

修 士 学 位 論 文

高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けた  
近接ミューオン対を捉える  
ミューオントリガーの研究

令和 8 年 2 月 6 日

専 攻 名 物理学専攻

学籍番号 242S107S

氏 名 佐野 友麻

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程



# 概要

欧州原子核研究機構 (CERN) で行われている LHC-ATLAS 実験は、世界最高エネルギーで陽子同士を 25 ns 間隔 (40 MHz) で衝突させ、標準模型の精密測定および未だ兆候を得ることのできていない標準模型を超える物理の探索を行う実験である。高頻度な衝突により生成されるデータ量は  $\mathcal{O}(10)$  TB/s に達するため、ATLAS 実験ではトリガーと呼ばれる事象選別システムを用いて、物理的に興味深い事象のみを記録している。

新物理探索では、新粒子の崩壊により生じる標準模型粒子の観測が主要なアプローチの一つである。中でもミュオンはほかの物質との相互作用しにくく、背景事象との識別が容易であるため、極めて重要なプローブとなる。そのため、トリガーレベルでミュオンを効率的に検出し、データを取得することは不可欠である。しかし、ダークフォトン ( $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$ ) のような軽い新粒子が崩壊する場合、ブーストされてミュオン対が近接する場合があります。現在の ATLAS トリガーには、近接ミュオン対に対する感度が低下するという課題がある。LHC は 2030 年頃より高輝度化しての運転を予定しており、統計量の大幅な増加に伴い、バンチ衝突あたりの陽子衝突数と、背景事象の劇的な増加が避けられない。そのため、従来以上に高精度かつ強力な事象選別能力を持つ、近接ミュオン対を捉えるトリガーが求められている。

本研究では、高輝度 LHC-ATLAS 実験を見据え、近接ミュオン対を高効率で取得するためのトリガーシステムの研究を行った。初段トリガーに関しては、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  および  $\tau \rightarrow 3\mu$  を近接ミュオン対を伴う新物理のベンチマークとして設定し、Run 3 より導入された近接ミュオン対向けロジックの導入効果を定量的に評価した。さらに、高輝度 LHC に向けたアップグレードによる初段トリガーでの感度の変化についても考察を行った。一方、後段トリガーに関しては、先行研究で提案された機械学習ベースのアルゴリズムにおける近接ミュオン対捕捉に対する課題を検証した。その上で、新たな機械学習アルゴリズムを導入して改良を加え、近接ミュオン対をより正確かつ安定して再構成する手法の開発を試みた。

本論文では、初段トリガーにおける近接ミュオン対を伴う新物理に対するトリガー性能の評価、および高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けたアップグレードが感度に与える影響についての考察を行う。また、後段トリガーにおいては、新たな機械学習手法の導入により先行研究のアルゴリズムを改良・開発し、その性能を検証した結果について論じる。

# 目次

第 1 章	序論	1
1.1	素粒子標準模型	1
1.2	標準模型を超える物理	1
1.2.1	LHC における近接ミュオン対に崩壊する新物理	2
第 2 章	LHC-ATLAS 実験	4
2.1	LHC 加速器	4
2.2	ATLAS 検出器	6
2.2.1	ATLAS 座標系	6
2.2.2	ATLAS マグネットシステム	6
2.2.3	内部飛跡検出器	8
2.2.4	ミュオンスペクトロメータ	9
2.3	ATLAS トリガーシステム	14
2.3.1	トリガーチェイン	15
第 3 章	ミュオントリガーと近接ミュオン対捕捉の問題点	17
3.1	Run 3 ミュオントリガーシステム	17
3.1.1	初段ミュオントリガー	17
3.1.2	後段ミュオントリガー	19
3.2	オフラインミュオン再構成	23
3.3	ミュオントリガーシステムの高輝度化に向けたアップグレード	24
3.3.1	初段ミュオントリガーのアップグレード	24
3.3.2	後段ミュオントリガーのアップグレード	26
3.4	近接ミュオン対に対してミュオントリガーの持つ問題点	27
3.4.1	初段トリガーにおける近接ミュオン対への課題と本研究の目的	27
3.4.2	後段トリガーにおける近接ミュオン対への課題	28
3.4.3	本論文の目的	28
第 4 章	近接ミュオン対捕捉へ向けた初段トリガーの性能評価	29
4.1	評価用シミュレーションサンプルの作成	29
4.1.1	検出器シミュレーション	29
4.1.2	シミュレーションサンプルの作成	29
4.2	現行の初段トリガーの性能評価	32
4.2.1	初段トリガー効率	33
4.2.2	崩壊長によるトリガー効率の低下	35

4.2.3	ミュオン対の近接によるトリガー効率の低下 . . . . .	36
4.3	高輝度 LHC-ATLAS 実験における初段トリガー性能 . . . . .	39
4.3.1	近接 2 ミュオンによる RoI 位置の重複 . . . . .	39
第 5 章	近接ミュオン対へ感度を持つ後段トリガーの開発 . . . . .	40
5.1	先行研究高速トリガーアルゴリズムの概要 . . . . .	40
5.1.1	内部飛跡の絞り込み . . . . .	40
5.1.2	セグメントの選択 . . . . .	41
5.1.3	横運動量 $p_T$ の分類 . . . . .	41
5.1.4	ミュオンの再構成 . . . . .	42
5.2	近接 2 ミュオンに対するアルゴリズムの持つ問題点 . . . . .	42
5.3	近接ミュオン対捕捉に向けた改良 . . . . .	42
5.3.1	Graph Neural Network(GNN) . . . . .	43
5.4	本研究アルゴリズムの概要 . . . . .	44
5.4.1	内部飛跡の絞り込み . . . . .	44
5.4.2	GNN を用いたセグメントの選択 . . . . .	44
5.4.3	横運動量 $p_T$ の分類・ミュオンの再構成 . . . . .	48
5.5	本研究アルゴリズムの評価 . . . . .	48
5.5.1	$\gamma_d \rightarrow \mu\mu$ サンプルを用いた評価 . . . . .	49
5.5.2	$\langle \mu \rangle = 200$ のシングルミュオン MC サンプルを用いた評価 . . . . .	52
5.5.3	Run 3 データを用いた評価 . . . . .	53
5.6	性能評価のまとめと課題 . . . . .	57
第 6 章	まとめと展望 . . . . .	60
	謝辞 . . . . .	62
	参考文献 . . . . .	64

# 第1章

## 序論

### 1.1 素粒子標準模型

素粒子とは物質を構成する最小単位であり、これまでに観測されてきたほぼ全ての素粒子現象は、素粒子標準模型により定量的に記述される。標準模型は物質を構成する12種類のフェルミオンと相互作用を媒介する4種類のゲージボソン、そしてスカラーボソンであるヒッグス粒子の計17種類で構成されている。これらはグルーオンとクォーク間の相互作用である強い相互作用と、光子による電磁相互作用、そしてWボソンとZボソンによる弱い相互作用といった3つの相互作用を記述している。

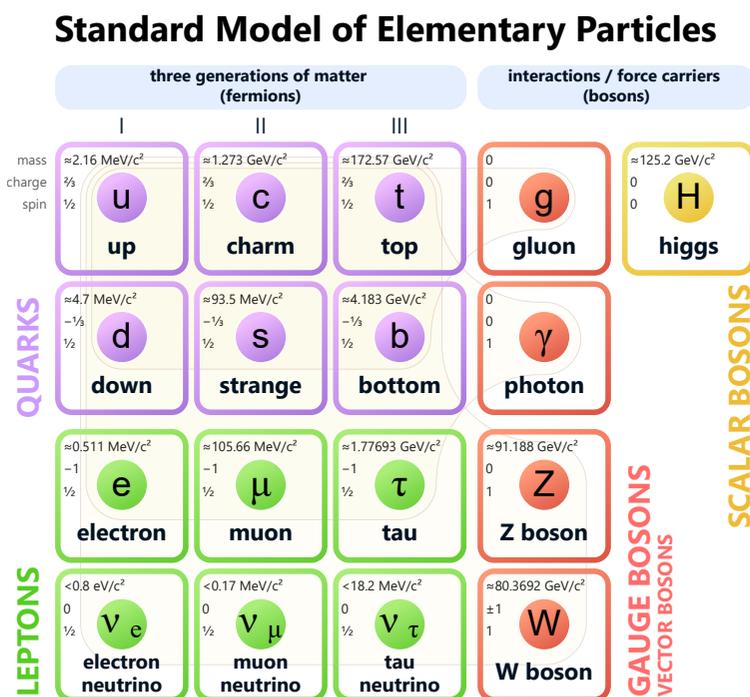


図 1.1: 素粒子標準模型を構成する素粒子 [1]。

### 1.2 標準模型を超える物理

標準模型では現代物理学の多くの事象を説明する一方、依然として説明できない現象が存在する。その代表的な例を以下に示す。

## ニュートリノ振動

素粒子標準模型では、ニュートリノ質量はゼロと仮定されている。しかし 1998 年、スーパーカミオカンデ実験によるニュートリノ振動の発見 [2] によって、ニュートリノが有限の質量を持つことが確認された。これは、標準模型を超える物理の存在を示唆している。

## ダークマターの存在

Vera Rubin らによるアンドロメダ銀河の回転速度分布の観測では、銀河外縁部におけるガスの回転速度が、光学的に観測される物質の分布から予測される速度よりも減衰せず、平坦であることが確認された [3]。また、弾丸銀河団 1E 0657-56 の観測においても、重力レンズ効果を用いた解析から、電磁相互作用を行わない質量成分の存在が明らかになっている [4, 5]。これらの観測事実から、標準模型で記述される通常物質が宇宙の全エネルギー密度に占める割合は約 5 % に過ぎず、約 27 % は未知の物質 (ダークマター) によって占められていると考えられている。

## CP 対称性の破れ

現在の宇宙を占める標準模型粒子の割合では、反粒子の割合が非常に小さく CP 対称性の観点から不自然であると考えられている。その原因としては小林・益川理論 [6] によって説明される CP 対称性の破れであることが考えられているが、現在の CP 対称性の破れの実験結果では、現在の反粒子と粒子の存在割合の大きな違いを説明するには至らない。

以上のような、現在の素粒子標準模型では説明できない現象を理解するため、標準模型を超える物理の理論 (BSM) が数多く提案されている。しかしながら、これらの新物理を裏付ける決定的な証拠は未だ得られておらず、実験によるさらなる新物理探索が重要である。そのための有力な手法の一つが加速器実験である。加速器実験では、荷電粒子を光速近くまで加速し、正面衝突させることで宇宙初期の高エネルギー状態を再現する。この衝突によって生成される粒子を観測することで、既存理論の精密検証や未知の粒子の探索を行っている。代表的な実験施設として、スイス・ジュネーブ郊外の CERN にある Large Hadron Collider (LHC) や、日本の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) の SuperKEKB [7] などが挙げられる。

### 1.2.1 LHC における近接ミューオン対に崩壊する新物理

新物理探索では、新粒子の崩壊によって生じた標準模型粒子を捕捉することが重要である。具体的な BSM の例として、ダークフォトン を挙げる。ヒッグス粒子の崩壊によって生じるダークフォトンのファインマンダイアグラムを図 1.2 に示す。ダークフォトン は標準模型のラグランジアンに新たな  $U(1)$  ゲージ場を導入することによって現れる新粒子であり、標準模型粒子であるレプトン、またはクォークに崩壊する [8]。ヒッグス粒子の崩壊を介したダークフォトンが軽い場合には、ブーストのため崩壊後のミューオン対は空間的に近接した飛跡を形成する。

ダークフォトン はそれ自体が直接的なダークマターとなり得るが、主な探索モチベーションには、ダークフォトン がダークマターとの相互作用を媒介する素粒子であると考えられていることにある。標準模型粒子と同じように、標準模型を超えた物理の中にも私たちの知らない相互作用があると考えerことは妥当であり、この相互作用を担っているのがダークフォトンであると予想されている。したがって、BSM の枠組みを確立し、ダークマターの観測につなげるためにダークフォトンの観測が重要となる。

また、BSM のもう一つの例として  $\tau \rightarrow 3\mu$  を挙げる。標準模型では、レプトンのフレーバーは保存されるため、 $\tau \rightarrow 3\mu$  のようなレプトンフレーバーを破る反応は起こらない。一方で、ニュートリノ振動の観測により、レプトン・フレーバーがニュートリノでは破れていることが確立した。これを受けて、荷電レプトンでもレプトンフレーバーを破る反応が生じるか大きな関心事となっている。標準模型の枠内でも、ニュートリノ振動を経由する高次過程によ

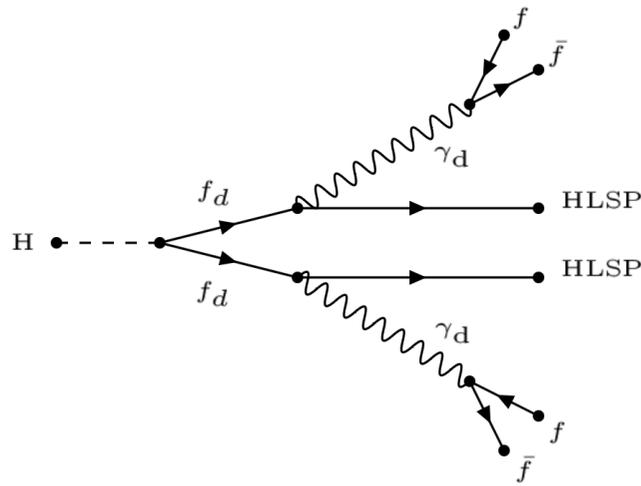


図 1.2: ヒッグスボソンの崩壊によって生成されるダークフォトンのファインマンダイアグラム。ヒッグス粒子の崩壊により生じたダークフェルミオン ( $f_d$ ) の崩壊によってダークフォトン  $\gamma_d$  が生成される。ダークフォトンは標準模型粒子 (フェルミオン) に崩壊し、一定の確率で電子やクォーク、ミューオンを対生成する。

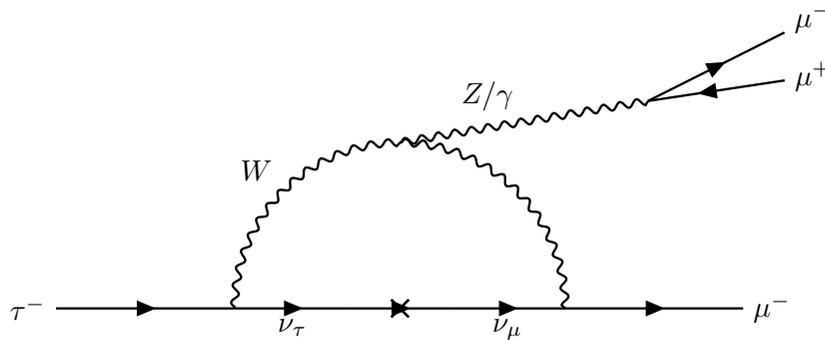


図 1.3: 標準模型粒子によって説明される、ニュートリノ振動を介したタウ粒子からミューオンが3つ生成される事象を表すファインマンダイアグラム。ニュートリノの質量が極めて小さいため、BSM 粒子を仮定しない場合には分岐比が小さく、実験で観測されることは不可能な分岐比である。

り  $\tau \rightarrow 3\mu$  は形式的には可能だが、その分岐比は極めて小さく、現実的な実験感度では観測不可能である。しかし、BSM 粒子を導入することによって  $\tau \rightarrow 3\mu$  の分岐比が増加する。したがって、 $\tau \rightarrow 3\mu$  の探索はレプトンフレーバーの破れと BSM を探索する重要なプローブである。

これらの BSM の探索では、崩壊により生じるミューオンを確実にとらえることが重要である。加速器実験においてダークフォトンの崩壊や  $\tau \rightarrow 3\mu$  により生じる粒子は、加速器によって与えられた運動量によりブーストされて近接した飛跡を形成する。そのため、LHC-ATLAS 実験のような加速器実験では近接ミューオン対を捉えることが新物理探索に必要であり、新物理として予言されているダークフォトンや  $\tau \rightarrow 3\mu$  にさらなる制限をかけることができるようになる。

これら新物理探索の感度を上げるためには、実験データとして記録される前の事象選別の段階で、近接ミューオン対を確実に捕捉する必要がある。しかし、検出器の分解能や飛跡の再構成アルゴリズムの問題により、極めて近接した複数の飛跡を分離・識別することは技術的な難度が高い。本研究の目的は、近接ミューオン対を効率的に捕捉可能な事象選別手法を開発することにある。本論文では加速器実験の中でも特に、LHC-ATLAS 実験における近接ミューオン対を捉えるトリガーの研究・評価について述べる。

## 第2章

# LHC-ATLAS 実験

LHC-ATLAS 実験は、LHC における陽子衝突により生成された粒子を精密に測定することで、標準模型の検証および標準模型を超える新物理の探索を行う高エネルギー実験である。ATLAS 実験は現在、2022 年より開始された第3期運転 (Run 3) の最中にある。今後は、高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレードを経て、2030 年より第4期運転 (Run 4) を開始する予定である。本章では、LHC および ATLAS 検出器の概要および高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けた主要な変更点を概説する。

### 2.1 LHC 加速器

LHC は、スイス・ジュネーブにある欧州原子核研究機構 (CERN) の地下約 100 m、約 27 km のトンネルにある円形衝突型加速器で、重心系エネルギー 14 TeV での陽子陽子衝突が可能である。陽子ビームは 25 ns 間隔のバンチ構造を持っており、衝突点におけるバンチ交差の頻度は 40 MHz である。また、LHC では陽子以外にも鉛などの重イオンを加速及び衝突させることができる。LHC の衝突点では 4 つの主要な実験が行われており、汎用検出器を備えた ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) および CMS (Compact Muon Solenoid) に加え、重イオン衝突物理に特化した ALICE (A Large Ion Collider Experiment)、 $b$  クォークを含む粒子の研究に特化した LHCb (Large Hadron Collider b) がある。

陽子は LHC に入射されるまでに、CERN の加速器群を経て段階的に加速される。CERN の加速器群の構成を図 2.1 に示す。まず、線形加速器である Linac4 で負水素イオン ( $H^-$ ) を 160 MeV まで加速し、Proton Synchrotron Booster (PSB) 入射時に電子を剥ぎ取って陽子ビームとして 2.0 GeV まで加速する。続いて Proton Synchrotron (PS) で 26 GeV まで、Super Proton Synchrotron (SPS) で 450 GeV まで加速を行った後、LHC へと入射される。最終的に LHC 内で最大 7 TeV まで加速された陽子ビーム同士を正面衝突させることで、重心系エネルギー 14 TeV を実現する。

しかしながら、現在までの LHC 実験において、標準模型を超える物理の兆候は未だ得られておらず、物理探索のさらなる感度向上を目的として LHC の高輝度化が計画されている。図 2.2 に LHC の運転計画を示す。計画では、2026 年より開始されるロングシャットダウンを経て、2030 年から高輝度 LHC としての運転を開始する予定である。LHC の高輝度化ではビームを絞ることで、Run 3 において  $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  であった瞬間ルミノシティを  $(5-7.5) \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  まで増強し、積分ルミノシティとして 10 年間で  $3000 \text{ fb}^{-1}$  を目指している。これに伴い、1 バンチ当たりの陽子同士の衝突数 (パイルアップ) は、Run 3 における平均 50-65 から、150-250 まで大幅に増加する。データ収集量の増大により新物理探索への感度向上が期待される一方、背景事象の増加も予想されるため、従来以上に厳しい事象選別が必要となる。

ATLAS 実験ではこの高輝度化に対応するため、2026 年よりアップグレードを開始する。本アップグレードには、検出器やトリガー・データ収集システムの大規模な改良が行われる。

## The CERN accelerator complex Complexe des accélérateurs du CERN

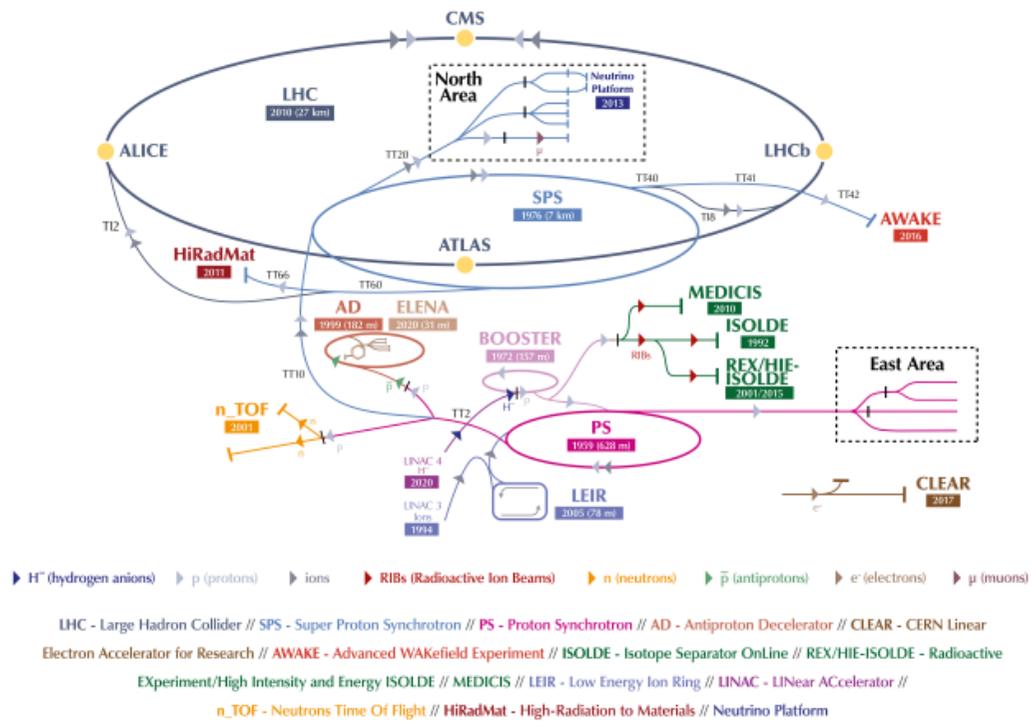


図 2.1: 現在 CERN に設置されている加速器群 [9]。粒子は Linac4、PSB、PS および SPS によって 450 GeV まで加速を行ったあと LHC へ入射される。LHC では現在運転中の Run 3 において重心系エネルギー 13.6 TeV で陽子衝突が行われており、高輝度 LHC では重心系エネルギー 14 TeV での衝突が行われる。



図 2.2: LHC の運転計画 [10]。さらなる精密測定や標準模型を超える物理の探索を目的として 2030 年より高輝度化しての運転が計画されている。

## 2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は直径約 25 m、長さ約 44 m の円筒型汎用検出器である。図 2.3 に ATLAS 検出器の全体像を示す。ATLAS 検出器は衝突点から内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオンスペクトロメータという順で配置されており、内部飛跡検出器とカロリメータの間には超電導ソレノイド磁石が、カロリメータの外側にはトロイド磁石が設置されている。ATLAS 実験ではこれらの検出器から得られた情報を組み合わせることで、粒子の種類やエネルギー、飛跡などの情報を再構成する。

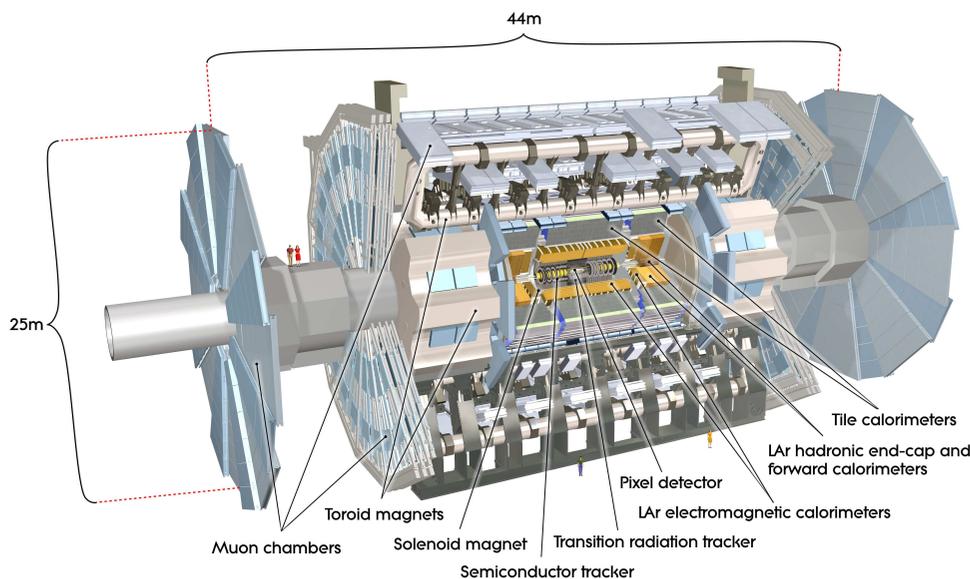


図 2.3: ATLAS 検出器の概観 [11]。内側から内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオンスペクトロメータで構成される。内部飛跡検出器とカロリメータの間にはソレノイド磁石、カロリメータの外側にトロイド磁石がそれぞれ設置されている。

### 2.2.1 ATLAS 座標系

ATLAS 実験で使用する座標系の定義を図 2.4 に示す。原点を衝突点に取り、ビームの進行方向に沿って  $z$  軸をとり、LHC リングの中心方向を正とする  $x$  軸、および鉛直上向きを正とする  $y$  軸によって直交座標系を定義している。また、角度変数は、 $z$  軸からの極角を  $\theta$ 、方位角を  $\phi$  とする。さらに、 $\theta$  の代わりに式 (2.1) で定義される擬ラピディティ  $\eta$  も使用されている。

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

ATLAS 検出器は円筒構造をしており、この  $\eta$  を用いて領域が区分されている。具体的には、 $|\eta| < 1.05$  の中央部分をバレル領域、その両側にある  $|\eta| > 1.05$  の領域をエンドキャップ領域と呼ぶ。

### 2.2.2 ATLAS マグネットシステム

ATLAS 検出器には、粒子の運動量測定に必要な磁場を形成するため、2 種類の超伝導磁石が備えられている。図 2.5 にその配置を示す。1 つは衝突点近傍の荷電粒子飛跡を測定するソレノイド磁石、もう 1 つはミューオンの運動量測定に用いられるトロイド磁石である。ソレノイド磁石は内部飛跡検出器とカロリメータの間に配置されてい

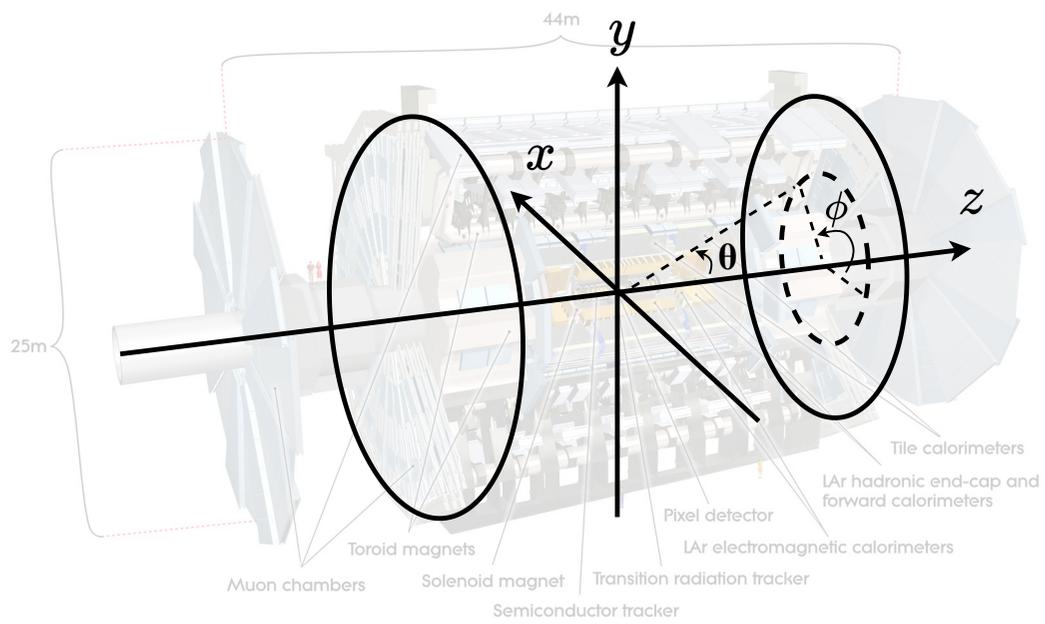


図 2.4: ATLAS 実験で使用している座標系。衝突点を原点に取る。

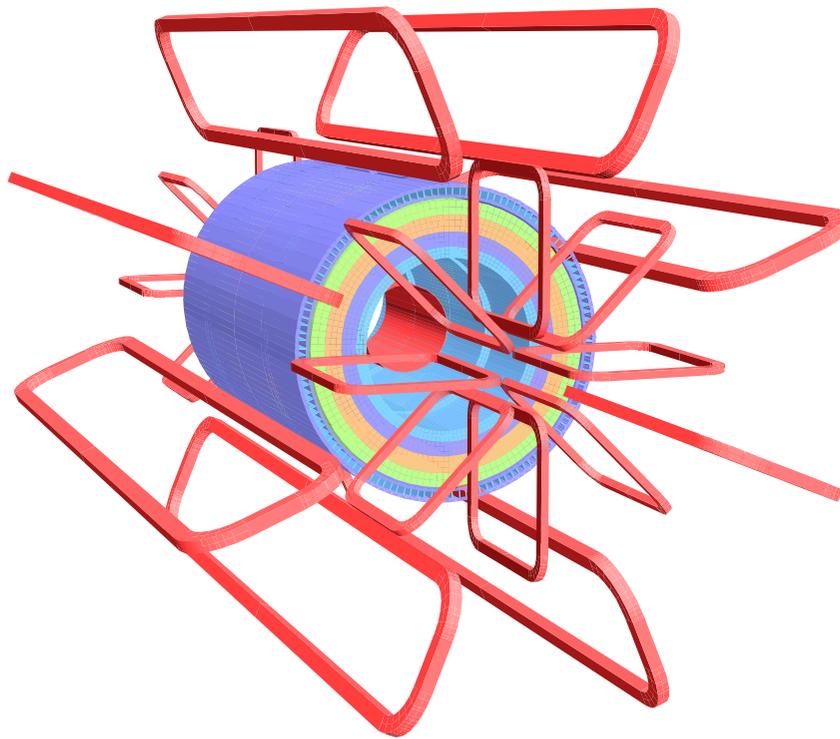


図 2.5: 磁石の巻き線とタイルカロリメータ鋼の形状 [10]。

る。一方、トロイド磁石はバレル領域とエンドキャップ領域に分割して設置され、それぞれ  $\phi$  方向に 8 つのコイルが等間隔で並ぶ構造を持っている。これらの磁場により、荷電粒子の飛跡の曲率から運動量を決定する。

## 2.2.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器 (Inner Detector) は、ATLAS 検出器の最内層に位置し、衝突点近傍における荷電粒子の飛跡測定を担っている。図 2.6 および図 2.7 に、その全体図と断面図を示す。内部飛跡検出器はビームパイプに近い内側から順に、Insertable B-Layer (IBL)、Pixel 検出器 (Pixel)、Semiconductor Tracker (SCT)、Transition Radiation Tracker (TRT) によって構成される。これらは ATLAS 検出器の中で最も高い位置分解能を持ち、精密な飛跡再構成を行う [12]。

