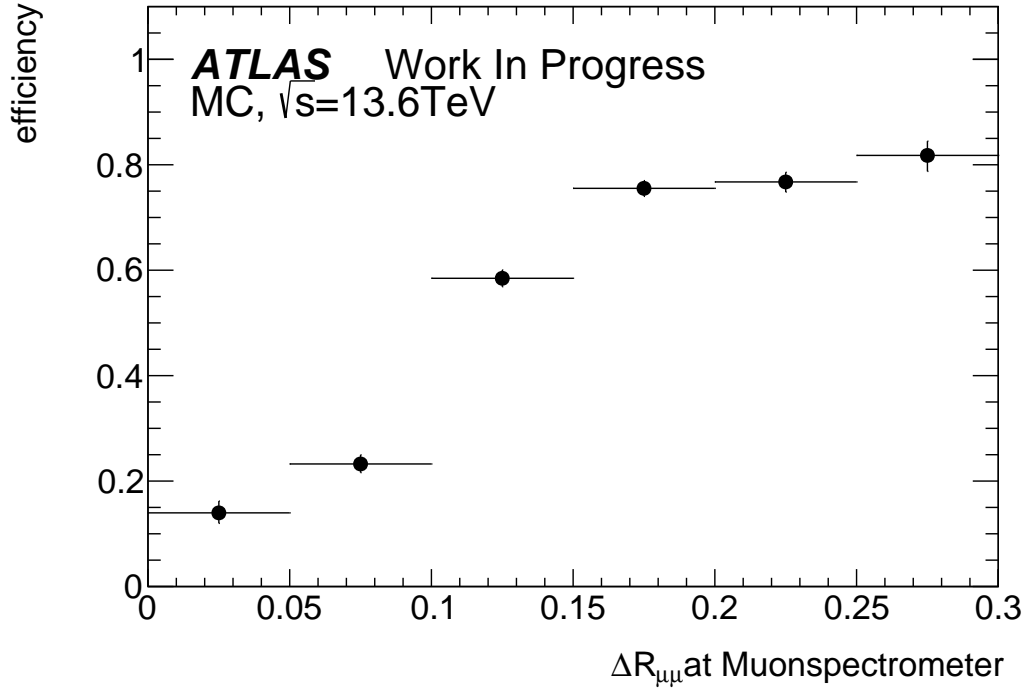


図 3.14: バレル領域における MuonSA で 2 ミューオントリガーを通過することが期待される事象に対する、MuonSA の 2 ミューオントリガーの効率

ここで η と ϕ の値から計算される、2 つのミューオンの飛跡同士の距離を示す $\Delta R_{\mu\mu}$ という値を以下の式で定義する。

$$\Delta R_{\mu\mu} = \sqrt{(\eta_{\mu 1} - \eta_{\mu 2})^2 + (\phi_{\mu 1} - \phi_{\mu 2})^2} \quad (3.5)$$

衝突点での 2 ミューオン同士の ΔR を $R_{\text{at vertex}}$ 、衝突点でのミューオンの η 、 ϕ をミューオン検出器のあるミドルステーションの位置まで外挿した値を用いて計算するミューオン検出器での ΔR を $\Delta R_{\text{at Muon Spectrometer (MS)}}$ と定義する。

図 3.13 から 2 つのミューオン同士が非常に近接する ΔR が 0.15 以下の領域において、L1・HLT ともにトリガー効率が顕著に低下していることがわかる。

2 ミューオントリガーの 2 ミューオンが非常に近接している領域におけるトリガー効率の低下は、L1 でミューオンの通過位置を表す最小単位である \sim RoI は 1 つの Pad につき 1 つしか出力できず、また 1 Pad のサイズが $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ と大きいので 2 つのミューオンが同一 Pad を通過した場合 L1 で 2 ミューオントリガーでは検出できないことが原因であった。また、従来の L2MuonSA アルゴリズムでは 1 つの RoI から 1 つのミューオンしか再構成できなかったため 2 ミューオンが非常に近接している領域ではトリガー効率が低下してしまっていた。

そこで先行研究 [24] において、1 つの RoI から複数のミューオンを再構成することができる L2MuonSA アルゴリズムが新たに開発された (谷口浩平, 2021)。これについては第 4 章で説明

する。

3.3.2 NSW を用いた L2MuonSA での部分飛跡再構成アルゴリズム

第 2 章で述べたように、NSW は Run-3 から LHC のルミノシティ増加に伴い検出器のヒットレートが増加することに対応するために導入された検出器である。LHC の最高瞬間ルミノシティは、Run-3 の期間内に $2 - 3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ に到達し、2025 年からのロングシャットダウン期間に更なるアップグレードを経て $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を実現する予定である。LHC のルミノシティ増加により、パイルアップや背景事象が増加し検出器へのヒットレートが増加する。Run-2 までエンドキャップ領域のインナーステーションに配置されていた Small Wheel (SW) では増加したヒットレートに耐えることができず、トラッキング性能が低下する。このことに対応するために NSW が導入された。

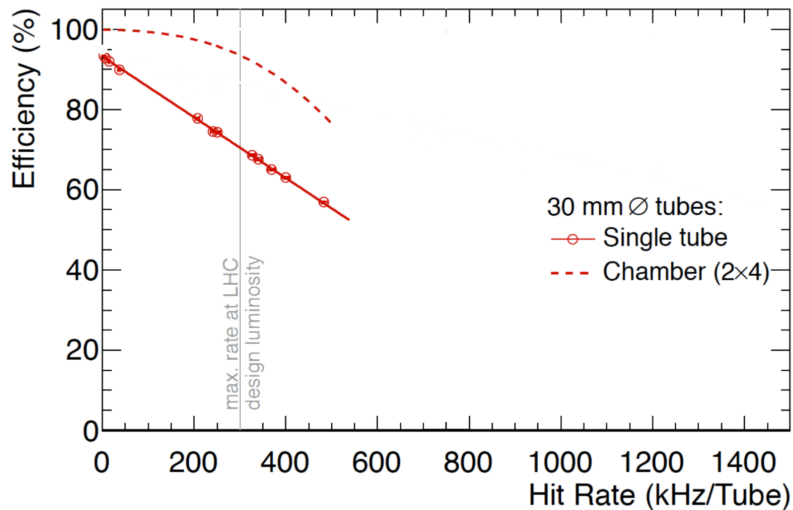


図 3.15: MDT の 1 チューブ当たりのヒットレートと efficiency の関係。実線が 1 チューブに対する efficiency で破線がチェンバーに対する efficiency である [15]

NSW はミューオントリガーにも用いられる。HLT でも NSW を用いて部分飛跡を再構成するアルゴリズムが開発され、Run-3 の運用が始まる前にシミュレーションでの性能評価を経て導入された。

3.3.3 本論文の目的

新しく導入されたトリガーは、シミュレーションでその性能が評価されているが実際に検出器を動かしたときの性能は評価されていない。実際にトリガーを用いてデータを選別して取得し、物理解析に用いるためにはそのトリガーが正しく、想定通りの動作をしていることを確認する必要がある。特に NSW を用いた L2MuonSA は現在検証段階にある。本研究では近接 2 ミューオン

のためのトリガーと新たに導入された検出器 NSW を用いた L2MuonSA アルゴリズムについて、Run-3 実データを用いて動作検証を行った。近接 2 ミューオンのために改良されたトリガーのアルゴリズムの詳細な説明と、実際に Run-3 において取得したデータを用いて行ったトリガーの性能評価について第 4 章で述べる。また第 5 章で NSW を用いた L2MuonSA アルゴリズムの詳細な説明と、Run-3 実データを用いた検証結果について述べる。実データでの検証の結果、シミュレーションから想定されていた動作と異なる点が見つかった。そのことに対応するために新たに検討した L2MuonSA アルゴリズムとその評価についても述べる。

第 4 章

Run-3 における近接 2 ミューオンのためのトリガーアルゴリズムの動作検証

4.1 近接 2 ミューオントリガーアルゴリズム

2つのミューオン同士が近接している事象を対象としたバレル領域のミューオントリガーは、近接 2 ミューオン事象に特化した L1 トリガーと HLT を組み合わせて用いている。図 4.1 に L1 と HLT での 2 ミューオンの飛跡再構成の流れを示す。

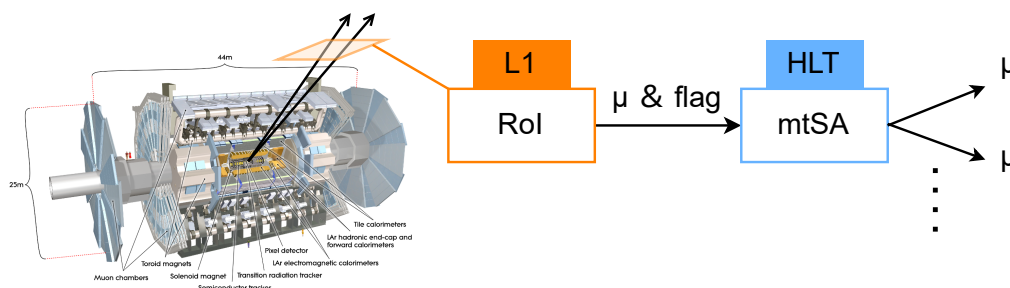


図 4.1: 近接 2 ミューオンのための L1 と HLT のトリガーを用いたときのデータの流れ。HLT では複数のミューオンが再構成される。

第 3 章で述べた通りバレル領域の L1 トリガーでは、 η -CM と ϕ -CM のコインシデンスを取ることによってミューオンの通過位置 RoI を定義するので、1Pad あたり 1つの RoI しか出力できない。そのため近接 2 ミューオンが同じ Pad を通過した場合でも 1つのミューオンとして判定されてしまう。そこで、2つミューオンが同じ Pad に入ってしまうような近接 2 ミューオン事象を L1 で判定できるように、既に L1 RPC に実装されていた近接 2 ミューオンかどうか判定できるフラグを用いた L1 トリガーを Run-3 から導入した。

また HLT では L1 から送られてくるフラグの情報と 1つの RoI 情報から複数のロードを定義し、複数のミューオンを再構成する L2MuonSA アルゴリズムが開発、導入された [24]。

以下で L1 と HLT それぞれのアルゴリズムについて説明する。

4.1.1 近接 2 ミューオンのための L1 トリガーアルゴリズム (L1 BOM トリガー)

近接 2 ミューオンのための L1 トリガーは「L1 Barrel Only Multi-track トリガー (L1BOM トリガー)」と呼ばれる。この L1 トリガーは、1 ミューオントリガーと近接ミューオンを区別するフラグを組み合わせたトリガーである。

L1 近接ミューオンフラグ

このフラグは以下の図のような同一 Pad の異なる RoI をミューオンが通過したときに、その事象を区別できるフラグである。

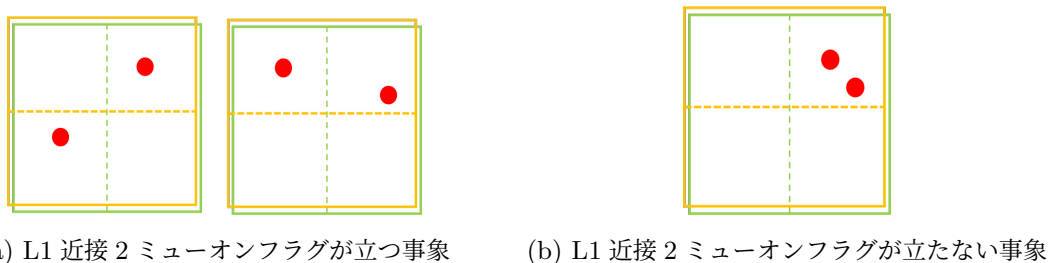


図 4.2: L1 近接ミューオンフラグで区別できる 2 ミューオン事象と区別できない 2 ミューオン事象。

このフラグを用いると、図 4.2a のように同一 Pad 内の異なる RoI を 2 ミューオンが通過したときに判別することができる。図 4.2b では η -CM、 ϕ -CM とともに 1 つのみ鳴っているので、単一ミューオン事象と区別がつかずフラグを用いても判別することができない。

4.1.2 近接 2 ミューオンのための HLT アルゴリズム (multi-track SA;mtSA)

1 つの RoI から複数のミューオンを再構成するための 2MuonSA アルゴリズムを「multi-track Stand Alone (mtSA)」と呼ぶ。mtSA は 2 つのミューオンが同一 Pad を通過するような 2 ミューオンが非常に近接している事象を対象にしている。

mtSA のアルゴリズムの流れを以下に示す。

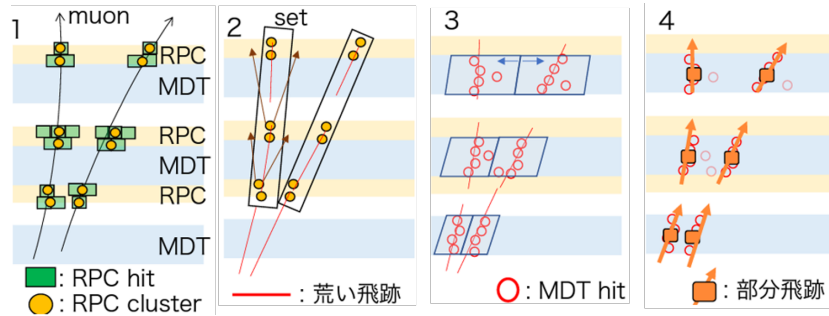


図 4.3: mtSA アルゴリズムの流れ [24]

