

# 修士学位論文

LHC-ATLAS実験における近接2ミューオントリガーアルゴリズムの改良

2020年2月7日

専攻名	物理学専攻
学籍番号	181s127s
氏名	山下 和輝

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程



# 概要

LHC-ATLAS 実験では陽子陽子衝突型加速器を用いて、標準模型の精密測定及び標準模型を超えた新物理の探索等の幅広い物理事象の研究を行っている。

その中の 1 つにボトムクォーク ( $b$ ) を通したフレーバー物理、B 中間子の希崩壊による標準模型を超える新物理探索がある。B 中間子は崩壊過程でチャームクォーク対からなる中間子 ( $J/\psi$  など) に崩壊し、それはさらにミューオン対に一定の割合で崩壊する。このため、B 中間子のオンライン選別 (トリガー) には 2 ミューオンの存在を要求する 2 ミューオントリガーが用いられている。しかし、近接 2 ミューオンの場合にミューオントリガーの段階の 1 つである L2MuonSA で 2 ミューオンの識別を行う際、トリガー効率が低下している。

その原因を調査したところ、近接 2 ミューオンに対してバレル領域での L2MuonSA アルゴリズムにおいて、以下のことがわかった。ATLAS 実験のトリガーは、ハードウェア高速演算のレベル 1 で興味ある検出器の領域 (Region of Interest, RoI) を同定し、後段トリガー (High-Level Trigger, HLT) でその周辺をより詳細に探す。2 ミューオントリガーでは、レベル 1 で 2 つミューオン候補が見つかった事象を HLT に送り、それぞれの RoI に対してミューオンを探す。このとき、2 ミューオンが近接していると、HLT で両方の RoI に対して同一のミューオンを見つけてしまい、1 ミューオン事象に見えるためにトリガーを通らないことがある。本論文ではこの原因調査及び改良を行った。

その結果、同一ミューオンを再構成してしまうイベントの割合は減少し、近接 2 ミューオンに対する L2MuonSA のトリガー効率は 78% から 88% に向上した。この変更による 1 ミューオントリガーへの影響を評価したところ、それは無視できるほど小さいものだった。また、現行のアルゴリズムでの L2MuonSA のトリガー効率は RoI の大きさによって低下している領域が存在していたが、本研究によって全バレル領域でほぼ一定のトリガー効率を達成することができた。

# 目次

第 1 章	序章	8
第 2 章	LHC-ATLAS 実験	9
2.1	現行の LHC パフォーマンス	9
2.2	標準模型	11
2.3	標準模型を超える物理	12
2.4	ATLAS 検出器	15
2.4.1	ATLAS 座標系	15
2.4.2	粒子識別・再構成	16
2.4.3	内部飛跡検出器	17
2.4.4	カロリメータ	19
2.4.5	ミューオンスペクトロメータ	21
	RPC	22
	TGC	24
	MDT	26
	CSC	27
第 3 章	ATLAS トリガーシステム	29
3.1	ATLAS トリガーシステム	29
3.2	ミューオントリガーアルゴリズム	30
3.3	ミューオン高速再構成アルゴリズム	31
3.3.1	RPC ヒットの取得	31
3.3.2	ロードの決定	33
3.3.3	スーパーポイントの決定	34
3.3.4	ミューオン飛跡の再構成	36
3.3.5	横運動量しきい値の判定	37
3.4	2 ミューオントリガーアルゴリズム	37
3.5	トリガー効率の算出方法	38
3.6	現行の 2 ミューオントリガー性能とその問題点	39
3.7	トリガー性能評価の際の使用 dataset	42
第 4 章	ミューオン検出器を用いた 2 ミューオントリガーの効率改善	46
4.1	2 ミューオントリガー非効率の原因	46
4.1.1	RoI 周囲の RPC ヒット取得	46
4.1.2	RoI サイズの位置依存性	47