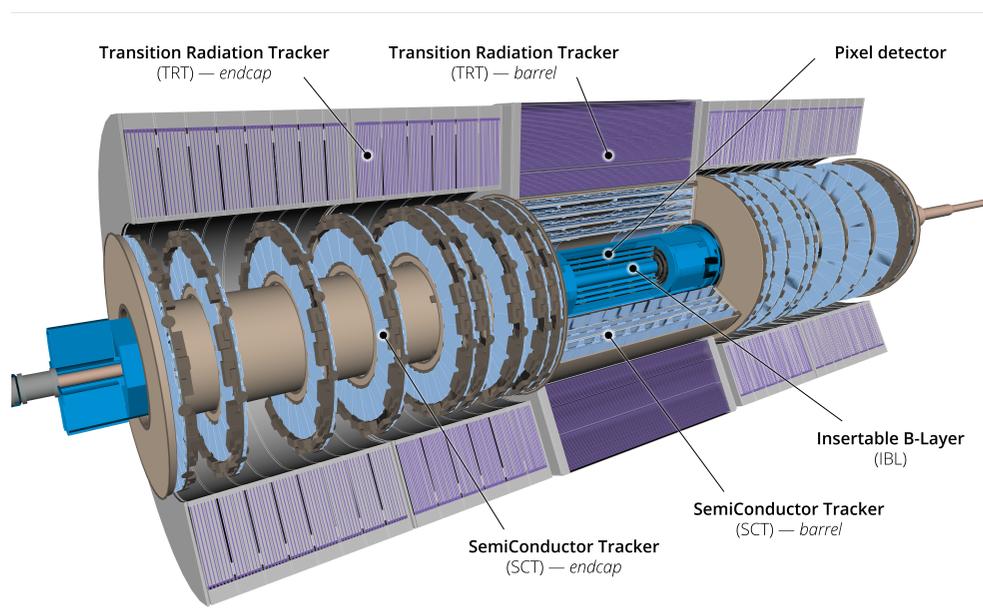


図 2.6: 内部飛跡検出器の全体図 [12]。内側から順に IBL、Pixel、SCT、TRT によって構成されている。

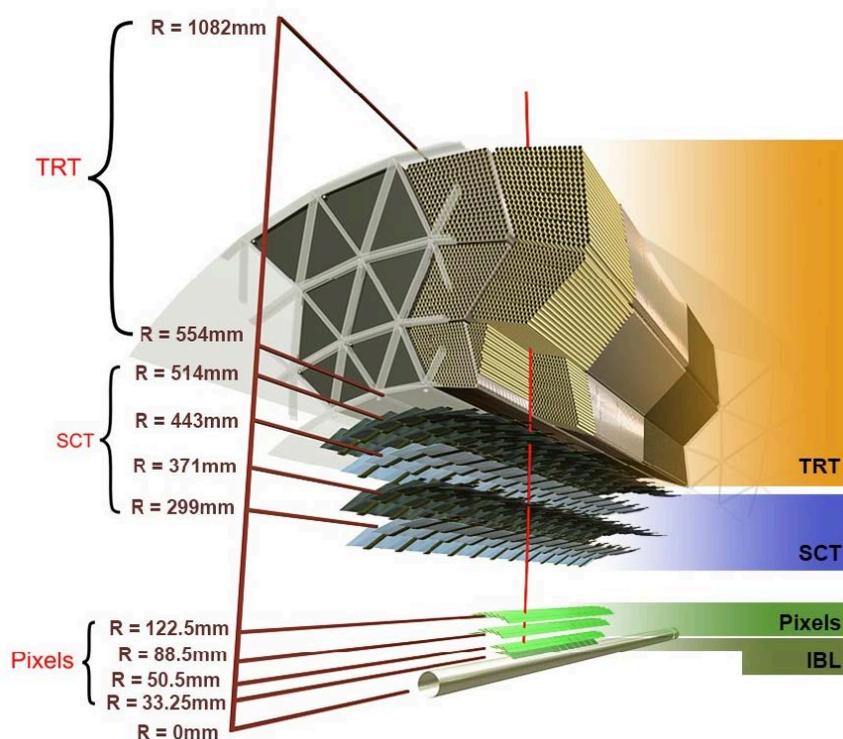


図 2.7: 内部飛跡検出器の断面図 [12]。

Pixel 検出器は  $|\eta| < 2.5$  の領域をカバーするシリコン検出器であり、バレル領域では同心円状に 3 層、エンドキャップ領域ではビーム軸に対して垂直なディスク状に 3 層ずつ配置されている。各ピクセルのサイズは  $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  であり、位置分解能はバレル領域において  $r-\phi$  方向に  $10 \mu\text{m}$ 、 $z$  方向に  $115 \mu\text{m}$  である。一方、エンドキャップ領域では  $r-\phi$  方向に  $10 \mu\text{m}$ 、 $r$  方向に  $115 \mu\text{m}$  の分解能を持ち、読み出しチャンネル数は全体で約 8000 万個に達する。IBL は、Run 2 より Pixel 検出器のさらに内側に追加設置された検出器である。ビーム軸からの平均距離は約  $33 \text{mm}$  であり、衝突点に極めて近い位置で測定を行うことで、衝突点の再構成精度や  $b$  クォーク由来のジェットに対する識別性能の向上を実現している。ピクセルサイズは  $50 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$  であり、従来の Pixel 検出器よりもさらに微細化されている。

SCT は  $|\eta| < 2.5$  の領域をカバーするストリップ検出器で、バレル領域では同心円状に 4 層、エンドキャップ領域ではディスク上に 9 層配置されている。 $r-\phi$  方向に  $17 \mu\text{m}$  の位置分解能を持ち、バレル領域では  $z$  軸方向に、エンドキャップ領域では  $r$  方向に  $580 \mu\text{m}$  の位置分解能を持つ。また、SCT は全体で約 630 万の読み出しチャンネルを持っている。

TRT は内部飛跡検出器のもっとも外側に位置する検出器で、 $|\eta| < 2$  の領域をカバーしている。直径  $4 \text{mm}$  のドリフトチューブ約 30 万本から構成されており、飛跡のトラッキングに加えて遷移輻射を利用した電子の同定も行っている。ドリフトチューブはバレル領域で 73 層、エンドキャップ領域では 160 層積み重ねられており、位置分解能は  $r-\phi$  方向に  $130 \mu\text{m}$  である。

これらの Pixel、IBL、SCT、TRT の検出器からなる内部飛跡検出器は高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレードで総入れ替えが行われ、全てシリコン検出器のみで構成されることが予定されている。アップグレード後の内部飛跡検出器は Inner Tracker (ITk) と呼ばれ、現行の内部飛跡検出器よりも読み出しチャンネル数は約 50 倍に増加し、 $\eta$  方向のカバー領域も  $|\eta| < 4$  まで拡張される [13]。ITk レイアウトの 4 分の 1 の概略図を図 2.8 に示す。バレル領域ではピクセル検出器が 5 層、ストリップ検出器が 4 層で構成されており、エンドキャップ領域では複数のピクセルリングとストリップ検出器が 6 層配置されている。

ITk ピクセル検出器には、 $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$  や  $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$  といった微細なピクセルサイズを持つシリコンセンサーが搭載され、現行の Pixel と比較して大幅な高精細化が実現される。検出器全体は、大きく 3 つのシステムから構成されている。第一に、放射線耐性に優れた 3D センサーを用いたインナーシステムである。第二に、アウターバレルである。ここには 2D センサーが採用されており、3 層のフラットなモジュール層と、その隙間を埋めるように配置された 3 組の傾斜リング層からなる。第三に、アウターエンドキャップである。これはアウターバレルの両端に配置され、複数のリング状ディスク (double-sided rings) によって構成されている。 $|\eta| < 2.7$  の領域をカバーしている ITk ストリップ検出器は、バレル領域と 2 つの対称なエンドキャップ領域によって構成されており、ストリップ幅は約  $75 \text{mm}$  で設計されている。

## 2.2.4 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンスペクトロメータ (MS) は ATLAS 検出器の最外層に配置されている検出器で、カロリメータを通過した粒子の飛跡測定に使用されている。光子や電子、ハドロンなどはカロリメータで自身の持つエネルギーをすべて落とすため MS まで到達しないが、ミューオンは寿命が長く、質量が電子の約 200 倍もあるため制動放射によるエネルギー損失が小さくカロリメータを通過し、MS にまで到達する。そのため、MS は主にミューオンの測定に用いられている。

バレル領域の MS は  $\phi$  方向に交互に並ぶスモールセクターとラージセクターからなる 2 つのセクターで構成されており、トロイドコイルと並んで配置されているスモールセクターの隙間をカバーする形でラージセクターが配置されている (図 2.9)。各セクターの MS は  $r$  方向に 3 つのステーションを構成しており、ビーム軸内側から順にインナーステーション (BI: Barrel Inner)、ミドルステーション (BM: Barrel Middle)、アウターステーション (BO: Barrel Outer) と呼ばれている。エンドキャップ領域でも同様に  $r$  軸内側から順にインナーステーション (EI:

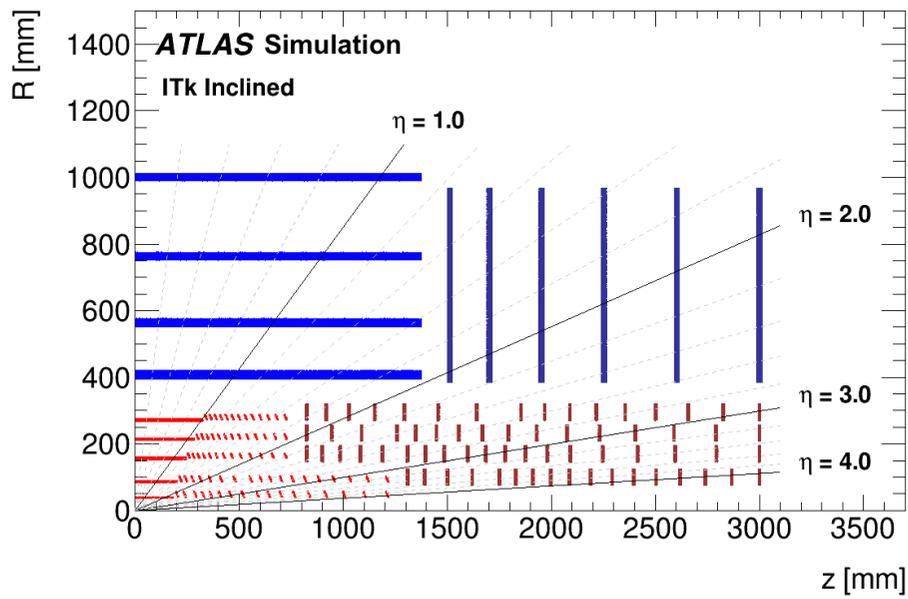


図 2.8: ITk レイアウトの 4 分の 1 概略図 [13]。赤色はピクセル検出器、青色はストリップ検出器を表している。

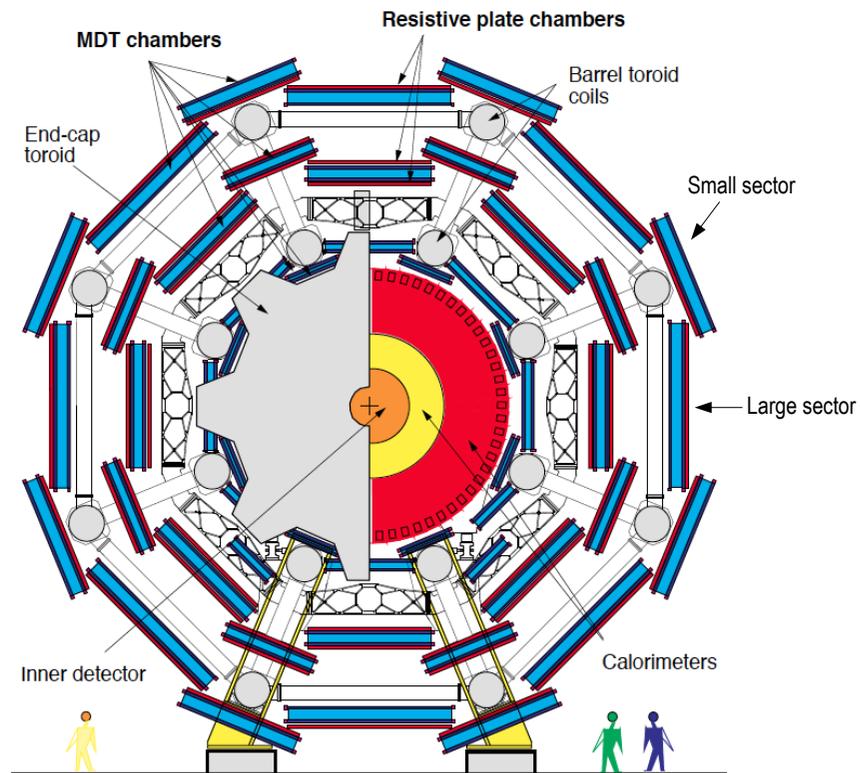


図 2.9: ミューオン検出器のバレル領域の  $r-\phi$  平面断面図 [14]。スモールセクターとラージセクターに交互に検出器を配置することで、 $\phi$  方向の隙間をなくしている。

Endcap Inner)、ミドルステーション (EM: Endcap Middle)、アウトーステーション (EO: Endcap Outer) の 3 つのステーションが定義されており、ほかにもこれらのステーションの検出器での測定を補うための Endcap Extra (EE) や Barrel Endcap Extra (BEE) と呼ばれるステーションも設置されている。

バレル領域には 3 つのステーションすべてに MDT が設置されており、ミドルステーションとアウトーステーションには RPC が設置されている。これらの検出器ではミューオンのトリガー及び再構成を担っている。

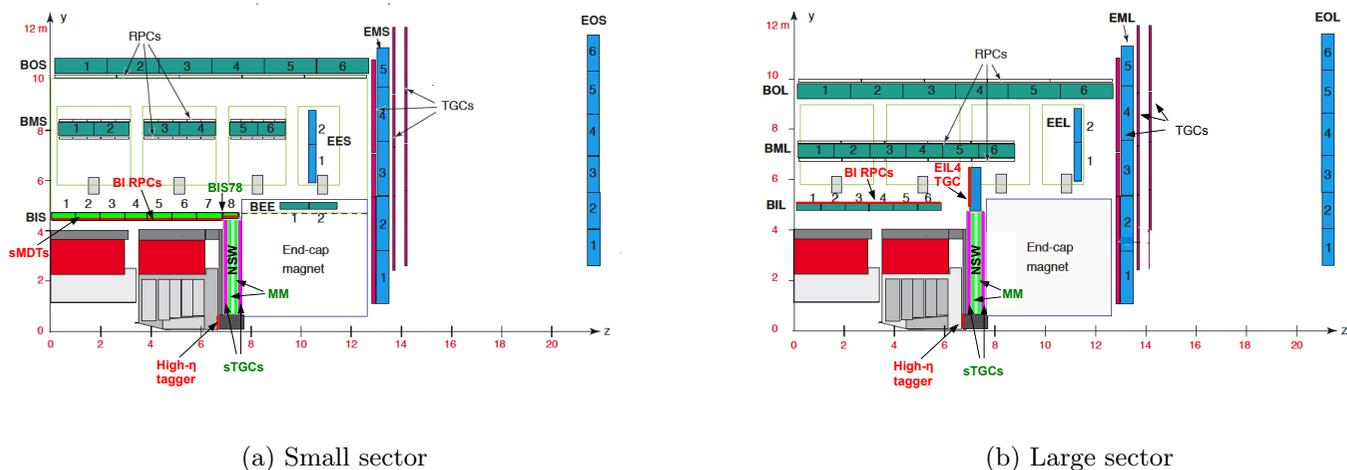


図 2.10: ミューオン検出器の  $r-z$  平面断面図 [14]。

### RPC

RPC はバレル領域に設置されている飛跡検出器で、ミドルステーションに 2 枚、アウトーステーションに 1 枚の合計 3 枚配置されている。図 2.11 に示すように、1 枚の RPC はそれぞれ  $\eta, \phi$  方向のヒット検出を担う 2 層の RPC ストリップ層によって構成されており、これらのストリップ層は約 2 mm の隙間を挟んで抵抗板で固定されているガスギャップを挟んで設計されている [11]。ガスギャップには  $C_2H_2F_4 : Iso-C_4H_{10} : SF_6 = 94.7 : 5 : 0.3$  の割合で混合されたガスが封入されており、抵抗板には 4.9 kV/mm の電圧がかかっている。

RPC は位置分解能は高くないが、応答が早いため、主にトリガー用として用いられている。

高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレードでは新たにインナーステーションにも RPC が導入される予定である。導入予定の RPC は 3 層のガスギャップから構成されており、それぞれ独立に読み出しが行われる。

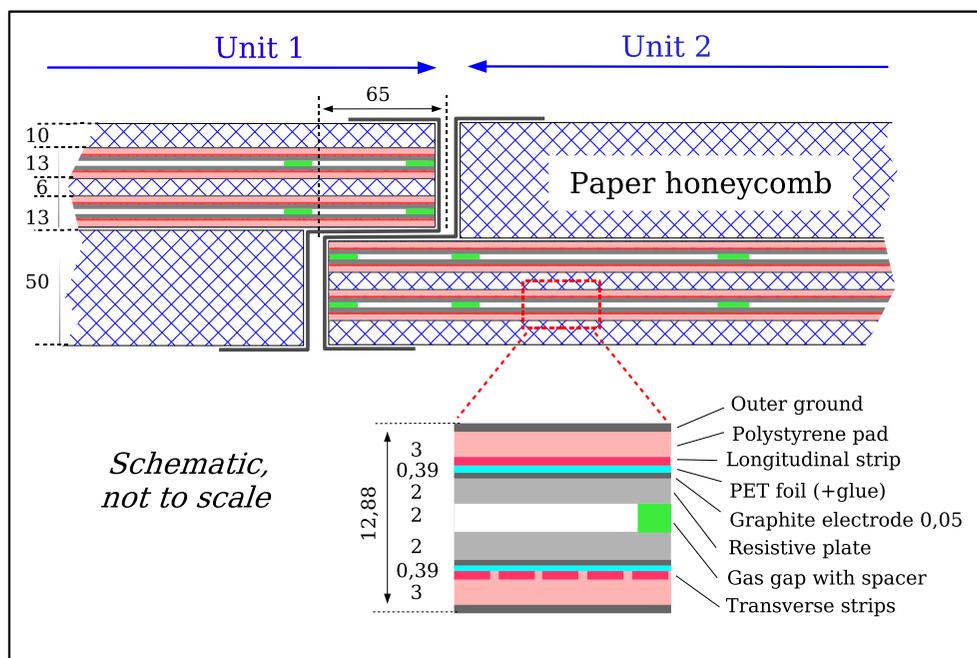


図 2.11: RPC の断面図 [11]。

## MDT

MDT はバレル領域とエンドキャップ領域の双方に設置されており、時間分解能が悪い反面位置分解能が良いため、精密測定に使用されている。MDT は図 2.12(b) に示すようにドリフトチューブを 4 層または 3 層重ねたものを 2 枚合わせた構造となっており、チューブは  $\phi$  方向に伸びている。ドリフトチューブは Ar : CO<sub>2</sub> = 93 : 7 の割合で混合したガスが封入された半径約 28 mm のチューブで、チューブ中心には約 3080 V の電圧が印可されている。

このドリフトチューブを荷電粒子が通過すると、電離した電子はチューブ中心のアノードワイヤーに集められ、同心円状の電場が形成される。荷電粒子の通過位置は電子のドリフト距離を半径としたドリフト円の接線方向 (図 2.12(a)) であり、複数のドリフト円の接線方向の情報を組み合わせることで、通過した荷電粒子の飛跡情報を測定することができる。しかしながら、MDT はその設計上  $\phi$  方向の位置を測定することができないため、RPC や TGC の情報を組み合わせることによってミューオンの通過位置を決定している。

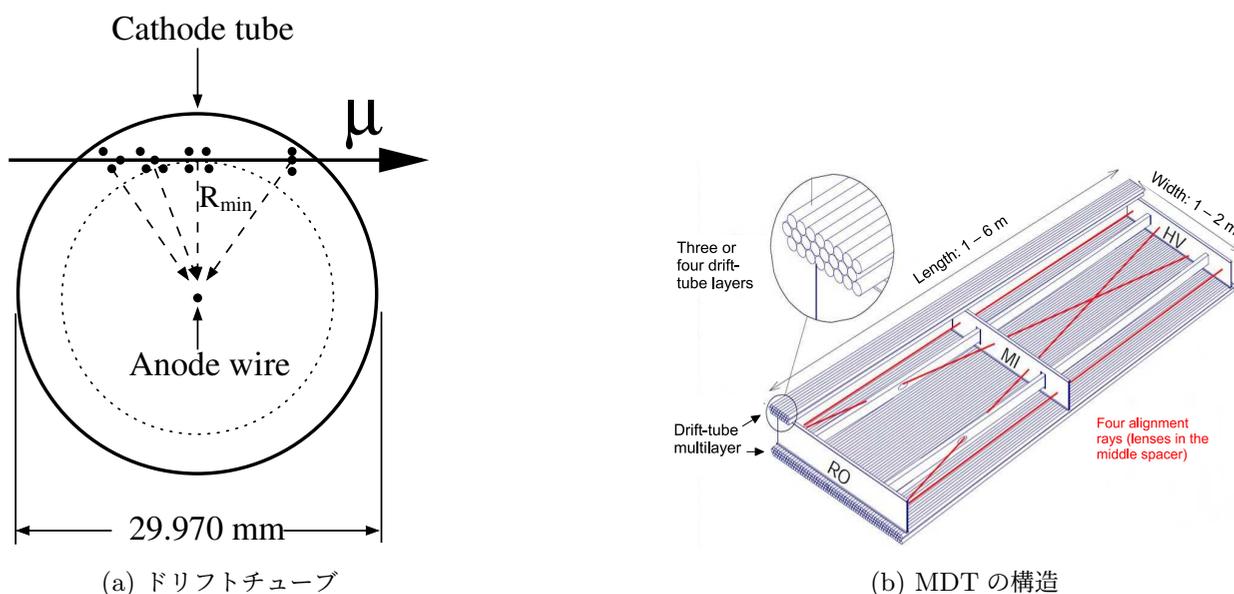


図 2.12: MDT を構成するドリフトチューブの検出原理と、MDT の構造。ドリフトチューブではドリフト円の接線方向の飛跡を検出することができる。またこのドリフトチューブを層状に重ねることで MDT が構成されている [11]。

エンドキャップ領域の MS には MDT と EI ホイールの最も内側にある New Small Wheel (NSW)、そしてトリガーやミューオンの  $\phi$  座標の測定に用いられる TGC によって構成されている。

## TGC

TGC はエンドキャップ領域のトリガー判定に用いられる検出器で、時間分解能が良く、ミューオン飛跡の  $\eta$  方向と  $\phi$  方向の位置を測定することができる。インナーステーションには doublet 構造をした TGC が 1 枚、ミドルステーションには doublet 構造の TGC が 2 枚と、triplet 構造の TGC が 1 枚の合計 4 枚設置されている。doublet 構造をしている TGC と triplet 構造をしている TGC を表す図を図 2.13 に示す。TGC の各層はアノードワイヤーとカソード層、ストリップ層から構成されており、 $\eta$  方向の位置はワイヤーのヒット情報から測定し、 $\phi$  方向はストリップのヒット情報から測定している。また、検出器内部には CO<sub>2</sub> と n-C<sub>5</sub>H<sub>12</sub> ガスが封入されている。

## NSW

NSW は LHC のルミノシティ増加に伴う高ヒットレート環境下での飛跡測定と、エンドキャップ領域におけるミューオントリガーの改良を目的として Run 3 より新たに導入された検出器である。NSW の全体図を図 2.14 に示す。エンドキャップ領域のインナーステーションに設置されている NSW は、磁場領域よりも内側に配置されており、

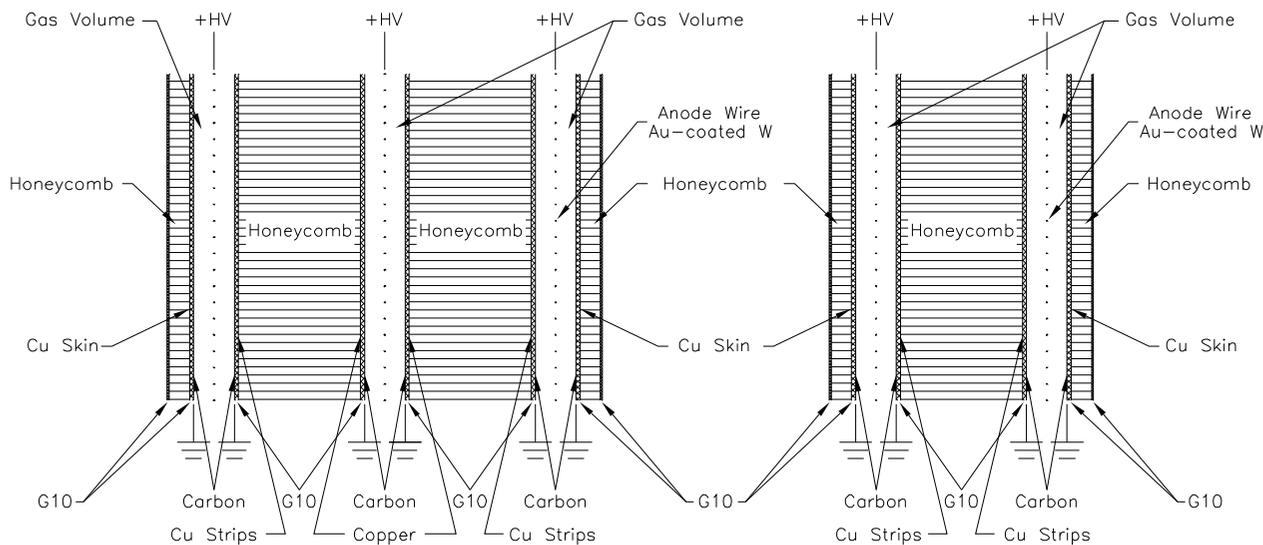


図 2.13: triplet 構造及び doublet 構造を持つ TGC の断面図 [11]。

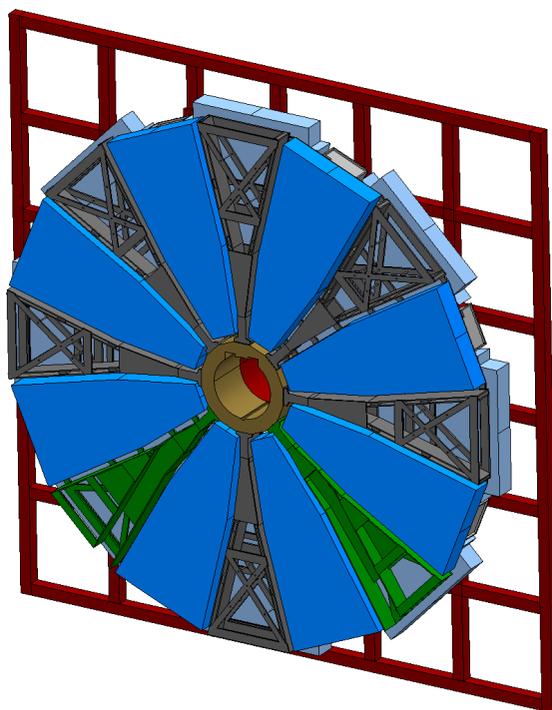


図 2.14: NSW の全体図 [15]。

$1.3 < |\eta| < 2.42$  の領域をカバーしている。本検出器は small-strip TGC (sTGC) と Micromegas (MM) の 2 種類の検出器から構成されており、衝突点から近い順にそれぞれ 4 層の sTGC、MM、MM、sTGC の計 16 層からなる。

MM の構造を図 2.15 に示す。MM は上から順にドリフト用カソード電極板、厚さ 5 mm のガスギャップ、薄いステンレス製のメッシュ、約  $100 \mu\text{m}$  の厚さを持つ増幅領域を支えているピラー、読み出し電極で構成されている。また、ガスギャップ内には  $\text{Ar} : \text{CO}_2 = 93 : 7$  の割合で混合されたガスが封入されている。MM はドリフト領域と増幅領域を分割しており、ドリフト領域で入射粒子によって電離された電子がドリフトし、メッシュ通過後に雪崩増幅を起こす。この際、電子と同時に形成された陽イオンは電子と反対方向に移動することでメッシュに戻るが、増幅領域の厚さは約  $100 \mu\text{m}$  であるため、メッシュ到達までの時間が非常に短い。そのため、高ヒット環境下に適した検出器であり、高いレート性能を誇る。

続いて、sTGC の構造を図 2.16 に示す。sTGC には  $\text{CO}_2$  と  $n\text{-C}_5\text{H}_{12}$  ガスが封入されており、 $\eta$  方向と  $\phi$  方向の

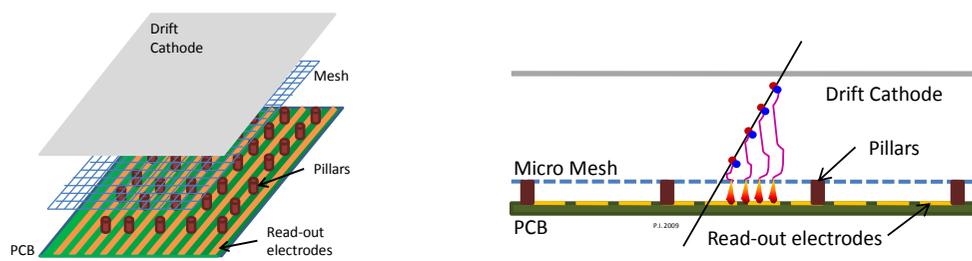


図 2.15: MM の構造 [15]。(左)ドリフト用カソード電極板とメッシュ、および読み出し電極で構成される MM の構造。(右)MM の検出原理。

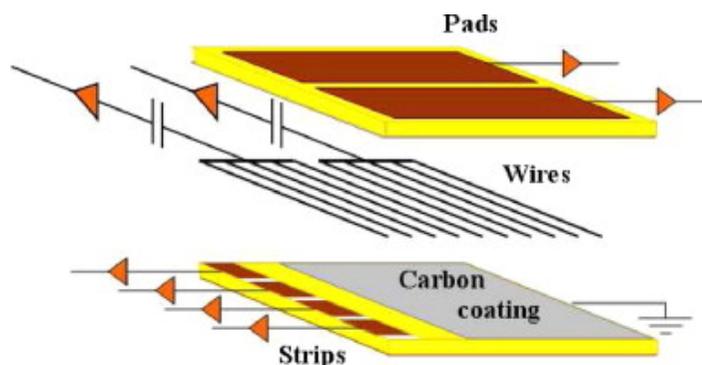


図 2.16: sTGC の構造 [15]。

測定にそれぞれストリップとワイヤーを用いている。ワイヤーは 1.8 mm 間隔で並んでワイヤー面を形成し、このワイヤー面が 1.4 mm の距離で 2 つのカソード面に挟まれている。ストリップの幅は 3.2 mm を実現しており、このストリップ幅の小ささから TGC よりも高い位置分解能が可能となった。

## 2.3 ATLAS トリガーシステム

LHC では 40 MHz の頻度でバンチ同士の衝突を行う。しかしながら、そのすべてのデータを保存することは計算機資源や事象再構成の計算リソースによる制約のため不可能である。そのため、ATLAS 実験では二段階のトリガーシステムを用いることで、興味のある事象のみを選別して記録してデータ取得頻度を削減している。ATLAS トリガーシステムには測定したい物理に応じてミューオン、電子、光子、タウ、ジェットなどのそれぞれのオブジェクトに対しての再構成アルゴリズムが用意されている。

ATLAS トリガーシステムはハードウェアを用いた高速なトリガー判定を行う初段トリガーと、ソフトウェアを用いたより詳細なトリガー判定を行う後段トリガーの二段階のトリガーによって構成されている。ここで、図 2.17 に LHC-ATLAS 実験 Run 3 におけるトリガーシステムの概要を示す。初段トリガー (Level-1 トリガー) はカロリメータからの情報を用いる Level-1 Calolimeter トリガー (L1Calo) とミューオン検出器からの情報を用いる Level-1 Muon トリガー (L1Muon) の 2 つのシステムに基づいている。L1Muon の情報はバレル領域の情報とエンドキャップ領域の情報を Muon-to-Central Trigger Processor Interface (MUCTPI) で統合した後、Central Trigger Processor (CTP) に送られる。この時、L1Muon の情報は L1Calo の情報とともに Level-1 Topological Processor (L1Topo) にも送られ、L1Topo が L1Muon と L1Calo の情報を組み合わせた事象選別を行う。L1Calo と L1Topo の情報も CTP へと送信され、これらの情報とほかのいくつかのサブシステムから受信した入力を組み合わせて、CTP によって初段トリガーの決定が行われる。

初段トリガーを通過したイベントは、ソフトウェアベースの後段トリガーに送られ、さらに詳細な事象選別を行ったのちディスクに保存される。

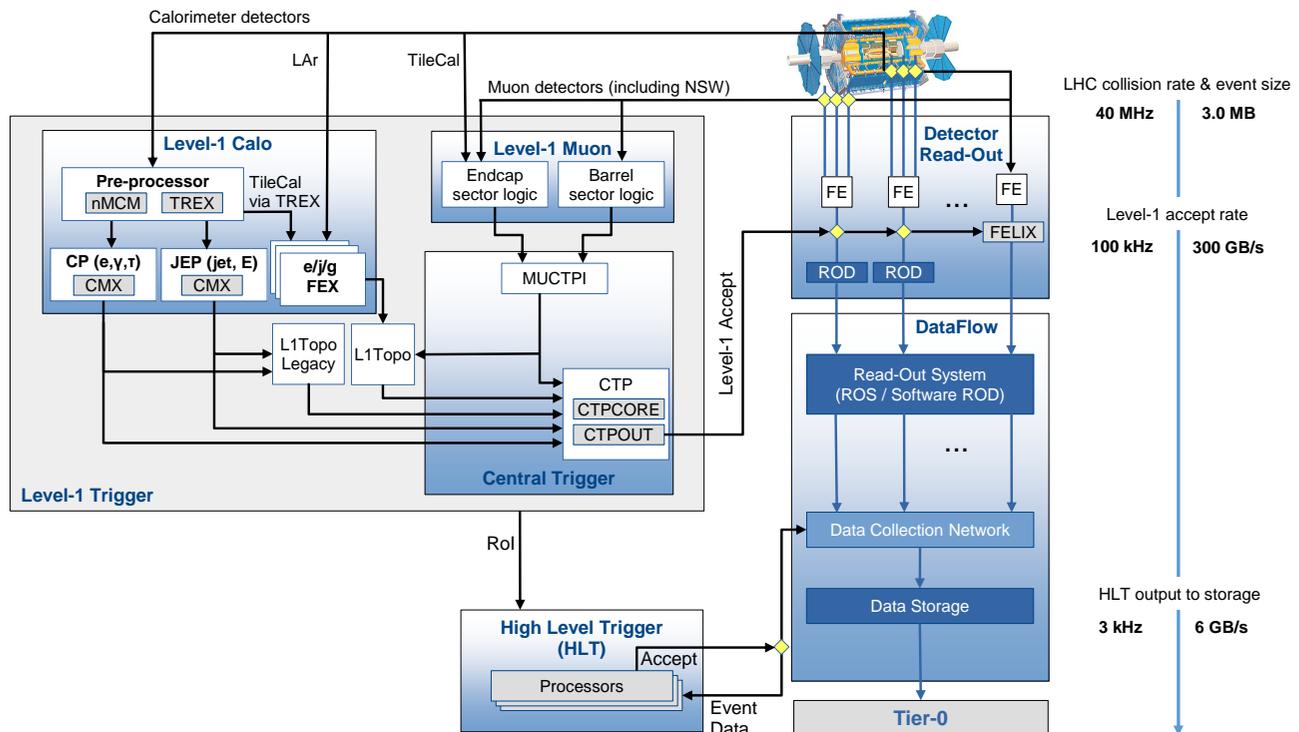


図 2.17: LHC-ATLAS 実験 Run 3 におけるトリガーシステムとデータ読み出しの概要 [16]。初段トリガーと後段トリガーを通過したイベントのみがディスクに保存される。