1. L1 から受け取った RoI の情報を用いて RoI 周辺の RPC のヒット情報を取得し、隣り合う RPC ヒット同士を 1 つの cluster として定義する。このとき各 RPC ヒットから cluster の重心座標を計算し、cluster の座標とする。
2. 各層の RPC cluster を結ぶ際に、複数の組み合わせを許しロードを定義する。
3. 2 で定義したロードに MDT のヒットを割り当てる。
4. 3 で割り当てた MDT ヒットから SP を作成し、 p_T を再構成する。

mtSA では複数のミュオンが同一 Pad を通過した事象において、L2MuonSA で複数のミュオンを再構成することを目的する。

4.2 トリガー効率の評価方法

この節ではトリガー効率の計算方法について述べる。

一般的にトリガー効率を求めるときは、そのトリガーを通過することが期待される事象のうち、実際にトリガーを通過した事象の割合を求める。ここではトリガーを通過することが期待される事象として、トリガー条件を満たすオフラインで再構成されたミュオンが観測された事象を用いる。これは 2 ミュオントリガーの場合も同様で、2 ミュオントリガーを通過することが期待される事象のうち、実際に 2 ミュオントリガーを通過した事象の割合でトリガー効率を評価する。

今回評価した L1 BOM トリガーはバレル領域に 10 GeV 以上の p_T のミュオン (RoI) が 1 つあり、かつフラグが立っていることを要求するので、トリガー効率を以下の式で定義する。

$$\text{efficiency} = \frac{\text{L1 BOM トリガーを通過した事象数}}{\text{バレル領域に } p_T > 10 \text{ GeV 以上のオフラインミュオンが 2 つある事象数}} \quad (4.1)$$

L1 BOM トリガーと既存の L1 2 ミュオントリガーのトリガー効率を比較するために、既存の 2 ミュオントリガーのトリガー効率も同様の式を用いて計算した。

また mtSA のトリガー効率は、2 ミュオン効率の分母となる事象を少ないバイアスで取得している他のトリガーがないため、まず 1 ミュオン事象を取得しその効率を求め、それに対して 2 ミュオン事象の効率を求める 2 段階で評価を行った。具体的にはまず p_T が 24 GeV 以上の

ミューオンが標準的なトリガーを通過している事象において mtSA がミューオンを再構成した割合を求めた (mtSA のシングルミューオン検出効率)。次に p_T が 10GeV 以上のミューオンが 2 つある事象において mtSA が 1 つ以上ミューオンを見つけた事象数に対する mtSA が 2 つミューオンを再構成した事象数の割合を求めた (mtSA が 2 つめのミューオンを検出する効率)。この 2 段階で mtSA が 2 つ以上ミューオンを再構成するトリガー効率を評価した。

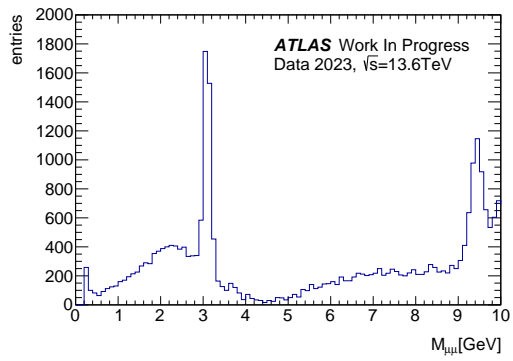
$$\text{efficiency} = \frac{\text{mtSA がミューオンを再構成した割合}}{p_T > 24 \text{ GeV のミューオンが標準的なトリガーを通過している事象数}} \quad (4.2)$$

$$\text{efficiency} = \frac{\text{mtSA が 2 つミューオンを再構成した事象数}}{p_T > 10 \text{ GeV のオフラインミューオンが 2 つかつ mtSA ミューオンが 1 つ以上ある事象数}} \quad (4.3)$$

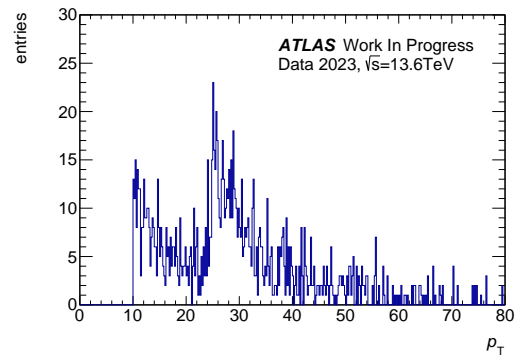
これらのトリガー効率の評価に、Run-3 (2022-2023) に取得されたデータと $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ のモンテカルロシミュレーション (MC シミュレーション) のサンプルを用いた。実データでは 2 ミューオンの不変質量が $2.7 \text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 3.5 \text{ GeV}$ でそれぞれのミューオンが異なる電荷を持つという条件を要求し、 $J \rightarrow \mu\mu$ 由来のミューオン対を選択した。

4.3 Run-3 実データを用いた初段トリガーにおける近接 2 ミューオントリガーの動作検証

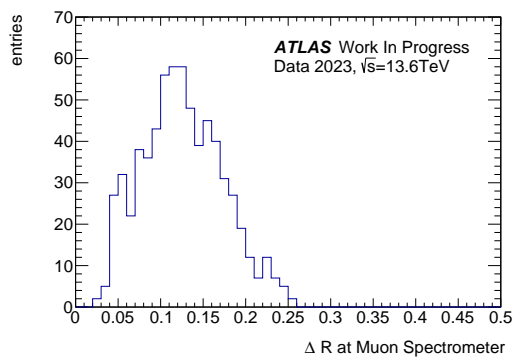
L1 BOM トリガーのトリガー効率を評価するために用いたサンプルの不変質量 $M_{\mu\mu}$ と、 p_T 、 $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer 分布を、実データ、シミュレーションについてそれぞれ図 4.4、図 4.5 に示す。データの分布は $M_{\mu\mu}$ 分布には条件をかけていないが、他の分布は L1 BOM トリガーの効率を求める式 4.1 における分母の条件をかけている。



(a) $M_{\mu\mu}$ 分布

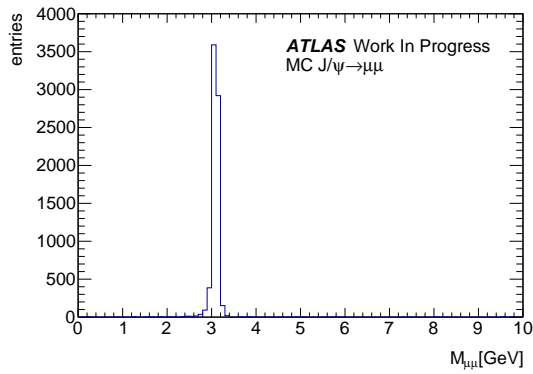


(b) p_T 分布

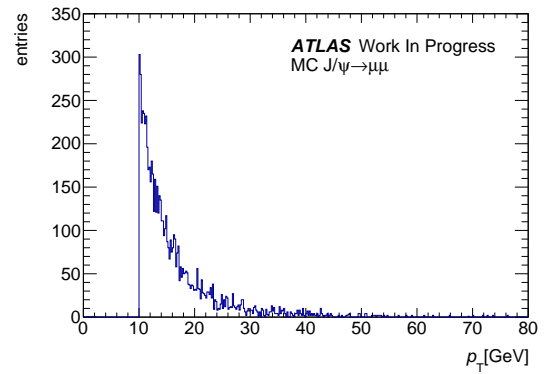


(c) $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer

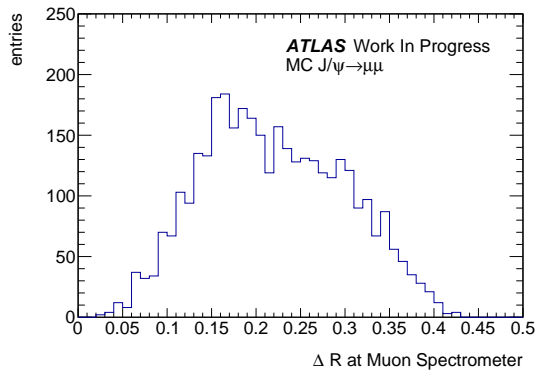
図 4.4: L1 BOM トリガーのトリガー効率の評価に用いた実データ。



(a) $M_{\mu\mu}$ 分布



(b) p_T 分布



(c) $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer

図 4.5: L1 BOM トリガーのトリガー効率の評価に用いたシミュレーションサンプル。

Run-3 実データを用いて評価した L1 BOM トリガーのトリガー効率を図 4.6 に示す。横軸は 2 つのミュオンのミュオン検出器での距離 $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer である。黒色が 10GeV 以上の p_T を持つミュオンを 2 つ要求する 2 ミュオントリガーのトリガー効率、赤色が 10GeV 以上の p_T を持つミュオンを 1 つかつ近接 2 ミュオンフラグを要求する L1 BOM トリガーのトリガー効率を表す。青色が黒と赤の論理和を取った場合のトリガー効率である。

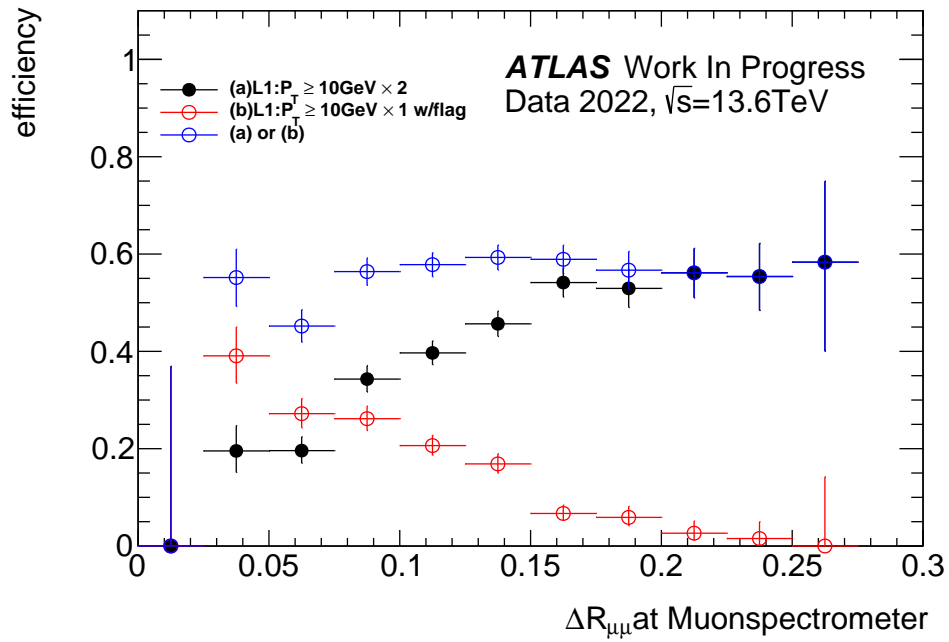


図 4.6: L1 BOM トリガーの 2022 年取得 Run-3 実データにおける検出効率。黒点が従来の 2 ミューオントリガーの効率、赤点がフラグを要求したトリガーの効率、青点が 2 つのトリガーの論理和を取った場合のトリガー効率。

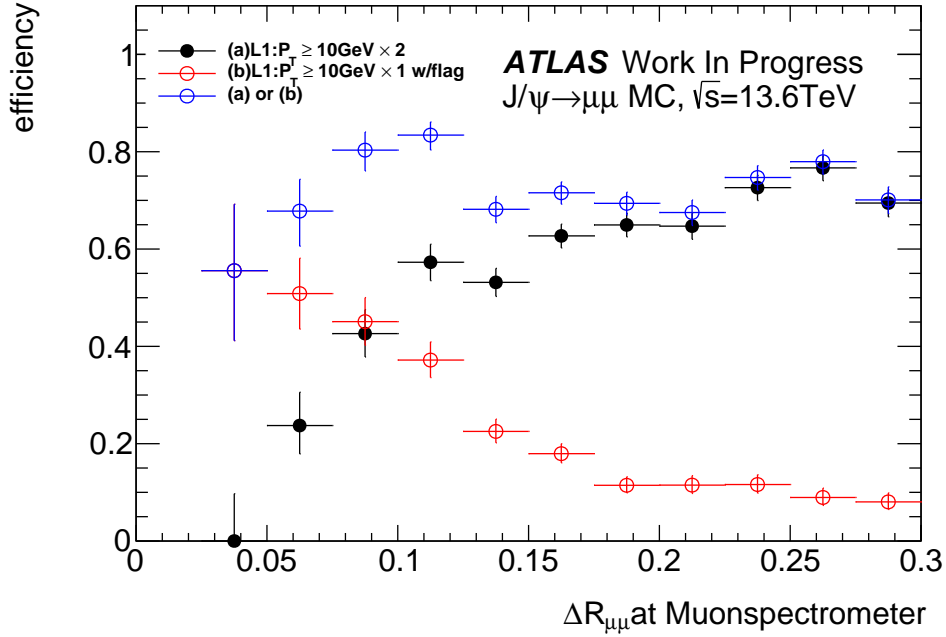


図 4.7: L1 BOM トリガーのシミュレーションにおける検出効率。黒点が従来の 2 ミューオントリガーの効率、赤点がフラグを要求したトリガーの効率、青点が 2 つのトリガーの論理和を取った場合のトリガー効率。

図 4.6 から $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer < 0.15 の 2 ミューオン同士が非常に近接している領域において、近接 2 ミューオンフラグを要求する L1 BOM トリガーのトリガー効率が大きく向上している。ただし、 $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer < 0.03 の領域では L1 BOM トリガーのトリガー効率も低下している。これは近接 2 ミューオンフラグは 2 つのミューオンが同一 Pad の異なる RoI を通過したときのみ立つので、同じ RoI を通過したときは区別できないからである。2 つのトリガーの論理和を取った場合、 $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer > 0.03 の領域で安定したトリガー効率を出せていることがわかった。また、シミュレーションサンプルを用いて評価したトリガー効率を図 4.7 に示す。シミュレーションでのトリガー効率の定性的なふるまいはデータでのトリガー効率とよく一致していることがわかる。全体的にシミュレーションでのトリガー効率に比べてデータでのトリガー効率が低いが、これは Run-3 で稼働している ATLAS 検出器において RPC の一部のチェンバーが故障していることが主な原因であると考えられる。