4.2	RPC ヒット取得範囲の最適化によるトリガー効率の改善 . . . . .	48
4.2.1	トリガー効率の RPC ヒット取得範囲依存性 . . . . .	48
4.2.2	dynamic $\Delta_{RPC}$ . . . . .	49
4.2.3	ルミノシティ増加状況でのトリガー効率の変化 . . . . .	52
4.2.4	1 ミューオントリガー効率への影響 . . . . .	52
4.2.5	dynamic $\Delta_{RPC}$ アルゴリズムの実装 . . . . .	53
第 5 章	内部飛跡検出器を用いた 2 ミューオントリガーの非効率	55
5.1	L2muComb での 2 ミューオントリガー非効率 . . . . .	55
5.1.1	L2muComb Overlap Remover でのトリガー非効率の原因 . . . . .	55
5.1.2	L2muComb で使用する L2MuonSA 分解能評価 . . . . .	56
5.1.3	L2muComb matching の際のイベントディスプレイ . . . . .	60
第 6 章	結論	63
	参考文献	66
付録 A	ATLAS 検出器の位置による L2MuonSA の横運動量分解能への影響	68
A.1	$p_T$ 分解能の悪化している領域 . . . . .	68
A.2	BIM 領域での $p_T$ 分解能悪化の原因 . . . . .	71
付録 B	Inside-Out アルゴリズム	72
B.1	Inside-Out アルゴリズムの目的 . . . . .	72
B.2	Inside-Out アルゴリズムの流れ . . . . .	73
B.3	Inside-Out アルゴリズムの Overlap Remover . . . . .	73

# 図目次

2.1	LHC 加速器外観図 [1] . . . . .	9
2.2	LHC 加速器の 4 つの衝突点で行われてる実験の外観図 [2-5] . . . . .	10
2.3	標準模型で予言された素粒子 [8] . . . . .	12
2.4	GIM 機構で禁止されている $B_s$ の崩壊のファインマンダイアグラム . . . . .	14
2.5	GIM 機構で抑制されている $B_s$ の崩壊のファインマンダイアグラム . . . . .	14
2.6	SUSY で予測される $B_s$ の崩壊のファインマンダイアグラム . . . . .	14
2.7	ATLAS 実験における座標系 . . . . .	15
2.8	ATLAS 実験における粒子識別概念図 [10] . . . . .	16
2.9	b クォークを含むハドロンの識別方法模式図 [18] . . . . .	17
2.10	バレル領域での内部飛跡検出器断面図 [11] . . . . .	18
2.11	エンドキャップ領域での内部飛跡検出器断面図 [12] . . . . .	18
2.12	アコーディオン型電磁カロリメータ [15] . . . . .	20
2.13	ハドロンカロリメータ [15] . . . . .	20
2.14	バレル領域でのミューオン検出器 $r-\phi$ 平面断面図 [16] . . . . .	21
2.15	ミューオン検出器の $z-r$ 平面断面図 [17] . . . . .	21
2.16	ミューオン検出器のトロイド磁石 [16] . . . . .	22
2.17	RPC 配置図 [16] . . . . .	23
2.18	RPC 各層の断面図 [16] . . . . .	23
2.19	TGC 配置図 [21] . . . . .	24
2.20	TGC 構造図 [16] . . . . .	25
2.21	TGC 各層の断面図 [16] . . . . .	25
2.22	TGC の $1/12r-\phi$ 断面図 [21] . . . . .	26
2.23	MDT のチューブ構造とチューブの断面図 [16] . . . . .	27
2.24	MDT 構造図 [16] . . . . .	27
2.25	CSC 配置図 [16] . . . . .	28
2.26	CSC 断面図 [16] . . . . .	28
3.1	ミューオントリガーアルゴリズム概念図 . . . . .	30
3.2	RoI 配置図 . . . . .	32
3.3	バレル領域での RoI サイズ . . . . .	33
3.4	ロードの決定 . . . . .	34
3.5	スーパーポイント決定の流れ [23] . . . . .	35
3.6	L2MuonSA での $R, \alpha$ の定義 . . . . .	36
3.7	LUT 作成時のフィット例 . . . . .	37