### 2.3.1 トリガーチェーン

初段トリガーと後段トリガーのトリガー条件を組み合わせたものをトリガーチェーンと呼ぶ。また、トリガーチェーンとトリガーレートの配分をまとめたものをトリガーマニューと呼ぶ。トリガーチェーンには各物理対象に合わせて様々なものが用意されており、新物理の発見を目的とした高い運動量のミュオンを捉えるトリガーや、B 中間子の精密測定や 1.2.1 節で述べたダークフォトンのような軽い新粒子を捉えるための低い運動量を捕捉するトリガーなどが存在している。低い運動量を持つミュオンは生成頻度が高く、トリガーの  $p_T$  閾値を下げるだけではトリガーレートが高くなりすぎてしまう。そのため、 $p_T$  閾値の低いトリガーにはミュオンの個数やアイソレーションなどを要求することでトリガーレートを抑えている。このように様々な物理対象に応じたトリガーチェーンとトリガーレートを考慮して作成された実際のトリガーチェーンの一例を図 2.18 に示す。トリガーチェーンでは後段のトリガーに行くほど  $p_T$  の再構成精度が良くなるため、後段のトリガーほど厳しい  $p_T$  閾値を課している。

Trigger	Typical offline selection	Trigger Selection		L1 Peak Rate [kHz]	HLT Peak Rate [Hz]
		L1 [GeV]	HLT [GeV]	L=2.0×10 <sup>34</sup> cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	
Single leptons	Single isolated $\mu$ , $p_T > 27$ GeV	20	26 (i)	16	218
	Single isolated tight $e$ , $p_T > 27$ GeV	22 (i)	26 (i)	31	195
	Single $\mu$ , $p_T > 52$ GeV	20	50	16	70
	Single $e$ , $p_T > 61$ GeV	22 (i)	60	28	20
	Single $\tau$ , $p_T > 170$ GeV	100	160	1.4	42
Two leptons	Two $\mu$ , each $p_T > 15$ GeV	2 × 10	2 × 14	2.2	30
	Two $\mu$ , $p_T > 23, 9$ GeV	20	22, 8	16	47
	Two very loose $e$ , each $p_T > 18$ GeV	2 × 15 (i)	2 × 17	2.0	13
	One $e$ & one $\mu$ , $p_T > 8, 25$ GeV	20 ( $\mu$ )	7, 24	16	6
	One loose $e$ & one $\mu$ , $p_T > 18, 15$ GeV	15, 10	17, 14	2.6	5
	One $e$ & one $\mu$ , $p_T > 27, 9$ GeV	22 (e, i)	26, 8	21	4
	Two $\tau$ , $p_T > 40, 30$ GeV	20 (i), 12 (i) (+jets, topo)	35, 25	5.7	93
	One $\tau$ & one isolated $\mu$ , $p_T > 30, 15$ GeV	12 (i), 10 (+jets)	25, 14 (i)	2.4	17
One $\tau$ & one isolated $e$ , $p_T > 30, 18$ GeV	12 (i), 15 (i) (+jets)	25, 17 (i)	4.6	19	
Three leptons	Three very loose $e$ , $p_T > 25, 13, 13$ GeV	20, 2 × 10	24, 2 × 12	1.6	0.1
	Three $\mu$ , each $p_T > 7$ GeV	3 × 6	3 × 6	0.2	7
	Three $\mu$ , $p_T > 21, 2 × 5$ GeV	20	20, 2 × 4	16	9
	Two $\mu$ & one loose $e$ , $p_T > 2 × 11, 13$ GeV	2 × 10 ( $\mu$ )	2 × 10, 12	2.2	0.5
	Two loose $e$ & one $\mu$ , $p_T > 2 × 13, 11$ GeV	2 × 8, 10	2 × 12, 10	2.3	0.1

図 2.18: Run 2 におけるトリガーメニューの例 [17]。

## 第3章

# ミュオントリガーと近接ミュオン対捕捉の問題点

ATLAS 実験ではトリガーによってデータストレージに保存するイベントを選別しているため、トリガー段階で新物理を逃していれば、その後オフラインでいくら物理解析技術を向上させても、発見は不可能となる。新物理探索を目指した高輝度化の流れの中で発見可能性を落とさないために、これまで収集できなかった特徴を持つ事象へのピンポイント・アクセスが重要になる。本章は ATLAS トリガーシステムとミュオントリガーについてまず説明する。次にミュオントリガーにおいて、近接ミュオン対に対する問題を述べ、本研究の目的を定める。

### 3.1 Run 3 ミュオントリガーシステム

終状態にミュオンを含むような事象を選別するためのトリガーをミュオントリガーと呼ぶ。ミュオンはほかの物質と相互作用しにくく、背景事象との区別が付きやすい。加えて、ミュオンはヒッグス粒子や  $B$  中間子及びその他の新粒子が生成した際の終状態に含まれることが多いため、ミュオンの情報の取得は ATLAS 実験にとって非常に重要である。

ミュオントリガーでは、荷電粒子であるミュオンの磁場中の曲率から横運動量  $p_T$  を計算し、閾値以上の  $p_T$  を持つミュオンかどうかでトリガー判定を行う。ミュオントリガーも ATLAS 実験内の他のトリガーと同じく初段トリガーと後段トリガーの二段階で構成されており、初段トリガーを通過したミュオンに対しては Region of Interest (RoI) と呼ばれる検出器のどの位置 ( $\eta, \phi$ ) でトリガーが発行したかの情報を定義する。後段トリガーでは RoI 周辺の検出器情報を用いて多段階の飛跡再構成を行い、飛跡から求めた  $p_T$  からトリガー判定を行う。



図 3.1: ミュオントリガーシステムの流れ。初段トリガーによって RoI を定義した後、後段トリガーでは RoI をもとにより詳細な再構成を行うことでイベントを選別する。

#### 3.1.1 初段ミュオントリガー

初段ミュオントリガーではバレル領域とエンドキャップ領域で、異なる検出器、アルゴリズムを用いてトリガー判定を行っている。本節ではバレル領域とエンドキャップ領域での初段ミュオントリガーについてそれぞれ個別に

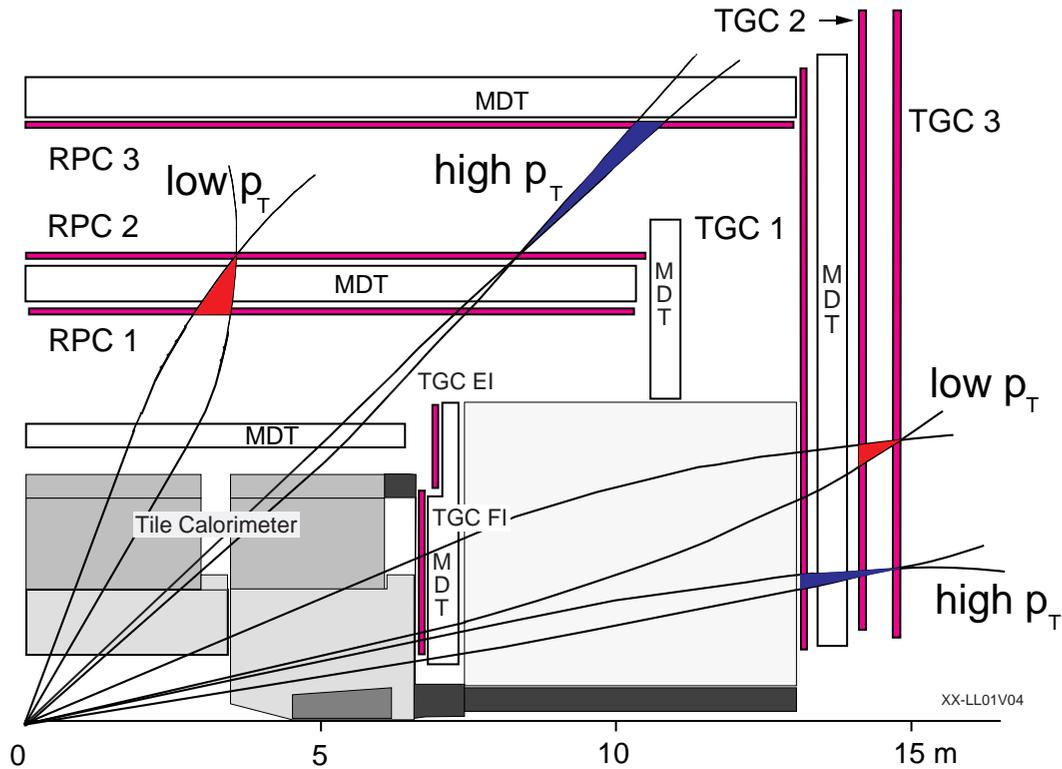


図 3.2: 初段ミュオントリガーアルゴリズム [14]。赤色の領域は低い  $p_T$  を持つミュオンに課する閾値の判定、青色の領域は高い  $p_T$  を持つミュオンに課する閾値の判定に用いられるロードを表す。

分けて述べる。

### バレル領域

バレル領域の初段ミュオントリガーは RPC を用いて行う。第 2 章で述べた通り、RPC はミドルステーションに RPC1 と RPC2、アウトーステーションに RPC3 の合計 3 枚が配置されており、それぞれが 2 層構造を持っているため、合計 6 層 (2 層  $\times$  3 枚) で  $\eta, \phi$  座標を測定している。初段トリガーでは初めに RPC2 にヒットがあることを要求し、この RPC2 のヒットと衝突点を結んだ直線を探索領域 (ロード) の中心として定義することで、ロード内の RPC1 のヒットを探索し (図 3.2)、その後 RPC1 と RPC2 の 2 枚を用いてトリガー判定を行う。このとき、高い  $p_T$  を持つミュオンはトロイド磁石の磁場によるミュオン飛跡の曲率が小さいため RPC3 も同時に通過する可能性が高くなる。そのため、高い  $p_T$  を持つミュオンに対しては RPC1、RPC2 による低いトリガーロジックが満たされることに加えて、RPC3 のヒット情報も用いてトリガー判定を行う。偶発的な背景事象を減らすために、ロードは  $\eta, \phi$  に対しての範囲が設定されており、要求する  $p_T$  閾値が高くなるほどロードの範囲が狭くなる。低い  $p_T$  を持つミュオンに対しては RPC1 と RPC2 の合計 4 層のうち、3 層以上でのヒットを要求し、高い  $p_T$  を持つミュオンに対してはさらに RPC3 の 2 層のうち、1 層以上でのヒットを要求する。

バレル領域の初段トリガーは、 $\eta$  および  $\phi$  方向に分割された合計 64 個の独立なトリガーセクター単位で実行される。各セクターは、 $\eta$ -CM ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ ) および  $\phi$ -CM ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.2$ ) と呼ばれる Coincidence Matrix に区分され、これらを組み合わせることで  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  の大きさを持つ Pad が構成される。 $p_T$  の閾値判定は、CM 単位での RPC1 と RPC2、または RPC2 と RPC3 のコインシデンスによって行われる。ミュオンの通過領域を示す RoI は、 $\eta$ -CM と  $\phi$ -CM が重なる  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  の領域として定義されるため、1 つの Pad 内には最大で 4 つの RoI 候補が存在することになる。しかしながら、ハードウェアの制約により、1 つの Pad から後段のトリガーシステムへ送信できる RoI は最大 1 つに限られる。したがって、Pad 内で作られた RoI の中から 1 つが選択され、より詳細な再構成を行う後段トリガーへと転送される。

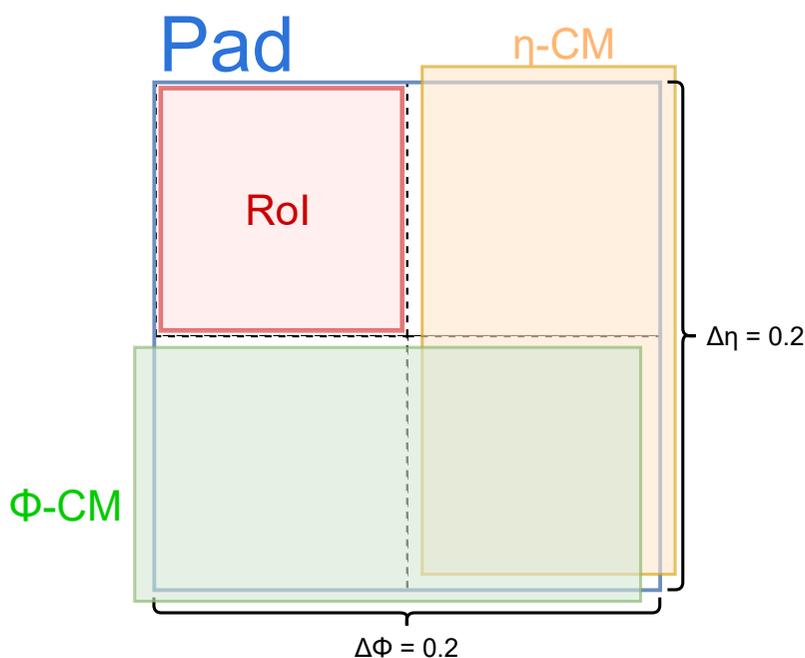


図 3.3:  $\eta$ -CM と  $\phi$ -CM からなる Pad の図。Pad は  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$  の大きさでできており、そのうち  $\eta$ -CM と  $\phi$ -CM の重なる  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  の大きさで RoI が定義される。

### エンドキャップ領域

エンドキャップ領域の初段ミュオントリガーは、TGC を用いて行われる。トリガー判定には、ミドルステーションに配置された M1、M2、M3 の 3 層が使用される。ここで図 3.4 にエンドキャップ領域での  $p_T$  算出方法を模した概念図を示す。トリガー判定のアルゴリズムははじめに、最外層である M3 におけるヒットを要求する。M3 にヒットがあった場合、衝突点と M3 におけるヒット位置を結ぶ直線を想定し、この直線と M1、M2 平面との交点座標と、M1 または M2 で検出されたヒット位置との座標差 ( $dR$ ,  $d\phi$ ) を計算する。この座標差は磁場中のミュオンの曲率に対応しており、値が大きいほど曲率が大きいため  $p_T$  が低く、値が小さいほど曲率が小さいため  $p_T$  が高いことを意味する。ATLAS 実験では、あらかじめ ( $dR$ ,  $d\phi$ ) と  $p_T$  の対応関係を格納した Look-Up Table (LUT) を実装しており、これを参照することで高速な  $p_T$  算出を実現している。

### 3.1.2 後段ミュオントリガー

図 3.1 に示した通り、後段ミュオントリガーでは初段ミュオンで発行された RoI をもとにソフトウェアを用いてトリガー判定を行う。現行の後段ミュオントリガーでは MuonSA、MuComb、MuonEF と呼ばれる 3 つのアルゴリズムによってイベントを選別しており、それぞれが異なったトリガー判定アルゴリズムを使用している [19]。本節ではこの 3 つのアルゴリズムについてそれぞれの説明を述べる。

#### MuonSA

MuonSA は後段トリガーの中で最初に走るトリガーであり、初段から受け取った RoI 周辺のミュオン検出器情報を読み出し、MS 内でのミュオン候補の飛跡を再構成している。MuonSA ではロードの定義、部分飛跡 (セグメント) の定義、 $p_T$  導出の順で飛跡を再構成する。

ロードの決定には初段トリガーで定義された RoI 付近の検出器 (パレル領域: RPC、エンドキャップ領域: TGC) の情報を用いる。RPC はミドルステーションとアウトーステーションに設置されているため、2 つのステーションの

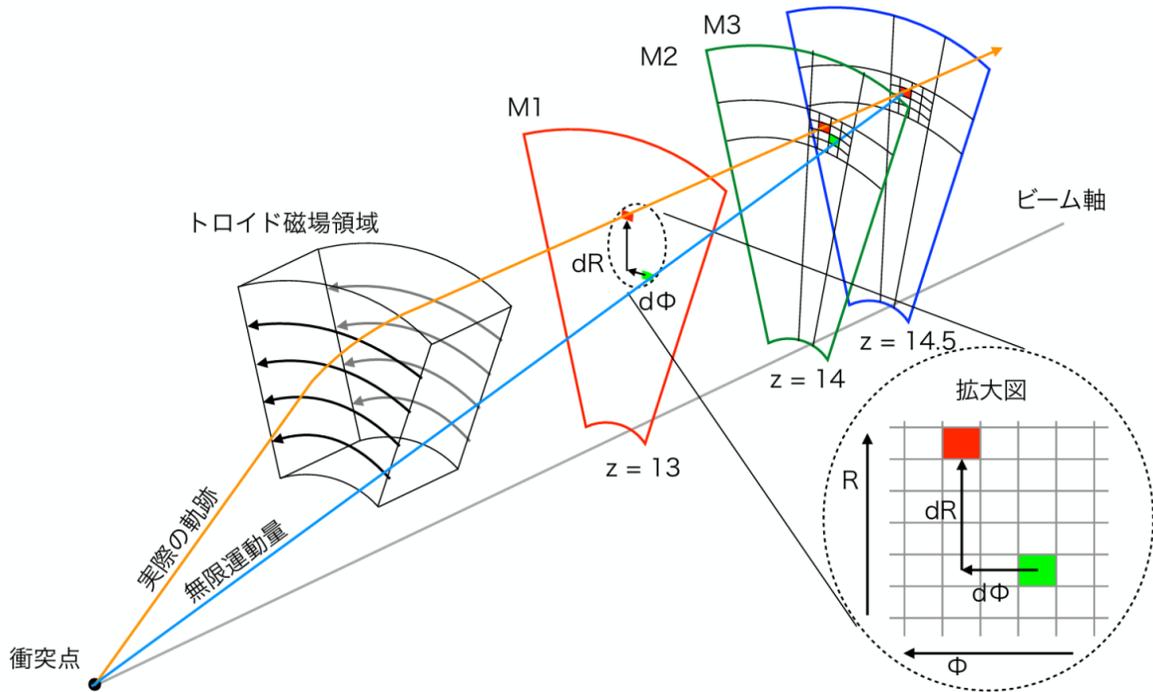
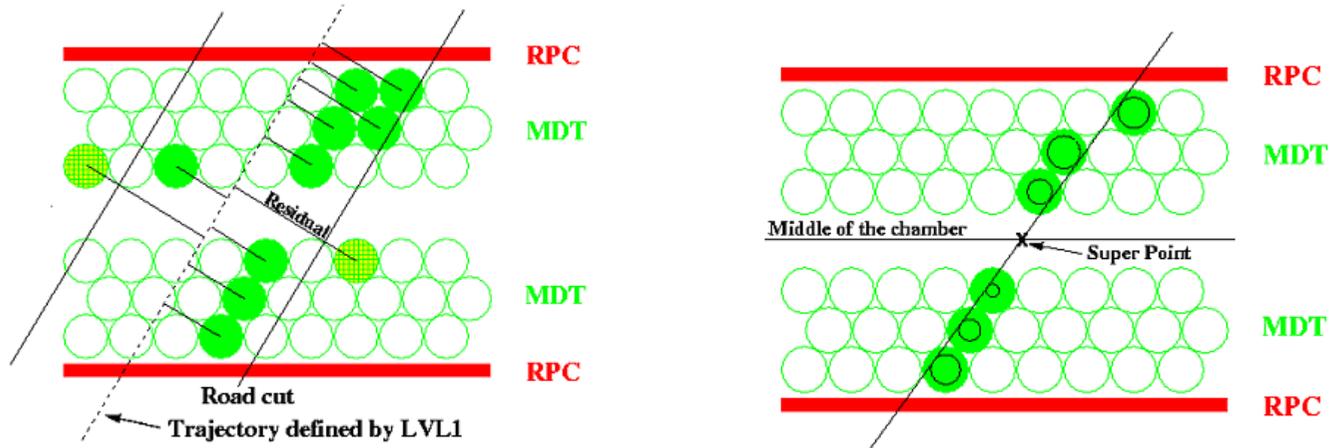


図 3.4: エンドキャップ領域における初段トリガーでの  $p_T$  算出の概念図 [18]。無限運動量をもつミュオンの飛跡と実際に飛跡との  $dR$  と  $d\phi$  から  $p_T$  を算出している。

RPC ヒットから飛跡の位置を求めることによってロードの中心を定義する。インナーステーションには RPC が設置されていないため、インナーステーションとミドルステーション間の磁場を考慮してロードを外挿することによってインナーステーション内でのロードを定義する。エンドキャップ領域ではミドルステーションにある M1、M2、M3 とインナーステーションにある Inner TGC を用いてロードを定義する。TGC の設置されていないインナーステーションの一部とアウトーステーションにはミドルステーションのロードを外挿することによってロードを定義している。

続いて、ロード内にある背景事象のヒットを除去するために MDT のヒットの選別を行う。ヒットの選別には MDT 内のヒットと Residual と呼ばれるロード中心からの各ヒットのドリフトチューブの距離を用いる。図 3.5(a) に MDT 内のロードと Residual を示す。この Residual が小さい順に各層からチューブを選択することで各層に対して最大 1 つのヒットを選別していく。このとき、Residual が大きいヒットを除くたびに、残ったヒットの平均値をとることでロード中心は更新される。続いて、選択された各ヒットのドリフト時間から飛跡のチューブ中心からの距離を計算することでドリフト円を定義し、すべてのドリフト円の接線方向の直線を仮定して、フィットを行う。フィット後に得られた直線と MDT の中心を通る直線との交点を MuonSA では Super Point と呼ぶ (図 3.5(b))。Super Point は位置と方向の情報を持っており、検出器内の飛跡の一部である。このような部分飛跡は一般的にトラックセグメントと呼ばれ、本論文ではセグメントと呼ぶ。セグメントは複数の情報を紐づけることによって粒子の進行方向の導出を可能にし、飛跡の再構成に使用される。

最後に各ステーションごとのセグメントから  $p_T$  と関連のあるパラメータを計算し、算出したパラメータから  $p_T$  を導出する。バレル領域では  $p_T$  と関連のあるパラメータとして飛跡の曲率半径  $R$  を用いている。バレル領域にはインナーステーション、ミドルステーション、アウトーステーションの全てのステーションで磁場領域内に検出器が設置されているため、それぞれのステーションでセグメントが再構成できた場合は 3 つのセグメントを用いて曲率半径を計算する。3 つのうち 2 つのステーションのみでしかセグメントを再構成できなかった場合は、原点からインナーステーションまでの  $z-R$  平面でのミュオンの飛跡が直線であることを仮定してセグメントを定義し、曲率半径を計算する。エンドキャップ領域では  $p_T$  と関連のあるパラメータとして曲率半径  $R_{\text{curv}} (1.0 < |\eta| < 1.4)$ 、または磁場に



(a) MDT 内のロードと Residual [20]。破線は RPC のヒットデータを基に作られたロードを表しており、ロード中心からミュオンのヒットした各 MDT 中心までの距離を Residual と定義している。

(b) MDT 内のロードと Super Point の定義 [20]。Super Point は位置と方向の情報を持つ検出器内の飛跡の一部 (部分飛跡：セグメント) である。

図 3.5: MDT 内のロードと Residual、Super Point を表す図。Residual を用いてロード中心を更新することで飛跡の一部である Super Point を得る。

よって曲がった飛跡のなす角  $\alpha, \beta$  ( $1.4 < |\eta|$ ) を使用する。角度  $\alpha, \beta$  を表す図を図 3.6、図 3.7 に示す。 $1.4 < |\eta|$  の範囲では磁場領域内に 2 つのステーションしか設置されていないため、曲率半径ではなく角度  $\alpha, \beta$  を  $p_T$  と相関のあるパラメータとして使用している。角度  $\alpha$  は、ミドルステーション内のセグメントと衝突点を結んだ直線と、ミドルステーションとアウトステーション内のセグメントを結ぶ直線の 2 直線のなす角で定義されており、アウトステーションでセグメントが再構成されていなかった場合には、ミドルステーション内のセグメントの傾きとミドルステーション内のセグメントと衝突点を結んだ直線とのなす角で定義される。角度  $\beta$  はミドルステーション内のセグメントとアウトステーション内のセグメントを結ぶ直線と、インナーステーション内のセグメントの傾き方向の直線との 2 直線がなす角で定義され、アウトステーション内のセグメントが再構成されなかった場合にはミドルステーション内のセグメントの傾きとインナーステーション内のセグメントの傾きのなす角が用いられる。角度  $\beta$  にはミュオン検出器より内側のカロリメータなどの検出器内で起こりうるミュオンの多重散乱による飛跡の屈曲の影響を除く効果がある。

これらの算出されたパラメータは、あらかじめメモリ上に用意されている各パラメータと  $p_T$  の対応表である Look Up Table(LUT) を参照することで  $p_T$  を導出する。ATLAS 検出器では磁場に位置依存性があるため、 $\eta$  や  $\phi$  などによって上記のパラメータと  $p_T$  の相関が異なる。したがって、領域ごとに細かく分割された LUT が複数用意されている。

これらの過程を経て導き出されたミュオン候補の  $p_T$  が、閾値の  $p_T$  を超えていた場合のミュオン候補については、RoI 付近で Fast Track Finder(FTF) と呼ばれるアルゴリズムにより内部飛跡の飛跡が再構成される。FTF で再構成された飛跡と MuonSA で再構成された飛跡の情報を組み合わせて、後段トリガーの 2 つ目に走るトリガーである MuComb にてより詳細な飛跡再構成が行われる。

## FTF

FTF は MuonSA 後に走る、内部飛跡を高速再構成するためのアルゴリズムである。内部飛跡検出器内の飛跡数はミュオン検出器内の飛跡数に比べて非常に多い。したがって内部飛跡検出器内の飛跡をすべて再構成することは難しく、MuonSA で再構成した情報から内部飛跡検出器内の再構成に用いる検出器の範囲を絞り、範囲内の飛跡を再構成している。FTF における飛跡再構成も RoI をもとに行われる。この RoI は MuonSA で再構成された飛跡を衝突

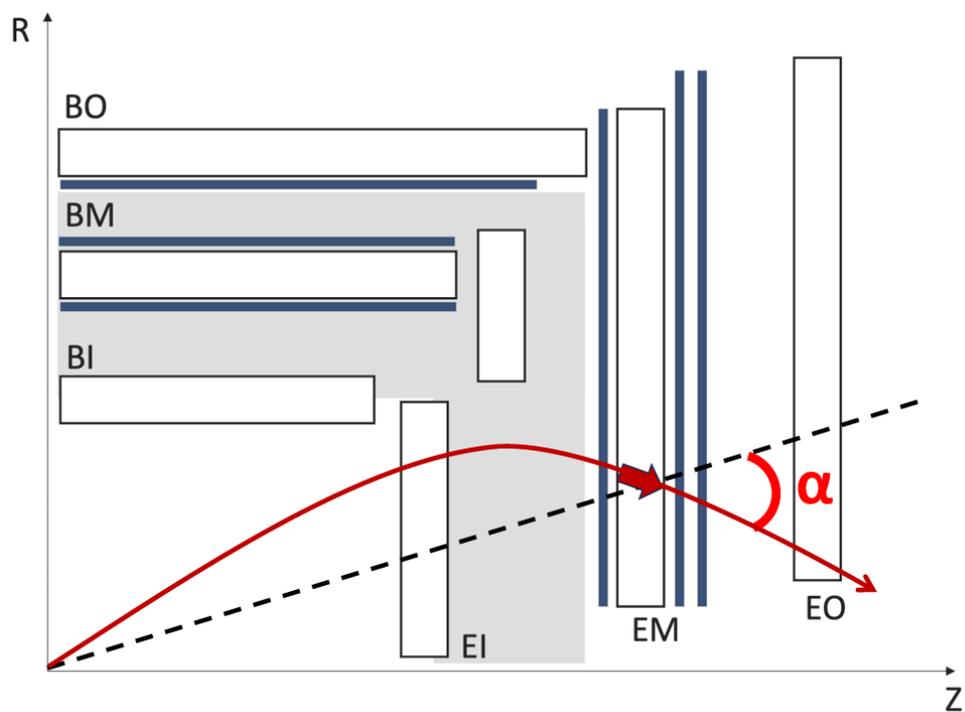


図 3.6: 角度  $\alpha$  [21]。ミドルステーション内のセグメントとアウトーステーション内のセグメントを結んだ直線と、ミドルステーション内のセグメントと衝突点を結んだ直線のなす角で定義されている。

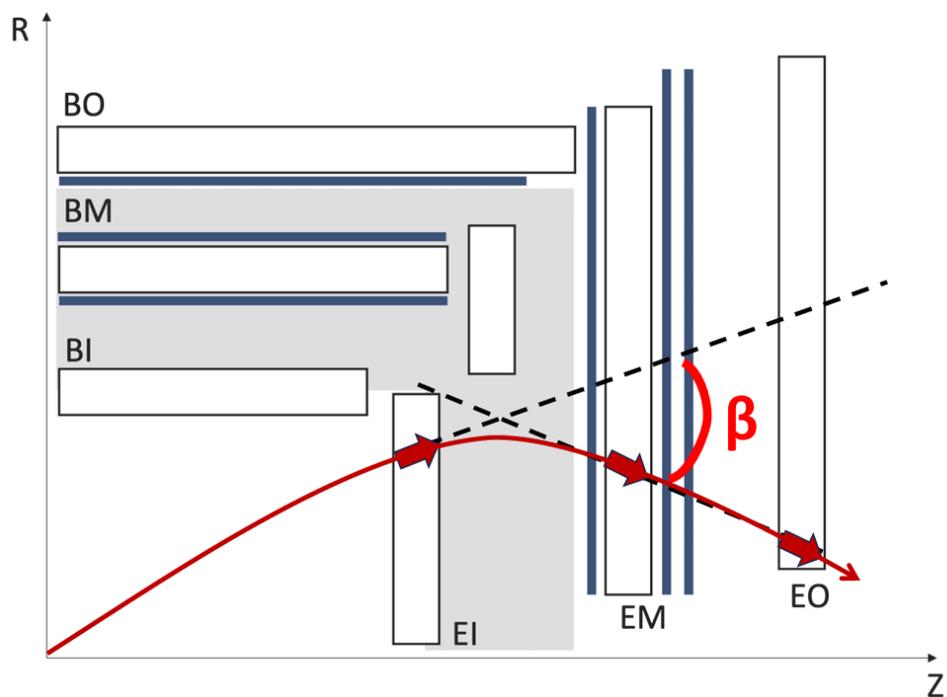


図 3.7: 角度  $\beta$  [21]。ミドルステーション内のセグメントとアウトーステーション内のセグメントを結ぶ直線とインナーステーション内のセグメントの傾き方向の直線の 2 直線がなす角で定義されている。

点まで外挿したものを中心として定義しており、内部飛跡検出器内の RoI 周辺に残されたヒットを用いてパターン認識を行って飛跡を再構成する。

はじめに、RoI 内にあるシリコン検出器とピクセル検出器のヒットからクラスターを作成する。このクラスターの中のヒットに対してカルマンフィルター [22] を適用し、飛跡を再構成する。カルマンフィルターは取得したヒット情報のパラメータを内層のヒット情報から順に再計算してパラメータの更新を行うことで、内層から外挿へと飛跡を順番に再構成することが可能となっている。

### MuComb

MuComb では MuonSA で再構成された MS 内での飛跡と FTF で再構成された内部飛跡検出器内の飛跡を組み合わせてミュオンの飛跡を再構成する。はじめに、MuonSA で再構成した飛跡を内部飛跡検出器内まで外挿する。次に、外挿された飛跡の周辺で FTF で再構成された飛跡を探索した後、見つかった内部飛跡と外挿した飛跡のそれぞれの飛跡の組み合わせに対して  $\eta, \phi, p_T$  などのパラメータから  $\chi^2$  を計算する。最後に  $\chi^2$  の値が最も小さい内部飛跡を選択し、MuonSA で算出された横運動量  $p_{T,SA}$  と FTF で算出された横運動量  $p_{T,ID}$  の加重平均を取ることで、ミュオンの横運動量  $p_{T,CB}$  を算出する。 $p_{T,CB}$  の計算式は以下のとおりである。

$$\frac{1}{p_{T,CB}} = \frac{\sigma_{ID}^2 \cdot \frac{1}{p_{T,SA}} + \sigma_{SA}^2 \cdot \frac{1}{p_{T,ID}}}{\sigma_{ID}^2 + \sigma_{SA}^2} \quad (3.1)$$

ここで、 $\sigma_{ID}$  と  $\sigma_{SA}$  は FTF と MuonSA によって横運動量を算出する際の精度を表す。 $p_{T,SA}$  はカロリメータによるエネルギーの損失の影響を受けていることに加え、LUT で粗雑に見積もった横運動量であるため、横運動量の算出精度は一般に  $p_{T,ID}$  の方が高い。しかしながら、内部飛跡検出器内に大量に存在するハドロンやミュオンの内部飛跡を使用している FTF では、任意の飛跡を正確に選び取ることが難しいため、これら 2 つの再構成された情報の加重平均を取ることで、ミュオンの純度と再構成精度を両立させることを可能にしている。

### MuonEF

MuonEF では後述のオフライン再構成とほぼ同等のアルゴリズムによって精密な飛跡の再構成を行い、MuonEF によって行われたトリガー判定は物理解析のためにデータストレージに保存するかどうかの最終決定に使われている。前述の MuonSA や MuComb よりも処理時間の制約が緩くなるため、全検出器の情報を用いて飛跡の再構成を行うことで  $p_T$  閾値を超えているかどうかの判定をしている。さらに、ミュオン候補の周りに他のミュオンが存在しないこと (アイソレーション) を要求するトリガーのように、 $p_T$  以外の条件を課してトリガーレートを削減しつつ、 $p_T$  の低いミュオンを取得するアルゴリズムや、一部の検出器の情報のみを用いて再構成を行う Stand Alone Muon(SA) などのアルゴリズムも存在している。

## 3.2 オフラインミュオン再構成

トリガーを通過してデータストレージに保存されたイベントを、もう一度全検出器の情報を用いて精度よく再構成を行うことをオフライン再構成と呼ぶ。オフライン再構成では、オンラインのトリガーにおける再構成アルゴリズムとは異なり、時間の制約がないためより詳細に再構成することができる。