4.4 Run-3 実データを用いた後段トリガーにおける近接 2 ミューオントリガーの動作検証

mtSA のトリガー効率を評価するために用いたサンプルの不変質量 $M_{\mu\mu}$ と、 p_T 、 $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer 分布を、実データ、シミュレーションについてそれぞれ図 4.8、

図 4.9 に示す。L1 BOM トリガーの評価のときと同様にデータの分布は $M_{\mu\mu}$ 分布は条件をかけていないが、他の分布は mtSA の効率を求める式 4.3 における分母の条件をかけている。

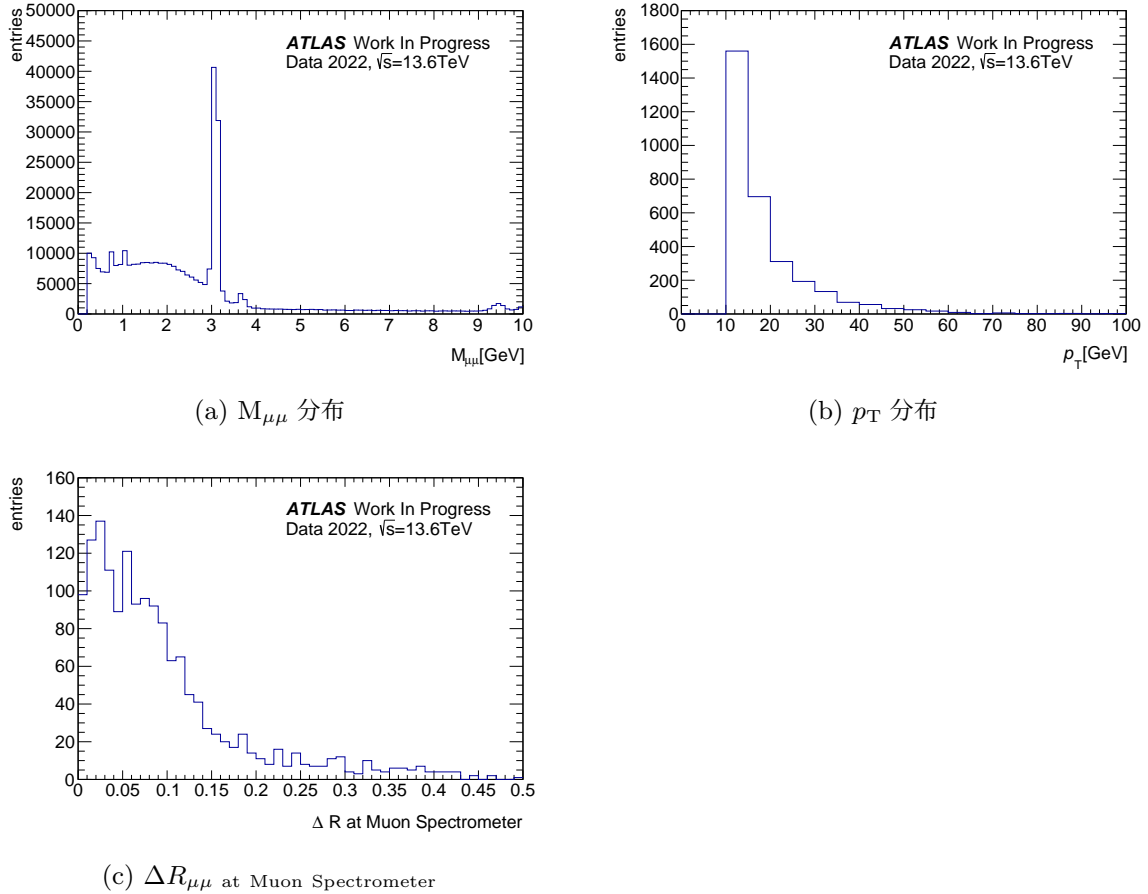
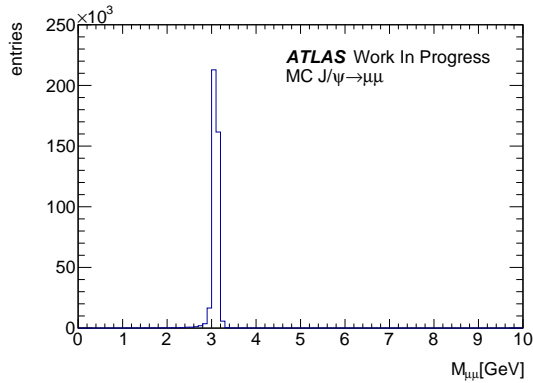


図 4.8: mtSA のトリガー効率の評価に用いた実データ。

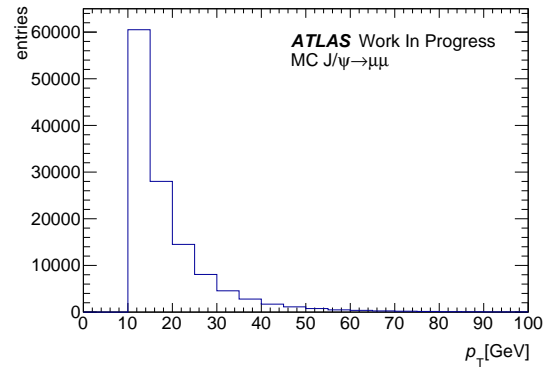
mtSA のシングルミュオントリガーとしての効率を図 4.10 に、mtSA が 2 つ目のミュオンを再構成する効率を図 4.11 に示す。それぞれの図において、赤線がシミュレーション、青色の点がデータから求めた検出効率である。どちらのトリガー効率も、データでのトリガー効率とシミュレーションでのトリガー効率は概ね一致している。mtSA でのシングルミュオンの検出効率は L2MuonSA ではほぼ 100% であるのに対して、全体で 90% 程度であるが、これはシミュレーションから求めた結果と一致する。

2 ミュオンに対する mtSA の効率を図 4.11 に示す。mtSA が 2 つ目のミュオンを再構成する割合が、従来の L2MuonSA でトリガー効率が低下していた $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer < 0.15 の領域において向上していることがわかった。

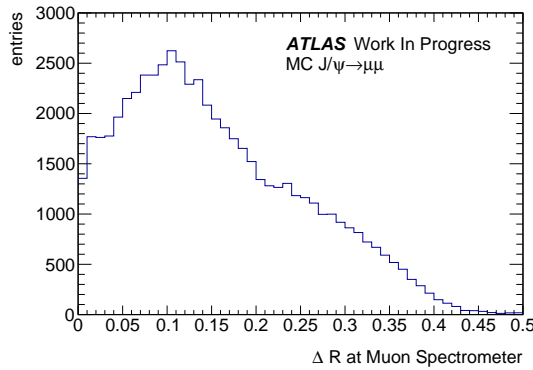
また横軸を p_T 、2 つのミュオンの不変質量である $M_{\mu\mu}$ の場合のトリガー効率をそれぞれ図 4.13、図 4.12 に示す。図 4.12 のデータの分布は $M_{\mu\mu}$ に対して J/ψ の質量の制限をかけていない。実データでは p_T が 60 GeV 以上のミュオンは少ないので統計誤差が大きくなっている。



(a) $M_{\mu\mu}$ 分布



(b) p_T 分布



(c) $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer

図 4.9: mtSA のトリガー効率の評価に用いたシミュレーションサンプル。

また図 4.13 の $M_{\mu\mu} < 3 \text{ GeV}$ の領域でシミュレーションとデータでずれているが、これはシミュレーションに用いたサンプルが $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ サンプルなので $M_{\mu\mu}$ が 3 GeV よりも小さい事象がほとんどなく、シミュレーションの統計誤差が大きいからである。上記の領域以外ではシミュレーションでデータの振る舞いを再現できている。特に、このアルゴリズムの効率が依存すると考えられる 2つのミュオン同士のミュオン検出器での距離である $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer でその分布を再現できている。図 3.14 と合わせると、2 ミューオンの効率を $\Delta R_{\mu\mu}$ at Muon Spectrometer のほぼ全領域で向上できた。

図 4.12 より 2 ミューオンの不変質量が J/ψ より小さい領域でトリガー効率が高いこと、図 4.13 より p_T が高くなるにつれてトリガー効率が上昇していることがわかる。これは近接 2 ミューオントリガーは J/ψ よりも質量が小さい事象あるいはより高い p_T を持つ事象を対象としたトリガーなので、想定通りの結果である。