3.8	Overlap Remover の目的 . . . . .	38
3.9	現行の 2 ミューオントリガー効率のバレル領域とエンドキャップ領域での比較 . . . . .	40
3.10	現行の 2 ミューオントリガー効率の $\eta$ 依存性 . . . . .	40
3.11	現行の 2 ミューオントリガー効率の $\Delta R_{\mu\mu}$ 依存性 . . . . .	41
3.12	現行の 2 ミューオントリガー効率の $p_T$ 依存性 . . . . .	41
3.13	現行の 2 ミューオントリガー効率の L1 $\Delta R_{\mu\mu}$ 依存性 . . . . .	42
3.14	close-by muon 模式図 . . . . .	42
3.15	使用 dataset に含まれるミューオンの横運動量とミューオン間距離の相関 . . . . .	43
3.16	使用 dataset に含まれるミューオンの横運動量分布 . . . . .	43
3.17	使用 dataset に含まれるミューオンの $\eta, \phi, \Delta R_{\mu\mu}, \langle\mu\rangle$ 分布 . . . . .	44
3.18	$Z^0 \rightarrow \mu\mu$ サンプルのミューオン横運動量分布 . . . . .	44
3.19	$Z^0 \rightarrow \mu\mu$ サンプルのミューオン $\eta, \phi, \Delta R_{\mu\mu}, \langle\mu\rangle$ 分布 . . . . .	45
4.1	バレル領域での Middle ステーションにおけるミューオン検出器とトリガー情報 . . . . .	46
4.2	$\Delta_{RPC}$ サイズの詳細図 . . . . .	47
4.3	$\Delta_{RPC}$ 変更による 2 ミューオントリガー効率改善 . . . . .	48
4.4	$\Delta_{RPC}$ 変更による 2 ミューオントリガー効率改善の相関 . . . . .	49
4.5	dynamic $\Delta_{RPC}$ 実装による 2 ミューオントリガー効率の変化 . . . . .	50
4.6	dynamic $\Delta_{RPC}$ 実装による 2 ミューオントリガー効率の相関 . . . . .	51
4.7	dynamic $\Delta_{RPC}$ 実装による 2 ミューオントリガー効率改善と $\langle\mu\rangle$ の相関 . . . . .	52
4.8	dynamic $\Delta_{RPC}$ 実装による 1 ミューオントリガー効率への影響 . . . . .	53
4.9	RoI size と RPC ヒット取得範囲の模式図 . . . . .	54
5.1	ミューオン検出器と内部飛跡検出器の $1/p_T$ 分解能の比較 . . . . .	56
5.2	広範囲での L2muComb マッチングの際の $\chi^2$ 分布 . . . . .	57
5.3	L2MuonSA の $p_T$ と分解能の相関 . . . . .	58
5.4	L2muComb での $\chi^2$ 分布 . . . . .	58
5.5	ペアミューオンと 2nd ペアミューオンでの $\chi^2$ の比較 . . . . .	59
5.6	L2MuonSA の分解能を変更した際のトリガー効率 . . . . .	60
5.7	L2muComb マッチングの際のイベントディスプレイ . . . . .	61
A.1	ミューオン検出器の R-Z 平面断面図 . . . . .	68
A.2	各セクターでの L2MuonSA $p_T$ residual . . . . .	69
A.3	Large special セクターでの BIM 領域と BIR 領域の $p_T$ 分解能の比較 . . . . .	70
A.4	各セクターでのトリガー効率 . . . . .	71
B.1	Inside-Out アルゴリズム概念図 . . . . .	72
B.2	Inside-Out アルゴリズムの流れ . . . . .	73
B.3	FTF で再構成された 2 つの飛跡での $\Delta R$ 分布 . . . . .	74