オフラインミュオン再構成 [23] は主に、ミュオン検出器のみの情報を用いて再構成を行う StandAlone Muon (SA) と、内部飛跡検出器とミュオン検出器の双方の情報を用いて再構成を行う Combined Muon に分類される。さらに、Combined (CB)、Segment-tagged (ST)、Calorimeter-tagged (CT) ミュオンの 3 つアルゴリズムにより Combined Muon は分類される。

SA はミュオン検出器のみの情報を用いる再構成手法のため、必ずしも飛跡が衝突点由来であることを要求せず、崩壊点が衝突点から離れた飛跡も再構成することができる。さらには、内部飛跡検出器が設置されていない

2.5 <  $|\eta|$  < 2.7 の範囲でも飛跡の再構成が可能である。MuonEF の際の SA によるミュオン再構成ではカロリメータの情報を使用していないが、オフライン再構成ではカロリメータでのミュオンのエネルギー損失を考慮してミュオン検出器内の情報を補正しており、より精密な再構成を実現している。

CB は最も多くのオフラインミュオン再構成に使用されるアルゴリズムで、ミュオン検出器の情報と内部飛跡検出器の情報を用いてそれぞれ独立に再構成された飛跡を組み合わせて、再度フィットしなおすことでコンバインドトラックを形成するアルゴリズムである。

また、ミュオンの  $p_T$  が低い場合や、ミュオン検出器のアクセプタンスが低い場合に、MS 内で 1 つしかヒットを残さない場合があり、このような飛跡を再構成するために ST が使用されている。ST のアルゴリズムでは内部飛跡検出器内の飛跡を MS 内に外挿したとき、MS 内の MDT または NSW 内に少なくとも 1 つ同一ミュオン由来であると考えられるセグメントが見つかった場合、内部飛跡検出器内の飛跡をミュオン候補として分類する。

CT は、カロリメータにおけるエネルギーデポジットと内部飛跡がマッチした場合に、その内部飛跡をミュオン候補として分類するアルゴリズムである。オフライン再構成の手法の中では最も純度の低い再構成アルゴリズムだが、MS の構造上の問題により検出器を配置できない領域のアクセプタンスを上げるために使用されている。

これらの異なるアルゴリズムによって再構成されたミュオン候補の重複は、物理解析に使用するデータを作成する前に除去される。SA における重複したミュオン候補の除去では、より飛跡のフィットの精度が高く多くのヒットを残したミュオン候補を選択することで行われる。コンバインドミュオンについては、異なる再構成アルゴリズムのミュオンが同一の内部飛跡を共有していた場合、CB、ST、CT の順で優先してミュオン候補を残すことで重複を除去する。

また、オフラインで使用されるセグメントは、ハフ変換 [24] を用いて座標変換した MS 内のヒットを探索し、ヒットを結んだ直線のうちフィッティングを行って最も確からしいと判定された直線をセグメントとして再構成したものをを用いている。

### 3.3 ミュオントリガーシステムの高輝度化に向けたアップグレード

LHC の高輝度化に伴い、ミュオントリガーシステムにおいてもアップグレードによる大規模な改良が行われる。これにより、平均パイルアップ数は Run 3 の約 60 から大幅に増加し、少なくとも 140、最大で 200 に達すると予測されている。これに伴い、検出器のヒット数や飛跡数の激増が見込まれ、現行の TDAQ システムのままでは読み出し帯域や処理能力が限界に達し、重要な物理事象に対する感度を損なう恐れがある。

これらの課題に対処するため、ATLAS 実験では TDAQ システムの抜本的な刷新を行う。高輝度 LHC-ATLAS 実験での TDAQ アーキテクチャを図 3.8 に示す。本アップグレードでは、初段トリガーおよび後段トリガーの双方においてシステムの改良を行い、高輝度環境下においても物理探索の感度を維持しつつ、統計量を最大化することを目的としている。

#### 3.3.1 初段ミュオントリガーのアップグレード

TDAQ システムの改良に伴い、初段トリガートリガーレートおよびバンチ交差の起こってからフロントエンドに初段トリガーの判定結果が届くまでの時間である初段トリガーレイテンシーが見直される。具体的には、Run 3 で 1 MHz であったトリガーレートはアップグレードにより 10 MHz へ引き上げられ、レイテンシーは 2.5  $\mu$ s から 10  $\mu$ s へと拡張される。しかし、高輝度環境下においては、これらの変更のみで物理感度を維持することは困難であり、現行システム構成では対応能力の限界を超えることが予想される。

このため、RPC、TGC、MDT のトリガーおよび読み出しエレクトロニクスの全面的な刷新が行われる。新設計では、各検出器のヒットデータは計数室 (USA15) へ直接転送された後、セクターロジック (RPC、TGC) やトリガープロセッサ (MDT) にて処理されるアーキテクチャとなる。特筆すべき変更点として、従来は使用されな

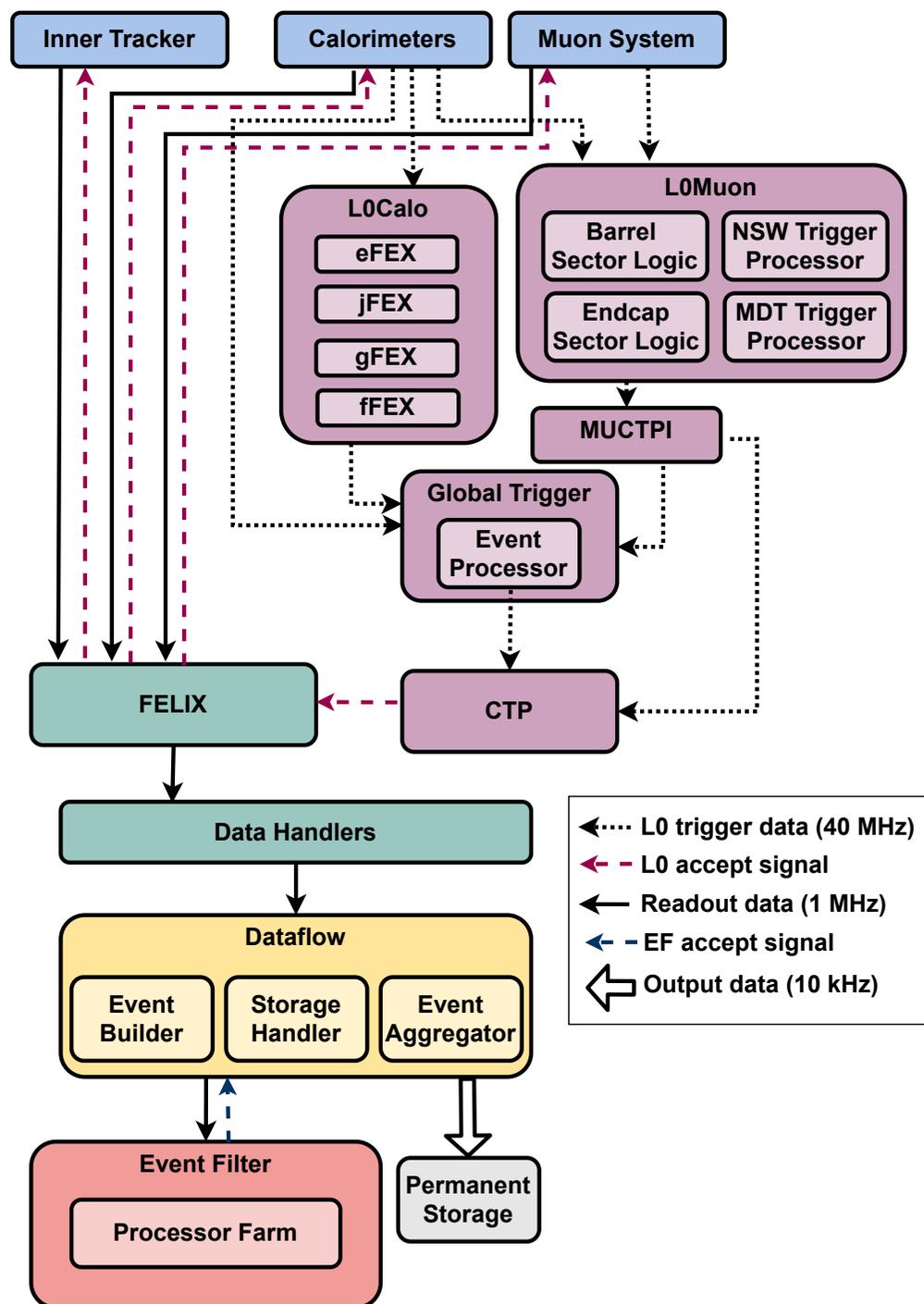


図 3.8: 高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレード後の TDAQ アーキテクチャ [25]。黒色の点線が検出器から初段トリガーへのデータフローを表しており、様々な DAQ システムを通過後、1 MHz で読みだされる。その後、後段トリガーにてさらなる精密な選別が行われる。

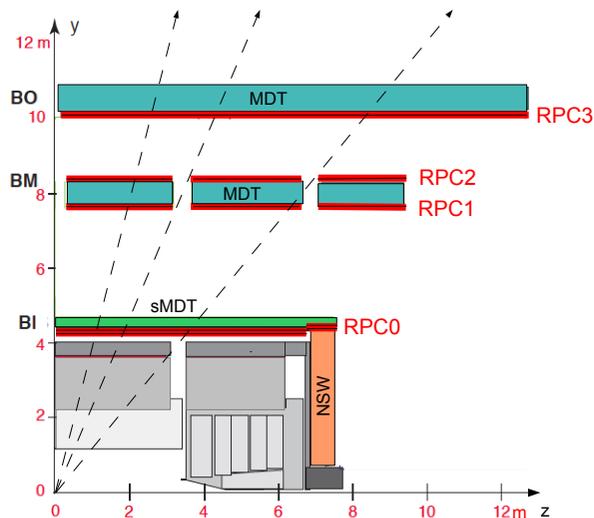


図 3.9: 高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレード後の RPC の配置図 [25]。RPC0 の新設によりカバレッジ不足が解消される予定である。

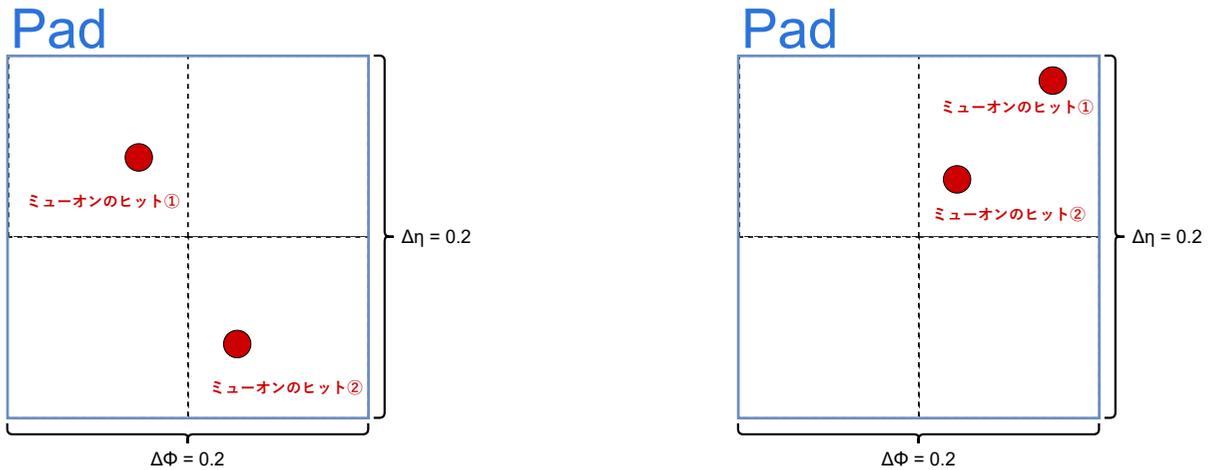
かった MDT が初段トリガーに導入され、より高精度な  $p_T$  測定が可能となる。また、バレルインナーステーションへの RPC0 の新設により、これまで課題であったカバレッジ不足が解消され、トリガー効率の向上が期待されている (図 3.9)。

さらに、初段トリガー RoI の空間分解能も大幅に向上する。Run 3 までの 1 Pad ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ ) につき 1 RoI という制約が解消され、 $\eta$  方向で約 0.00033、 $\phi$  方向で約 0.012 という高粒度での RoI 出力が可能となる。加えて、従来の定められた領域に対して 1 つの飛跡候補である RoI を発行するという手法から、複数の RPC のヒットからパターン認識によって飛跡候補を出力するように変更されるため、近接ミューオン対由来の RoI 位置が重複した場合でも、それぞれ RoI が発行され後段トリガーに送られるよう変更される。

### 3.3.2 後段ミューオントリガーのアップグレード

後段トリガーは初段トリガーに比べて計算負荷が高く、LHC の高輝度化に対応するためには、アルゴリズムの最適化や新たな計算資源の導入が不可欠である。この課題に対し、近年では GPU や FPGA などのアクセラレータを用いた飛跡再構成の高速化が検討されている。特に、これらのハードウェアが得意とする並列計算と親和性の高い、機械学習を用いたトリガーアルゴリズムの開発が注目を集めている。

こうした背景のもと、先行研究 [21] では、ミューオン再構成の初期段階から内部飛跡情報を積極的に活用する新たなアルゴリズムが提案された。この手法が実現可能となった背景には、高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレードにて内部飛跡再構成専用の計算ファームが新設される点が挙げられる。計算リソースの増強により、現行の FTF のように、ミューオン検出器の情報を基に探索範囲を限定せずとも、独立して内部飛跡再構成を行うことが現実的となるためである。また、一般に、ミューオン検出器単独での再構成よりも、内部飛跡検出器を用いた方が運動量や位置の決定精度は高い。したがって、この高精度な内部飛跡情報を早期に活用する本手法は、トリガー性能の向上に極めて有効であると期待される。アップグレードでは後段トリガーの出力レートが現在の 1 kHz から 10 kHz へ拡張されるものの、依然として厳しい選別が求められることには変わりはない。機械学習と内部飛跡を組み合わせ、高速かつ高精度な再構成を実現する本アルゴリズムは、高輝度環境下におけるトリガー戦略として大きな可能性を持っている。



(a) Pad 内に 2 ミューオンが入射して、かつ 2 つの RoI が発行された場合を表す図。赤い丸がミューオンのヒットを表しており、このような場合には L1BOM トリガーが発行される。

(b) Pad 内に 2 ミューオンが入射して、かつ 1 つの RoI しか発行されなかった場合を表す図。このような場合には L1BOM トリガーは発行されない。

図 3.10: 同一 Pad 内に 2 ミューオンが入射した場合を表す図。Pad を構成する RoI 領域へのミューオンのヒットの仕方によって、L1BOM トリガーが発行される場合とされない場合がある。

### 3.4 近接ミューオン対に対してミューオントリガーの持つ問題点

B 中間子やダークフォトンのような軽い質量粒子の崩壊によって生じるミューオン対は、加速器によって与えられた運動量によってブーストされ、互いに近接した飛跡を形成する。ATLAS 実験ではこれらの物理探索を行っているが、現行のミューオントリガーシステムには、このような近接ミューオン対に対するトリガー効率が低下するという課題がある。

#### 3.4.1 初段トリガーにおける近接ミューオン対への課題と本研究の目的

近接ミューオン対に対するトリガー効率の低下は、初段トリガーのミューオン再構成ロジックに起因する。例えば、3.1.1 節で述べたバレル領域の Pad ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ ) は、システム上、1 つの Pad につき 1 つの RoI しか出力できないという制約を持つ。後段トリガーは初段トリガーの RoI を起点に実行されるため、同一 Pad 内に複数のミューオンが入射した場合でも、基本的には 1 つのミューオンしか再構成されない。稀崩壊や新物理探索の感度を向上させるためには、これら 2 つのミューオンを個別に識別し、個数条件を課すことで、 $p_T$  閾値を可能な限り緩和することが求められる。

この課題に対処するため、ATLAS 実験では Run 3 より、バレル領域において L1 Barrel Only Multi-track (L1BOM) トリガーを導入した。これは通常のシングルミューオントリガーに、近接ミューオンの存在を示唆するフラグ情報を組み合わせたものである。図 3.10(a) および図 3.10(b) に、1 つの Pad 内に 2 つのミューオンが入射した例を示す。L1BOM トリガーは、図 3.10(a) のように同一 Pad 内の異なる RoI にヒットがあった場合に発行される。一方、図 3.10(b) のように同一 RoI 内に複数のミューオンが入射した場合には発行されない。この仕組みにより、1 Pad につき 1 RoI というハードウェア制約を遵守しつつ、近接ミューオンのフラグ (M フラグ) を利用してトリガー閾値を下げるのが可能となり、感度向上を実現している。さらに、この L1BOM トリガーの情報を活用し、単一の RoI から複数のロードを定義して複数ミューオンを再構成する MuonSA アルゴリズムである multi-track Stand Alone (mtSA) アルゴリズムなども開発されている [26]。

さらに、高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレードにより RoI の空間分解能が大幅に向上する上、同一 RoI 領域から複数の RoI を発行することができるようになるため高輝度 LHC-ATLAS 実験では初段トリガーにおいて近接ミュオン対への感度が大幅に向上すると考えられる。しかしながら、RoI レベルで 2 つの信号を捉えられたとしても、後段トリガーの飛跡再構成段階において、近接したセグメントの組み合わせを取り違えるリスクが残る。正確な運動量測定のためには、近接したヒット群の中から正しいセグメントを選択し、飛跡を再構成するアルゴリズムが必要となる。

### 3.4.2 後段トリガーにおける近接ミュオン対への課題

先行研究により開発された後段トリガーでは機械学習を用いて MS 内のセグメントを選択し、飛跡を再構成する。しかしながら、近接ミュオン対のヒットにより構成されるセグメントは、セグメント同士が近接する場合が多い。したがって、正確な飛跡再構成のためには、これらのセグメントを正しく識別し、選択する必要がある。実際、先行研究により開発されたトリガーでは近接ミュオン対由来のセグメントを正しく選択できていない場合が多いことが確認された。

### 3.4.3 本論文の目的

このように、近接ミュオン対をトリガーレベルで正確に捉えるためには依然として多くの課題が残されている。ダークフォトンや  $\tau \rightarrow 3\mu$  をはじめとする新物理への感度を最大化するためには、トリガーアルゴリズムのさらなる改良や、新規アルゴリズムの開発が不可欠である。本研究の目的は、これらの新物理の崩壊によって生じる近接ミュオン対を正確にとらえるトリガーを開発することである。本論文では近接ミュオン対を捉えるために導入された BOM トリガーの性能評価を第 4 章で行い、第 5 章では先行研究で開発されたトリガーアルゴリズムで近接ミュオン対を捉えるための改良及び、トリガー性能の評価を行う。最後に、第 6 章にて LHC-ATLAS 実験において近接ミュオン対をとらえるトリガーの研究のまとめと今後の展望を述べる。

## 第 4 章

# 近接ミューオン対捕捉へ向けた初段トリガーの性能評価

本章では  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  及び  $\tau \rightarrow 3\mu$  をベンチマークとして現行トリガーにおける初段トリガー性能の評価を行う。

### 4.1 評価用シミュレーションサンプルの作成

近接ミューオン対へ崩壊する新物理に対する初段トリガーの性能評価を行うにあたり  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$ 、 $\tau \rightarrow 3\mu$  のモンテカルロ (MC) シミュレーションデータを用いた。

#### 4.1.1 検出器シミュレーション

$\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  や  $\tau \rightarrow 3\mu$  のような、理論上で存在が示唆されているが、実験ではまだ発見されていない新粒子の評価を行うため ATLAS 実験では検出器シミュレーションを用いている。検出器シミュレーションには、Geant4 [27] を用いて荷電粒子と検出器の相互作用をシミュレートするフルシミュレーションと、粒子に対する検出器の応答をパラメータ化して計算を行うファストシミュレーションの 2 種類が存在するが、本研究ではより実際の実験環境に近づけるため、フルシミュレーションを使用して MC サンプルの作成を行った。フルシミュレーションでは多大な計算コストを払うことで検出器の粒子に対する応答を詳細に記述することができる。

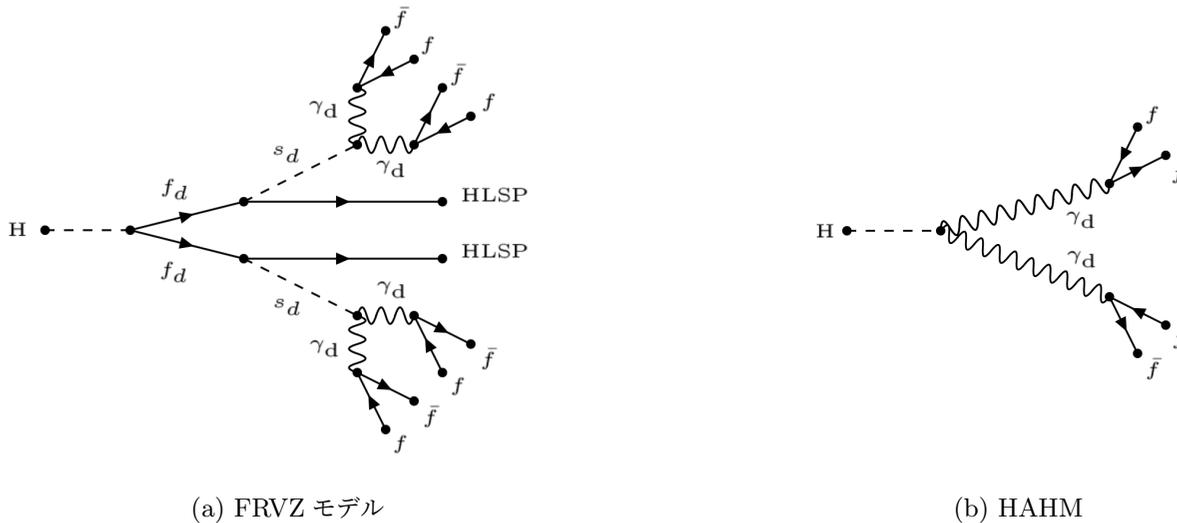
フルシミュレーションでははじめに、対象となる物理の崩壊によって生じる粒子の崩壊や飛跡をシミュレーションする。その後、各検出器における粒子のヒット情報がシミュレーションされたあと、実際の検出器の検出効率やチャンネルの読み出しなどを再現し、粒子のヒット情報を実際のデータのフォーマットに変換する処理を行う。この Digitization と呼ばれる処理により、シミュレーションデータも実データと同じように扱い、同じソフトウェアでイベント再構成をすることが可能となる。

本研究では Run 3 のシミュレーションデータと高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレード後の検出器におけるシミュレーションデータの 2 通りを作成し、ミューオントリガーの性能評価及び先行研究によるアルゴリズムの改良に使用した。これらは Athena [28] と呼ばれる、ATLAS 実験で使われているソフトウェアパッケージを用いて行った。

#### 4.1.2 シミュレーションサンプルの作成

##### ダークフォトン ( $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$ ) サンプル

理論上予言されているダークフォトンには様々なモデルが仮定されているが、中でも代表的なモデルとして Falkowski-Ruderman-Volansky-Zupan (FRVZ) モデル [29, 30] と Higgs Abelian Higgs Model (HAHM) [31] が存在する。FRVZ モデルによるダークフォトンの生成は、1.2.1 節に示した図 1.2 が表す生成過程のほかに、図 4.1(a)



(a) FRVZ モデル

(b) HAHM

図 4.1: FRVZ モデルにおける、ヒッグス粒子より 4 つのダークフォトンが生成される事象を表すファインマンダイアグラム (a) と HAHM におけるダークフォトンの生成を表すファインマンダイアグラム (b) [8]。

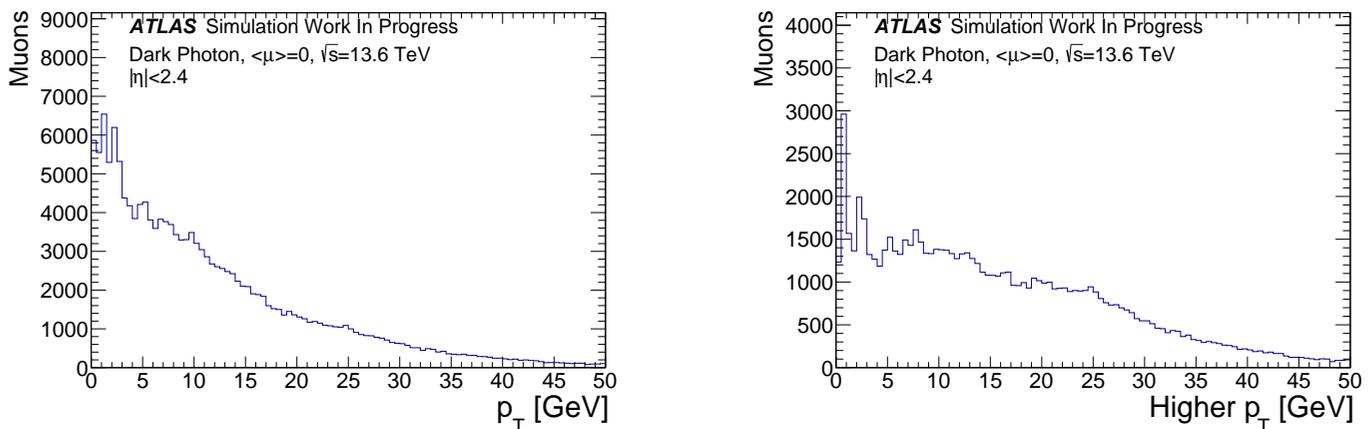


図 4.2: (左) ダークフォトンの崩壊により生じた全てのミューオンの  $p_T$  分布、(右)  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  のミューオンのうち、高い  $p_T$  を持つミューオンの  $p_T$  分布。

表 4.1:  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  の MC シミュレーション作成時のパラメータ

$m_H$	$m_{\gamma_d}$	$\text{BR}(\gamma_d \rightarrow ee)$	$\text{BR}(\gamma_d \rightarrow \mu\mu)$	$\text{BR}(\gamma_d \rightarrow q\bar{q})$
125 GeV	0.4 GeV	45%	45%	10%

に示すような単一のヒッグス粒子から 4 つのダークフォトンが生成されるモデルが存在する。終状態のダークフォトンの個数に依らず、ヒッグス粒子がダークフェルミオン ( $f_d$ ) に崩壊し、ダークフェルミオンの崩壊によって Hidden Lightest Stable Particle (HLSP) とともにダークフォトンが生じる。一方、HAHM ではヒッグス粒子はダークフェルミオンを介さず直接ダークフォトンに崩壊する。本研究ではベンチマークサンプルとして FRVZ モデルのうち 2 つのダークフォトンが生じるモデル (図 1.2) を採用した。また、MC サンプル生成時の物理パラメータを表 4.1 に示す。さらに、作成した MC サンプルから得られたミューオンの  $p_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$  を図 4.2、図 4.3 に示す。

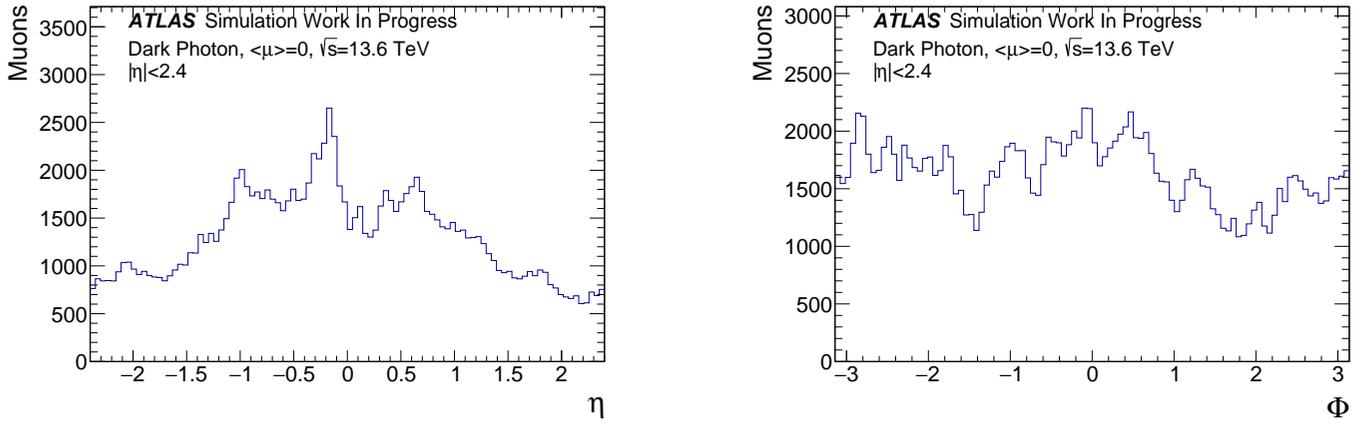


図 4.3:  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  により生じたミューオンの  $\eta$  分布 (左) と  $\phi$  分布 (右)。

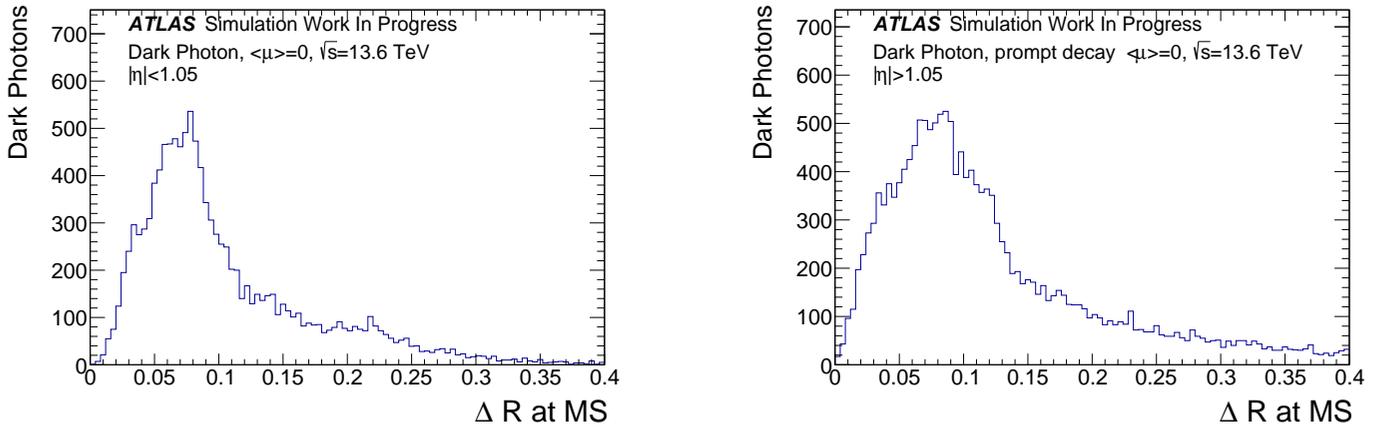


図 4.4:  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  のミューオン対の MS における  $\Delta R$  分布。(左) バレル領域にミューオン対がどちらも飛んだ場合の RPC における  $\Delta R$  分布、(右) エンドキャップ領域にミューオン対がどちらも飛んだ場合の TGC における  $\Delta R$  分布。

図 4.2(左) より、本サンプルで生じるミューオンは  $p_T < 30$  GeV の低運動量のもが多く、図 4.2(右) に示したように、ミューオン対のうち高い  $p_T$  に着目した場合でも、高運動量を持つミューオンは多くない。したがって、ダークフォトンの物理感度を上げるためには、より低い  $p_T$  を持つミューオンの取得が重要となる。

また、本研究で用いるモデルではダークフォトンの質量は  $m_{\gamma_d} = 400$  MeV であり、非常に軽い。このような軽い粒子の崩壊により生じるミューオンはブーストされて検出器において近接する。ここで、

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_{\mu_1} - \eta_{\mu_2})^2 + (\phi_{\mu_1} - \phi_{\mu_2})^2} \quad (4.1)$$

として定義される、2つのミューオン  $\mu_1, \mu_2$  のなす近接具合  $\Delta R$  を評価指標として、MS における  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  のミューオン対の近接具合を図 4.4 に表す。図 4.4 より、ダークフォトン由来のミューオン対は、MS において  $\Delta R < 0.2$  のような近接するものが多いことが確認される。

#### $\tau \rightarrow 3\mu$ サンプル

$\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルにおけるミューオンの  $p_T$ ,  $\eta$ ,  $\phi$ , MS における近接具合 ( $\Delta R$ ) を図 4.5 から図 4.7 に表す。 $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルにおいても、親粒子である  $\tau$  の質量は  $m_\tau = 1.776$  GeV と軽いため、生成される3つのミューオンはブーストされて、互いに近接した飛跡を形成する。加えて、 $\tau \rightarrow 3\mu$  崩壊では必ず同符号のミューオンが2つ生成