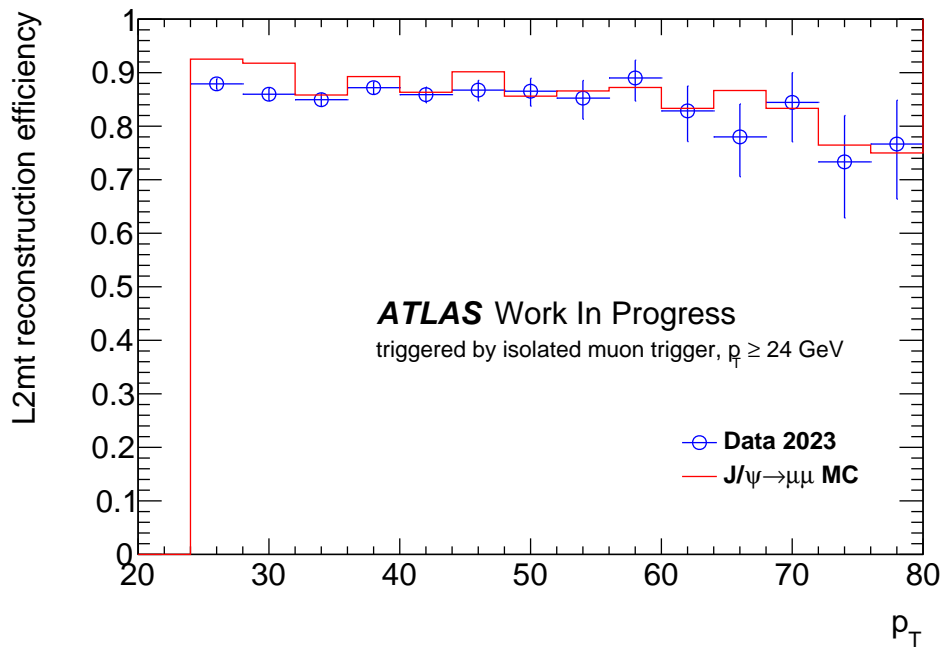


図 4.10: mtSA のシングルミュオントリガーとしての検出効率。赤線がシミュレーションでの結果、青点がデータでの結果。

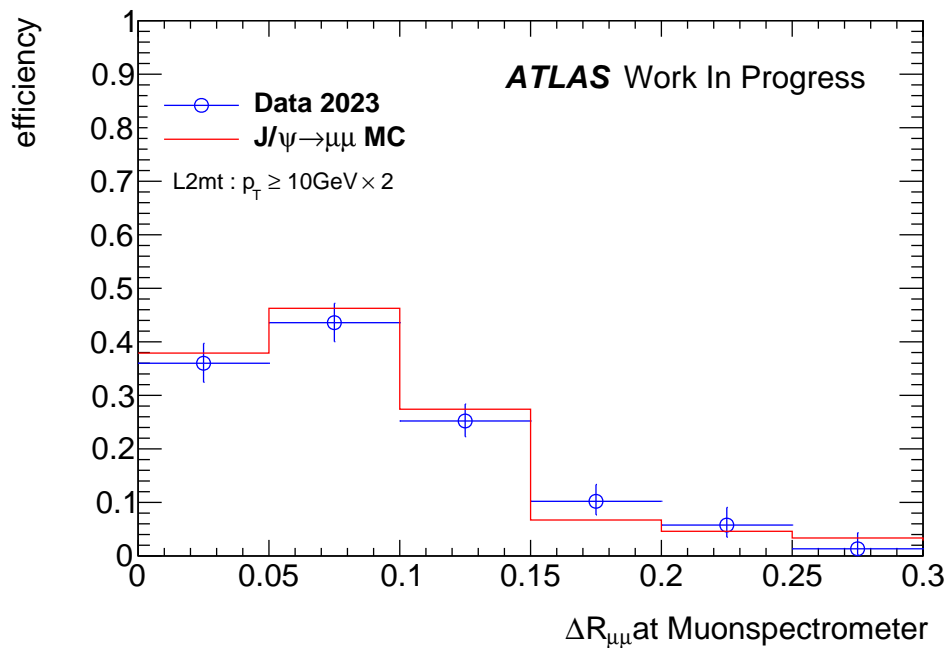


図 4.11: mtSA の 2 つ目を見つける効率。赤線がシミュレーションでの結果、青点がデータでの結果。

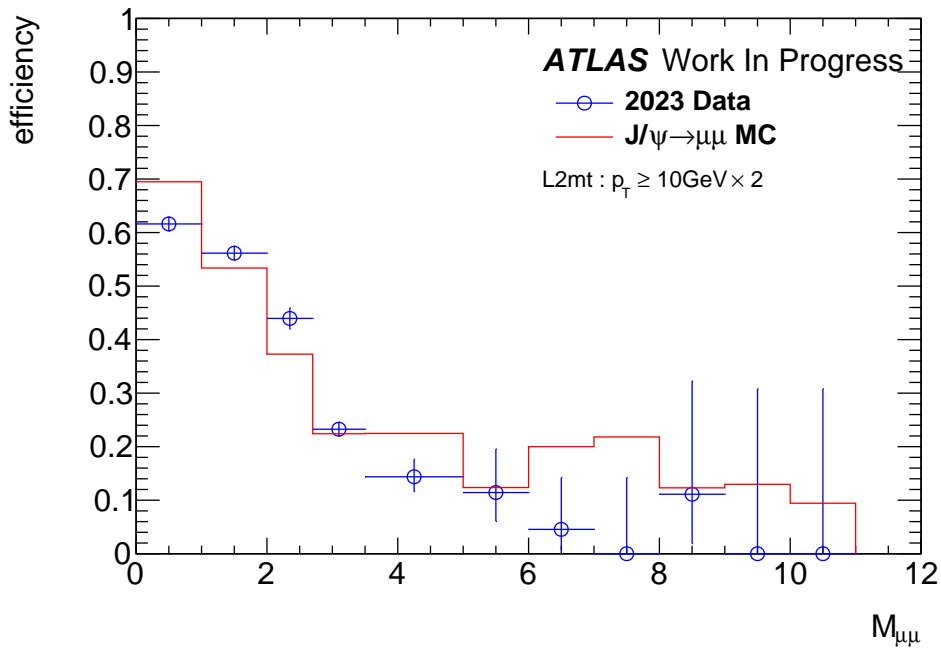


図 4.12: 横軸が 2 ミューオンの不変質量での mtSA の 2 つ目を見つける効率。赤線がシミュレーションでの結果、青点がデータでの結果。

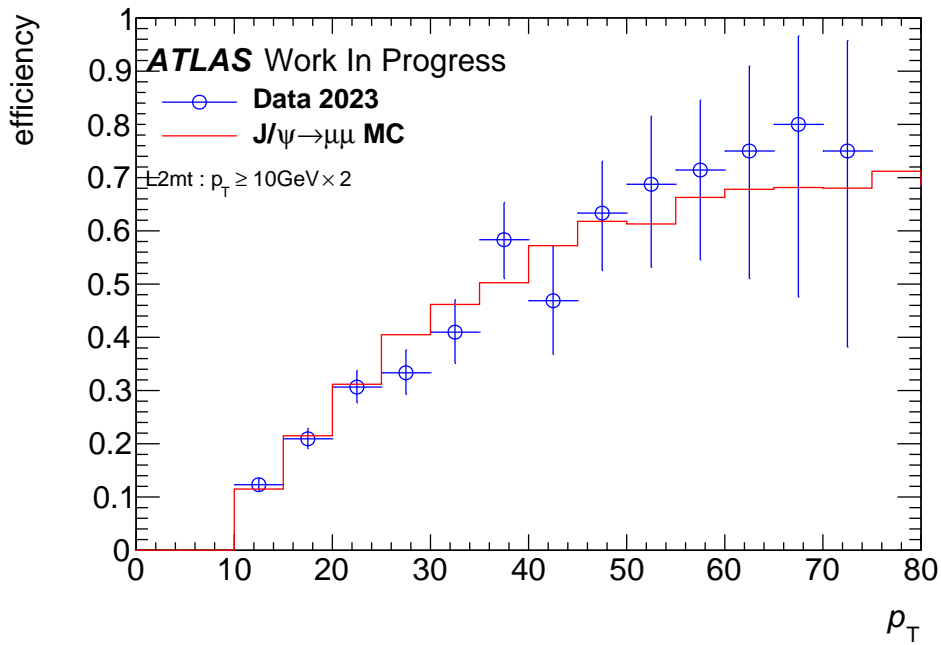


図 4.13: 横軸がミューオンの p_T での mtSA の 2 つ目を見つける効率。赤線がシミュレーションでの結果、青点がデータでの結果。

第 5 章

L2MuonSA における NSW を用いた横運動量再構成アルゴリズムの動作検証と改良

本章では、まず先行研究 ([16], [22]) において開発された NSW 部分飛跡再構成アルゴリズムについて紹介し、実データでの性能を評価した結果について述べる。評価の結果 NSW 検出器のヒットの一部が部分飛跡の再構成に用いられないことが多いことが分かった。これを回復するアルゴリズムを考案し、Run-3 実データにおいて現行のアルゴリズムとの性能を比較した結果について述べる。

5.1 NSW を用いた L2MuonSA 部分飛跡再構成アルゴリズム

第 2 章で述べたように、NSW は sTGC8 層と MM8 層の合計 16 層から構成される。

NSW を用いた L2MuonSA アルゴリズムでは、まず sTGC、MM でそれぞれヒットの選別を行い、選ばれた sTGC、MM のヒットを組み合わせて部分飛跡つまり SP が再構成される。以下では sTGC、MM それぞれでのヒット選択アルゴリズムと、ヒットを組み合わせて SP を作成するアルゴリズムについて説明する。

5.1.1 NSW の各検出器におけるヒット選択アルゴリズム

sTGC ヒット選択アルゴリズム

sTGC では、ストリップが幅が小さいため 1 つの荷電粒子が通過すると複数のストリップで反応を起こす。この複数反応したストリップから読み出された電荷などの情報を用いて、1 つの荷電粒子が通過した位置を求めるクラスタリングを行う。以下のヒット選択アルゴリズムではクラスタリング後のヒット情報を用いる。第 3 章で述べたように L1 の情報を用いてミドルステーションからロード幅 100 mm (RoI からロードを引く場合 200 mm) で定義されたロード (表 3.1) の情報

を用いて、ロード内にある sTGC のヒットを選び、さらに sTGC ヒット選択アルゴリズムを用いて NSW での SP の再構成に用いる sTGC ヒットを選択する。

図 5.1 は sTGC ヒット選択アルゴリズムの概要図である。

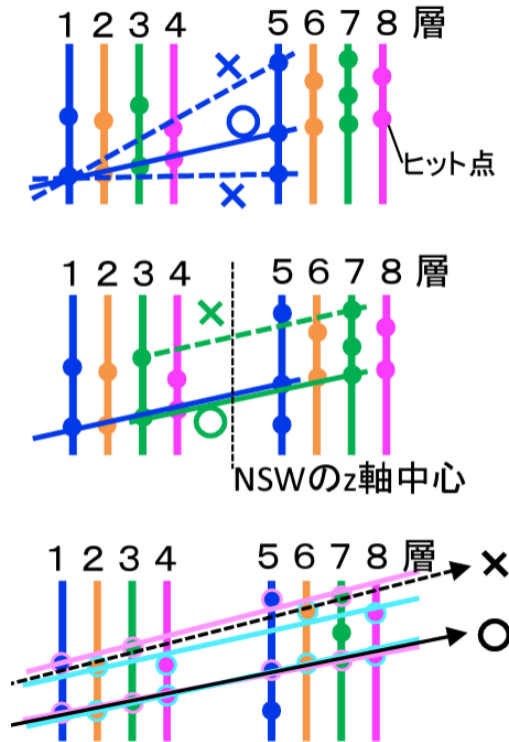


図 5.1: L2MuonSA における sTGC ヒット選択アルゴリズムの概要図 [25]。

sTGC ヒット選択アルゴリズムの流れを以下に示す。

1. i 層目と $i+4$ 層目 ($i = 1, 2, 3, 4$) のヒットをペア 1 にし、ペア 1 を結ぶ直線の傾きの絶対値が 0.14rad 以下あるいは 0.6rad 以上あるペア 1 を除外する。また切片が原点から 300mm 以上離れているペア 1 も除外する。またペア 1 に 1 つしかヒットがない場合、原点と片方のヒットでペア 1 を作成する。
2. 1 で残ったペア 1 に対して、奇数層目同士 ((1 層目, 5 層目), (3 層目, 7 層目))、偶数層目同士 ((2 層目, 6 層目), (4 層目, 8 層目)) でペア 2 を作る。この際、 z 軸に垂直で NSW の中心を通る平面においてペア 1 の直線同士の距離が 50mm 以上離れているペア 2 は除外する。
3. 2 で作成したペア 2 を組み合わせて、最大 8 つのヒットで構成されるペア 3 を作成する。この時に z 軸に垂直で NSW の中心を通る平面においてペア 2 の直線同士の距離が 100mm 以上離れているペア 3 は除外する。またペア 2 の切片の平均値の絶対値が 100mm 以上のペア 3 も除外する。

4. ペア 3 の中で、以下の式で表される位置のばらつき s が最小の組み合わせを選択する。

$$s = \frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^n (\hat{y}_i - y_i)^2 \quad (5.1)$$

ここで n は組み合わせの中にあるヒット数、 y_i は各ヒットの R 座標、 \hat{y}_i は組み合わせを最小二乗法によりフィットした直線の各層の z 座標における R 座標である。

上記で選ばれた最大 8 つの sTGC ヒットを MM のヒットと組み合わせて SP の再構成に用いる。

MM ヒット選択アルゴリズム

第 2 章で述べたように MM にはストリップが底面に平行な X 層と $\pm 15^\circ$ 傾けて配置された U (V) 層がある。 X 層、 U 層、 V 層は図 2.26 の順に並べられている。

sTGC と同様に MM のヒットもクラスタリング後のヒット情報を用いて、ミドルステーションから定義されたロード内のヒットを選び、さらに MM ヒット選択アルゴリズムを用いて NSW での SP の再構成に用いる MM ヒットを選択する。

MM ヒット選択アルゴリズムの流れを以下に示す。

1. X 層 (1 層目, 7 層目)、 X 層 (2 層目, 8 層目)、 U 層 (3 層目, 5 層目)、 V 層 (4 層目, 6 層目) のヒットでペア 1 を作成し、ペア 1 を結ぶ直線の傾きの絶対値が 0.1 rad 以下あるいは 0.07 rad 以上あるペア 1 を除外する。また切片が原点から 500 mm 以上離れているペア 1 も除外する。またペア 1 に 1 つしかヒットがない場合、原点と片方のヒットでペア 1 を作成する。また 2 つのペア 1 の切片の平均値の絶対値が 200 mm 以上のペア 2 も除外する。
2. 1 で残ったペア 1 に対して、 X 層同士 ((1 層目, 7 層目), (2 層目, 8 層目))、でペア 2 を作成する。この際、 z 軸に垂直で NSW の中心を通る平面においてペア 1 の直線同士の距離が 50 mm 以上離れているペア 2 は除外する。
3. U 層と V 層 ((3 層目, 5 層目), (4 層目, 6 層目)) でペア 2 を作る。3 層目、4 層目と 5 層目、6 層目でそれぞれ ϕ の差を取り、どちらかで 0.05 rad 以上の差があった場合は除外する。差が小さければ、両ペアの平均をとる。 U 、 V 層における ϕ の計算については 5.1.2 で述べる。
4. 2 と 3 で作成したペア 2 を組み合わせて、最大 8 つのヒットで構成されるペア 3 を作成する。また後述する方法で求めた ϕ の情報を用いて各層の R 座標を補正する。補正された R 座標 (R') と z 座標を用いてペア 3 の部分飛跡を再構成し、(5.1) 式で表される位置のばらつき s が最小の組み合わせを選択する。

このアルゴリズムで選ばれた最大 8 つの MM のヒットを sTGC のヒットと組み合わせて SP の再構成に用いる。

5.1.2 sTGC と MM のヒット組み合わせによる NSW 部分飛跡再構成

ヒット選択アルゴリズムで選択された sTGC、MM ヒットを組み合わせる NSW での SP を再構成する。sTGC strip 層と MM X 層はチェンバー中心におけるストリップのビーム軸からの距離 R しか分からない。sTGC wire や MM stereo layer の情報を組み合わせて ϕ 情報を計算し、実際に検出器をミュオンが通過した位置とビーム軸との距離 R' に補正を行う。 R から R' への補正の方法を以下に示す。

1. sTGC strip と MM X 層のヒットの (z, R) 座標を最小二乗法を用いて直線でフィットを行う。
2. sTGC wire の情報を用いて、 i 層の $\phi_{\text{sTGC},i}$ を求める。1 で定義した直線の sTGC wire の各層の z 座標での R 座標を求め $R_{\text{Int},i}$ とする。 $R_{\text{Int},i}$ を用いて、式 (5.2) で $\phi_{\text{sTGC},i}$ を求める。

$$\phi_{\text{sTGC},i} = \arctan\left(\frac{R_{\text{wire},i}}{R_{\text{Int},i}} \times \tan(\phi_{\text{wire},i})\right) \quad (5.2)$$

ここで $R_{\text{wire},i}$ と $\phi_{\text{wire},i}$ はそれぞれ各ヒットがあるワイヤの中心の R 、 ϕ 座標である。変数の定義を図 5.2 に示す。

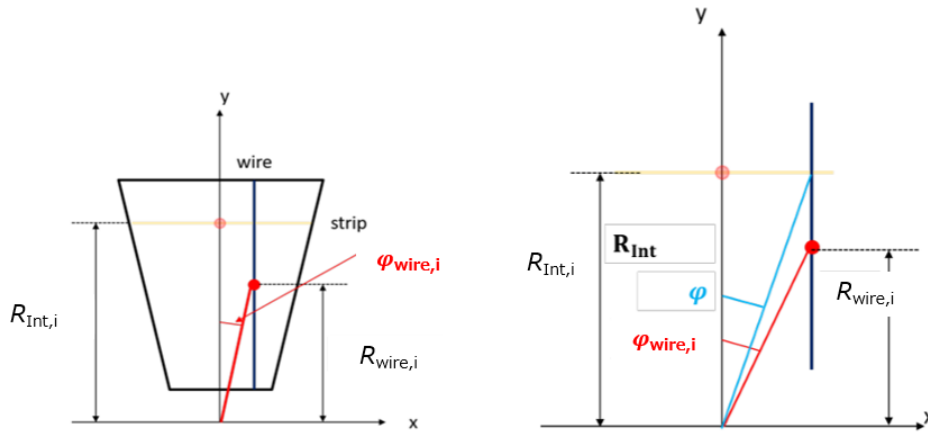


図 5.2: sTGC における ϕ の計算 [22]。

3. MM stereo layer の情報を用いて、 $\phi_{\text{MM},i}$ を求める。sTGC wire の時と同様に 1 で定義した直線の MM stereo layer の各層の z 座標での R 座標を求め $R_{\text{Int},i}$ とする。 U 、 V 層はそれぞれ $\pm 1.5^\circ$ ずつ傾けて配置されているので、 $x-y$ 平面での U 層 (X 層) の交点の x 座標 $x_{U,i}$ ($x_{V,i}$) を以下の式で定義する。

$$x_{U,i} = \frac{R_{U,i} - R_{\text{Int},i}}{\tan\left(\frac{\pm 1.5}{360}\right) \times 2\pi} \quad (5.3)$$