# 表目次

2.1	LHC の主要なパラメータ . . . . .	11
2.2	SUSY で予言されるクォーク及びレプトンの超対称性粒子 . . . . .	13
2.3	SUSY で予言されるゲージボソンの超対称性粒子 . . . . .	13
2.4	ATLAS 実験における粒子識別手法一覧表 . . . . .	17
2.5	ミューオン検出器の分解能 . . . . .	22

# 第 1 章

## 序章

LHC-ATLAS 実験とは、スイス・ジュネーブに存在する欧州原子核機構 (CERN) が行っている実験の一つである。CERN 内に作られた大型ハドロン加速器 (LHC) で陽子ビーム同士を衝突させ、新物理や新粒子の探索を行っている。LHC 内には 4 箇所衝突点が存在し、その中の 1 点で行われているのが ATLAS 実験である。ATLAS 実験では円筒型汎用検出器を設置し、標準理論の精密測定や新物理の探索といった幅広い物理の探索が行われている。

ATLAS 実験が対象としている物理の一つに B 中間子の稀崩壊による新物理の探索がある。B 中間子の崩壊のうち純度の高い信号としては semileptonic 崩壊や  $J/\psi$  への崩壊がある。 $J/\psi$  の同定は  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  を用いて行われており、これらの崩壊の同定には 2 ミューオンイベントをオンラインで選別 (トリガー) することが重要である。

B 中間子や  $J/\psi$  の崩壊から生じる 2 ミューオンの横運動量は、典型的に元粒子の質量程度の横運動量をピークに指数関数的に減少するため、一般的なトリガーでは損失が多くなる。それは、ATLAS 実験ではミューオンのトリガーにおいて、重い粒子 (新物理) から来ることが多い高い運動量のミューオンを可能な限り高い効率で取得することが優先しており、低い運動量のミューオン用のトリガー頻度は高すぎるためプリスケール<sup>\*1</sup>されてその大部分は落とされているからである。そのため、B 中間子のような 2 ミューオンに崩壊する物理の場合は 2 ミューオンが存在することを要求しているトリガーで別に保存される。

しかし、現在 2 ミューオントリガーにおいて近接する 2 ミューオンではトリガー効率が低下することがわかっており、これにより B 中間子の稀崩壊での統計量などに影響している。本論文では、近接 2 ミューオンでトリガー効率が低下している原因の調査とその問題点の改良を行った。

この論文の構成は以下のとおりである。2 章で ATLAS 検出器と B 中間子の稀崩壊について説明する。3 章では ATLAS のトリガー・ミューオントリガーアルゴリズムと、今回着目している近接 2 ミューオンにおいてトリガー効率が低下していることを説明する。4 章では今回調査したトリガー非効率の原因とそれに対する修正方法、およびその修正によるトリガー効率の改善を説明する。また、このように改良して回復した事象も、トリガーの次の段階である中央飛跡検出器でのミューオン軌跡とマッチングする際に、それに失敗してトリガーにより除かれてしまうことがわかっている。5 章ではトリガーアルゴリズム内でのミューオンの飛跡のマッチングの問題点とその改善案について説明する。6 章では結論を述べる。

---

<sup>\*1</sup> 事象選別の条件が緩く、トリガー頻度が高くなることが予想されるトリガーは、トリガー条件を満たす事象のうち一定の割合のみがトリガーを通過するようにすることでトリガー頻度を落としている。これをプリスケールと呼ぶ。

## 第 2 章

# LHC-ATLAS 実験

### 2.1 現行の LHC パフォーマンス

LHC(Large Hadron Collider) は CERN(欧州原子核機構) がスイス・ジュネーブの地下約 100 m に設置した大型ハドロン衝突型加速器である。LHC は周長約 27 km のトンネルに建設された 2 本の加速器リングによって、陽子ビームを逆向きに加速して衝突させている。陽子ビームは超伝導磁石によって最大 8.33 T の磁場をかけて曲げられ、バンチと呼ばれる陽子の集団を形成して 25 ns に 1 回の頻度で衝突している。衝突点はリング内に全部で 4 箇所設置されており、それぞれの位置に検出器を設置して実験を行っている。LHC 加速器とそれぞれの検出器の位置の概観を図 2.1 に示す。