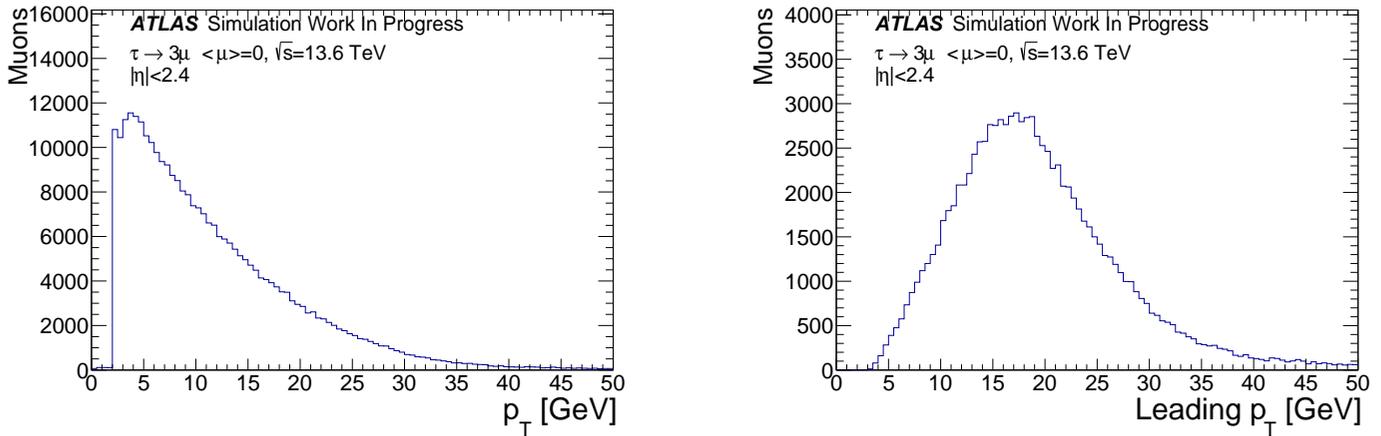


図 4.5:  $\tau$  由来のミューオンの  $p_T$  分布。(左) 全てのミューオン、(右) 最も高い  $p_T$  を持つミューオンの場合。

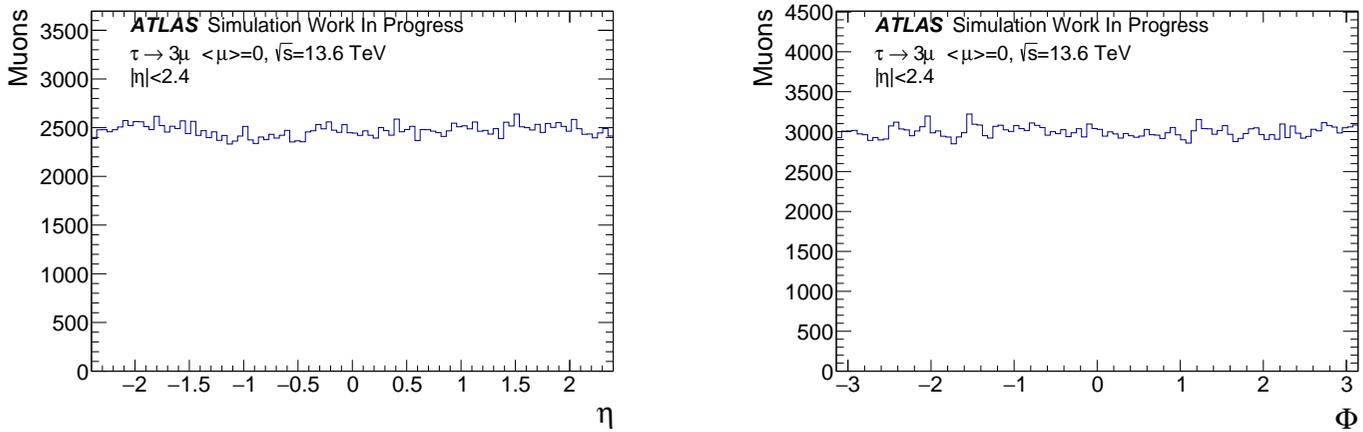


図 4.6:  $\tau \rightarrow 3\mu$  により生じたミューオンの  $\eta$  分布 (左) と  $\phi$  分布 (右)。

される点も重要である。これらは磁場中で同方向に曲げられるため、MS まで到達するような長距離を飛行した後でも、空間的に分離せず近接した状態を保つ場合がある。実際に、図 4.7 の MS における分布からも、近接したミューオン対が多数存在していることが確認できる。

## 4.2 現行の初段トリガーの性能評価

現在、ATLAS 実験で取得されたデータを用い、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  や  $\tau \rightarrow 3\mu$  といった新物理の探索が精力的に行われている。これらの解析に使用可能なデータセットは、トリガーシステムによる選別を通過したイベントのみで構成される。トリガーで一度棄却されたイベントを後の解析で使用することは原理的に不可能であるため、トリガー段階での収集効率は最終的な物理探索の感度を決定づける重要な要素である。

3.4 節で述べた通り、Run 3 からは近接ミューオン対に対する感度向上を目的として、新たに BOM トリガーが導入された。そこで本節では、BOM トリガーの導入が  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  および  $\tau \rightarrow 3\mu$  の解析感度に対して与える影響の大きさを考察するため、Run 2 以前に使用されていた従来の初段トリガーと、Run 3 で導入された BOM トリガーの性能を比較、評価する。

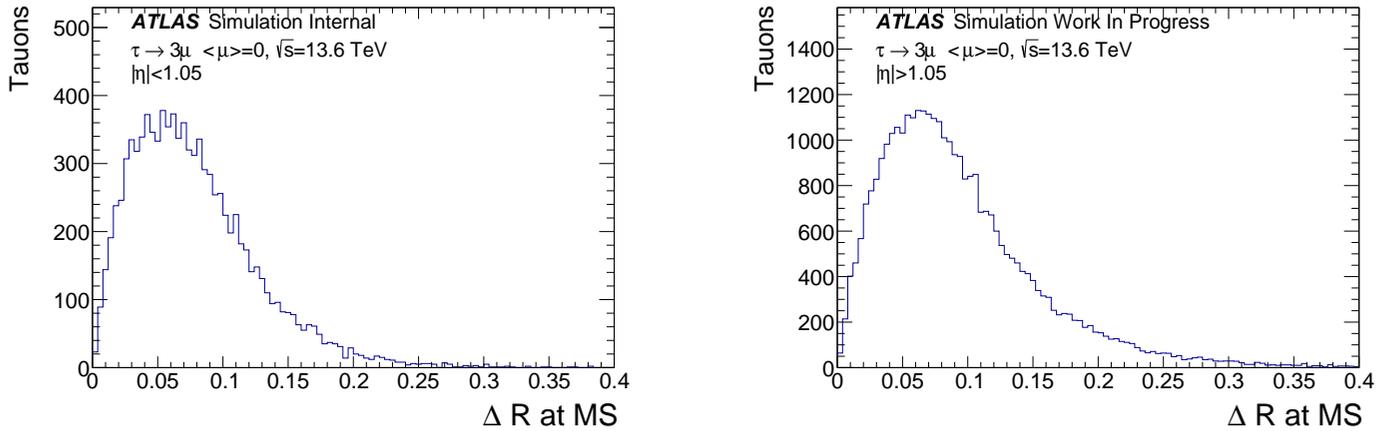


図 4.7:  $\tau \rightarrow 3\mu$  で発生するミュオンの MS における近接具合 ( $\Delta R$ )。 (左) バレル領域に  $\tau$  由来のミュオンがすべて飛んだ場合。 (右)  $\tau$  由来のミュオン対がどちらもエンドキャップ領域にとんだ場合。

#### 4.2.1 初段トリガー効率

4.1.2 節で示したミュオンの条件から、初段トリガーの性能評価には以下のトリガーに着目する。

##### MU14FCH(シングルミュオントリガー)

高い運動量を持つミュオンを取得することを目的としており、 $p_T$  閾値は 14 GeV、ミュオンの個数に対する条件は 1 つ以上である。さらに、ミュオンがエンドキャップ領域に飛来した場合には以下の 3 つの条件を要求する。

- ミドルステーションにおける TGC 検出器すべてにヒットがあること。
- ミドルステーションにおける TGC より内側の検出器 (NSW またはカロリメータ、インナーステーションにおける TGC) とのコインシデンスが取れること。
- 発行された RoI が ATLAS 検出器内において磁場が極めて弱い区間に位置する RoI でないこと。

##### 2MU8F(2 ミュオントリガー)

MU14FCH よりも  $p_T$  の低いミュオンを取得することができ、 $p_T$  閾値は 8 GeV である。しかしながら、トリガーレートの制約からミュオンの個数に対する条件が 2 つ以上と MU14FCH よりも厳しく設定されている。ミュオンのヒットがエンドキャップで検出された場合には、ミドルステーションにおける TGC 検出器すべてにヒットがあることを要求する。

##### 3MU5VF(3 ミュオントリガー)

2MU8F よりもさらに低い  $p_T$  のミュオンを取得することを目的としており、バレル領域における  $p_T$  閾値は 6 GeV、エンドキャップ領域における  $p_T$  閾値は 5 GeV である。ミュオンのヒットがエンドキャップ領域で検出された場合には、ミドルステーションにおける TGC 検出器の全てにヒットがあることを要求し、ミュオンの個数は 3 つ以上であることを要求している。

表 4.2:  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルを用いた初段トリガーのトリガー効率。Run-2 Triggers は MU14FCH と 2MU8F の論理和を表し、Run-3 Triggers は MU14FCH と 2MU8F と MU10BOM の論理和を表す。

初段トリガー	MU14FCH	MU10BOM	2MU8F	Run-2 Triggers	Run-3 Triggers
効率	63.3%	21.8%	14.7%	67.8%	70.6%

表 4.3:  $\tau \rightarrow 3\mu$  を用いた初段トリガーのトリガー効率。Run-2 は MU14FCH と 2MU8F と 3MU5VF の論理和を表し、Run-3 はさらに MU10BOM を加えた論理和を表す。

初段トリガー	MU14FCH	MU10BOM	2MU8F	3MU5VF	Run-2 Triggers	Run-3 Triggers
効率	63.0%	29.5%	38.3%	1.92%	69.3%	72.1%

表 4.4:  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプル ( $c\tau = 50\text{mm}$ ) を用いた初段トリガーのトリガー効率。Run-2 Triggers は MU14FCH と 2MU8F の論理和を表し、Run-3 Triggers は MU14FCH と 2MU8F と MU10BOM の論理和を表す。

初段トリガー	MU14FCH	MU10BOM	2MU8F	Run-2 Triggers	Run-3 Triggers
効率	54.4%	22.1%	9.57%	59.1%	63.2%

#### MU10BOM(BOM トリガー)

Run 3 より導入された近接ミューオン対向けのトリガー。3.4 節で述べたように、複数のミューオンが同一 Pad の異なる RoI 領域にヒットを残した場合に発行されるバレル領域限定のトリガーであり、 $p_T$  閾値は 10 GeV である。

特に、Run 3 より導入された BOM トリガーは、近接ミューオン対の効率的な取得を目的とした新しいトリガーである。これにより、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  や  $\tau \rightarrow 3\mu$  のような、近接ミューオン対を終状態に持つ新物理探索の感度向上が期待されている。本節では、Run 2 以前より運用されていたシングルミューオントリガーおよび 2 ミューオントリガー、3 ミューオントリガーを基準とし、BOM トリガーの導入によってバレル領域における近接ミューオン対の取得効率がどの程度改善したかを定量的に評価する。評価に用いるトリガー効率  $\epsilon$  は次の式で定義する。

$$\epsilon = \frac{\text{トリガーが発行されたイベント数}}{\gamma_d \text{ または } \tau \text{ 由来のミューオンがすべてバレル部に飛来したイベント数}} \quad (4.2)$$

はじめに、Run 3 における  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルと  $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルの初段トリガー効率を表 4.2、表 4.3 に示す。

$\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  及び  $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルの双方において、Run 2 まで使用されてきたトリガーの論理和によるトリガー効率は約 70% であった。これに Run 3 で導入された MU10BOM を加えることで、トリガー効率は約 3% 向上することが確認された。

さらに、ダークフォトンの崩壊長によるトリガー効率への影響を考察するため、 $c\tau = 50 \text{ mm}$  のモデルを用いて初段トリガー効率を検証した結果を表 4.4 に示す。長寿命  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおいてはシングルミューオントリガーと 2 ミューオントリガーの論理和によるトリガー効率は 61.6% にとどまり、BOM トリガーを加えても 65.6% と他 2 つのサンプルに比べて低いトリガー効率が確認された。

いずれの近接ミューオン対を生じる新物理 MC サンプルにおいても、現行のトリガーではイベントの約 30% 以上をトリガーによって棄却してしまっており、BOM トリガーの論理和をとった場合にもトリガー効率は約 3% しか向上していないことが判明した。本節ではさらに、これらの初段トリガー性能の特性を「親粒子の崩壊長」および「ミューオン対の近接度」という 2 つの観点からより詳細に検証する。

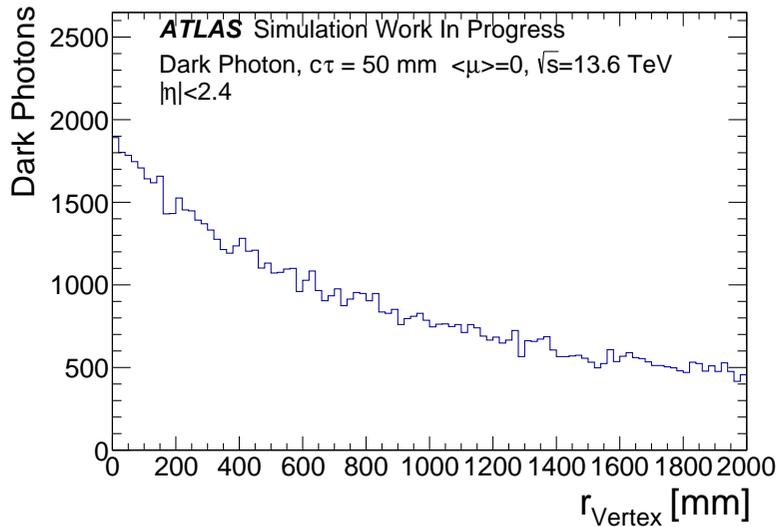


図 4.8: 長寿命  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおけるミューオンの生成位置 ( $r$  座標) の分布。

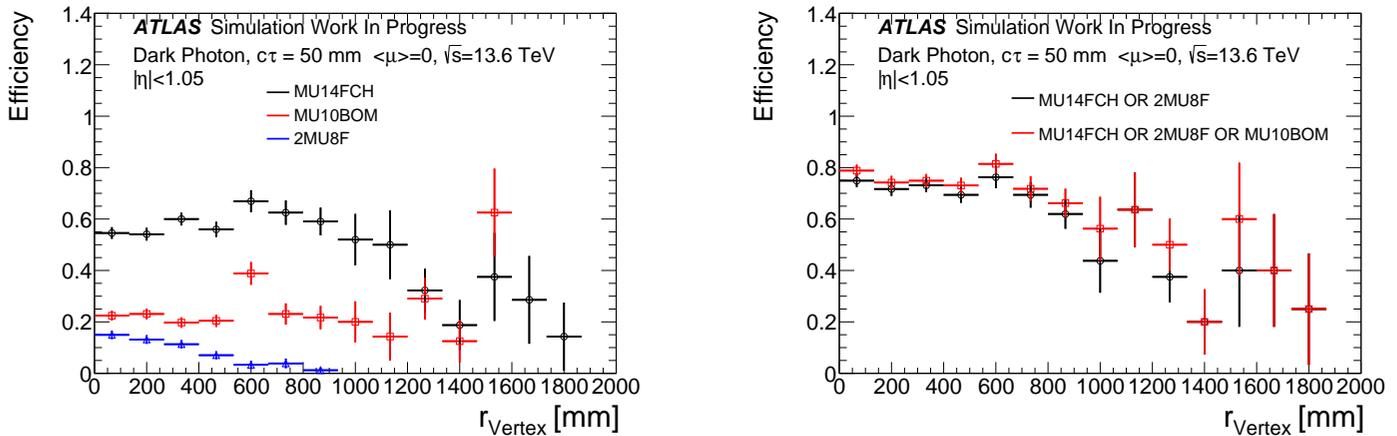


図 4.9: (左)  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおけるミューオンの生成位置の関数として表した、評価に使用している 3 つのトリガーの効率、(右) MU14FCH と 2MU8F の論理和 (黒) のトリガー効率と MU10BOM を加えた場合 (赤) のトリガー効率。

#### 4.2.2 崩壊長によるトリガー効率の低下

表 4.4 より、 $c\tau = 50$  mm の長寿命  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルのトリガー効率は他のベンチマークサンプルに比べてトリガー効率が低い。長寿命  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおける初段トリガーの効率が低下する主要な要因の一つとして、親粒子の長い崩壊長が挙げられる。例として、ダークフォトンの寿命が  $c\tau = 50$  mm の場合の崩壊長分布を図 4.8 に示す。また、各トリガーの効率を親粒子の崩壊位置 ( $r$  座標) の関数としてプロットしたものを図 4.9 に示す。これより、本研究で評価した 3 種類の初段トリガーすべてにおいて、崩壊点が原点から離れるに従って効率が低下していることが確認できる。この崩壊長に依存したトリガー効率の低下は、初段トリガーにおける  $p_T$  決定アルゴリズムの特性に起因している。

3.1.1 節で述べたように、バレル領域の初段トリガーでは、RPC 上のロードの範囲に基づいて  $p_T$  閾値判定を行っている。このロードの中心線は RPC2 のヒットと衝突点を結ぶ直線であり、粒子が衝突点から生成されたと仮定して定義されている。しかし、長寿命ダークフォトン崩壊するまでに有限の距離を飛行するため、そこから生じるミュー

オンの生成点は衝突点から空間的にずれることになる。その結果、飛来したミュオンが RPC に残すヒット位置が、衝突点由来を仮定したロードの範囲外となり、 $p_T$  が閾値未満と判定されたり、背景事象と誤って判断されてトリガーを通過できない場合がある。これが、長寿命粒子由来のミュオンに対するトリガー効率低下の物理的メカニズムであり、現行の初段トリガーアルゴリズムの仕様上、ミュオン対の生成位置が原点付近から離れているダークフォトンの捕捉は難しいことが判明した。この課題を解決するためには、ロードの中心線を MS 内のヒットのみから生成するなど、ロード中心線の定義方法を衝突点に依存しない方法に変更する必要がある。このようなロードの定義方法はより柔軟にミュオンの飛跡候補を再構成できる反面、ビームパイプとの相互作用により生じる背景事象を除くことが難しくなる問題をはらんでいる。長寿命粒子の探索には初段トリガーロジックの抜本的な改良が必要である。

### 4.2.3 ミュオン対の近接によるトリガー効率の低下

本節ではミュオン対の近接による初段トリガー効率の低下について考察する。考察においては、従来のシングルミュオントリガー、2 ミュオントリガー、3 ミュオントリガーに加えて BOM トリガーを導入したことによる、近接ミュオン対捕捉への影響をミュオンの  $p_T$ ,  $\Delta R$  などの分布からより詳細に検証する。また、本節では崩壊長によるトリガー効率の低下の影響を排除し、ミュオン対の近接にのみ焦点を当ててトリガーの性能評価を行うため、使用する  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルは prompt decay モデルのみに絞り、 $\tau \rightarrow 3\mu$  を含めた 2 つの近接ミュオン対を生じるサンプルでトリガー性能の評価を行った。

はじめに、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  および  $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルにおける、ミュオン対の近接具合 ( $\Delta R$ ) に対するトリガー効率を図 4.10 に示す。まず図 4.10 左上の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルを用いた各初段トリガーに対するトリガー効率の  $\Delta R$  依存性に着目すると、ミュオン対が同一 Pad に入射する可能性が高くなるような近接領域である  $\Delta R < 0.1$  において、2MU8F のトリガー効率が低下していることが確認できる。一方、本研究で着目する MU10BOM は、まさにこの  $\Delta R \simeq 0.1$  の近接領域において効率が最大化されている。なお、このピークよりも  $\Delta R$  が小さい領域で効率が下がるのは、2 ミュオンが近接しすぎて同一 RoI として認識されるためであり、逆に  $\Delta R$  が大きい領域で下がるのは、2 ミュオンが離れすぎて BOM トリガーのロジックを満たさなくなるためである。これらの論理和をとったトリガー効率を図 4.10 右側より確認すると、BOM トリガーの導入によって、 $\Delta R < 0.2$  の領域における取得効率がわずかながらも底上げされており、設計通り近接ミュオン対の取得に寄与していることが確認できた。

$\tau \rightarrow 3\mu$  の MC サンプルでは図 4.10 左下より 2MU8F のトリガー効率が  $\Delta R < 0.2$  の近接領域でも比較的高い。これは  $\tau$  由来のミュオンが 3 つ生成されるため、ある 2 つのミュオンが同一 Pad 内に入射した場合でも残りのミュオンが別 Pad に入射することで 2MU8F を発行することができるためである。一方、3 ミュオントリガーの効率は、全  $\Delta R$  領域において極めて低い結果となった。この主たる原因は、厳しいミュオン数への条件と、ミュオンの運動量分布にある。第一に、ミュオン数の問題である。図 4.7 に示したように、 $\tau$  由来のミュオンは互いに近接する傾向が強い。そのため、3 本のうちいずれか 1 ペアでも同一 Pad に入射すると、検出器にヒットしたミュオン数は「2 本以下」と判定され、3 ミュオントリガーの発行条件を満たせなくなる。第二に、運動量の閾値の問題である。図 4.11 に、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  および  $\tau \rightarrow 3\mu$  の MC サンプルにおける、最も低い  $p_T$  と  $\Delta R$  の関係を示す。この図より、 $\tau$  由来のミュオンはダークフォトン由来のものに比べて  $p_T$  が全体的に低いことが分かる。特に、近接領域 ( $\Delta R < 0.2$ ) においては  $p_T < 6$  GeV となるイベントが多く、これが 3 ミュオントリガーの閾値を下回る主要因となっている。一方、依然として MU10BOM は  $\Delta R \simeq 0.1$  の近接領域への感度を持っており、2 ミュオントリガー、3 ミュオントリガーを発行できないイベントを BOM トリガーによって取得することが期待されるが、図 4.10 右下の各初段トリガーの論理和をとったトリガー効率の  $\Delta R$  依存性より、近接領域における BOM トリガーによる感度向上は微量であった。

以上の考察より、ミュオン対の近接領域に対する BOM トリガーの影響は確認されたものの効果が小さいことが判明した。

次にミュオンの持つ  $p_T$  の観点から BOM トリガーの寄与を考察する。ダークフォトン由来のミュオン対のう

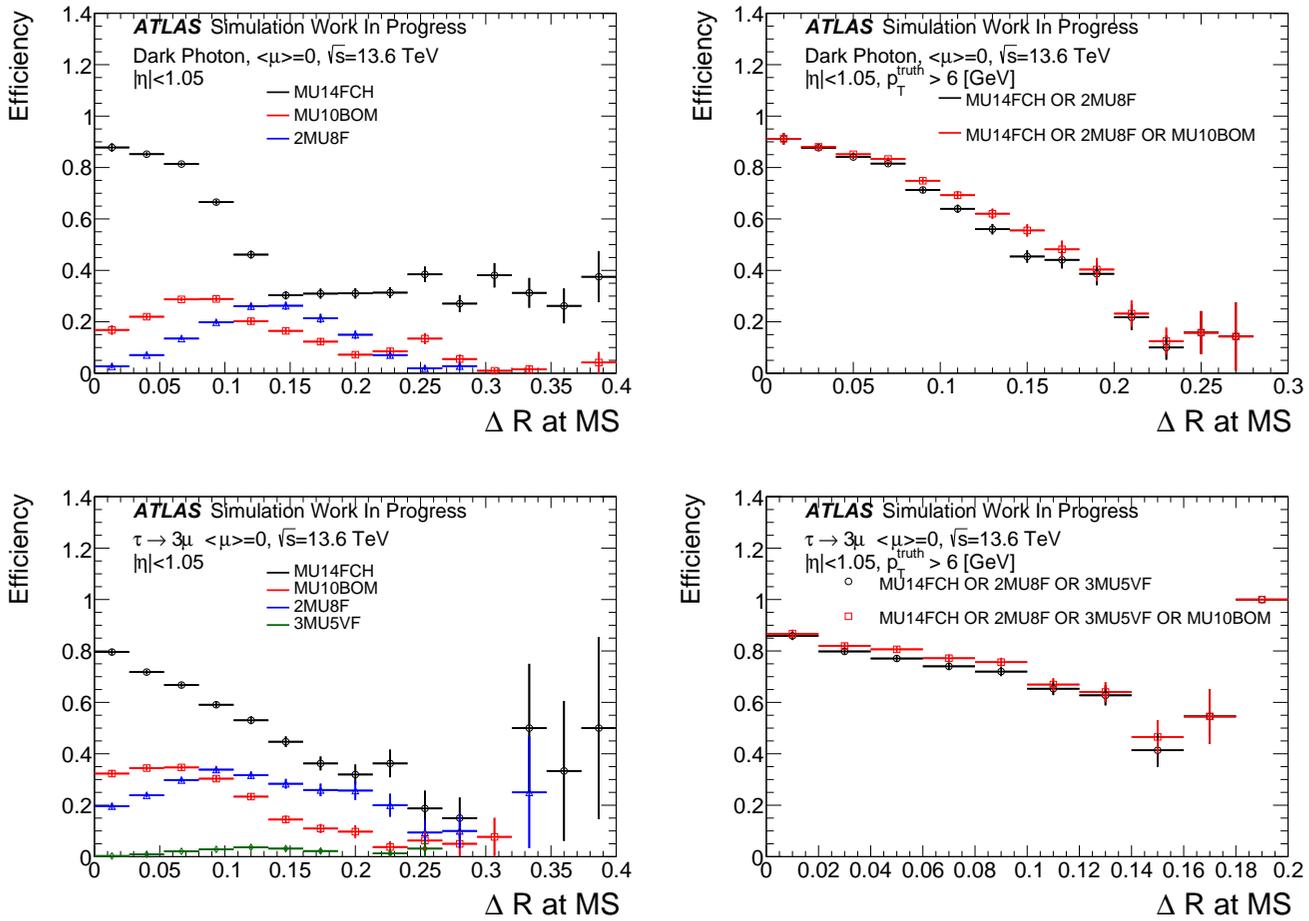


図 4.10: (左) 各初段トリガーに対するトリガー効率の  $\Delta R$  依存性。(右) 各初段トリガーの論理和をとったトリガー効率。各グラフの上側は  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプル、下は  $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルで評価したものである。

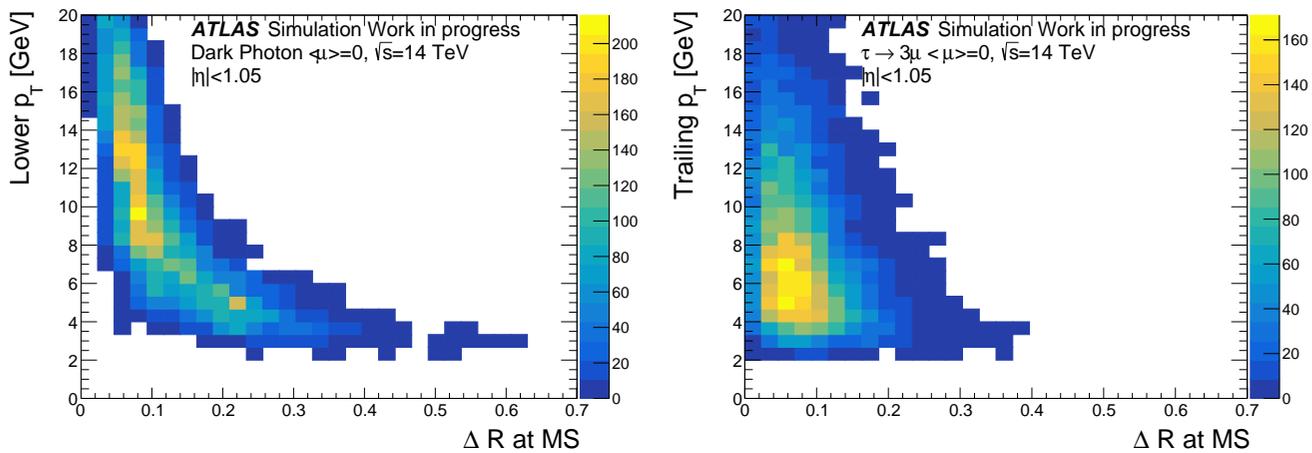


図 4.11: ミューオンのつくる最も小さい  $\Delta R$  と最も低い  $p_T$  の相関。(左)  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプル、(右)  $\tau$  由来のサンプル。どちらのサンプルにおいても  $\Delta R \simeq 0.1$  付近に最も多く分布している。

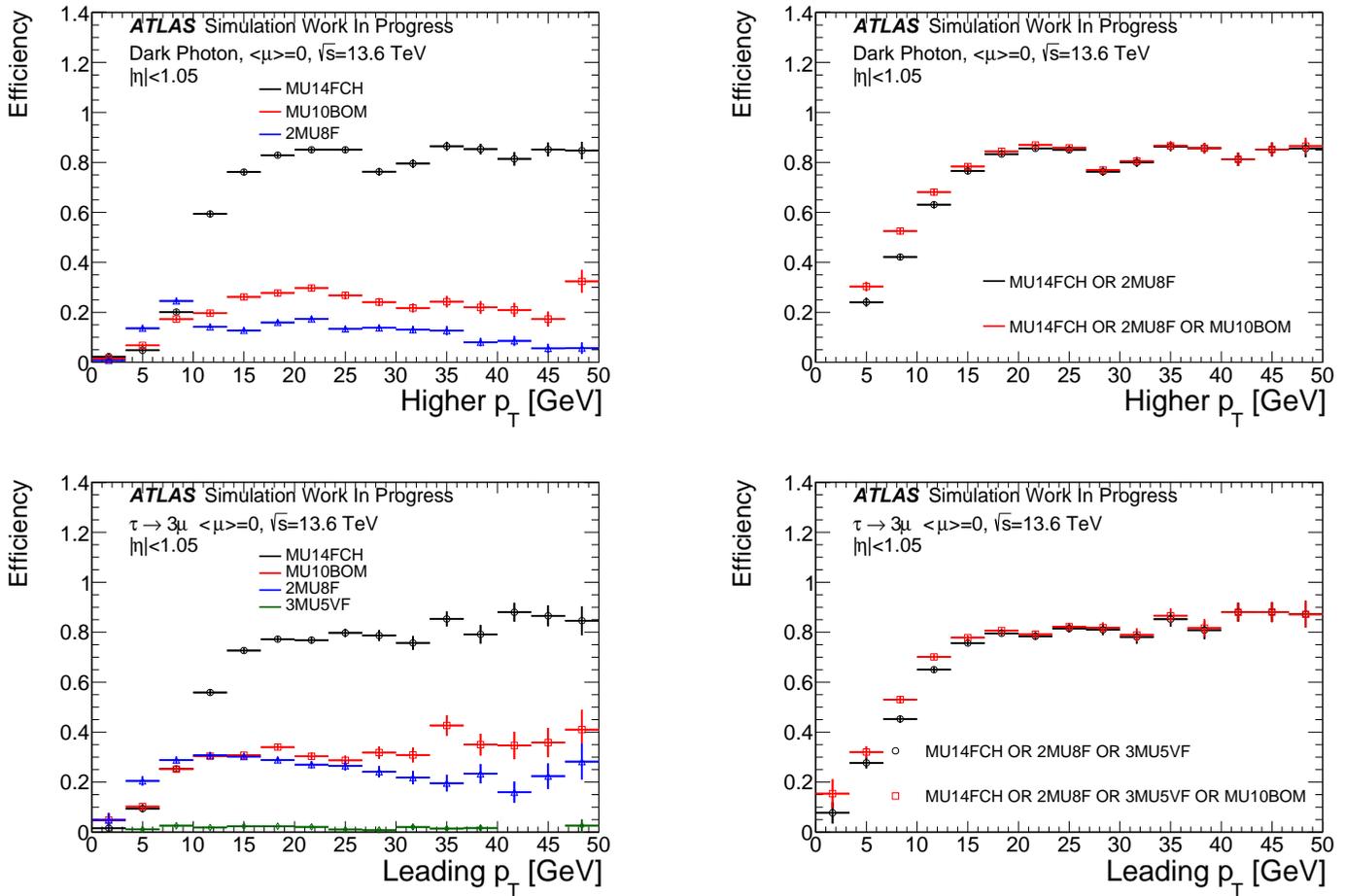


図 4.12: (左) 各初段トリガーに対するトリガー効率の  $\gamma_d$  由来のミュオン対の持つ  $p_T$  における Higher  $p_T$  及び  $\tau$  由来のミュオンの持つ  $p_T$  における Leading  $p_T$  依存性。(右) 各初段トリガーの論理和をとったトリガー効率。各グラフの上側は  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプル、下は  $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルで評価したものである。

ち高い  $p_T$  を持つミュオン、および  $\tau$  由来のミュオンのうち最も高い  $p_T$  を持つミュオンの  $p_T$  に対するトリガー効率を、それぞれ図 4.12 に示す。BOM トリガーの導入によって、従来のシングルミュオントリガーよりも低い  $p_T$  のミュオンも取得することが可能であるため、低運動領域での感度向上が期待される。

図 4.12 左側の各初段トリガーに対するトリガー効率の  $p_T$  依存性から、BOM トリガーが発行されているのは、主に  $p_T \simeq 10$  GeV 以上の  $p_T$  領域であることが確認できる。この領域では、シングルミュオントリガーのトリガー効率はプラトー領域に達しておらず、実際に図 4.12 右側の各初段トリガーの論理和をとったトリガー効率より、BOM トリガーの導入によって低運動領域 ( $p_T \simeq 10$  GeV) での感度が向上していることが確認できる。この結果は BOM トリガーの導入モチベーションに沿った結果であり、同一 Pad に複数のミュオンが入射した場合に、従来のシングルミュオントリガーでは捕捉することができなかったミュオンを、 $p_T$  閾値の緩和により取得できるようになったことを意味する。

しかしながら、図 4.11 が示すように、ミュオン対が 10 GeV 以上の  $p_T$  を持つ場合、ミュオン対の近接具合は  $\Delta R < 0.1$  となるケースが多い。この極めて近接した領域では、同一 RoI 内にミュオンが入射した場合に、異なる RoI の発行の要求を満たすことができず、BOM トリガーの発行効率が低下する場合がある。そのため  $p_T \simeq 10$  GeV 付近で BOM トリガーによって感度が向上するが、その変化量は微量にとどまっている。

## 4.3 高輝度 LHC-ATLAS 実験における初段トリガー性能

以上より、Run 3 によって導入された BOM トリガーの効果は、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  及び  $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルにおいては微量であることが確認された。これらの新物理に対して更なる感度の向上を目指すには高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレードによる、後段を含めたトリガーシステムの改良が不可欠である。本節では初段トリガー、後段トリガー双方において重要となる、高輝度 LHC-ATLAS 実験における近接ミューオン対に対する RoI 発行性能について検証する。