V 層についても同様に求める。 $x_{U,i}$ ($x_{V,i}$) を用いて、以下の式で $\phi_{\text{MM},i}$ を求める。

$$\phi_{MM,i} = \arctan\left(\frac{x_{U,i}}{R_{Int,i}}\right) \quad (5.4)$$

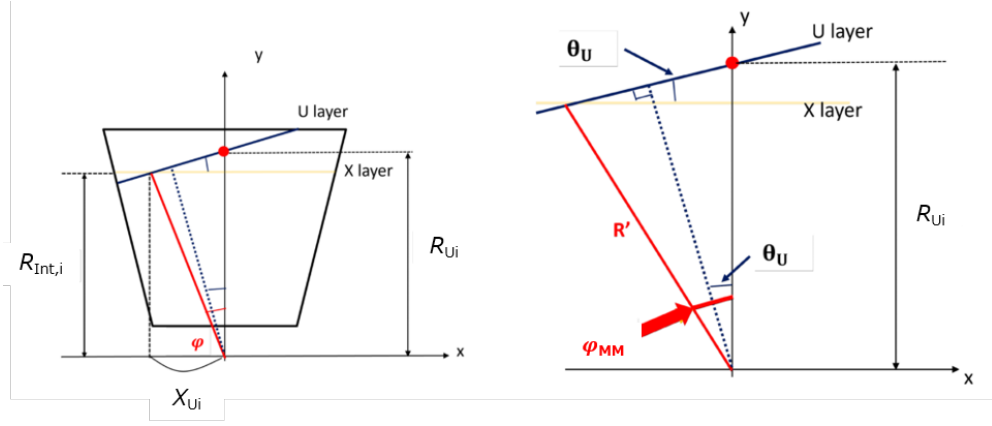


図 5.3: MM における ϕ の計算と U 層における ϕ の射影 [22]。

4. 2 と 3 で求めた各層の ϕ の平均値 ϕ_{Avg} を計算し、sTGC strip や MM X 層の各層での R を $\cos(\phi_{Avg})$ で割ることによって実際のヒットの R 座標である R' を求める。

$$R' = \frac{R}{\cos(\phi_{Avg})} \quad (5.5)$$

MM の stereo layer では ϕ_{MM} を用いて式 (5.7) で射影して R' を求める。

$$R' \times \cos(\phi_U - \theta_U) = R_U \times \cos(\theta_U) \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} R' &= \frac{R_U \times \cos(\theta_U)}{\cos(\phi_U - \theta_U)} \\ &= \frac{R_U \times \cos(\theta_U)}{\cos(\phi_U) \cos(\theta_U) + \sin(\phi_U) \sin(\theta_U)} \end{aligned} \quad (5.7)$$

5.2 NSW を用いた横運動量の計算方法

NSW はインナーステーションに配置されているので、NSW の SP を L2MuonSA での p_T 再構成に用いる場合は角度 β を用いる。角度 β から p_T を求める方法は、第 3 章で述べたように LUT を用いる。以下の図は NSW の SP を用いた角度 β の定義を表す。

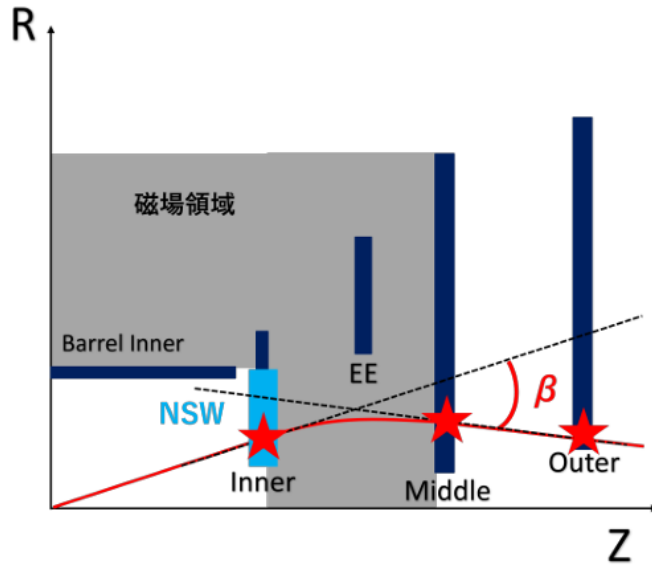


図 5.4: NSW を用いた β の定義 [22]

5.3 Run-3 実データにおける NSW を用いた L2MuonSA の性能評価

L2MuonSA で NSW を用いた時の p_T の精度を評価するための変数として、以下の式 (5.8) で表される p_T residual と SP とインナーステーションにおけるオフラインセグメントの傾きの差である $\Delta\theta$ (式 (5.9)) を用いた。

$$p_T \text{ residual} = \frac{1/p_{T,L2SA} - 1/p_{T,offline}}{1/p_{T,offline}} \quad (5.8)$$

$$\Delta\theta = \theta_{L2MuonSA,SP} - \theta_{offline} \quad (5.9)$$

$\Delta\theta$ の定義を図 5.5 に示す。

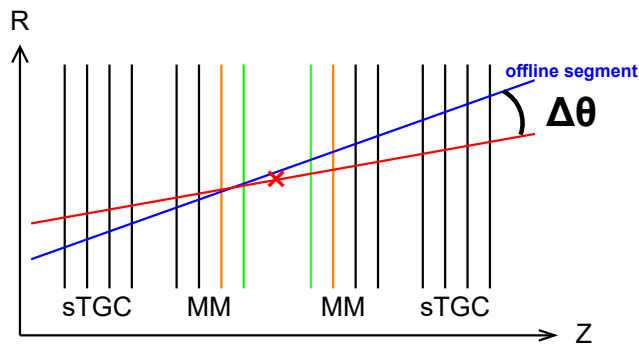


図 5.5: $\Delta\theta$ の定義

Run-3 実データと MC シミュレーションにおいて NSW を p_T 再構成に用いる L2MuonSA アルゴリズムを走らせたときの、 p_T residual と $\Delta\theta$ の分布のシミュレーションとの比較を図 5.6 と図 5.7 に示す。また L2MuonSA で α 、 β からそれぞれ求めた $p_{T,\alpha}$ 、 $p_{T,\beta}$ residual 分布を 1 次元で比較したものを図 5.8、図 5.9 に、2 次元で比較したものを図 5.10、図 5.11 に示す。

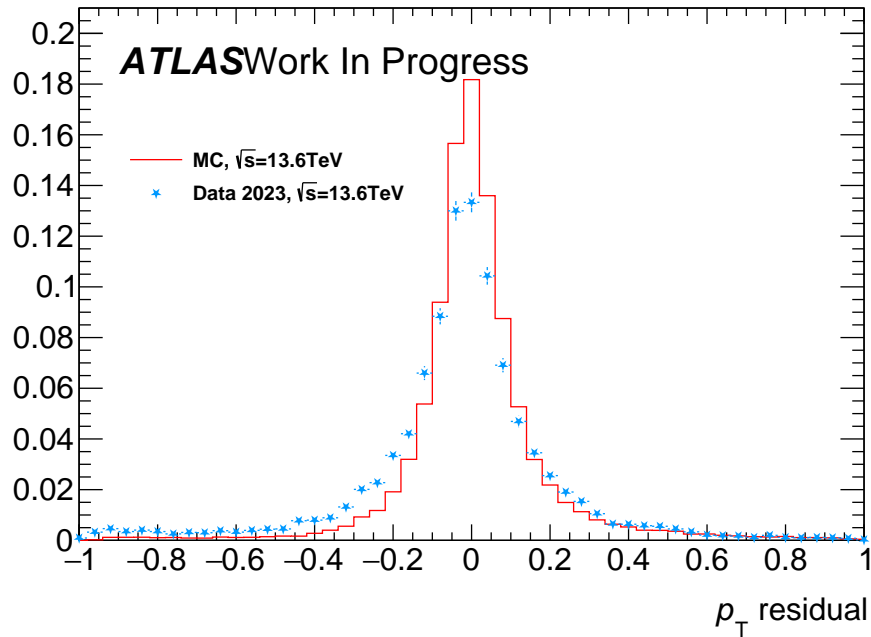


図 5.6: L2MuonSA で NSW を用いた時の p_T residual

図 5.6 より、Run-3 実データに対して L2MuonSA で NSW を p_T 再構成に用いると、シミュレーションでの結果よりも p_T residual が悪くなるのがわかる。同様に、図 5.7 から実データでの $\Delta\theta$ 分布もピークの高さが低くなり、広がりが増えていることから L2MuonSA での部分飛跡再構成の精度がシミュレーションよりも悪くなっているのがわかる。

また図 5.8 から実データにおいて $p_{T,\alpha}$ の方が $p_{T,\beta}$ よりも p_T residual がよい、つまり L2MuonSA での p_T 再構成にインナーステーションの NSW の情報を組み合わせて行う場合よりも、ミドルステーションとアウトーステーションの情報のみで p_T 再構成を行う場合の方が p_T 再構成の精度がよいということがわかった。シミュレーションでは図 5.9 より $p_{T,\beta}$ の方が $p_{T,\alpha}$ よりもよいので、データでの動作はシミュレーションでは想定されていなかった結果である。 $p_{T,\alpha}$ residual と $p_{T,\beta}$ residual を 2 次元分布で見ると、シミュレーションでは $p_{T,\beta}$ residual が 0 付近で $p_{T,\alpha}$ が広がっている事象が多いことがわかるが、実データではそのような事象は少ない。またこの 2 次元分布において事象の分布は $p_{T,\beta}/p_{T,\alpha}$ の傾きに沿って分布しているが、その傾きは実データよりもシミュレーションで小さく見える。これはシミュレーションでは β によって多重散乱などの NSW に到達するまでの飛跡の曲がり を補正して、 β が α より真の曲がり に近づいているのに対し、データでは NSW での SP の傾きによる補正が p_T 分解能の向上に寄与し

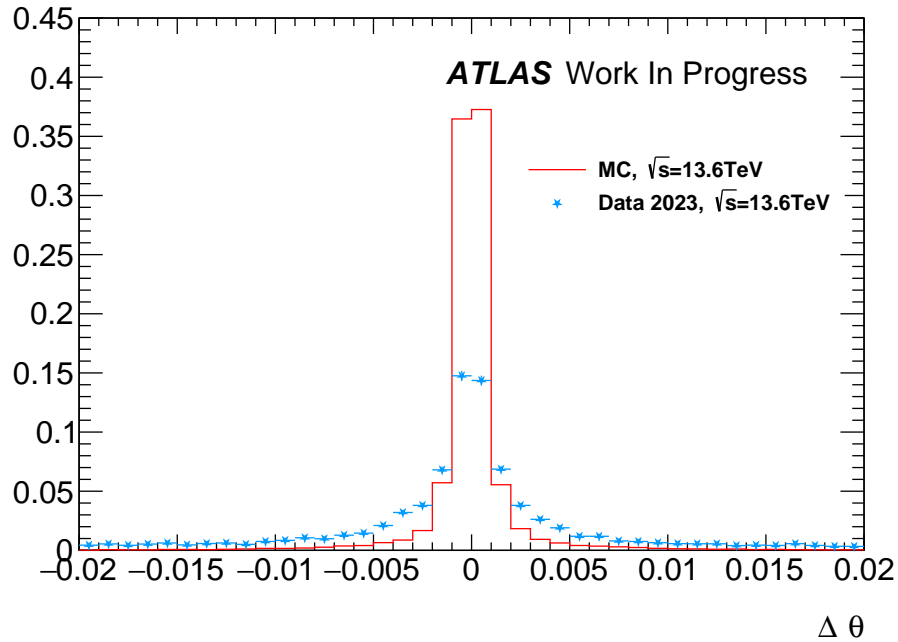


図 5.7: L2MuonSA で NSW を用いた時の $\Delta\theta$

ていないことを表している。詳しく理解するために、実データでの $p_{T,\alpha}$ と $p_{T,\beta}$ の分解能のずれ (p_T residual 分布の σ) の p_T 依存性を確認したところ、図 5.12 のように p_T が低い領域では若干 $p_{T,\beta}$ の方がよいものの、全 p_T 領域で $p_{T,\beta}$ の方がずれが少ないシミュレーションでの結果に比べると全体的に $p_{T,\beta}$ のずれが大きいということがわかる。

これについてさらに調べたところ、実データで $p_{T,\beta}$ の分解能が悪くなる要因として、NSW の SP を再構成する際に MM のヒットを十分な数使えていないことが疑われた。SP 再構成に用いた sTGC strip と MM のヒットの個数を図 5.13 に示す。

2.2.5 節で述べたように、sTGC と MM はそれぞれ 8 層ずつ設置されているので、ヒット選択アルゴリズムによって選ばれ SP の再構成に用いられるヒットの数は 8 個あたりにピークがあることが理想である。しかし図 5.13 において NSW の SP 再構成に用いた sTGC のヒット数は 7 個あたりにピークがあるのに対して、MM のヒット数は多くの事象で 0 個であり、NSW で SP を再構成する際に大半の事象で MM のヒットを使えていない。一方でシミュレーションでの SP 再構成に用いたヒット数の分布は図 5.13 (c)、(d) で示すように、MM のヒット数はほとんどの場合 8 個の近くにピークがあり、SP 再構成に MM のヒットを十分使えている。この原因として、現在のアルゴリズムでは MM のヒットを選ぶ際に直線的に並んでいることを強く要求しているが、Run-3 では MM のヒットがすべての層に直線的に並んでいる事象が少ないのでヒット選択アルゴリズムで選ばれておらず、SP の再構成に用いられていないことが考えられる。