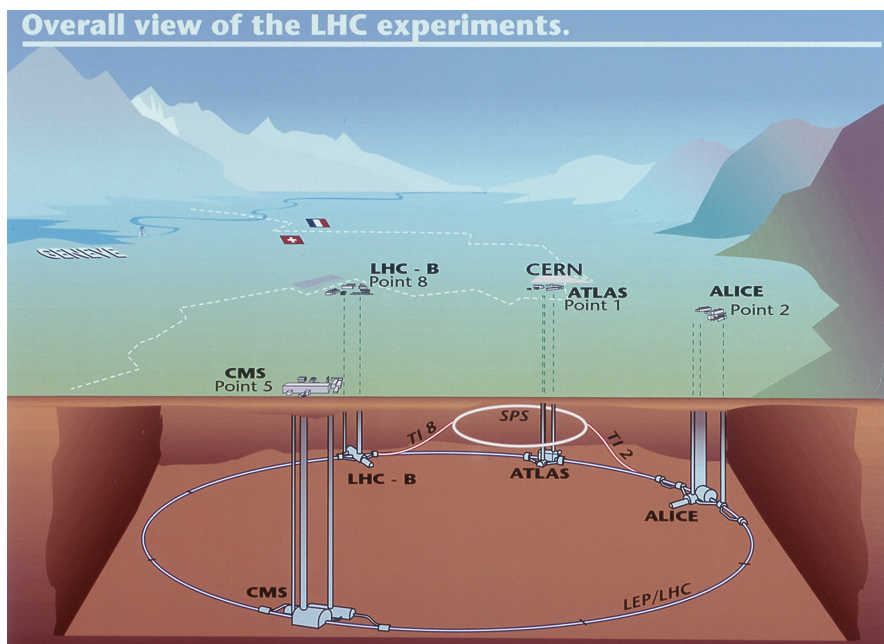


図 2.1: LHC 加速器外観図 [1]

4 箇所の衝突点で行われているそれぞれの実験について以下で簡単に説明する。

**ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)** 汎用型検出器を建設・設置し、標準模型の精密測定や新粒子や新物理の探索を幅広く行っている。詳細は後述する。

**CMS(Compact Muon Solenoid)** ATLAS 実験と同様の物理を対象にしている。検出

器が ATLAS 検出器に比べて小さい。その分磁場が ATLAS 検出器より強く、また ATLAS 実験と異なりミュオン検出器でソレノイド磁石を使用しているため磁場が簡単な構造をしている。[3]

**LHCb(Large Hadron Collider beauty)** 陽子衝突の際に前方領域に生成される  $b, c$  クォークの崩壊を対象としている。これらの崩壊事象によって CP 対称性の破れを精密測定することで、標準模型を超える物理の探索を目指している。

**ALICE(A Large Ion Collider Experiment)** 重イオン同士を加速して衝突させることで高温状態を作り出すことにより、QGP(Quark Gluon Plasma) などの相転移やその振る舞いを詳しく調べることで、クォーク閉じ込め機構や質量の起源の解明を目指している [5,6]。