### 4.3.1 近接 2 ミューオンによる RoI 位置の重複

3.3.1 節で述べた通りアップグレードによって、初段トリガーの近接ミューオン対への感度が向上すると考えられている。特に、バレル領域の初段トリガーで発行される RoI は Pad に対して個数制限がなくなり、同一 RoI 領域から複数の RoI が発行されるようになることが計画されている。

実際に、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  と  $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルを用いて、高輝度 LHC-ATLAS 実験の条件での RoI の重複を調べた結果を表 4.5 に示す。RoI の空間分解能は向上しているため、同一 RoI 領域からの複数の RoI 発行割合は減少している。しかしながら、依然として  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$ 、 $\tau \rightarrow 3\mu$  どちらのサンプルでも RoI の重複は若干数見られる。

表 4.5: 高輝度 LHC-ATLAS 実験における近接ミューオン対により発行される RoI の重複割合。各サンプルにおいて RoI が発行された位置のうち、1 つの RoI 位置に 1 つの RoI しか発行されなかった割合と、1 つの RoI 位置から複数の RoI が発行された場合の割合を示している。

サンプル	発行された RoI が 1 つ	発行された RoI が複数
$\gamma_d \rightarrow \mu\mu$	98.1%	1.91%
$\tau \rightarrow 3\mu$	98.4%	1.60%

これらの高粒度で発行された RoI や、重複した領域からの RoI を用いて適切に再構成を行うことで、現行のトリガーよりも高い感度で近接ミューオン対をとらえることができる。続く第 5 章では RoI を基に近接ミューオン対をより正確に再構成するよう改良を行った後段トリガーについて述べる。

## 第 5 章

# 近接ミュオン対へ感度を持つ後段トリガーの開発

本章では、高輝度 LHC-ATLAS 実験において近接ミュオン対をとらえるために改良した後段トリガーアルゴリズムの概要及びその性能評価について述べる。高輝度 LHC-ATLAS 実験では、後段トリガーにどのようなロジックを導入するのかがまだ決定しておらず、新しい後段トリガーアルゴリズムとして、先行研究では機械学習ベースのアルゴリズムを提案した [21]。先行研究で行われた性能評価はシングルミュオン MC サンプルと Run 3 実データのみにとどまっており、近接ミュオン対を生じる物理サンプルでは行われていない。

したがって本研究では先行研究で開発されたアルゴリズムの近接ミュオン対に対する性能の評価を行い、発見された課題に対しての具体的な改良を行った。本章ではその詳細について述べる。

### 5.1 先行研究高速トリガーアルゴリズムの概要

高輝度 LHC-ATLAS 実験では、ルミノシティの増加に伴い飛跡の再構成やトリガー判定に必要な計算リソースが激増することが予想されている。先行研究ではこの課題に対し、機械学習を用いて計算量を節約し、高速に再構成するトリガーアルゴリズムを開発した。このアルゴリズムでは、内部飛跡の絞り込み、セグメントの選択、横運動量  $p_T$  の分類、内部飛跡とのマッチング及びミュオンの再構成の順に飛跡再構成を行い、トリガー判定を行う。

#### 5.1.1 内部飛跡の絞り込み

図 5.1 に示すように、パイルアップ数が  $200(\langle\mu\rangle = 200)$  の条件下における 1 イベントあたりの内部飛跡数は平均で約 2000 本である。先行研究アルゴリズムでは内部飛跡を用いてミュオンの再構成を行うが、すべての内部飛跡を考慮してトリガーアルゴリズムを走らせることは処理能力や処理時間の制約により不可能である。したがって次のような手順で内部飛跡候補を選別する。

先行研究アルゴリズムでは Run 3 における後段トリガーと同じく、ミュオンの再構成は RoI を基に行う。初めに RoI 内のセグメントからの距離と内部飛跡の持つ運動量、そしてセグメントの傾きによって、RoI を構成したミュオンと同一飛跡由来であると考えられる内部飛跡候補の絞り込みを行う。RoI 内のセグメントと内部飛跡の方向による選別では、バレル領域において  $|\Delta\eta| < 0.2$ 、 $|\Delta\phi| < 0.2$ 、エンドキャップ領域においては  $|\Delta\eta| < 0.1$ 、 $|\Delta\phi| < 0.2$  を満たす内部飛跡であることを要求する。さらに横運動量  $p_T$  による選別では  $p_T > 3$  GeV の条件でカットをかけることによって内部飛跡の数をさらに選別する。最後にセグメントの傾きと運動量の間関係を考慮した選別を行うことで内部飛跡をさらに絞り込む。

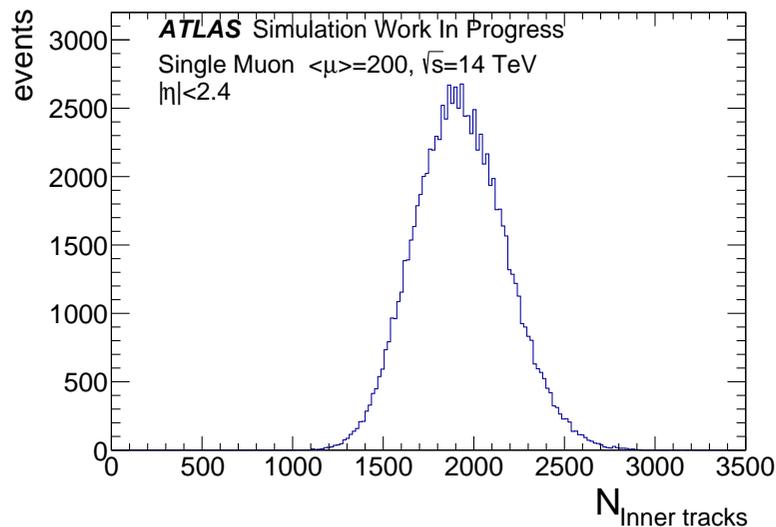


図 5.1: 1 イベント当たりの内部飛跡の数。高輝度環境下では非常に多くの内部飛跡が生成される。

### 5.1.2 セグメントの選択

ATLAS 実験では磁場をかけることで飛跡の曲がり具合から各荷電粒子の横運動量を推定している。しかしながら、運動量が分かっている状態でのセグメントの選択は難しいため、これまでは外挿を行うことでセグメントを選択してミュオン検出器内での飛跡を再構成してきた。そこで、先行研究アルゴリズムでは内部飛跡や RoI 内のセグメントの特徴量から横運動量  $p_T$  での傾向を学習させ、インナーステーション内とアウトーステーション内のセグメントの位置を予測させ、マッチングをとることでバレル領域のセグメントを選択している。

エンドキャップ領域については、ミドルステーションとアウトーステーションの間に磁場がないため、バレル領域と同じ機械学習モデルでセグメントを選択しようとするとう十分な特徴量が得られず学習が進まなかった。そのため、エンドキャップ領域ではインナーステーションと内部飛跡、アウトーステーションとミドルステーション間それぞれでまっすぐにミュオンが通過したと仮定して各セグメントを選択する、パターンマッチングによる手法を採用している。

先行研究アルゴリズムにおける、バレル領域のセグメント位置の推論精度を図 5.2 に示す。機械学習を用いることで高い精度でセグメントの位置を予測できていることが確認できる。

### 5.1.3 横運動量 $p_T$ の分類

先行研究のアルゴリズムでは、選択したセグメントと内部飛跡の組み合わせの整合性を検証するために機械学習を用いている。具体的には、セグメントと内部飛跡が同一粒子に由来すると仮定した場合の横運動量  $p_T$  を機械学習により予測、4 クラスのグループに分類し、その分類結果と内部飛跡が持つ  $p_T$  情報を比較することで、組み合わせの整合性を確認する。

本来、機械学習によって直接  $p_T$  を導出することが望ましいが、磁場中での曲率によって  $p_T$  を決定する構造上、ミュオンの飛跡が直線に近づく高い  $p_T$  領域では運動量分解能が低下してしまうため、機械学習を使った直接の  $p_T$  導出に失敗した。そのため、先行研究では  $p_T$  を 4 つのクラスに分類している。 $p_T$  分類のカテゴリは以下の通りであり、4 GeV 未満、4 GeV から 10 GeV、10 GeV から 20 GeV、そして 20 GeV 以上である。

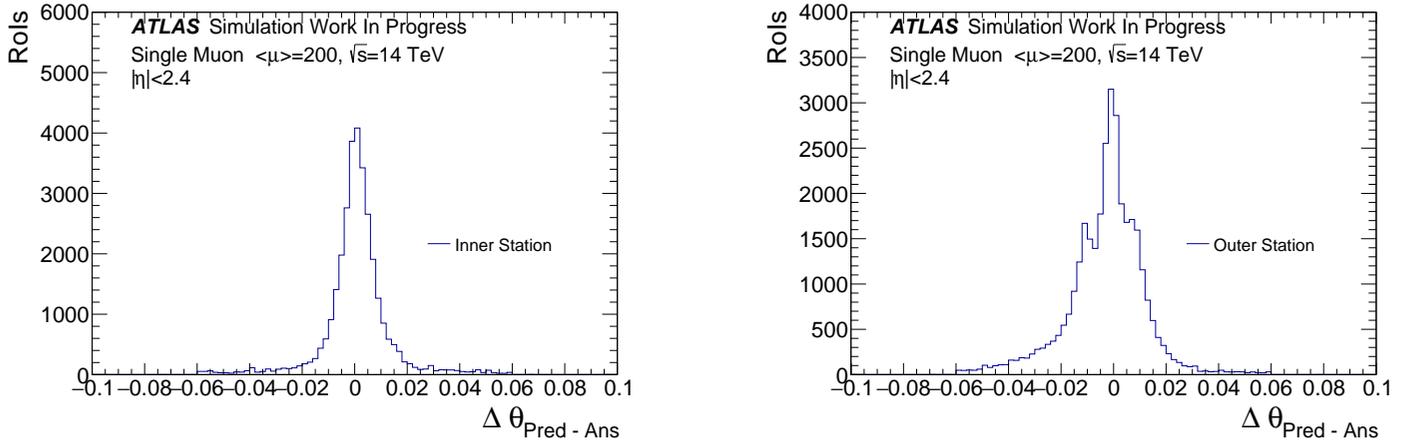


図 5.2: 機械学習を用いた各ステーションにおけるセグメント位置 ( $\theta$ ) への予測値と実際のセグメント位置の差。トリガーアルゴリズムでは機械学習による予測位置と実際のセグメントの位置との距離が  $0.06 < \Delta R$  となった場合にはそのセグメントを選択しないため、 $\Delta\theta_{\text{Pred}-\text{Ans}}$  の分布は  $-0.06$  から  $0.06$  の範囲に収まっている。

#### 5.1.4 ミューオンの再構成

最終的にミューオン候補としては、推論による横運動量  $p_T$  の分類結果と機械学習の入力に使用した内部飛跡の  $p_T$  が一致したセグメントと内部飛跡の組み合わせを採用する。ミューオン候補の横運動量は内部飛跡の  $p_T$  として定義し、複数の内部飛跡とのマッチングが取れた場合には、最も高い  $p_T$  を持つ内部飛跡を含むセグメントと内部飛跡の組み合わせをミューオン候補として選択する。

## 5.2 近接 2 ミューオンに対するアルゴリズムの持つ問題点

先行研究アルゴリズムでは高輝度環境下での  $\langle\mu\rangle = 200$  シミュレーションサンプルにおいて、任意の閾値以上の  $p_T$  を持つミューオンを識別できており、さらには Run 3 データを用いた比較においても現行トリガーよりも高いトリガー効率と分解能の向上が確認された。

しかし、これらの結果はいずれも孤立したミューオンに対するトリガー性能であり、本研究で対象としている近接ミューオン対に対するパフォーマンスには改善点があることを確認した。例として、高輝度環境下での  $\langle\mu\rangle = 200$  の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおける、先行研究アルゴリズムのセグメント選択の正解率を表 5.1 に示す。先行研究アルゴリズムでは近接ミューオン対を生じるサンプルにおいては、正しくセグメントの選択 (MS 内でのミューオン飛跡の再構成) をすることができていないことが分かる。セグメントの選択が失敗してしまうとより下流の横運動量  $p_T$  の分類、及び内部飛跡とのマッチングに失敗してしまう可能性が生じるため、近接ミューオン対への感度をさらに上げるためにはセグメントの選択方法の改善が不可欠である。

## 5.3 近接ミューオン対捕捉に向けた改良

先行研究アルゴリズムのセグメント選択の精度を向上させるため、本研究では近接した飛跡を正しく再構成するために新たに Graph Neural Network(GNN) [32] を導入した。先行研究で用いられていた Multi-layer Perceptron(MLP) によるセグメントの選択では、機械学習によってインナーステーション、またはアウトーステーションにおける同一飛跡由来のセグメントの位置座標を予測し選択する。そのため、セグメント間の距離が近い場合に 2 つのセグメント

表 5.1: 高輝度環境下での  $\langle \mu \rangle = 200$  の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルを用いた、RoI と正しい内部飛跡の組み合わせ時の、先行研究アルゴリズムにおけるセグメント選択の正解率。先行研究によるセグメント選択では、すべてのイベントのうち約半分のイベントでセグメントを誤って再構成していることがわかる。

	2つとも 正しく選択	アウターのみ 正しく選択	インナーのみ 正しく選択	2つとも 誤って選択
バレル	$(47.048 \pm 0.001)\%$	$(19.619 \pm 0.001)\%$	$(20.549 \pm 0.001)\%$	$(12.782 \pm 0.001)\%$
エンドキャップ	$(59.443 \pm 0.002)\%$	$(25.553 \pm 0.002)\%$	$(9.103 \pm 0.001)\%$	$(5.899 \pm 0.001)\%$

を正しく識別することが難しい。そこで、GNN を用いてセグメント同士の関係をグラフ構造として解釈し、セグメントを選択することで近接したセグメントを正しく識別することを目指した。

### 5.3.1 Graph Neural Network(GNN)

GNN とは、グラフ構造を持つデータを処理するために設計された深層学習モデルの一つである。ここでグラフとは、頂点(ノード)が頂点同士をつなぐ辺(エッジ)によって結ばれている一連のオブジェクトのことを指し、エッジに向きが存在する有向グラフやエッジが向きの情報を持たない無向グラフが存在する。各ノードやエッジはそれぞれが異なった情報を持っており、グラフ構造としてこれらの関係を記述することでグラフ全体で意味のあるデータを形成することができる。

このようなグラフデータをニューラルネットワークで扱うものの総称を GNN と呼び、GNN によって行うことのできるタスクの代表的な例を示す。

#### ノード分類

学習されたグラフのノード表現を用いて、入力されたグラフの各ノードが属するカテゴリを予測するタスク。具体例として、「引用された論文同士の関係をグラフ構造として解釈した場合(ノード: 論文、エッジ: 引用した論文とされた論文の関係)に、各ノード(論文)がどの研究分野に属しているかを予測する」ようなタスクが挙げられる。

#### リンク予測

入力されたグラフ内のノードとノードの間にエッジが存在するかどうかを予測するタスク。具体例として、「複数人の交友関係をグラフとして解釈した場合(ノード: 人、エッジ: 交友関係)に、ある人(ノード)とある人(ノード)の間に交友関係(エッジ)が存在するかどうかを予測する」ようなタスクが挙げられる。

#### グラフ分類

グラフ構造そのものを一つのデータポイントとして扱い、入力されたグラフがあるカテゴリに属するかどうかを予測するタスク。具体例として、「分子構造をグラフとして解釈した場合(ノード: 原子、エッジ: 原子間の結合)に、その分子に毒性があるかどうかを予測する」ようなタスクが挙げられる。

GNN には様々なモデルが存在するが、本研究ではその中でも特に一般的なモデルである Graph Convolution Network (GCN) [33] を使用した。GCN では、 $i$  番目のノードが初期状態  $z_i \in \mathbb{R}^D$  を持つとき、 $z_i$  は

$$z_i^{(l+1)} = \text{ReLU} \left( \sum_{j \in \mathcal{N}_i \cup \{i\}} \frac{1}{\sqrt{\text{deg}(i) + \text{deg}(j)}} W^{(l+1)} z_j^{(l)} \right) \quad (5.1)$$

で表される更新式で反復的に更新される。ここで、 $z_i^{(l)}$  は  $l$  回目の更新後のノード  $i$  の状態、 $\mathcal{N}_i$  はノード  $i$  の隣接ノード、 $\text{deg}(i)$  はノード  $i$  に入るエッジの総数、 $W^{(l)}$  は  $l$  層目の重み行列を表す。すなわち、GCN では  $l$  層目のノード  $i$  の状態  $z_i^{(l)}$  を、エッジで接続されているノード  $j (\in \mathcal{N}_i)$  の情報を集約して自ノードの情報  $z_i^{(l)}$  と合わせて更新していく手法といえる。

この状態  $z_i^{(l)}$  の更新では、1 回の更新ごとにノードの情報が隣接ノードに伝播していくため、 $l$  回目の更新ではノードの情報が  $l$  個離れたノードにまで伝播する。このような各ノードの状態の更新はすべてのノードに対して独立かつ並列に行われ、更新を繰り返すことで最終的な各ノードの予測値を出力する。予測された出力値は先行研究で用いられていた MLP におけるトレーニングと同様に、損失関数を使用して正解値とのずれを計算し、重み行列を更新することで次第に最適化されていく。

また、GNN における学習対象である重み行列  $W^{(l)}$  は、グラフのノード数に依存しないという重要な性質を持つ。MLP では重み行列の次元が (入力ノード数  $\times$  特徴量数) に依存するため、入力サイズが固定されるのに対し、GNN の重み行列の次元は (入力特徴量の次元  $\times$  出力特徴量の次元) のみで決定される。この同一の重み行列が、グラフ上の全ノードそれぞれに適用されるため、ネットワーク全体のパラメータ数はノード数に左右されない。したがって、学習時とは異なるノード数を持つグラフ構造に対しても、同一の重みを適用することで、柔軟かつ適切な推論が可能となる。

## 5.4 本研究アルゴリズムの概要

本節では、本研究で開発を行ってきた近接ミュオン対を捉える後段トリガーアルゴリズムの概要を述べる。本研究アルゴリズムは先行研究アルゴリズムを改良し、より近接ミュオン対への感度を上げることを目的としている。

### 5.4.1 内部飛跡の絞り込み

本研究アルゴリズムにおいても、はじめに RoI 内のセグメントの情報をもとにした内部飛跡の絞り込みを行う。内部飛跡のカット条件は先行研究アルゴリズムと同じく、RoI 内のセグメントと内部飛跡の持つ運動量方向の関係によって条件を課し、全領域において  $|\Delta\eta| < 0.2$ 、 $|\Delta\phi| < 0.3$  を満たす内部飛跡であることを要求する。加えて、 $p_T$  による条件とセグメントの傾きと運動量の関係性を考慮した条件による選別を課して内部飛跡を絞り込む。これらの過程によって選別された内部飛跡の候補数を図 5.3 に示す。3 段階の選別によって内部飛跡の候補数がほとんどの RoI に対して 5 本以内に絞り込まれていることが確認できる。

### 5.4.2 GNN を用いたセグメントの選択

本研究トリガーにおけるセグメント選択の特徴は GNN を用いて、「RoI と同一ミュオン由来であるセグメント」を直接選択することである。GNN を用いたセグメントの選択の一連の流れを図 5.4 に示す。セグメント選択の際は、RoI 内のセグメントとその近傍にある複数のインナー/アウターセグメントからグラフ構造を構築する。構築されたグラフを、あらかじめ学習済みの GNN に入力することで、各インナー/アウターセグメントの「RoI と同一ミュオン由来である確率」を出力 (ノード分類) し、出力値の高いインナー/アウターセグメントを選択することで、セグメントの選択を行う。

本研究でセグメントの選択に使用したモデルは、残差接続付きの 4 層 GCN モデルである。本研究トリガーで使用したモデルは 4 層であることから、5.3.1 節で述べたように、各ノードは 4 個離れたノードの情報までを集約し、集約したノードの情報を用いて自ノードの推論を独立かつ並列に行う。はじめに、RoI 内のセグメント (ミドルセグメント) と探索範囲内の全インナー/アウターセグメントを入力ノードとしてグラフ構造を構築する。続いて、構築したグラフ構造を学習済みの GNN モデルに入力する。入力されたグラフ構造をもとに、あらかじめ学習済みのネットワー

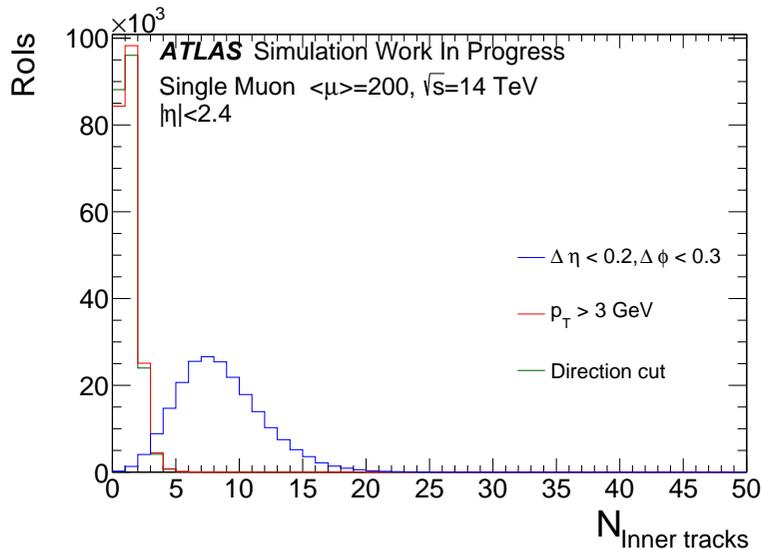


図 5.3: 内部飛跡の各選別段階における候補数の変化。青色で示すのが  $\Delta\eta$ 、 $\Delta\phi$  によるカット後の候補数で赤色に示すのが  $p_T$  によるカット後の候補数。緑色で示すのがセグメントの傾きを考慮したカット後の候補数である。3 種類の選別を行うことで、RoI に対して数本の内部飛跡に絞り込むことができています。

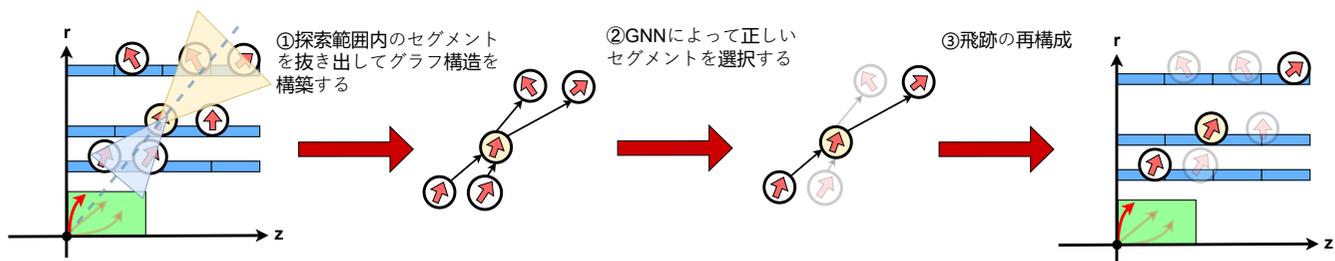


図 5.4: GNN を用いたセグメントの選択を表した図。セグメント間の関係をグラフ構造としてとらえることで、セグメントを選択している。

表 5.2: 本研究アルゴリズムにおいてセグメントの選択に使用した機械学習モデルの詳細

機械学習モデル	層数	活性化関数	入力ノード数	出力ノード数
GCN	4	ReLU	探索範囲内のセグメント数	探索範囲内のセグメント数 - 1

クが RoI 内のセグメントに対応するノードを除いた全てのノードに対して、各ノードの「RoI と同一ミューオン由来である確率」を推論し出力する (図 5.5)。この際、グラフ構造はミューオンの飛跡に沿った方向を持つ有向グラフとなっており、各ノードは内部飛跡と各セグメント自身が持つ情報からなる 9 つの特徴量を持っている。ここで、本研究で使用した GNN モデルの詳細と、各ノードが持つ特徴量を表 5.2、表 5.3 に示す。トリガーに実装された GNN モデルは各ノードの持つこれらの特徴量と、エッジを介して得られた周辺ノードの特徴量をもとに正しいセグメントに対応するノードを分類する。

セグメントを選択する際には各ノードから出力された値のうち、インナーセグメントとアウターセグメントに対応するノードの中からそれぞれ出力値の最も大きいノードをミューオン再構成に用いるセグメントとして選択する。これらの手順を経てセグメントを選別する手法の概念図を図 5.4 に示す。

ここで、GNN モデルに入力するセグメントの探索範囲は、RoI と原点を結んだ直線からの各セグメントの距離 ( $\Delta R$ ) で定義している。バレル領域においては、インナーステーションでは RoI と原点を結んだ直線か

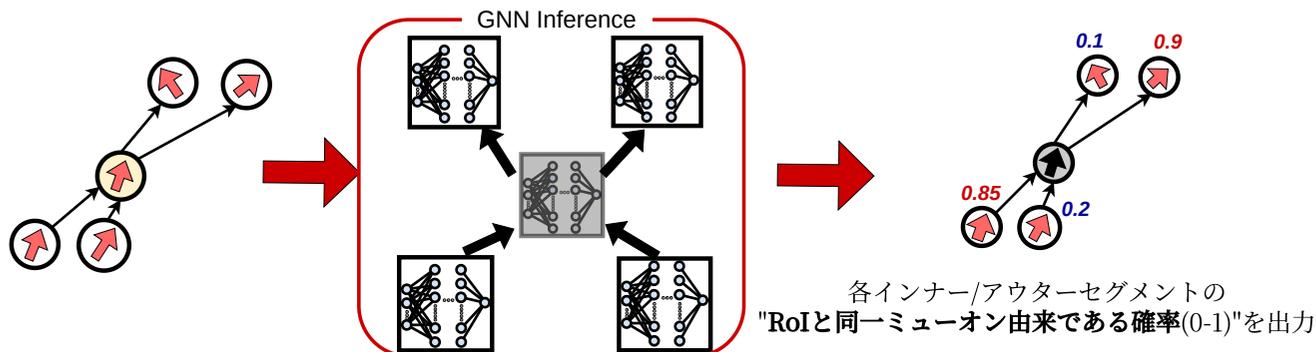


図 5.5: GNN による推論を表した図。探索範囲内のセグメントを入力することであらかじめ学習された GNN モデルが「RoI と同一ミュオン由来である確率」を出力する。隣接ノードの情報を集約しながら、各ノードの推論が独立かつ並列に行われる。

表 5.3: セグメントの選択に使用した GNN モデルにおいて各ノードが持つ特徴量

分類	特徴量項目	内容・変数
共通特徴量 (全ノードで同一)	内部飛跡の情報	曲率 ( $q/p$ ) 方向 ( $\theta$ )
固有特徴量 (セグメントごと)	位置・向き	セグメントの位置 ( $\theta, \phi$ ) セグメントの向き ( $\theta_{dir}, \phi_{dir}$ ) ステーション情報
	相対関係	セグメントの傾き $\alpha$ ミドルセグメントとの差 ( $\Delta\theta$ )

らの距離が  $|\Delta R_{\text{Middle-Inner}}| < 0.15$  以内、アウターステーションでは RoI と原点を結んだ直線からの距離が  $|\Delta R_{\text{Middle-Outer}}| < 0.16$  内のセグメントを探索範囲内のセグメントとしている。エンドキャップ領域では、インナーステーションでは RoI と原点を結んだ直線からの距離が  $|\Delta R_{\text{Middle-Inner}}| < 0.26$  以内、アウターステーションでは RoI と原点を結んだ直線からの距離が  $|\Delta R_{\text{Middle-Outer}}| < 0.25$  内のセグメントを探索範囲内のセグメントとして定義している。オフラインミュオンの再構成に使われたセグメント同士の距離 ( $\Delta R$ ) を示した図 5.7 より、設定した探索範囲内に同一ミュオン由来のセグメントはほとんどすべて含まれていることが確認できる。これにより、距離が遠く、明らかに別ミュオン由来であると考えられるセグメントを探索対象から取り除き、同一ミュオン由来の可能性のあるセグメントに絞って、選別を行うことが可能となった。

この GNN の学習にはパイルアップの無い  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルを使用することで近接ミュオン対由来のセグメントの識別性能の向上を試みた。また、学習に用いるグラフデータには、本研究トリガー内で使用されている探索範囲を、各 RoI に適応することで得られるセグメント群のグラフ構造を使用することで、実際のトリガー環境と同等のグラフ群を再現した。バレル領域とエンドキャップ領域では磁場構造が異なるため、学習は領域ごとに個別に行い、教師データとして RoI 内のセグメントと同一ミュオン由来のインナー及びアウターセグメントには正解値 1 を、それ以外のセグメントには 0 を付与した。

以上のような学習データを用いてトレーニングを行うことで、RoI ごとに異なる様々な形状を持つグラフ構造の推論に最適化されたネットワークが形成される。これにより本研究トリガーにおいても、セグメントの形成するグラフ構造の形状に依らないセグメント選択を実現した。これらの学習は先行研究と同じく PyTorch [34] を使用して行い、学習済みの PyTorch モデルは Open Neural Network eXchange(ONNX) [35] 形式に変換してトリガーアルゴリズムへの実装を行った。

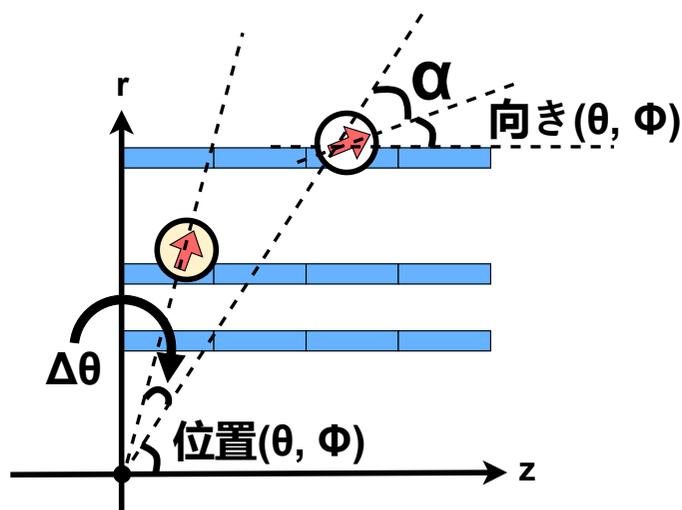
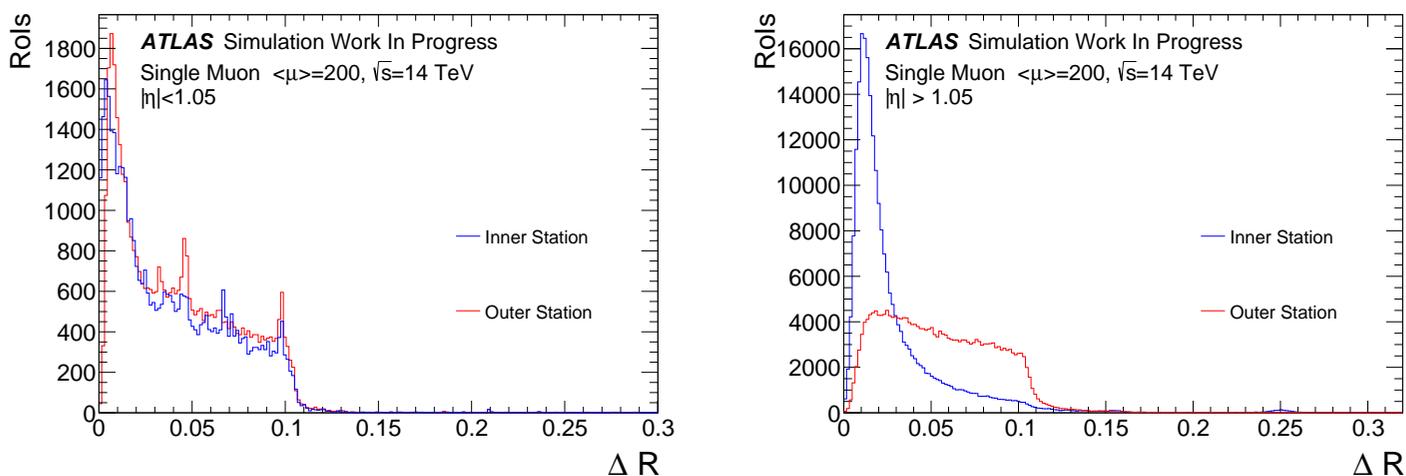


図 5.6: GNN に入力するセグメントの特徴量を表した図。



(a) バレル領域

(b) エンドキャップ領域

図 5.7: オフラインミュオンの再構成に使われたセグメントでのミドルセグメントと他ステーションのセグメントの距離 ( $\Delta R$ ) の差。同一ミュオン由来のセグメントのほとんどが探索範囲内に含まれていることが分かる。

GNN を採用したセグメントの選択アルゴリズムの導入によるバレル領域におけるセグメントの選択精度の変化を表 5.4 に示す。また、エンドキャップ領域におけるセグメントの選択精度の変化を表 5.5 に示す。これらの結果より、新しく導入した GNN に基づいたアルゴリズムにより、先行研究アルゴリズムに比べてセグメント選択の精度が向上したことが確認された。特筆すべきは、学習に使用したダークフォトン由来のセグメントだけでなくシングルミュオン MC サンプルにおけるセグメントの選択性能も向上している点である。これにより、先行研究アルゴリズムでの性能を落とすことなく、近接ミュオン対への感度を向上させることが可能となった。

表 5.4: 高輝度環境下における、各 MC サンプルでのバレル領域におけるセグメント選択の正解率。サンプルを用いて学習した GNN モデルでもシングルミュオンサンプルに対してセグメントを選択できており、ダークフォトン由来の近接セグメントをより正確に識別できていることが分かる。