この状況を詳しく見るため、イベントディスプレイを作成して NSW のヒット (sTGC strip、MM) と SP の傾きと切片、インナーステーションにおけるオフラインセグメントの様子を視覚的

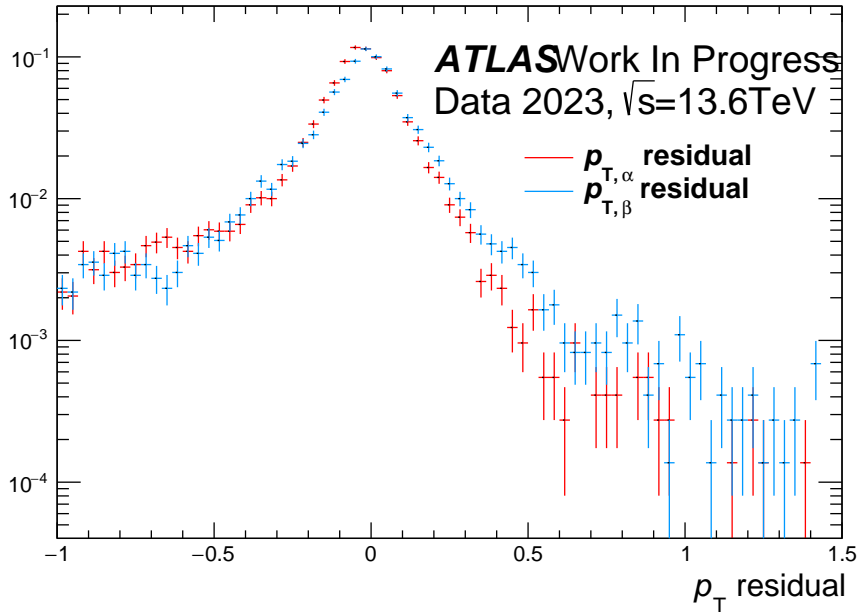


図 5.8: 実データにおいて L2MuonSA で NSW を用いた時の $p_{T,\alpha}$ residual と $p_{T,\beta}$ residual

に確認した。図 5.14 での”Outlier”ヒットというのは、ミドルステーションから引いたロードの中にあるが、sTGC、MM ヒット選択アルゴリズムによって選ばれず SP の再構成に用いられなかったヒットのことを指す。イベントディスプレイから、NSW の SP の傾きと切片から引いた直線の周りに MM のヒットはあるが、上のディスプレイでは 2 つの MM のヒットが sTGC のヒットと直線状に並んでいるが、下のディスプレイでは MM のヒットが直線からずれており、現状のアルゴリズムで MM のヒットを使えていないことがわかる。

これを定量的に評価するため、以下の解析を行った。

まず NSW のヒットのうち、ミドルステーションから引いたロード内にあり SP 再構成に用いたヒットの数とロード内にはあるが SP 再構成に用いなかったヒットの数の比較を行った。図 5.15 には、NSW で SP が作成されたときの、ミドルステーションから定義されたロード内にあるが SP の再構成に使われなかったヒット (”Outlier”) の個数を sTGC と MM それぞれについて示している。

図 5.15 より、実データでの MM の分布はヒット数が 8 個付近にピークがあり、多くの事象で MM のヒットはミドルステーションから引いたロード内に多数あるが、SP の再構成に用いられていないということがわかる。さらに、実データとシミュレーションに対して NSW を用いた L2MuonSA を走らせたときの 8 層の内 6 層以上にヒットがあるトラックの割合と SP 再構成に 6 層以上のヒットを用いたトラックの割合を表 5.1 にまとめた。表 5.1 よりデータにおいて 8 層のうち 6 層以上にヒットがあるトラックは全体の 48% で十分ヒットがあるが、SP 再構成に用いられたヒットが 8 層中 6 層以上にあるトラックは全体の約 15.4% とシミュレーションと比べて 3 分の

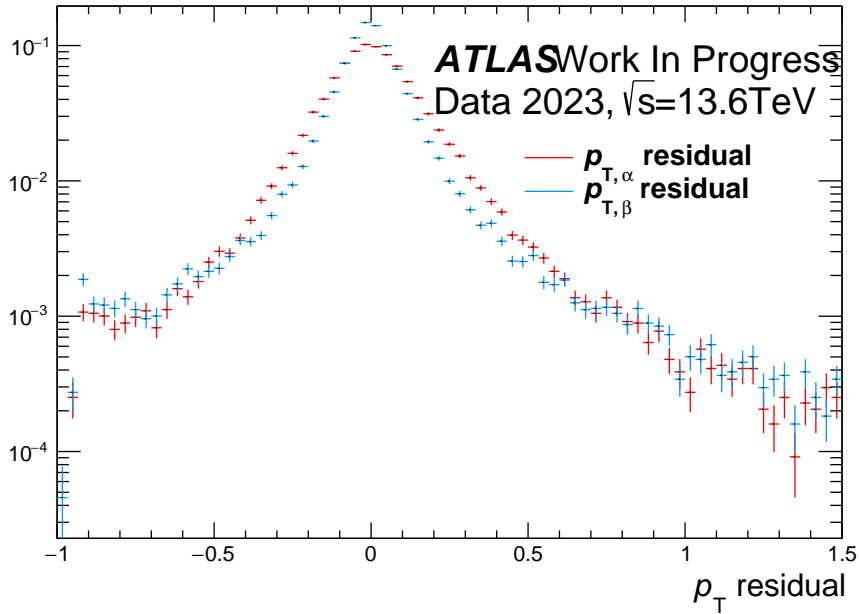


図 5.9: シミュレーションにおいて L2MuonSA で NSW を用いた時の $p_{T,\alpha}$ residual と $p_{T,\beta}$ residual

1 以下の割合である。このことから MM ヒット選択アルゴリズムでは 6 層以上でヒットを選択する割合が少ないことがわかった。

サンプル	8 層中 6 層以上ヒットがある割合	SP 再構成に 6 層以上用いた割合
実データ	48.1%	15.4%
シミュレーション	56.6%	47.3%

表 5.1: 実データとシミュレーションに対して NSW を用いる L2MuonSA を走らせたときの、それぞれでの MM8 層中 6 層以上にヒットがあるトラックの割合と SP 再構成に 6 層以上のヒットを用いたトラックの割合。

一方で図 5.14 より sTGC のヒットは、L2MuonSA で再構成した SP の直線からの大きく外れたものは少ない。また、8 層のうちほとんどにヒットがあるということがわかる。そのため現行のヒット選択アルゴリズムで十分にヒットを選ぶことができている。5.1 で述べた通り、現行のヒット選択アルゴリズムでは sTGC、MM はそれぞれ独立にヒット選択を行っている。現在 L2MuonSA で用いているヒット選択アルゴリズムでは sTGC のヒットは十分選ぶことができるが、MM に対しては十分選べない。

そこで新たに MM のヒットが直線的に並んでいない場合や、ヒットがある層が少ない場合でも SP 再構成に用いることができるようなアルゴリズムを検討した。

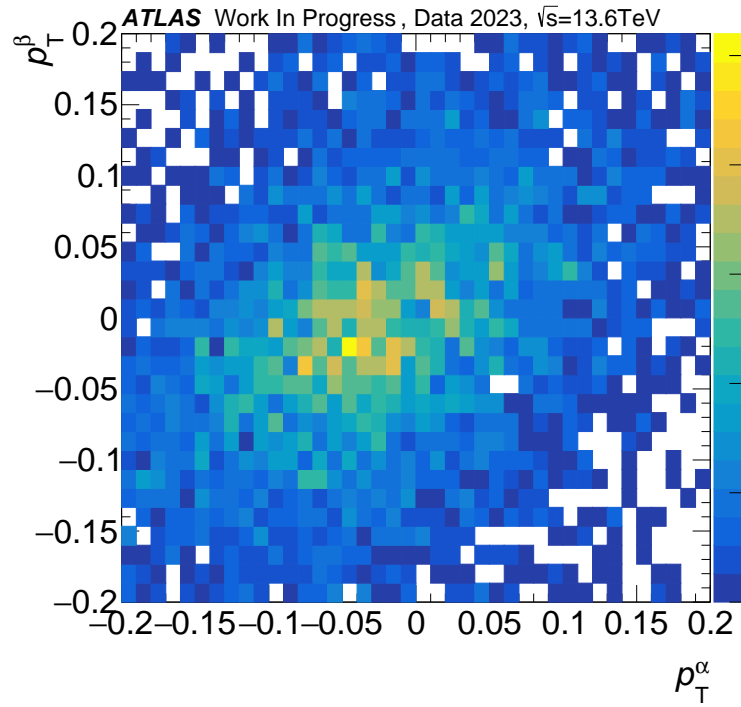


図 5.10: 実データにおいて L2MuonSA で NSW を用いた時の $p_{T,\alpha}$ residual と $p_{T,\beta}$ residual の 2次元分布

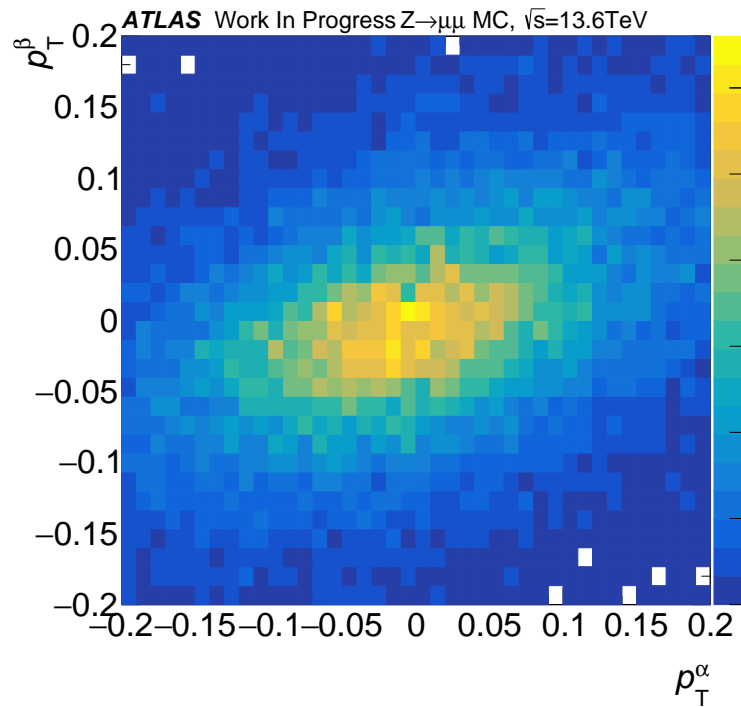


図 5.11: シミュレーションにおいて L2MuonSA で NSW を用いた時の $p_{T,\alpha}$ residual と $p_{T,\beta}$ residual の 2次元分布

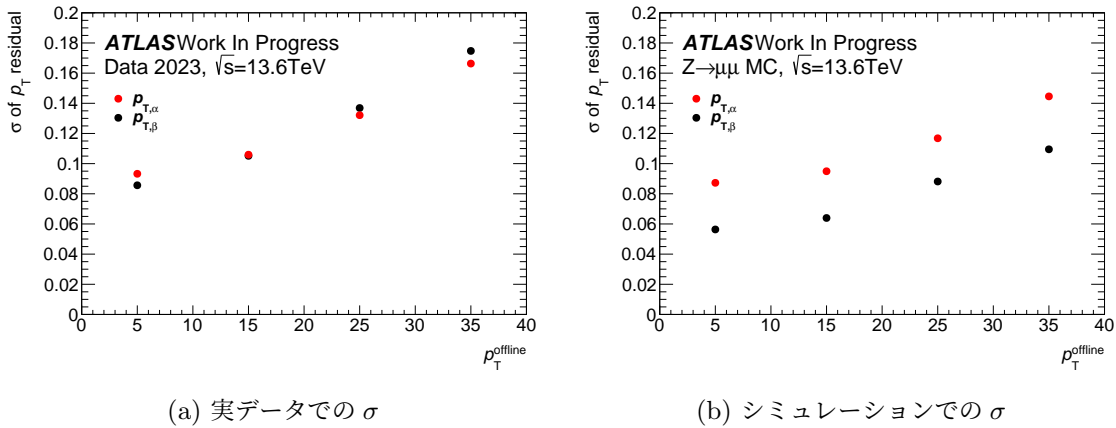


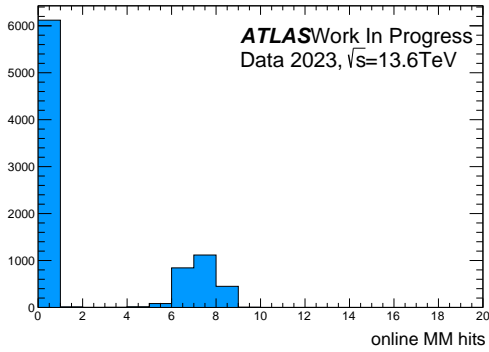
図 5.12: $p_{T,\alpha}$ residual 分布と $p_{T,\beta}$ residual 分布の標準偏差 (σ) と p_T の関係。赤点が $p_{T,\alpha}$ 、黒点が $p_{T,\beta}$ を表す。