これら 4 つの実験の検出器の外観を図 2.2 に示す。

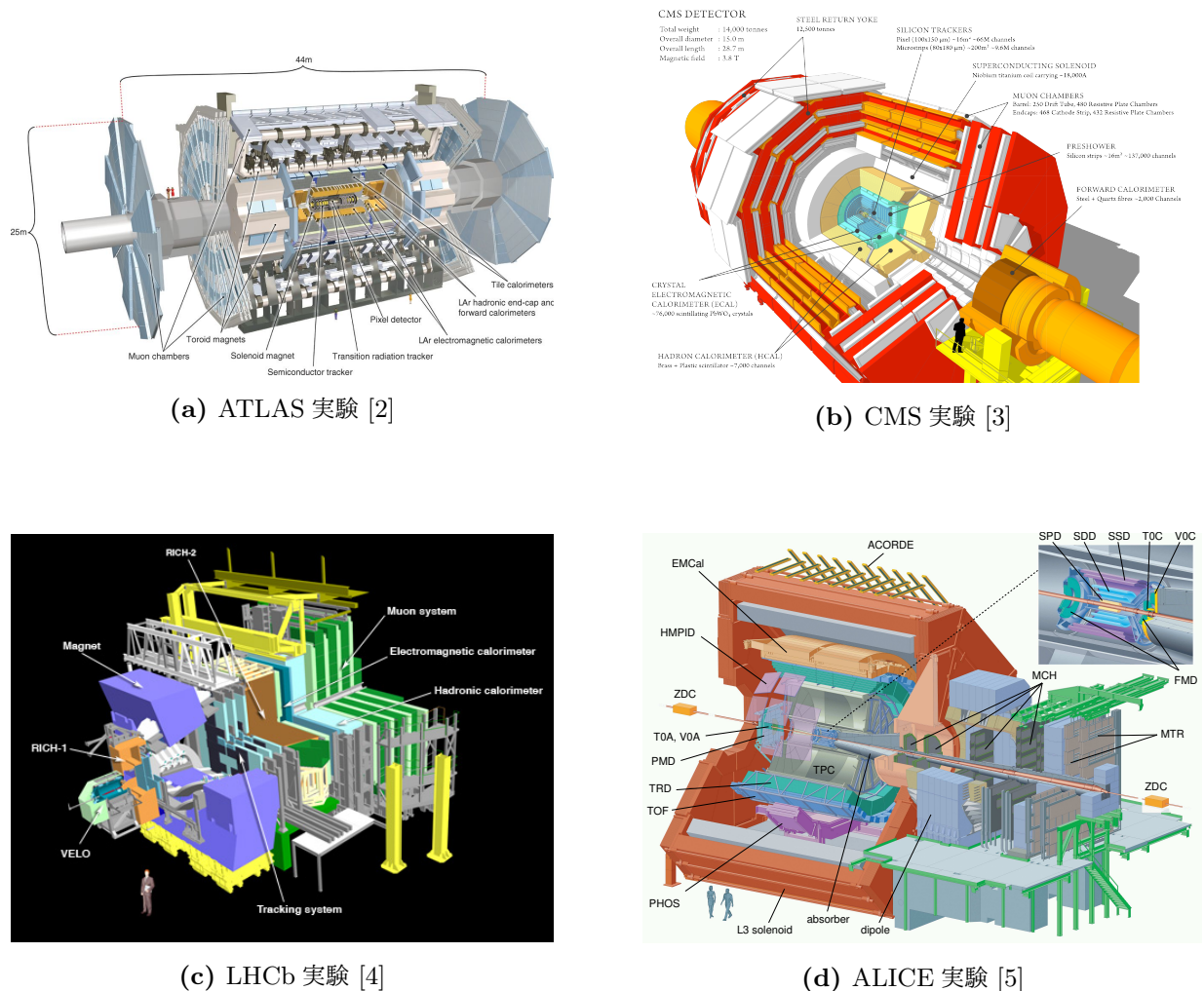


図 2.2: LHC 加速器の 4 つの衝突点で行われてる実験の外観図 [2-5]

LHC は 2010 年に運転開始し、当初は重心系エネルギー ( $\sqrt{s} = 7$  TeV)、2012 年に  $\sqrt{s} = 8$  TeV での運転を行った。この期間を Run1 と呼ぶ。そこから 2 年間の加速器維持・アップグレード期間