シングルミュオン				
	2 つとも正しい	アウターのみ正しい	インナーのみ正しい	2 つとも誤選択
MLP	(75.681 ± 0.003)%	(13.464 ± 0.002)%	(7.921 ± 0.001)%	(2.934 ± 0.001)%
GNN	(84.749 ± 0.004)%	(12.536 ± 0.002)%	(2.494 ± 0.001)%	(0.220 ± 0.001)%
$\gamma_d \rightarrow \mu\mu$				
	2 つとも正しい	アウターのみ正しい	インナーのみ正しい	2 つとも誤選択
MLP	(47.048 ± 0.001)%	(19.619 ± 0.001)%	(20.549 ± 0.001)%	(12.782 ± 0.001)%
GNN	(67.943 ± 0.002)%	(22.314 ± 0.002)%	(5.887 ± 0.001)%	(3.854 ± 0.001)%

表 5.5: 高輝度環境下における各 MC サンプルでのエンドキャップ領域におけるセグメント選択の正解率。エンドキャップ領域においても、シングルミュオン MC サンプルに対してのセグメント選択精度を維持できており、ダークフォトン由来の近接セグメントをより正確に識別できるよう改善できたことが分かる。

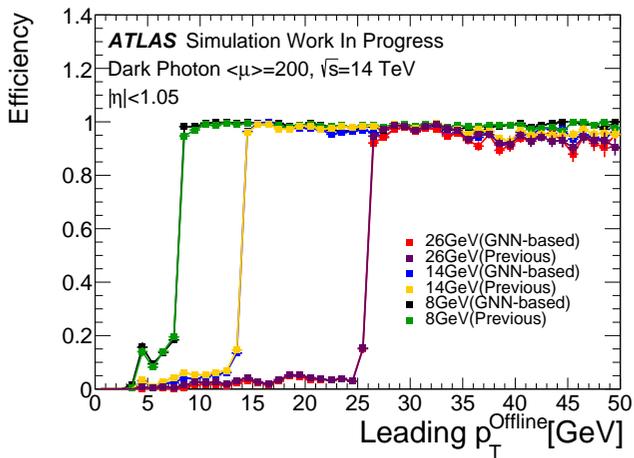
シングルミュオン				
	2 つとも正しい	アウターのみ正しい	インナーのみ正しい	2 つとも誤選択
パターンマッチング	(80.913 ± 0.003)%	(11.502 ± 0.001)%	(5.110 ± 0.001)%	(2.474 ± 0.001)%
GNN	(84.178 ± 0.003)%	(9.338 ± 0.001)%	(5.702 ± 0.001)%	(0.781 ± 0.001)%
$\gamma_d \rightarrow \mu\mu$				
	2 つとも正しい	アウターのみ正しい	インナーのみ正しい	2 つとも誤選択
パターンマッチング	(59.443 ± 0.002)%	(25.553 ± 0.002)%	(9.103 ± 0.001)%	(5.899 ± 0.001)%
GNN	(62.152 ± 0.002)%	(23.671 ± 0.002)%	(10.180 ± 0.001)%	(3.996 ± 0.001)%

### 5.4.3 横運動量 $p_T$ の分類・ミュオンの再構成

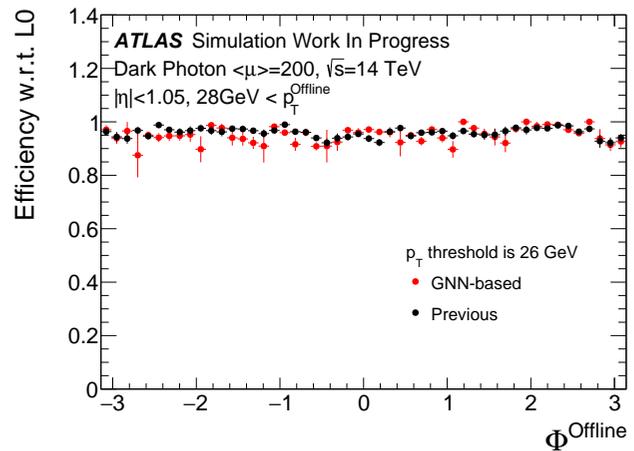
本研究アルゴリズムにおいても  $p_T$  の分類については MLP による 4 クラス分類を行う。 $p_T$  分類のカテゴリーも先行研究と同じく 4 GeV 未満、4 GeV から 10 GeV、10 GeV から 20 GeV、20 GeV 以上としている。また、ミュオンの再構成についても引き続き内部飛跡の情報を基に再構成を行う。

## 5.5 本研究アルゴリズムの評価

本節では、本研究において改良を行ったトリガーアルゴリズムの評価について述べる。評価には、近接ミュオン対を生じる物理事象への影響を考察するため、高輝度 LHC-ATLAS 実験シミュレーションの  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルを使用し、改良した本研究トリガーが通常の孤立したミュオン事象に対するトリガー性能を保っているかどうかを確認するためシングルミュオン MC サンプルと Run 3 実データを使用した。



(a) Leading  $p_T$  分布



(b)  $\phi$  分布

図 5.8:  $\langle\mu\rangle=200$  の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおけるバレル領域でのトリガー効率の比較。(図 5.8(a)) 最も高い  $p_T$  を持つオフラインミュオンの  $p_T$  (Leading  $p_T$ ) 依存性、(図 5.8(b)) オフラインミュオンの  $\phi$  依存性。GNN による新たなセグメントの選択アルゴリズムを導入してもトリガー効率の向上は見られなかった。

また、トリガー性能の評価に用いるトリガー効率  $E$  は、

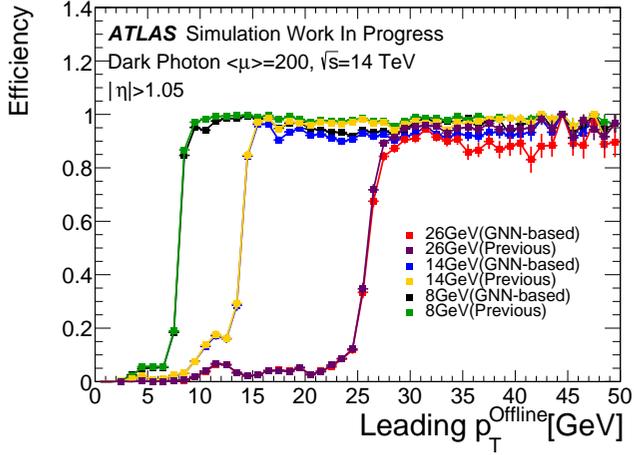
$$E = \frac{\text{トリガーにより再構成されたミュオンのうち } p_T \text{ 閾値を超えたものの数}}{\text{オフライン再構成されたミュオンの数}} \quad (5.2)$$

で定義し、分母に含まれているオフラインミュオンは再構成手法がコンバインドミュオンのものに限定する。さらにトリガーの  $p_T$  閾値には先行研究との比較を行うため 26 GeV、14 GeV、8 GeV を設定した。

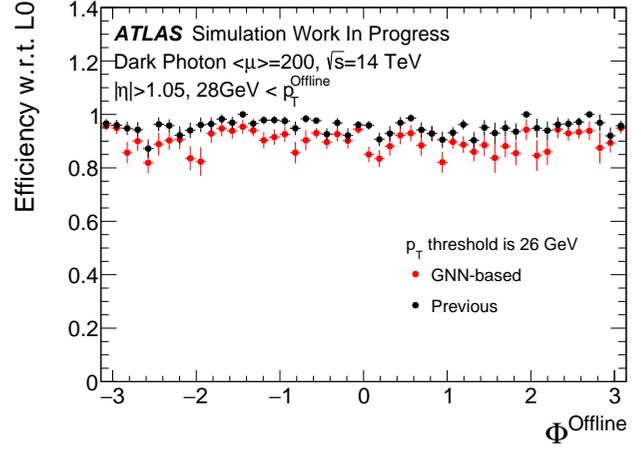
### 5.5.1 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$ サンプルを用いた評価

本節では、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルを使用した近接ミュオン対への本研究トリガーアルゴリズムの性能評価について述べる。はじめに、バレル領域におけるトリガー効率とエンドキャップ領域におけるトリガー効率を図 5.8、図 5.9 に示す。ここで、横軸の Leading  $p_T$  は各イベントでオフライン再構成されたミュオンのうち、最も高い  $p_T$  を持つミュオンの  $p_T$  を表している。バレル領域における Leading  $p_T$  および  $\phi$  に対するトリガー効率では、GNN 導入前後で有意な変化は見られなかった。対照的に、エンドキャップ領域については先行研究と比較して効率の低下が見られる。さらに、バレルおよびエンドキャップを含む全領域におけるトリガー効率を図 5.10 に示す。Leading  $p_T$  の関数としてはトリガーの改良前後で大きな変化は見られないものの、 $\eta$  に対する依存性を見ると、 $|\eta| \simeq 1.5$  付近においてトリガー効率の低下が確認された。この領域は NSW の設置位置に相当し、先行研究でも指摘されている通り、検出器の構造上トリガー効率が低下するギャップが存在する領域である。ここで、本研究で導入した GNN によるセグメント選択手法は、探索範囲内からインナーステーションとアウトーステーションの 2 つのセグメントを必ず 1 つずつ選択する仕様となっている点に注意が必要である。NSW のギャップにより、本来検出されるべき正しいセグメントが欠損している場合であっても、本アルゴリズムは強制的に何らかのセグメントを選択しようとする。その結果、インナーステーション内のノイズや本来無関係なセグメントが誤って選択され、誤った飛跡再構成につながっている可能性が高い。これが、 $|\eta| \simeq 1.5$  においてトリガー効率が特異的に低下している主要な原因であると考えられる。

また、トリガー性能の評価においてトリガー効率に加えて、シミュレーションで与えられた真の情報である  $p_T$  と、

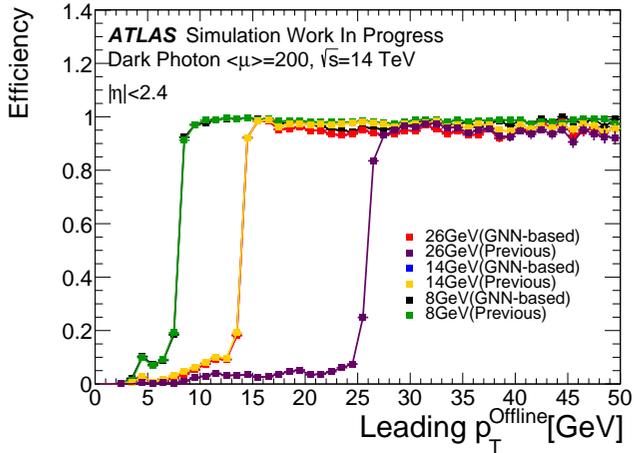


(a) Leading  $p_T$  分布

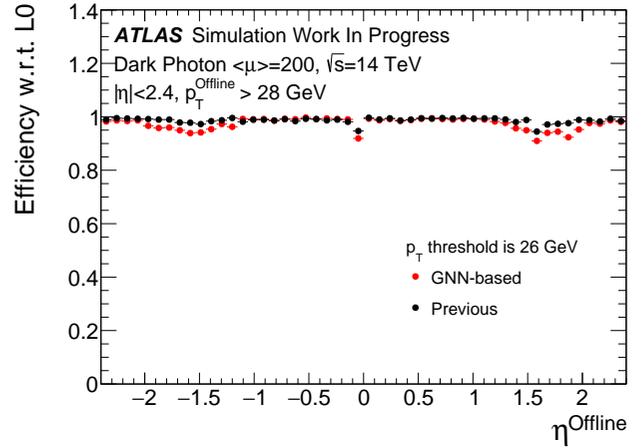


(b)  $\phi$  分布

図 5.9:  $\langle\mu\rangle=200$  の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおけるエンドキャップ領域でのトリガー効率の比較。(図 5.9(a)) 最も高い  $p_T$  を持つオフラインミュオン  $p_T$  (Leading  $p_T$ ) 依存性、(図 5.9(b)) オフラインミュオンの  $\phi$  依存性。GNN による新たなセグメントの選択アルゴリズムを導入したが、トリガー効率の微量な低下が確認された。



(a) Leading  $p_T$  分布



(b)  $\eta$  分布

図 5.10:  $\langle\mu\rangle=200$  の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおける全領域でのトリガー効率の比較。(図 5.9(a)) 最も高い  $p_T$  を持つオフラインミュオンの  $p_T$  (Leading  $p_T$ ) 依存性、(図 5.9(b)) オフラインミュオンの  $\eta$  依存性。GNN による新たなセグメントの選択アルゴリズムを導入したが、 $\eta \simeq 1.5$  領域でのトリガー効率の低下が確認された。

トリガーで再構成された  $p_T$  の偏差を表す  $p_T$  residual を使用する。 $p_T$  residual の定義は

$$\left( \frac{\frac{1}{p_T^{ML}} - \frac{1}{p_T^{Truth}}}{\frac{1}{p_T^{Truth}}} \right)$$

となり、 $p_T$  再構成の精度を定量的に評価するために用いる。

ここで、図 5.11 にセグメントの選択精度が特に改善したバレル領域での  $p_T$  residual の分布を示す。さらに、バレル領域における Leading  $p_T$  と SubLeading  $p_T$  の再構成精度の相関を図 5.12 に示す。ここで  $p_T$  residual の分布の

表 5.6:  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおける、各トリガーアルゴリズムの  $p_T$  residual の分布より得られた Mean、 $\sigma$ 、テール部分の割合

	エントリー数	Mean	$\sigma$	テール部分が占める割合
先行研究	4088	$(0.5 \pm 2.6) \times 10^{-4}$	$(1.43 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	$(1.51 \pm 0.04)\%$
本研究	4904	$(0.9 \pm 2.4) \times 10^{-4}$	$(1.45 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	$(1.26 \pm 0.03)\%$

表 5.7: Run 3 後段トリガー及び本研究トリガーによる、各トリガーとダークフォトン由来のミュオンとのマッチングを行うことのできたイベントの割合。本研究トリガーでは Run 3 の後段トリガーよりもより多くのイベントでダークフォトン由来のミュオンを取得できている。

	シングルミュオントリガー	2 ミュオントリガー	2 トリガーの論理和
Run-3	0.054 %	4.9 %	4.9 %
本研究トリガー	13 %	6.0 %	14 %

違いのうち、最も大きく違うのは、本研究トリガーから得られた  $p_T$  residual の分布と先行研究アルゴリズムから得られた  $p_T$  residual の分布のエントリー数である。これらのプロットで表している  $p_T$  residual は、MC シミュレーションの情報から判別できる真のミュオンと、トリガーによって再構成されたミュオンの  $\Delta R$  によるマッチングを行った後、マッチング後の真のミュオンと再構成されたミュオン間の  $p_T$  residual を表している。したがってエントリー数の違いは、本研究で行った改良によって真のミュオンとのマッチングに成功したミュオンが増加したことで説明できる。

さらに、 $p_T$  residual の分布の特性を定量化して議論するため、式 (5.5.1) のガウス関数を用いてフィッティングを行った。得られたパラメータ (平均値: Mean、標準偏差  $\sigma$ ) に基づき、平均から  $3\sigma$  以上離れている事象をテールと定義し、その割合を算出した。これらの解析結果を表 5.6 にまとめる。

$$f(\theta) = A \exp\left(-\frac{(\theta - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.3)$$

これらの結果より、マッチングに成功した事象における  $p_T$  再構成精度 ( $\sigma$ ) については、GNN 導入の前後で有意な変化は見られない。しかしながら、算出されたテール部分の割合が減少している点は重要である。これは GNN 導入によって極端に誤った再構成であるテール事象が除去されたというよりも、むしろ正しい  $p_T$  再構成 (Mean 近傍に分布するトリガー再構成ミュオン) が大幅に増加したことに起因する。すなわち、分母となる有効な再構成イベント数が約 20% 増加した結果、分布全体に対するテールの寄与が相対的に小さくなっていることを示している。これは、GNN の導入が再構成の安定性向上に寄与したことを表している。

さらに、Run 3 の後段トリガーとの比較として、真のミュオンとトリガー再構成ミュオンとのマッチングについて考察する。物理解析の際には、着目するトリガーとミュオンのマッチングを行った上で解析を行う。したがって、トリガーによってダークフォトンの存在するイベントを選別できる性能 (トリガー効率) だけでなく、トリガーによってダークフォトン由来のミュオンをどの程度取得できているかという性能を評価しなければならない。ここで、Run 3 と本研究トリガーにおける後段シングルミュオントリガーと後段 2 ミュオントリガー、及び 2 種類のトリガーの論理和におけるダークフォトン由来のミュオンとのマッチング性能を表 5.7 に示す。Run 3 におけるシングルミュオントリガーには一般に広くシングルミュオントリガーとして用いられている HLT\_mu26\_ivarmedium.L1MU14FCH (26 GeV 以上の孤立したミュオンを要求する後段トリガー) を採用し、本研究トリガーにおけるシングルミュオントリガーとしても 26 GeV の  $p_T$  閾値をトリガー条件とした。また、Run 3 における 2 ミュオントリガーには HLT\_2mu14\_L12MU8F (14 GeV 以上のミュオンを 2 つ要求する後段トリガー) を採用し、本研究トリガーでも 2 ミュオントリガーとして、14 GeV 以上の 2 ミュオンを要求した。評価指標とし

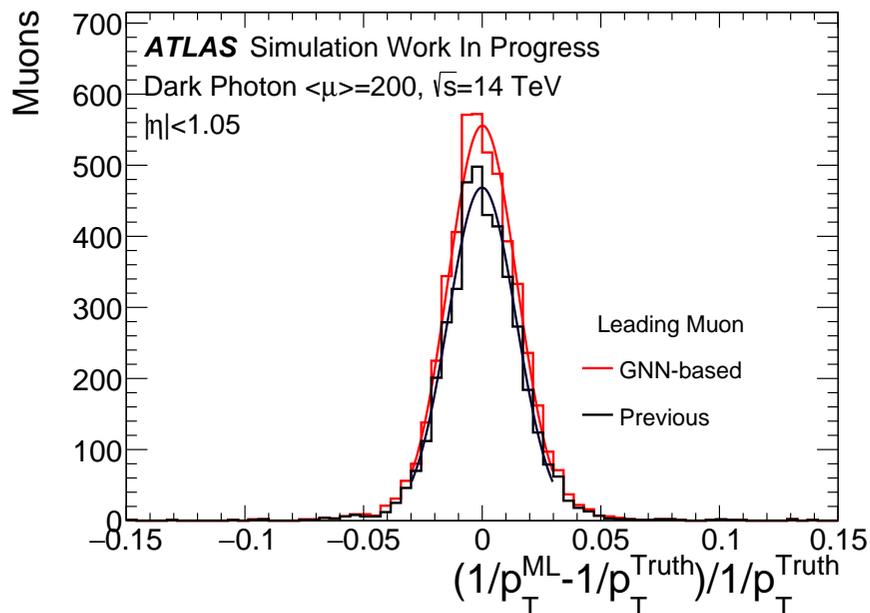


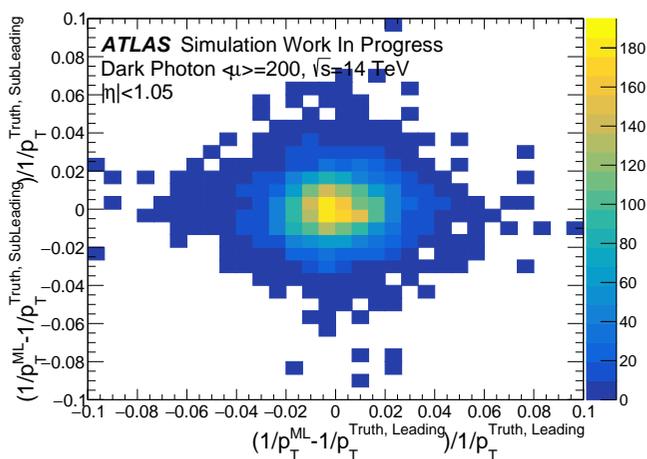
図 5.11:  $\langle\mu\rangle = 200$  の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルを用いたバレル領域における  $p_T$  再構成精度。赤が本研究で改良を行ったトリガーによる再構成精度で、黒が先行研究アルゴリズムによるものを表す。GNN の導入により、MC サンプルの真の情報と正しく対応付けられるトリガー再構成ミューオンが増加した。その結果、本研究で改良したトリガー手法では、従来と比較して真の情報に対する  $p_T$  residual の計算に使用可能なミューオン数の増加が確認された。

て、これらの 2 トリガーで得られたミューオンが、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  のミューオンとマッチングを行うことのできたイベントの割合を用いる。表 5.7 に示された結果より、本研究トリガーで再構成されたミューオンは Run 3 の後段トリガーに比べて、ダークフォトン由来のミューオンとマッチングを行うことのできる場合が増加したことが明らかとなった。この結果はダークフォトンに対する物理感度の向上が期待できることを意味している。

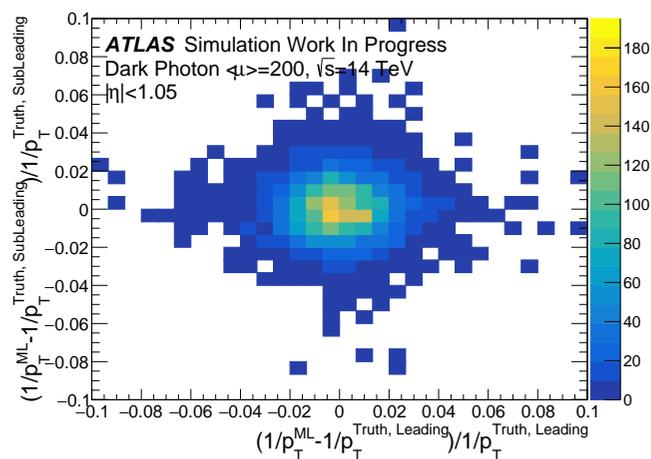
### 5.5.2 $\langle\mu\rangle = 200$ のシングルミューオン MC サンプルを用いた評価

本節では高輝度環境下  $\langle\mu\rangle = 200$  のシングルミューオン MC サンプルを用いた本研究アルゴリズムの性能評価とその比較結果について述べる。バレル領域における本研究アルゴリズムのトリガー効率と先行研究アルゴリズムのトリガー効率を比較結果を図 5.13 に示す。本研究トリガーでのバレル領域でのトリガー効率は先行研究のアルゴリズムと同等の性能を維持しており、閾値に応じて高効率でイベントを選別することができている。本研究アルゴリズムではセグメントの選択を行う機械学習の学習用データを  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルで行ったが、シングルミューオンサンプルでも先行研究アルゴリズムと同程度のトリガー効率を維持できていることが確認できた。これは汎用トリガーアルゴリズムとしての性能を失っていないことを示している。

続いて、エンドキャップ領域における本研究アルゴリズムと先行研究アルゴリズムのトリガー効率の比較結果を図 5.14 に示す。同図より、本手法は先行研究に比べてトリガー効率がわずかに低下していることが確認できる。この効率低下の要因は、前項の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプル ( $|\eta| \simeq 1.5$ ) での考察と同様、GNN によるセグメントの誤選択に起因すると考えられる。表 5.5 に示した通り、セグメント選択の正解率自体は、GNN と従来のパターンマッチングと同等である。しかし、NSW の検出ロス等により適切なセグメントが得られない場合の挙動に決定的な差異が存在する。本研究の GNN は、適切な候補がない場合でも別のセグメントを強制的に選択する仕様となっている。これに対し、先行研究のパターンマッチングでは、条件に合致しない場合はインナーステーションのセグメントを「選択しない」として扱うことが可能である。この挙動の差は、後段の  $p_T$  分類に影響を及ぼす。本手法では、強制的に選択された誤ったセグメント情報がノイズとして機能し、内部飛跡とのマッチング精度を低下させる。一方、パターンマッ



(a) 本研究



(b) 先行研究

図 5.12:  $\langle\mu\rangle = 200$  の  $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルにおける最も高い  $p_T$  再構成精度と二番目に高い  $p_T$  再構成精度の関係。左図が本研究で改良を行ったアルゴリズムによる再構成精度の関係を表しており、右図が先行研究アルゴリズムによる再構成精度の関係を表している。GNN の導入により、最も高い  $p_T$  再構成精度と二番目に高い  $p_T$  再構成精度がどちらも高い、二次元ヒストグラムの中心部に位置するイベント数が増加した。

チングでは誤った情報を入力せず、信頼できるミドル・アウトステーションおよび内部飛跡の情報のみを用いて推論を行えるため、ノイズによる効率低下を回避可能である。これが、エンドキャップ領域におけるトリガー効率低下の主たる原因であると考えられる。

続いて、本研究アルゴリズムのトリガー効率と先行研究アルゴリズムのトリガー効率を  $\eta$  分布で表した図を図 5.15 に示す。本研究アルゴリズムにおいても  $\eta$  位置によるトリガー効率への影響は無く、トランジション領域におけるトリガーの非効率も確認されない。しかし上記の理由により、エンドキャップ領域でのトリガー効率は先行研究アルゴリズムよりも低下している。

### 5.5.3 Run 3 データを用いた評価

本節では実データを用いた本研究アルゴリズムの評価を行う。シミュレーションデータではなく、Run 3 の実データを用いた評価を行うことで、より実際の実験と近い条件設定下でのトリガー性能の評価を目的とする。

#### 評価方法・評価用サンプル

実データを用いてトリガー効率を算出する際、データストレージに記録されているイベントは、すでに何らかのトリガー条件を満たして保存されたものであるという点に留意する必要がある。単にオフライン再構成されたすべてのミュオンを分母としてトリガー効率を計算すると、解析対象のイベント自体がトリガーに掛かりやすい特性を持っているため、算出される効率は真の値よりも高く見積もられてしまう。このバイアスを排除し、正確なトリガー性能を評価するために、Tag-and-Probe 法が用いられる。本手法は、 $Z \rightarrow \mu\mu$  や  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  などのような物理によって対生成されるミュオンを利用する。ミュオンペアのうち、イベント収集のトリガー要因となったミュオンを Tag、もう一方のミュオンを Probe と定義する。Tag ミュオンによってイベント自体が保存されていることが保証されているため、Probe ミュオンが自身のトリガー条件を満たしているか否かを調べることで、バイアスのない純粋なトリガー性能を評価することが可能となる。本研究では、 $Z \rightarrow \mu\mu$  事象を用いた Tag-and-Probe 法を採用した。Tag

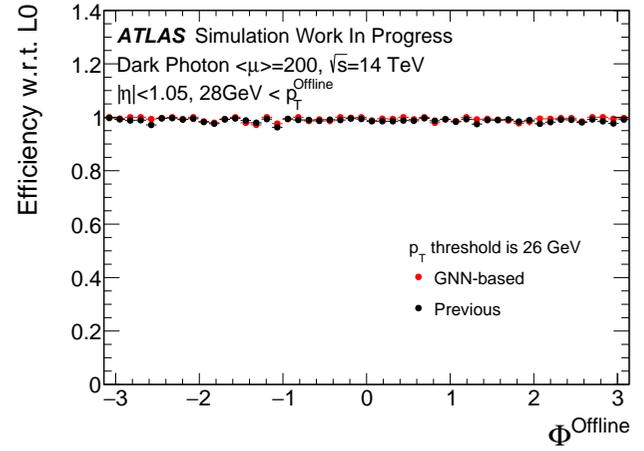
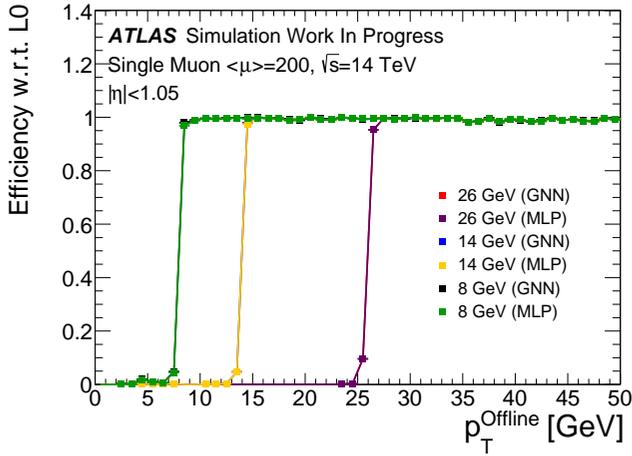


図 5.13:  $\langle\mu\rangle = 200$  のシングルミュオン MC サンプルを用いたバレル領域におけるトリガー効率の比較。(左) オフラインミュオンの  $p_T$  依存性、(右) オフラインミュオンの  $\phi$  依存性。 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  サンプルを用いて学習を行った機械学習モデルを導入しても、シングルミュオン MC サンプルでのトリガー効率を維持していることが確認された。

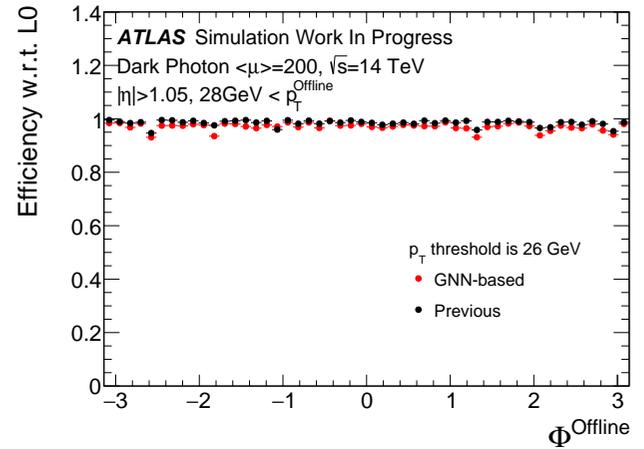
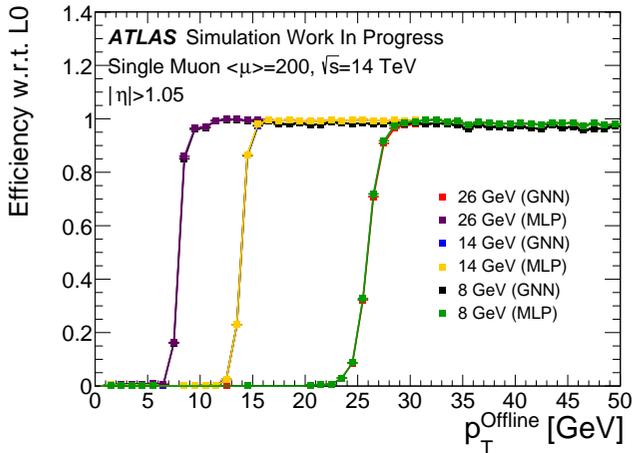


図 5.14:  $\langle\mu\rangle = 200$  のシングルミュオン MC サンプルを用いたエンドキャップ領域におけるトリガー効率の比較。(左) オフラインミュオンの  $p_T$  依存性、(右) オフラインミュオンの  $\phi$  依存性。エンドキャップ領域におけるトリガー効率は GNN の導入により微量の低下が確認された。

ミュオンの条件としては、HLT\_mu26\_ivarmedium\_L1MU14FCH (26 GeV 以上の孤立したミュオンを要求する後段トリガー) の発行を要求した。また、Z ボソンの選別には、電荷の異なる 2 つのオフラインミュオンの不変質量  $M_{\mu\mu}$  を使い、 $81\text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 101\text{ GeV}$  の範囲にあるものを Z ボソン由来と判定した。なお、Tag-and-Probe 法の適用に先立ち、実データに対して以下の条件による事前選別を行っている。

- イベント内に少なくとも 1 つの  $|\eta| < 2.1$  のミュオンが存在し、かつミュオンの総数が 2 以上であること
- ミュオンの  $p_T$  が  $p_T > 20\text{ GeV}$  であること
- 互いに電荷の異なるミュオンペアが存在すること
- 上記ペアの不変質量  $M_{\mu\mu}$  が、 $60\text{ GeV} < M_{\mu\mu} < 120\text{ GeV}$  の範囲内であること

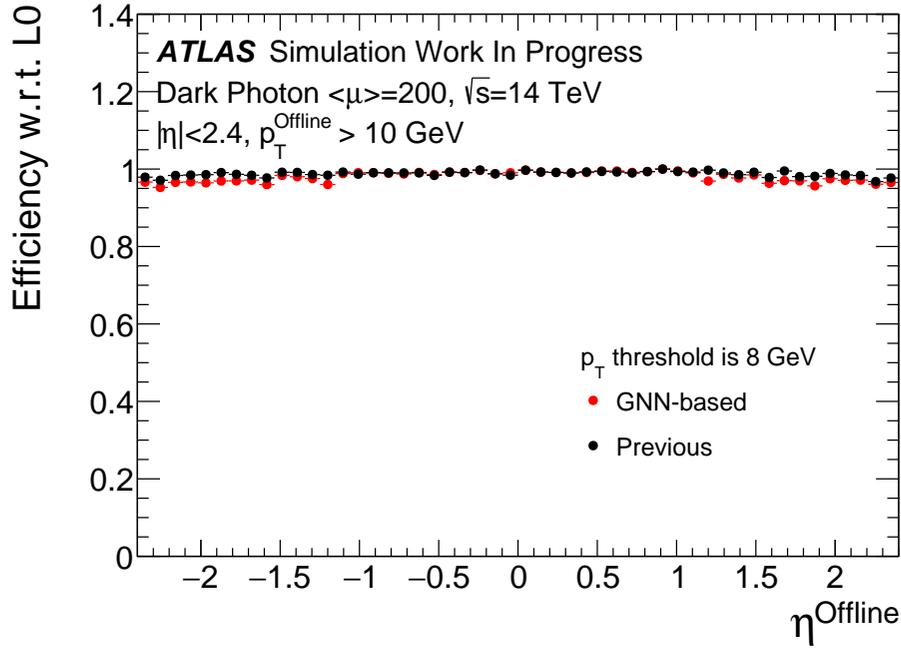


図 5.15:  $\langle\mu\rangle = 200$  のシングルミュオン MC サンプルを用いた全領域におけるトリガー効率の  $\eta$  依存性の比較。トランジション領域 ( $\eta \simeq 1.05$ ) でのトリガー効率の低下は確認されず、エンドキャップ領域 ( $\eta > 1.05$ ) でのトリガー効率は低下していることが確認できる。