5.4 新たに検討した NSW ヒット選択アルゴリズム

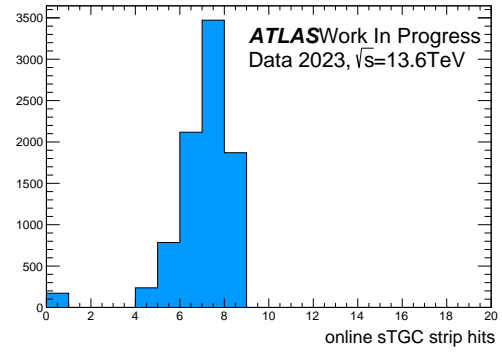
新たに検討したアルゴリズムの目的は、前の節で述べたように、MM のヒットがロード内に存在するが直線的に並んでいない場合やヒットがある層が少ない場合でも NSW の SP 再構成に用いることである。現行のヒット選択アルゴリズムで sTGC のヒットは十分選べており SP の直線の近くに MM のヒットも多いことから、現行のアルゴリズムで選ばれた sTGC のヒットを用いて MM のヒットを選び SP の作成に用いることで p_T 分解能の向上に繋がるのではないかと考えた。検討したアルゴリズムの流れを以下に示す。

1. 現行のヒット選択アルゴリズムで SP 再構成をする際に選んだ sTGC ヒットに対して直線フィットを行い、この直線を中心とするロードを新たに定義する。ロードの幅は図 5.16 で示すようにロード中心から片側の幅で定義する。
2. 1 で定義したロード内にある MM のヒットを選ぶ。この際に同じ層にヒットがある場合も除外しない。
3. 1 で用いた sTGC ヒットと、2 で選んだ MM ヒットに対して直線フィットを行い、新たな SP の傾きと切片を定義する。

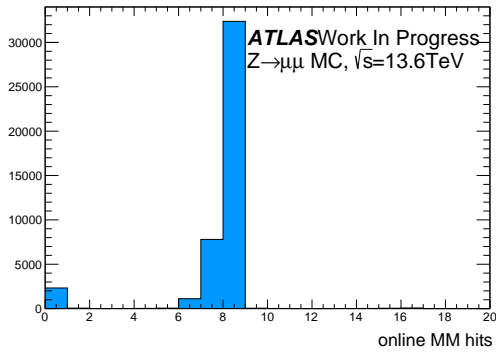
そこで sTGC のヒットから再定義したロードの幅を変化させ、 p_T residual がどう変化するか試した。



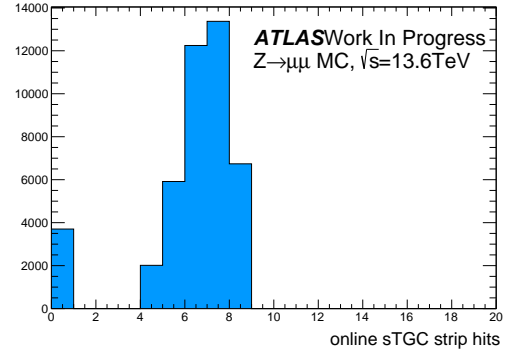
(a) Run-3 実データでの MM のヒットの個数



(b) Run-3 実データでの sTGC のヒットの個数



(c) シミュレーションでの MM のヒットの個数



(d) シミュレーションでの sTGC のヒットの個数

図 5.13: Run-3 実データ ((a), (b)) とシミュレーション ((c), (d)) における NSW での SP 再構成に用いた sTGC strip と MM のヒットの個数。

5.5 検討した NSW ヒット選択アルゴリズムの性能評価

今回新たに検討したアルゴリズムを実データに対して用いた場合、L2MuonSA での SP 再構成に用いた MM のヒットの数を図 5.17 に示す。sTGC のヒットから引いたロードの幅は 5 mm、2 mm、1 mm で試した。

新たに検討したアルゴリズムでは、SP 再構成に用いる MM のヒットの数は width を変化させても全パターンにおいて増加していることがわかる。sTGC からロードを引いて近くにある MM ヒットを用いるという方法では、現行のアルゴリズムに対して MM ヒットを多く選び、SP 再構成に用いることができている。

また新たに再構成した SP とオフラインセグメントの $\Delta\theta$ を従来のアルゴリズムと比較したものを図 5.18 に示す。

3 パターンのロード幅のなかでは、ロード幅 1mm の場合の $\Delta\theta$ が一番よいが、その場合でも現

行のアルゴリズムから改善されずほとんど一致していることがわかる。

ここで、sTGC のヒットから引いたロードの中心と MM ヒットとの残差 (residual) を図 5.19 に示す。また sTGC のヒットから引いたロード中心と sTGC ヒットの residual を図 5.20 に示す。

実データでの sTGC ヒットの residual もシミュレーションと比べて悪くなっているものの、MM ヒットの residual は実データでシミュレーションよりかなり悪いことがわかる。そのため sTGC からロードを再定義し SP 再構成に用いる MM ヒットの数を増やしても、現在の検出器でのヒット分解能では L2MuonSA に NSW を用いても p_T 分解能の改善に繋がらないと考えられる。

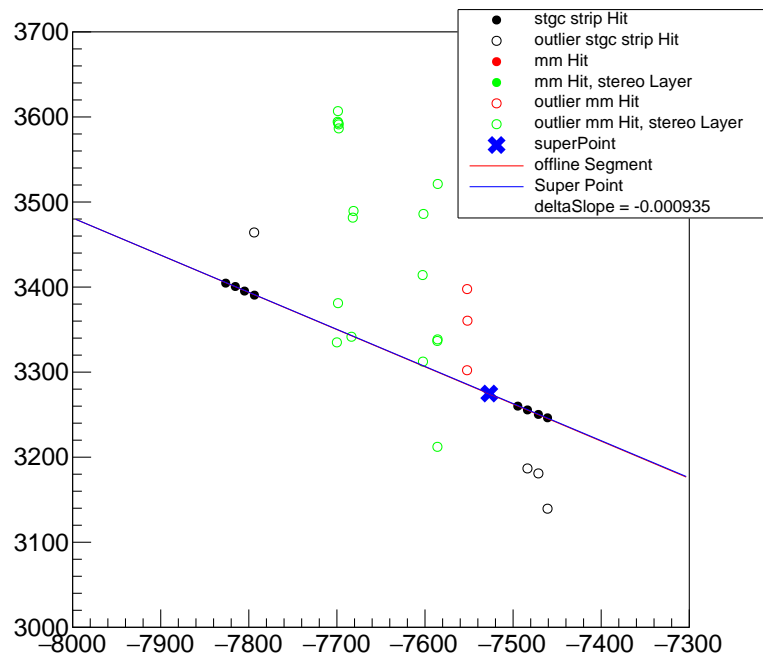
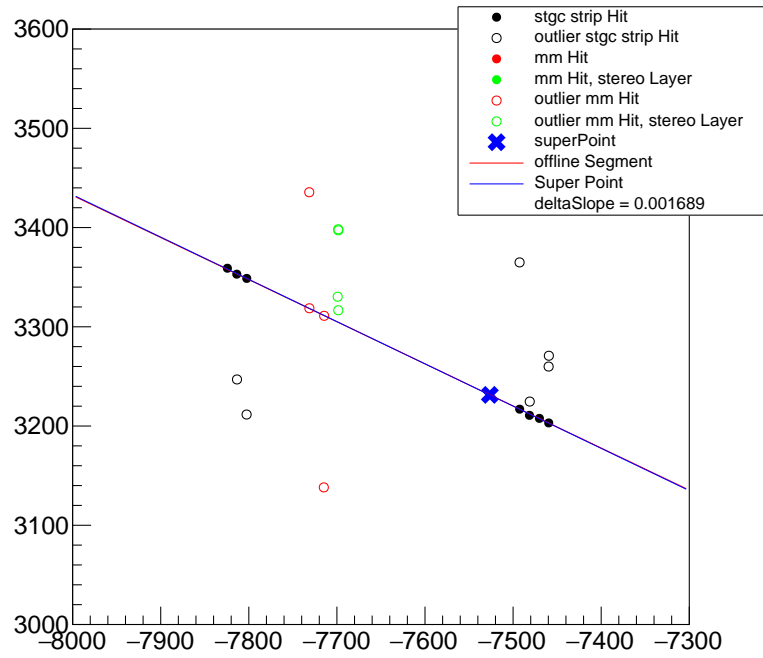
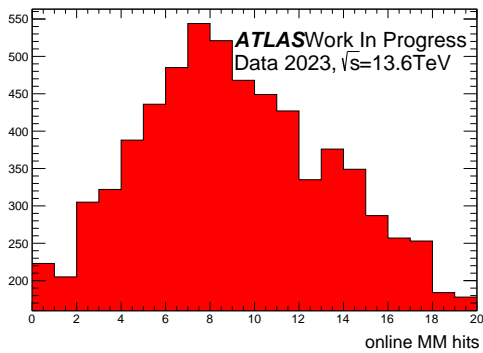
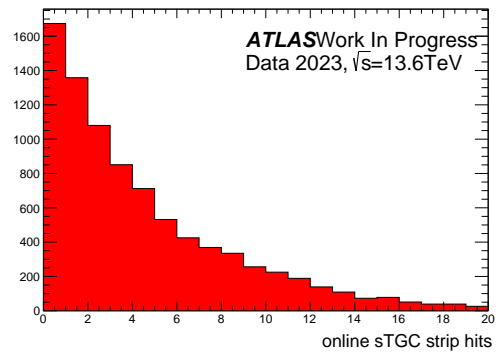


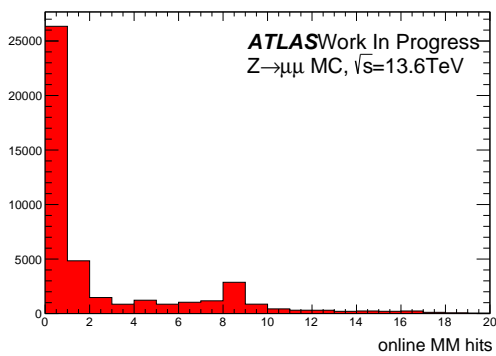
図 5.14: Event display での NSW のヒットと SP、オフラインセグメントの様子。黒が sTGC のヒット、赤が MM の X 層のヒット、緑が MM の stereo layer のヒットを表す。



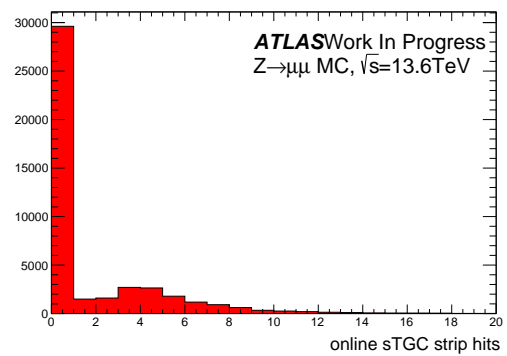
(a) 実データでの MM のヒットの個数



(b) 実データでの sTGC のヒットの個数



(c) シミュレーションでの MM のヒットの個数



(d) シミュレーションでの sTGC のヒットの個数

図 5.15: ロード内にあるが SP の再構成に用いられなかったヒットの個数。実データでの分布が ((a)、(b))、シミュレーションでの分布が ((c)、(d)) である。

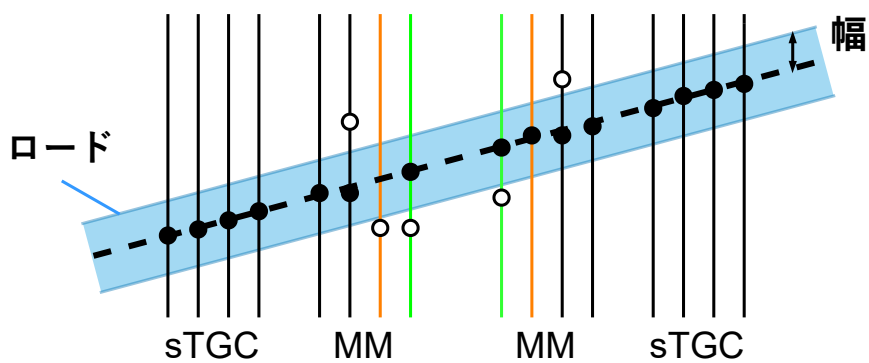


図 5.16: 検討した NSW ヒット選択アルゴリズムの概要。MM の黒丸のヒットは SP 再構成に用いて、白丸のヒットは用いない。

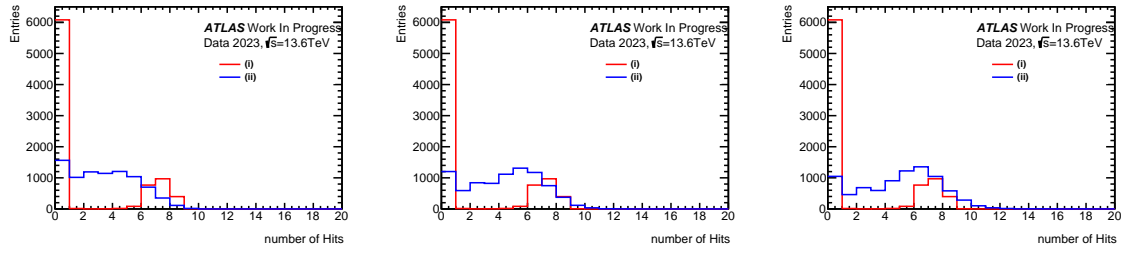


図 5.17: 新しいアルゴリズムにおいて SP 再構成に用いた MM のヒットの個数と、従来のアルゴリズムでの MM のヒットの個数の比較。(i) が従来のアルゴリズムでの MM ヒットの個数で、(ii) が本研究で検討したアルゴリズムでの MM ヒットの個数。