を挟んで 2015 年から 2018 年まで  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  で運転した。この期間を Run2 と呼ぶ。2019 年から 2020 年までは再び加速器・検出器のアップグレードを行っており、2021 年からは重心系エネルギーをさらに上げて  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  で運転する予定である。この期間を Run3 と呼ぶ。また、2027 年以降はさらに加速器の瞬間ルミノシティを増加させ、HL-LHC(High Luminosity LHC) として運転する予定である。本論文では Run2 のデータを用いてトリガー改良の研究を行い、その成果を Run3 に反映させる。LHC の Run2 以降の主要なパラメータを表 2.1 に示す。

パラメータ	Run1	Run2	Run3	HL-LHC
運転期間	2010 ~ 2012 年	2015 ~ 2018 年	2021 ~ 2024 年	2027 年 ~
重心系エネルギー ( $\sqrt{s}$ )	7 ~ 8 TeV	13 TeV	14 TeV	14 TeV
最高瞬間ルミノシティ	$0.7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$2 \sim 2.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$5 \sim 7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
パイルアップ ( $\langle\mu\rangle$ )* <sup>1</sup>	10	~ 40	~ 80	150 ~ 200

表 2.1: LHC の主要なパラメータ

## 2.2 標準模型

この世界の物質を構成する最小単位の粒子を素粒子と呼び、それらが相互作用することで様々な物理現象を起こしている。それらを説明するモデルとして標準模型が提案され、これまでのほとんどの実験結果を説明することができている。

標準模型では 17 種類の素粒子から構成され、物質を構成するフェルミ粒子と相互作用の媒介粒子となるボース粒子に分けられる。フェルミ粒子は強い相互作用をおこないハドロンを形成するクォークと、強い相互作用をおこなわないレプトンに分類できる。クォーク、レプトンはそれぞれアイソスピン二重項を組み、それが 3 つの質量の異なる 3 世代を形成する。レプトンはさらに電荷をもつ荷電レプトンと電荷をもたないニュートリノに分類できる。ボース粒子は電磁相互作用を媒介する光子、強い相互作用を媒介するグルーオン、弱い相互作用を媒介する  $W^\pm, Z^0$ 、粒子に質量を与えるヒッグスの 5 種類が存在する [7]。これら 17 種類の一覧を図 2.3 に示す。

\*<sup>1</sup> パイルアップとは、ビーム衝突当たりの平均非弾性陽子陽子衝突数である。



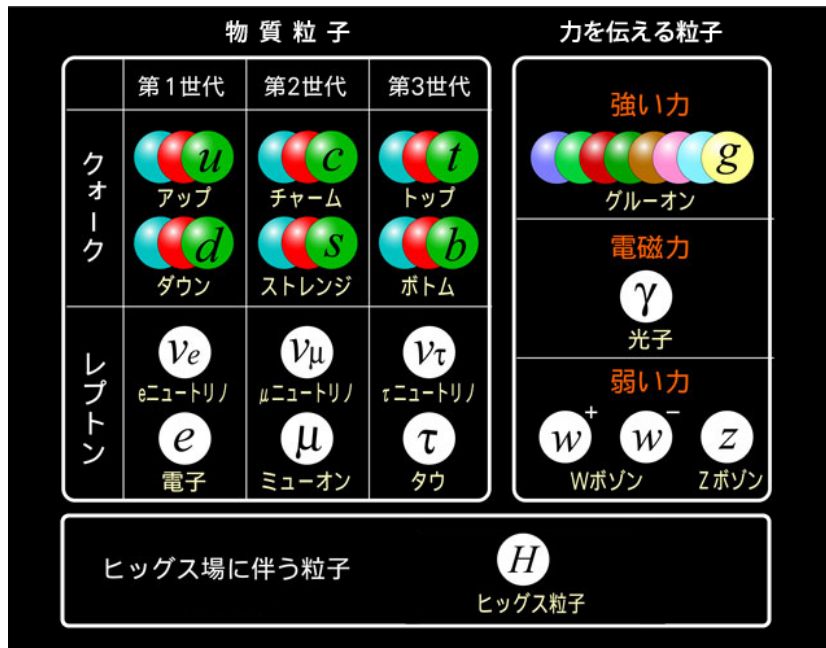


図 2.3: 標準模型で予言された素粒子 [8]