- 衝突点近傍由来のミュオンであること
- ミュオンが以下のトラック孤立条件を満たしていること

$$\frac{\sum p_T^{\text{trk}}}{p_T^\mu} < 0.2 \quad (\text{cone size} = 0.4) \quad (5.4)$$

#### トリガー性能の評価

トリガー性能の評価には、孤立シングルミュオントリガーの実運用における最低  $p_T$  閾値である 26 GeV を採用した。また、実験環境をより忠実に再現するため、トリガー判定に使用する内部飛跡には FTF によって再構成された情報を用いた。

算出したトリガー効率の  $p_T$  分布および  $\eta$  分布を図 5.16 に示す。本図より、本研究のアルゴリズムは Run 3 の実データにおいても、現行のトリガーと遜色のない性能を維持していることが確認できる。閾値付近の立ち上がり特性に着目すると、 $p_T < 30$  GeV の領域において現行トリガーに対して比が 1 を下回っている。これは、閾値未満のイベントを効果的に棄却できていることを意味し、先行研究と同様に現行トリガーよりも鋭い立ち上がりを実現しているといえる。一方、 $p_T > 30$  GeV のプラトー領域においても、この比が 1 をわずかに下回っている。これは効率の微減を示唆する。このプラトー部分の低下は先行研究でも指摘されていた課題であり、本研究での改良においても解決には至らなかった。

次にトリガー効率の  $\eta$  分布に着目すると、現行トリガーおよび先行研究と同様に、エンドキャップ領域での効率低下が見られる。この主たる要因としては、シミュレーション評価の際にも議論した「NSW のギャップと GNN のセグメント選択（強制選択仕様）の相性の悪さ」が挙げられる。加えて、実データ特有の要因として、NSW のヒット情報に関してシミュレーションと実測データとの間に乖離が存在することも影響していると考えられる [36]。

次に、現行の Run 3 トリガー、先行研究、および本研究によるアルゴリズムについて、 $20 < p_T < 30$  GeV の領域におけるミュオンの  $p_T$  residual 分布を、図 5.17 に示す。また、得られた  $p_T$  residual の分布をガウス関数で

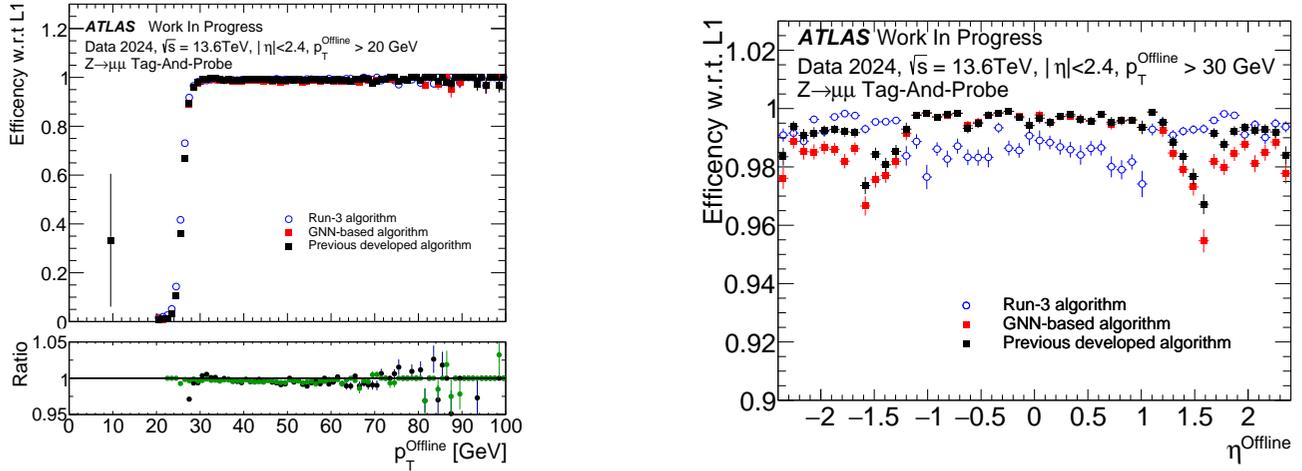


図 5.16: Run 3 実データを用いたトリガー効率の  $p_T$  依存性と  $\eta$  依存性。左側のトリガー効率の  $p_T$  依存性において、下に示した Ratio は黒色が Run 3 で用いられているトリガーと本研究アルゴリズムのトリガー効率の比を表している。緑色は先行研究に対する本研究アルゴリズムの比を表している。本研究のトリガーアルゴリズムは Run 3 実データにおいても高いトリガー効率を維持しているが、 $\eta$  依存性よりエンドキャップ領域でのトリガー効率は先行研究よりも低下しているが確認された。

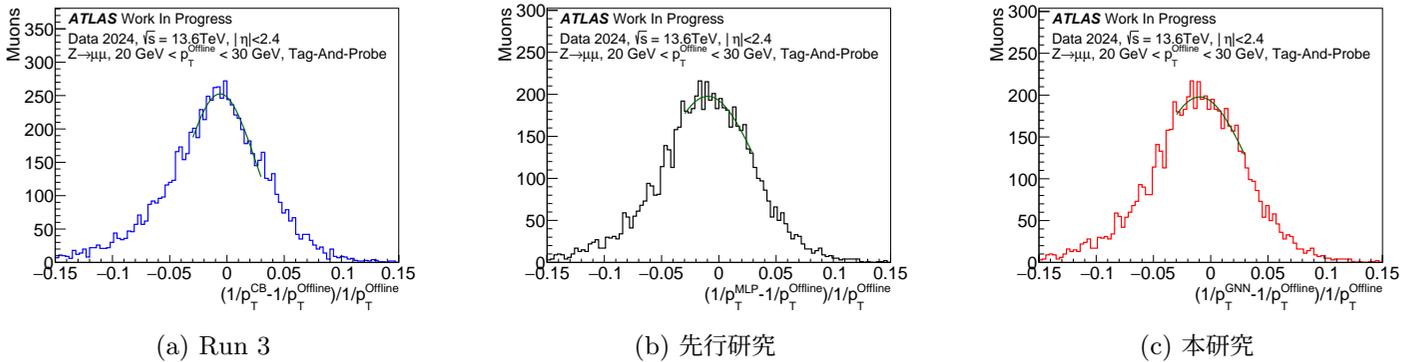


図 5.17: Run 3、先行研究、及び本研究による  $20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV}$  のミュオンの運動量再構成精度。

フィットして得られたパラメータを表 5.8 にまとめる。

結果として、本研究および先行研究の機械学習ベースのトリガーは、現行トリガーと比較して  $\sigma$  の値が大きい (再構成の精度が低い) 一方で、テール部分の割合は小さいという傾向が確認された。これは、現行トリガーが典型的な事象に対しては高い再構成精度を持つものの、一部で大きく誤った再構成をする可能性があるのに対し、本研究の手法は再構成精度では若干劣るものの、致命的な再構成ミスを抑制し、安定性が高いことを示唆している。また、先行研究と本研究の結果を比較すると、Mean、 $\sigma$ 、テール割合の全指標において本研究がわずかに優れた値を示している。これは、GNN 導入によるセグメント選択精度の向上が、最終的な  $p_T$  推定の安定性向上に寄与した結果であると考えられる。

表 5.8: Run 3 実データを用いた、各トリガーアルゴリズムの  $p_T$  residual の分布より得られた Mean、 $\sigma$ 、テール部分の割合

	Mean	$\sigma$	テール部分が占める割合
Run-3 algorithm	$(-5.9 \pm 1.1) \times 10^{-3}$	$(3.06 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(8.22 \pm 0.09)\%$
先行研究	$(-9.6 \pm 2.8) \times 10^{-3}$	$(4.26 \pm 0.50) \times 10^{-2}$	$(1.47 \pm 0.02)\%$
本研究	$(9.6 \pm 2.7) \times 10^{-3}$	$(4.24 \pm 0.49) \times 10^{-2}$	$(1.45 \pm 0.02)\%$

## 5.6 性能評価のまとめと課題

本研究では、先行研究で開発された後段トリガーアルゴリズムに対し、近接ミュオン対への感度向上を目的とした改良を行った。先行研究の手法には近接したセグメントを正しく選択できないという課題があったため、本研究では新たに GNN を導入し、セグメント選択精度の改善を図った。その結果、先行研究と比較してセグメント選択の正解率は有意に向上した。この選択精度の向上に伴い、ダークフォトン由来ミュオンの  $p_T$  再構成精度の改善も確認された。また、Run 3 後段トリガーとのトリガーマッチング率の比較では、本研究トリガーが Run 3 後段トリガーに比べて高いマッチング率を持っていることを確認し、ダークフォトン由来のトリガー再構成性能の向上による物理感度向上が期待できることが明らかとなった。さらに、シングルミュオンサンプルや Run 3 実データを用いた評価においては、孤立ミュオンに対するトリガー性能を損なうことなく、先行研究と同等の水準を維持することに成功した。

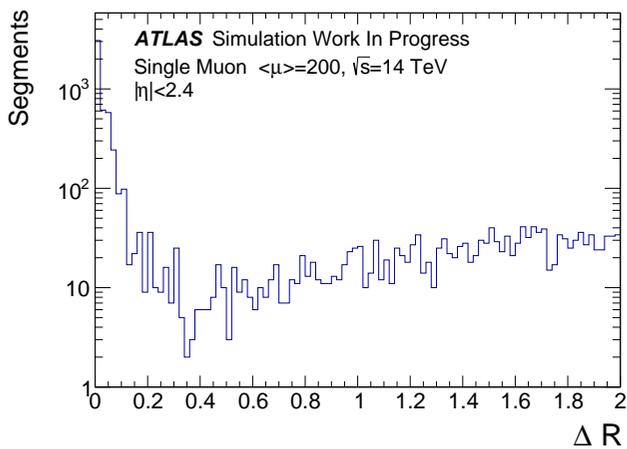
しかしながら、セグメント選択精度が向上したにもかかわらず、最終的なトリガー効率の改善幅は限定的であった。この要因としては、現在のアルゴリズムが採用している  $p_T$  分類による内部飛跡とのマッチングが、精度向上のボトルネックとなっていることが考えられる。

### 内部飛跡マッチングにおける課題

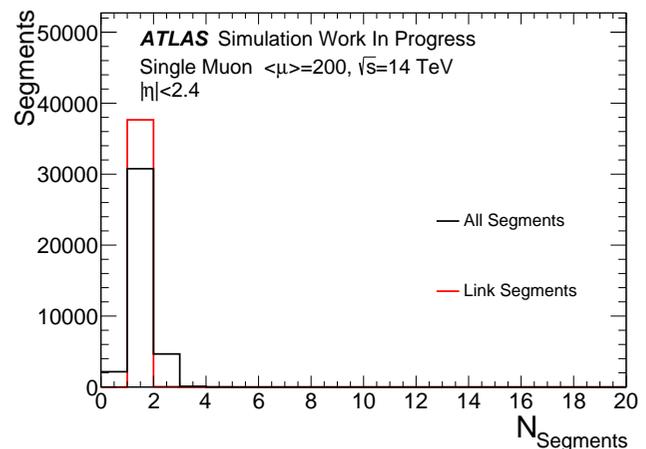
先行研究および本研究で提案するアルゴリズムは、機械学習またはパターンマッチングにより選択されたセグメントを、後段の機械学習モデルへ入力して  $p_T$  分類を行う。この分類結果と内部飛跡の  $p_T$  が整合した場合に、最終的なミュオン再構成を行う仕組みである。本手法では、 $p_T$  を 4 段階という粗いカテゴリに分類するため、選択されたセグメントに多少の誤りが含まれていても、カテゴリ分類さえ正しければミュオンを再構成できるという、動作の安定性及び柔軟性の高さが利点である。その反面、本来再構成すべきではない誤ったセグメントや、無関係な内部飛跡との組み合わせに対しても再構成条件を満たしてしまい、偽のミュオン候補を生成しやすいという欠点を併せ持つ。

ここで、本トリガーの挙動を検証するため、ミドルステーションに存在する「すべてのオフラインセグメント」を RoI と仮定してアルゴリズムを適用した場合について考察する。オフラインセグメントの中には、真のミュオン由来であるセグメント（リンクセグメント）の他に、初段トリガーの再構成ミスや、ミュオンが物質と相互作用した際に放出される電子などに由来する、本来不要なセグメントも含まれる。理想的なトリガーであれば、このようなすべてのオフラインセグメントをシードしてトリガー選別を行った場合でも、リンクセグメントのみからミュオンを再構成し、その他の背景事象由来のセグメントは棄却することが求められる。

以上の観点から評価を行った結果について考察する。まず、本トリガーによって再構成に使用されたオフラインセグメント群について、リンクセグメントから 2 番目に近いセグメントまでの距離 ( $\Delta R$ ) 分布を図 5.18(a) に示す。同図より、リンクセグメントから  $\Delta R < 0.2$  という近接領域に、トリガー再構成に使われたセグメントがリンクセグメント自身を含めて少なくとも 2 つ以上存在するケースが多いことが確認できる。一方で、リンクセグメントから  $\Delta R < 0.2$  以内に存在するすべてのオフラインセグメントの数を調査した結果（図 5.18(b)）を見ると、リンクセグ



(a) トリガー再構成に使用されたセグメントの  $\Delta R$  分布



(b) セグメントの個数

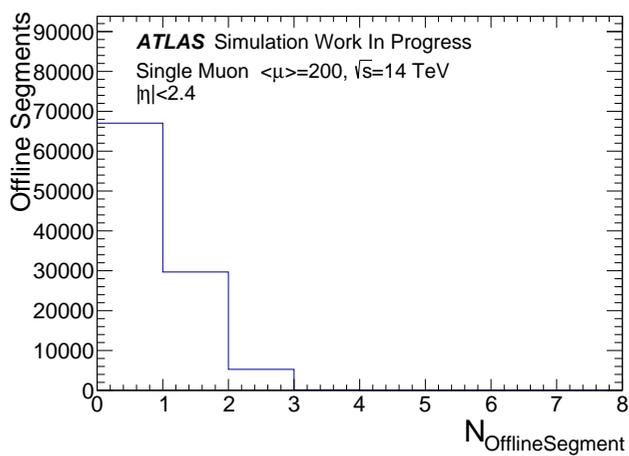
図 5.18: リンクセグメントから 2 番目に近くに存在するトリガー再構成に使用されたセグメントの  $\Delta R$  分布 (図 5.18(a)) と、リンクセグメントから距離  $\Delta R < 0.2$  に存在するすべてのオフラインセグメントの数 (図 5.18(b))。図 5.18(b) では赤色がリンクセグメントの分布を表し、黒色が本研究トリガーで再構成に用いられたオフラインセグメントの分布を表す。リンクセグメントから  $\Delta R < 0.2$  には他のリンクセグメントが存在しないにもかかわらず、トリガーでの再構成に使用されるセグメントは複数あることから、1つのミュオン飛跡から複数のミュオン飛跡を再構成してしまっていることが分かった。

メントはほとんどの場合 1 つのみであることが示されている。すなわち、物理的には 1 つのセグメントしか存在しないにもかかわらず、1 つのミュオン飛跡から複数のミュオン飛跡を再構成してしまう場合があることが明らかとなった。

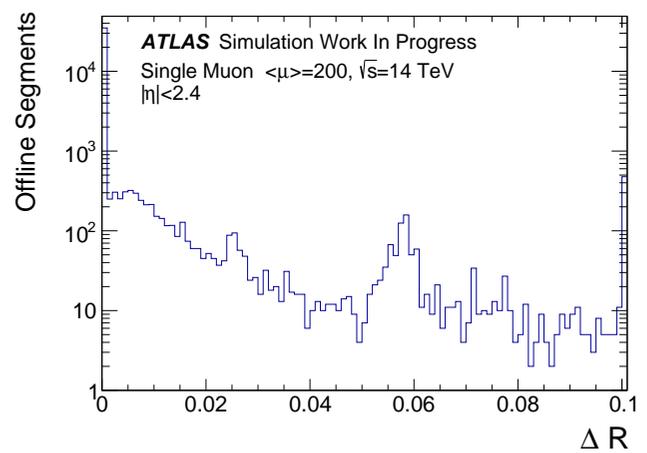
さらに、トリガー再構成に使用されたオフラインセグメントの正当性を評価するため、その近傍 ( $\Delta R < 0.4$ ) に存在するリンクセグメントの数を調査した。この結果を図 5.19 に示す。図 5.19(a) の結果を見ると、トリガー再構成に使用されたセグメントの約半数においては、その周辺 ( $\Delta R < 0.4$ ) にリンクセグメントが一つも存在しないことが確認された。これは、トリガーが背景事象などの「ミュオンではないセグメント」を誤って採用していることを意味する。一方で、近傍にリンクセグメントが存在する残りの半数については、その距離が  $\Delta R \simeq 0$  に集中している。この事実は、これらのケースではトリガーがリンクセグメントそのものを正しく選択できていることを示している。

以上の解析結果より、先行研究および本研究のトリガーアルゴリズムにおける内部飛跡マッチング条件は、制約として不十分であることが判明した。その結果、本来棄却すべき無関係なセグメントからも誤ってミュオンを再構成してしまう場合が多発していることが確認された。つまり、現状のアルゴリズムで見られる高いトリガー効率は、正しい再構成だけでなく、ミュオンとは無関係な飛跡までも再構成してしまう欠点と表裏一体であるといえる。本研究において、セグメント選択精度を向上させたにもかかわらずトリガー効率の改善が限定的であったのは、比較対象である先行研究の効率が、この誤った再構成によってすでに飽和状態にあったためであると考えられる。

この現状は、トリガーレートの観点から深刻な課題を提起する。トリガーシステムの主たる目的は、興味深い事象を選別し、限られたデータレート内で記録することにある。しかし、不必要な再構成が頻発すれば、トリガーレートが許容範囲を超過してしまう恐れがある。したがって、信号事象に対する高い取得効率を維持しつつ、背景事象を厳格に排除し、トリガーレートを抑制することが不可欠である。そのためには、内部飛跡マッチングおよびミュオン再構成ロジックを根本的に見直す必要がある。



(a) トリガー再構成に使用されたセグメントの周辺にあるリンクセグメントの数



(b) トリガー再構成に使用されたセグメントと  $\Delta R < 0.4$  にあるリンクセグメントの距離

図 5.19: トリガーの再構成に使用されたオフラインセグメントから  $\Delta R < 0.4$  にあるリンクセグメントの数 (図 5.19(a)) と、その範囲内にリンクセグメントが存在する場合のセグメント間の距離  $\Delta R$  (図 5.19(b))。トリガーの再構成に使用されたセグメントの周りにリンクセグメントが存在していない場合が多くあることから、ミューオンではないセグメントから誤って飛跡を再構成してしまっていることが確認された。

## 第6章

# まとめと展望

LHC-ATLAS 実験では、長年にわたり標準模型を超える物理の探索が精力的に行われてきた。2030 年より開始される高輝度 LHC-ATLAS 実験では、瞬間ルミノシティの向上に伴い統計量が飛躍的に増大するため、従来は探索が困難であった新物理の兆候を捉えられる可能性が高まる。しかしながら、理論的に予言される新粒子の多くは生成断面積が極めて小さく、稀な事象である。そのため、単なる統計量の増加に頼るだけでなく、トリガーレベルでの取りこぼしを最小限に抑えることが、新物理探索において極めて重要となる。とりわけ、近接ミュオン対に対するトリガー効率の改善は ATLAS 実験における長年の課題であり、その確固たる改善手法は未だ確立されていない。したがって、高輝度 LHC-ATLAS 実験における新粒子探索を成功させるためには、トリガーレベルにおいて近接ミュオン対を正確に再構成する技術の確立が不可欠である。

本研究では、近接ミュオン対へ崩壊する新物理事象の捕捉を目指し、ATLAS トリガーを構成する「初段トリガー」と「後段トリガー」の双方からアプローチした。具体的には、Run 3 及び高輝度 LHC-ATLAS 実験における初段トリガーの性能評価を行い、近接ミュオン対を捉えることのできる後段トリガーの改良に取り組んだ。

初段トリガーに関しては、バレル領域における分解能不足への対策として Run 3 より導入された BOM トリガーの評価と高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けた RoI の発行条件の変更が近接ミュオン対に与える影響の考察を行った。結果として、 $\gamma_d \rightarrow \mu\mu$  および  $\tau \rightarrow 3\mu$  サンプルのいずれにおいても BOM トリガーによる顕著なトリガー感度の向上は見られなかった。しかしながら、高輝度 LHC-ATLAS 実験へ向けたアップグレードによる初段トリガーの空間分解能向上や、同一座標からの RoI 重複発行は、近接ミュオン対の捕捉において決定的な役割を果たすと期待される。

後段トリガーにおいては、先行研究で提案された機械学習ベースの手法を評価し、判明した近接ミュオン対に対する課題を解決するための改良を行った。先行研究の手法は、初段トリガーで発行された RoI を起点に、第一段階の機械学習でミュオン検出器 (MS) 内の部分飛跡 (セグメント) を選択し、第二段階の機械学習で内部飛跡との整合性を検証してミュオンを再構成する構成であった。しかし、ダークフォトン MC サンプルを用いた検証の結果、近接した飛跡が存在する場合にセグメントの取り違えが頻発することが明らかになった。このセグメント選択の誤りは MS 内での飛跡再構成の失敗を招き、続く内部飛跡との整合性判定にも悪影響を及ぼす。そこで本研究では、Graph Neural Network (GNN) を導入することでセグメント選択精度の向上を図った。その結果、ダークフォトン MC サンプルのような近接ミュオン対事象において、正しくセグメントが選択されたミュオン候補数は約 1.2 倍に増加した。また、シングルミュオン MC サンプルや Run 3 実データといった孤立ミュオン事象においても、約 10% 多くのミュオン候補に対して正しいセグメントを選択できることが確認された。

最終的なトリガー効率に関しては近接ミュオン対事象、孤立したミュオン事象のどちらに対しても全体的な向上は見られず、エンドキャップ領域では一部低下が見られた。しかしながら、特にセグメント選択性能が向上したバレル領域においては、ダークフォトン MC サンプルにおいて MC サンプルの真の情報と正しくマッチングしたトリガーミュオンの数が先行研究に比べて約 20% 増加した。これは、近接ミュオン対の誤った再構成が減少し、ミュオン対を正しく再構成できる頻度が増したことを意味する。また、シングルミュオン MC サンプルや Run 3 実データのような孤立したミュオン事象についても、トリガー効率の向上が見られなかった半面、トリガー性能の維持が

できていることを確認した。以上の結果より、本手法は既存アルゴリズムの性能を維持しつつ、近接ミュオン対の再構成能力が向上した「近接ミュオン対への感度を持つ汎用トリガー」として有用であることが示された。

今後の課題として、「内部飛跡とのマッチング手法の改善」が挙げられる。先行研究および本研究のアルゴリズムにおいて、内部飛跡情報はミュオン再構成の精度を左右する重要な要素である。しかし、誤った内部飛跡とのマッチングや、本来再構成すべきでない偽のミュオン候補とのマッチングは、飛跡情報の誤りやトリガーレートの増大に直結するため、正確なマッチング手法の確立はトリガー性能を決定づける核心的課題である。現状のマッチング手法は、機械学習を用いてミュオン候補を4段階の運動量領域に分類し、内部飛跡の  $p_T$  がその領域と整合するかを確認するのみの簡易的なものである。そのため、誤った再構成を十分に棄却できていないのが実情である。実際に、オフライン再構成されたミュオンが存在しない領域にトリガー再構成される事例や、単一のオフラインミュオンに対して複数の候補が再構成される事例も確認された。これらの課題に対処し、トリガーによる再構成ミュオンの純度を向上させるためには、内部飛跡とのマッチング手法の抜本的な改善が不可欠である。

本論文では、初段トリガーにおける評価・検証、及び GNN の導入による後段トリガーの飛跡識別ロジックを通じて、近接ミュオン対を捉えるミュオントリガーの研究において新たな可能性を示した。

# 謝辞

本研究を行うにあたり、多くの方々より多大なるご助力をいただきました。

指導教員である前田順平先生には、研究室に配属された学部4年生よりたくさんのご助言、ご支援をいただきました。研究室に配属された当時は、素粒子物理学についての知識や、プログラミング技術をはじめとしたコンピューターを用いた解析の知識も全くありませんでしたが、前田先生の熱いご指導によりたくさんの知識・技術を身に付けることができました。さらには、各種学会やシンポジウムの際の発表資料の添削など、朝早くから夜遅くまで数えきれないほどのサポートをいただきました。特に発表資料の添削の際には私とともに深夜や明け方まで大学に残っていただけることも多く、非常に感謝しています。修士学生として、拙いながらもこのように修士論文を提出できるまでに成長できたのは前田先生のおかげです。ここに多大なる感謝の意を表します。

また、神戸 ATLAS グループの藏重久弥先生、山崎祐司先生には、毎週行われるミーティング時に的確なアドバイスをいただき、研究の指針を示していただきました。物理学の知識も乏しく解析手法や研究方針など、先生方のご助言が無ければ研究を進めることはできませんでした。心より感謝申し上げます。

さらに、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、故越智敦彦先生、東野聡先生には素粒子物理学の授業や研究室ミーティング時のコロキウムなど、研究以外の様々な場面で様々なご指導をいただきました。ここに改めてお礼申し上げます。研究室で開かれる飲み会は、研究室配属当時先生方の授業や研究風景の姿ばかりを見ていた私にとって、プライベートな一面が見られる、とても新鮮な経験でした。しかしながら、そのような研究以外の場面であっても、時折みられる物理への情熱や私を含めた学生へのアドバイスなどはとても格好良かったことが記憶に残っています。

また、秘書の吉田和美氏と北川順子氏には出張時の手続きや普段の事務関係など多くのご支援をいただきました。厚く感謝いたします。

また ATLAS JAPAN グループの皆様にも大変お世話になりました。清水志真先生、長野邦浩先生、堀井泰之先生、山口洋平先生には日ごろのミーティングより、専門的なご助言をいただき、研究を進めるうえで大変助かりました。堀井先生には ATLAS WEEK 時にも大変お世話になり、ホテルのチェックイン手続きから研究のアドバイスまで様々なご支援をいただきました。普段の研究生活では先生からの発言は辛辣なものばかりだったのですが、堀井先生は優しく、大学の先生にもこのような方がいらっしゃるのだと非常に驚きました。

研究室同期の浅見君、佐倉君、笹田君、田中君、張君、山口君、曾根君、啓司君、谷口君、和田君にも大変お世話になりました。特に神戸 ATLAS グループ同期の浅見君、佐倉君、笹田君、田中君、張君、山口君の6名は日ごろの研究の話から他愛もない世間話まで多くの時間を共にしました。ほかの学年からの我々の評判は悪かったと聞きますが、私はこの代の ATLAS グループで研究を行えたことを幸せに思います。教員からの熱すぎる指導によりへこんでいる際には、みんなとの会話が僕にとっての一番の励みでした。一緒にコンビニについてきてくれたことも、研究とは関係のない雑談や遊びに付き合ってくれたこともそのすべてがとても素敵な時間だったと思っています。同期のみんなはそれぞれの魅力を持っており、学部時代から変わらない浅見君の勤勉さや、笹田君は新しいことに次々と取り組むことのできるバイタリティ、佐倉君のワードセンスや驚くべき集中力、ATLAS の同期の中では唯一後輩からの評判が良かった田中君の人柄、張君の異国の地でも学生生活を謳歌することのできる語学力とコミュニケーション能力、さらに山口君もいろいろ持っていました。今後何年後かにまた集まれる機会があった際にも、みんなの相変わ

らずな一面をみられることを楽しみにしています。研究グループが違う同期のみんなともフットサルや飲み会、休憩時の雑談など多くの楽しい思い出があります。男子しかいない学年だったからでしょうか、大半の会話は記憶にも残らないしょうもない会話でしたが、辛いことばかりだった研究室生活を楽しい思い出として昇華できているのはみんなのおかげにほかなりません。数えきれないほどの愉快的エピソードがありますが、長くなるので思い出にのみ留めておくことにします。親愛なる皆様にここに心よりの感謝を申し上げます。

さらに、同研究室の後輩である青山君、稲葉君、猪上君、門田君、河野君、神吉君、遠山さん、西上さん、西田さん、橋本さん、野村君、番原君、柳君、山内君にもここに感謝の意を表します。研究グループの違う方も多くいてあまり深く話すことはできませんでしたが、研究室のイベントなど時折話すタイミングがあった際には皆様との楽しい会話が楽しかったです。残りの修士課程での研究頑張ってください。陰ながら応援しています。

最後に、24年間支えてくださった私の家族に深謝いたします。小さい頃より興味があった素粒子物理学分野の研究に携わることができ、本論文の執筆を行うことができたのは、家族のみんなのおかげです。多くのご迷惑とご心配をかけましたが、私の学生生活はとても有意義で楽しいものでした。ありがとうございました。

# 参考文献

- [1] ATLAS Open Data, The Standard Model of Particle Physics and Beyond,  
URL: [https://opendata.atlas.cern/docs/documentation/introduction/SM\\_and\\_beyond/](https://opendata.atlas.cern/docs/documentation/introduction/SM_and_beyond/).
- [2] Super-Kamiokande Collaboration, Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562–1567.
- [3] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr. and N. Thonnard, Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties,  $Sa \rightarrow Sc$ , *Astrophys. J.* **225** (1978) L107–L111.
- [4] A. Refregier, Weak Gravitational Lensing by Large-Scale Structure, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **41** (2003) 645–668.
- [5] R. Massey and J. Rhodes and R. Ellis and others, Dark matter maps reveal cosmic scaffolding, *Nature* **445** (2007) 286–290.
- [6] M. Kobayashi and T. Maskawa, CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652–657.
- [7] 大学共同利用機関法人 高エネルギー加速器研究機構, SuperKEKB 加速器の試験運転開始 2016,  
URL: <https://www2.kek.jp/ja/newsroom/2016/02/02/1830/#010165>.
- [8] ATLAS Collaboration, Search for light long-lived neutral particles that decay to collimated pairs of leptons or light hadrons in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector, *JHEP* **06** (2023) 153.
- [9] E. Lopienska, The CERN accelerator complex, layout in 2022, CERN-GRAPHICS-2022-001.
- [10] CERN, High Luminosity LHC Project, URL: <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>.
- [11] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* **3** (2008) S08003.
- [12] ATLAS Collaboration, The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider: a description of the detector configuration for Run 3, *JINST* **19** (2024) P05063.
- [13] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the ATLAS Inner Tracker Pixel Detector, CERN-LHCC-2017-021, ATLAS-TDR-030, 2017.
- [14] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer, 2017. CERN-LHCC-2017-017, ATLAS-TDR-026.
- [15] ATLAS Collaboration, New Small Wheel Technical Design Report, CERN-LHCC-2013-006, ATLAS-TDR-020, 2013.
- [16] ATLAS Collaboration, The ATLAS trigger system for LHC Run 3 and trigger performance in 2022, *JINST* **19** (2024) P06029.
- [17] ATLAS Collaboration, Trigger menu in 2018, 2019. ATL-DAQ-PUB-2019-001.
- [18] 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, 2017. 京都大学 修士学位論文.
- [19] ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS muon triggers in Run 2, *JINST* **15** (2020) P09015.
- [20] S. Armstrong and others, Online Muon Reconstruction in the ATLAS Level-2 trigger system, *IEEE*

- Transactions on Nuclear Science **53** (2006) 1339–1346.
- [21] 村田 優衣, 高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けた新しい後段ミュオントリガー手法の開発, 2025. 神戸大学 修士学位論文.
  - [22] R. E. Kalman, A New Approach to Linear Filtering and Prediction Problems, Transactions of the ASME–Journal of Basic Engineering, Journal of Basic Engineering **82** (1960) 35–45.
  - [23] ATLAS Collaboration, Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2  $pp$  collision data set at  $\sqrt{s} = 13$  TeV, Eur. Phys. J. C **81** (2021) 578.
  - [24] J. Illingworth, J. Kittler, A survey of the Hough transform, Computer Vision, Graphics, and Image Processing **44** (1988) 87–116.
  - [25] ATLAS , Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer, CERN-LHCC-2017-017, ATLAS-TDR-026, 2017.
  - [26] 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, 2021. 神戸大学 修士学位論文.
  - [27] GEANT4 Collaboration, GEANT4 - A Simulation Toolkit, Nucl. Instrum. Meth. A **506** (2003) 250–303.
  - [28] ATLAS software group, ATLAS Athena documentation, URL: <https://atlas-software.docs.cern.ch/athena/>.
  - [29] A. Falkowski and J. T. Ruderman and T. Volansky and J. Zupan, Hidden Higgs decaying to lepton jets, JHEP **05** (2010) 077.
  - [30] A. Falkowski and J. T. Ruderman and T. Volansky and J. Zupan, Discovering Higgs Boson Decays to Lepton Jets at Hadron Colliders, Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 241801.
  - [31] D. Curtin and R. Essig and S. Gori and J. Shelton, Illuminating dark photons with high-energy colliders, JHEP **2015** (2015) 157.
  - [32] F. Scarselli and M. Gori and A. C. Tsoi and M. Hagenbuchner and G. Monfardini, The Graph Neural Network Model IEEE Transactions on Neural Networks, **20** (2009) 61–80.
  - [33] T. N. Kipf and M. Welling, Semi-Supervised Classification with Graph Convolutional Networks, arXiv:1609.02907 [cs.LG].
  - [34] PyTorch project team, PyTorch documentation, URL: <https://docs.pytorch.org/docs/stable/index.html>.
  - [35] ONNX developers, ONNX, URL: <https://onnx.ai/>.
  - [36] 山下 智愛, LHC-ATLAS 実験 Run-3 における新ミュオントリガーアルゴリズムの動作検証と改良, 2023. 神戸大学 修士学位論文.