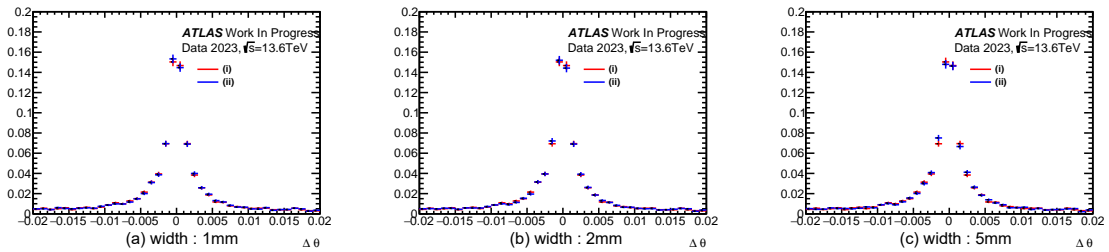
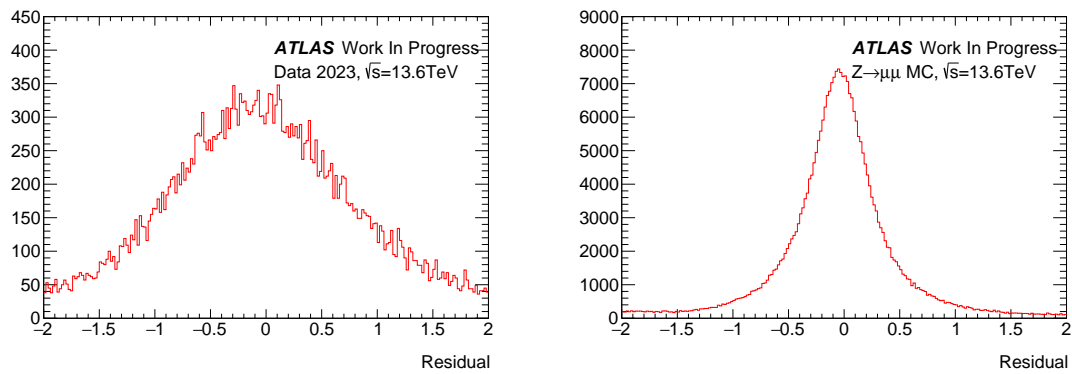


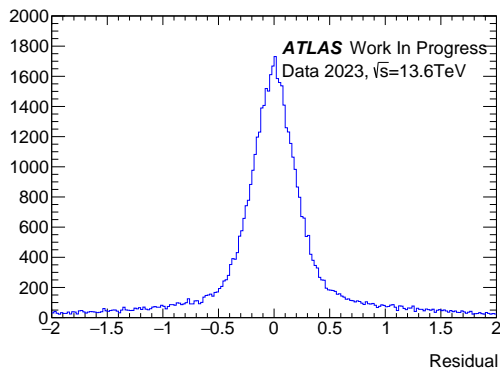
図 5.18: 新しいアルゴリズムでの SP の $\Delta\theta$ の分布と、従来のアルゴリズムでの SP の $\Delta\theta$ の比較。(i) が従来のアルゴリズムでの $\Delta\theta$ で、(ii) が本研究で検討したアルゴリズムでの $\Delta\theta$ 。



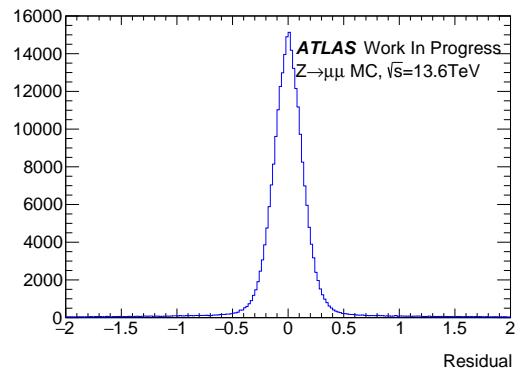
(a) 実データでの residual

(b) シミュレーションでの residual

図 5.19: sTGC から引いたロードと MM ヒットとの residual 分布。(a) が実データでの分布、(b) がシミュレーションでの分布。



(a) 実データでの residual



(b) シミュレーションでの residual

図 5.20: sTGC から引いたロードと sTGC ヒットとの residual 分布。(a) が実データでの分布、(b) がシミュレーションでの分布。

第 6 章

結論

ATLAS 実験では 2022 年から世界最高の重心系エネルギー ($\sqrt{s} = 13.6 \text{ TeV}$) で第 3 期運転 (Run-3) が開始された。本研究では Run-3 から新たに導入されたトリガーのうち、以下の 2 種類のミュオントリガーについて Run-3 実データを用いて評価を行った。

近接 2 ミューオンのためのトリガー

Run-2 まで 2 ミューオンが近接している場合、2 ミューオントリガーのトリガー効率が低下してしまうという問題があった。トリガーの非効率に対処するため、L1、HLT ともに先行研究 [24] において改良が行われ、Run-3 から実装された。

改良されたアルゴリズムを Run-3 実データに対して用いた場合のトリガー効率を評価した結果、L1、HLT ともに 2 つのミュオン同士が非常に近接している $\Delta R < 0.15$ の領域でトリガー効率が向上していることを確認した。またこの結果はシミュレーションでよく再現され、想定通りに動作していることが確認された。

NSW を用いた L2MuonSA

LHC のルミノシティ増加に伴う検出器へのヒットレート増加に対応するために SW に代わって NSW が Run-3 から新たに導入された。NSW は sTGC8 層と MM8 層の合計 16 層で構成され、ミュオン検出器の最内層であるインナーステーションに設置されている。

NSW を用いた L2MuonSA アルゴリズムを Run-3 実データに対して用いた場合の p_T 分解能の評価を行った結果、L2MuonSA で NSW を用いた時の p_T 分解能がシミュレーションから想定されていたよりも悪いということがわかった。また L2MuonSA でインナーステーションである NSW の情報を用いずにミドルステーションとアウトーステーションの情報のみを用いた場合の方が、NSW を用いた場合と比べて p_T 分解能がよいことがわかった。その原因として部分飛跡再構成に用いる MM のヒット数が少ないことが考えられた。L2MuonSA で部分飛跡を再構成する際に sTGC、MM それぞれ独立にヒット選択アルゴリズムを用いて再構成に用いるヒットの選択を行う。このアルゴリズムはヒットが 8 層の内かなりの層で直線的に並んでいるヒットがあることを要求するが、実データでは MM のヒットは直線的に並んでいるイベントは少なかった。一方

で sTGC は想定通りヒットを選ぶことができていた。

そこで従来のアルゴリズムで選択された sTGC のヒットを用いて MM のヒットを選ぶアルゴリズムを新たに検討した。実データに対して用いた結果、部分飛跡再構成に用いる MM のヒットの数は増えたが、従来のアルゴリズムでの p_T 分解能から改善されなかった。MM の分解能が sTGC に比べて悪いのが原因であると考えられる。これらの結果から、現在用いられているアルゴリズムは明らかな改善の余地があるわけではなく、ほぼ最適に動作していると結論した。また、L2MuonSA アルゴリズムに NSW を用いるには分解能の向上など NSW 検出器の理解と動作改善をより進める必要がある。

謝辞

本論文の作成にあたり、多くの方々にご指導ご鞭撻を賜りました。

指導教員である山崎祐司先生には、学部の卒業研究から3年間指導していただき本当にお世話になりました。ATLAS 実験のことやソフトウェアについてだけでなく、研究の進め方やミーティングや学会での話し方など多くの面でご指導いただきました。わからないことがあるときや研究に行き詰ったときはすぐに尋ねてしまいました。いつでも真摯に対応してくださりわからないことは一緒に論文を読んで考えてくださったおかげで少しずつ研究を進めることができました。学会前や修士論文提出前などギリギリになって焦りだす私に対しても根気強く指導していただき、お忙しい中多くの時間をとってオンラインやオフラインで何度もミーティングしていただき本当に助かりました。最後まで手のかかる学生だったと思いますが、ご指導いただけたこと心から感謝しております。3年間で多くの知識と技術を得ることができたのは山崎先生のおかげです。本当にありがとうございました。

神戸 ATLAS グループの藏重久弥先生、越智敦彦先生、前田順平先生には神戸大学内部の ATLAS ミーティングで多くのご指導をしていただきました。特に前田先生には L1 について取り組む際に、研究の方針や技術的なことなど様々なアドバイスをたくさん頂きました。学会前切羽詰まって質問に伺った際、研究のアドバイスに加えてお菓子を頂いたことは忘れません。ありがとうございました。

神戸大学粒子物理学研究室の、竹内康雄先生、身内賢太郎先生、鈴木州先生には研究室でのロキウム等でご助言を頂きました。ありがとうございました。

ATLAS Japan グループの皆様には大変お世話になりました。HLT グループの長谷川庸司先生、長野邦浩先生、山口洋平先生には、HLT や NSW について教えていただいたりミーティングでコメントを頂くなど大変お世話になりました。特に山口先生にはコンピューティングの技術的なことや日々の研究の方針などたくさんの相談に乗っていただきました。日中でも深夜でもすぐに対応していただき、すごく心強かったです。ありがとうございました。

東京大学の古川真林さんには CERN 出張の際に大変お世話になりました。初対面の私のために様々な準備をしていただき、生活面でとても助けていただきました。ほとんど知り合いがない状態での出張で不安でしたが古川さんがいてくれて心強かったです。CERN 出張を楽しめたのは古川さんのおかげといっても過言ではないと思います。本当にありがとうございました。

研究室の同期である、大藤瑞乃さん、田路航也くん、森本晴己くん、高木優祐くんのおかげで楽

しい学生生活を送ることができました。私は研究室の同期の皆さんのことがとても好きでした。いつもたくさん話しかけてしまい、迷惑だったかなと少しだけ反省しております。大藤さん、そのパワフルさにいつも元気もらっていました。田路くん、隣の席ということもあり特にたくさん話しかけてしまいましたが、いつも相手してくれてありがとうございました。森本くん、CERN 滞在楽しかったですね。前歯きれいになってよかったです。高木くん、いつも神岡にいて神戸で一緒に研究することは少なかったですが、どんな状況でも頑張ろうとする姿に励まされていました。とてもとても個性的なメンバーで学年としてまとまりはなかったですが、この2年間一緒に研究をして学会や研究会など遠足に行くことができ本当に楽しかったです。研究を進める中で同期の存在は支えになっていました。ありがとうございました。

神戸 ATLAS グループの後輩である村田優衣さん、水引龍吾くん、西将汰くん、樋口流雲くん、張力くんは切磋琢磨しながら研究に取り組んでいて、いつもその姿勢に刺激を受けていました。お菓子をくれたりダジャレで笑わせてくれたりいつも本当に元気もらっていました。ありがとうございました。

最後に私のやりたいことを否定せず、尊重し応援してくれた家族には感謝してもしきれません。とても反抗期が長く本当に大変だったと思いますが、ここまで育ててくれてありがとうございました。これからは親孝行をたくさんしようと思っているので長生きしてください。これからもよろしくお願いします。

参考文献

- [1] https://atlas.kek.jp/main/research_summary/index.html.
- [2] CERN, CERN: Home <https://www.home.cern/>.
- [3] CERN, The Large Hadron Collider
<https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
- [4] CERN, ATLAS Experiment <https://atlas.cern/>.
- [5] P. Mouche, Overall view of the LHC, Vue d'ensemble du LHC, OPEN-PHO-ACCEL-2014-001, 2014.
- [6] CERN, CMS Experiment
<https://cms.cern/>.
- [7] CERN, LHCb Experiment
<http://lhcb-public.web.cern.ch/WelcomeGGG.html>.
- [8] CERN, ALICE Experiment
<https://alice-collaboration.web.cern.ch/>.
- [9] E. Mobs, The CERN accelerator complex Complexe des accélérateurs du CERN, OPEN-PHO-ACCEL-2016-009, 2016.
- [10] O. Brüning *et al.*, LHC Design Report, CERN-2004-003-V-1, 2004.
- [11] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST, Vol. 3, p. S0800, 2008.
- [12] ATLAS Collaboration, ATLAS Magnetic Field
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/>.
- [13] ATLAS Collaboration, ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report.
- [14] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer, CERN-LHCC-2017-017, ATLAS-TDR-026, 2017.
- [15] ATLAS Collaboration, Technical Design Report New Small Whell.
- [16] 熊岡 卓哉, LHC-ATLAS 実験 Run-3 における NSW 検出器を用いた後段ミュオントリガーの開発および性能評価, 信州大学 修士学位論文, 2020.
- [17] ATLAS Experiment, Approved plots DAQ.
- [18] The ATLAS collaboration, The Level-1 Trigger Barrel System of the ATLAS

Experiment at CERN

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/4/04/P04010>, JINST 4 (2009).

- [19] 赤塚 駿一, LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたミュオントリガーの改良, 京都大学 修士学位論文, 2017.
- [20] 塩見 崇宏, LHC-ATLAS 実験における第三期運転に向けた初段ミュオントリガーアルゴリズムの開発, 神戸大学 修士学位論文, 2021.
- [21] Di Mattia, Online Muon Reconstruction in the ATLAS Level-2 trigger system <https://cds.cern.ch/record/820782?ln=ja>, ATL-DAQ-CONF-2005-013(2014).
- [22] 野口 健太, LHC-ATLAS 実験の新ミュオン検出器を用いたトリガーアルゴリズムの改良, 神戸大学 修士学位論文, 2022.
- [23] 若宮 光太郎, 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, 神戸大学 修士学位論文, 2018.
- [24] 谷口 浩平, LHC-ATLAS 実験における極近接 2 ミュオン分離トリガーアルゴリズムの開発 神戸大学 修士学位論文 2020.
- [25] 熊岡 卓哉, LHC-ATLASRun-3 の実験環境を想定した NSW 検出器を用いる後段ミュオントリガーの性能評価, 日本物理学会第 75 回年次大会 (2020), 18pG21-2.