また、弱い相互作用においては CP 対称性が破れていることが小林・益川理論によって説明されている。いくつかの実験で CP 対称性の破れが確認されており、その一例として B 中間子と反 B 中間子の崩壊の非対称性がある。

2012 年に LHC でヒッグス粒子が発見されたことで標準模型で予言された素粒子はすべて発見されたが、いくつかの実験で標準模型で説明できない新物理の存在が確認、または示唆されている。

## 2.3 標準模型を超える物理

標準模型で説明できない物理として重力相互作用、ニュートリノの質量、ダークマター、CP 対称性の破れ、SUSY 等が存在する。

**重力相互作用** 重力相互作用は、ほかの 3 つの相互作用のうち最も小さい相互作用である弱い相互作用と比較しても相互作用の強さが約  $10^{-33}$  倍と桁違いに小さい。そのため普段の実験の際には無視され、重力波が人工的に生成できないことや低バックグラウンド化の困難さから測定が非常に困難である。重力相互作用の媒介粒子として重力子 (グラビトン) が考えられている。

**ニュートリノの質量** ニュートリノは標準模型では右向きニュートリノが存在せず、質量は 0 だとされていた。しかし、実験からニュートリノのフレーバーが変化するニュートリノ振動が観測されており、ニュートリノ振動を表すパラメータからこれはニュートリノに質量があることを意味している。

**ダークマター** 宇宙観測の結果から、宇宙には標準模型で説明できない未知の粒子が存在することがわかっており、それはダークマターと呼ばれる。ダークマターには様々な理論モデルが存在するが、その中の一例である WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) は弱い相互作用しかしないと考えられており、検出が困難である。WIMP の候補としては超対

称性模型 (SUper SYmmetry: SUSY) で予言される LSP(Lightest Super Particle) がある。

**CP 対称性の破れ** 現在の宇宙では反粒子に対して粒子の割合が非常に高く、これは CP 対称性の観点から不自然である。その原因として CP 対称性の破れが考えられ、様々な実験で CP 対称性の破れの精密測定が行われている。しかし、現在の CP 対称性の破れの測定結果では現在の宇宙の粒子反粒子の割合が説明できず、これが新物理の存在を示唆している。

**SUSY** 標準模型で説明できない物理を説明するモデルの一つとして考えられている。SUSY では標準模型で説明されている全粒子に対してスピンの異なる超対称性粒子を予言するモデルである。このモデルで予言される超対称性粒子を表 2.2, 2.3 に示す。

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

表 2.2: SUSY で予言されるクォーク及びレプトンの超対称性粒子

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

表 2.3: SUSY で予言されるゲージボソンの超対称性粒子

本論文で重要となる物理に B 中間子の物理が存在する。例として  $B_s$  で説明する [9]。  $B_s$  は s クォークと反 b クォークで構成されている中間子であり、崩壊比は  $D_s$  中間子への崩壊がメインで分岐比は  $93 \pm 25\%$  である。  $B_s$  の稀崩壊の中にレプトンペアへの崩壊があり、標準模型での分岐比は  $B_s \rightarrow \mu\bar{\mu}$  で  $(3.2 \pm 0.2) \times 10^{-9}$  である。このような非常に小さい分岐比になっている理由は、この反応はフレーバーを変化させるような中性カレント反応 (Flavor Changing Neutral Current: FCNC) であり、FCNC は GIM 機構によって制限がかけられているためである。GIM 機構によってツリーレベルでは禁止されており高次のループ過程でのみわずかに崩壊する。図 2.4 に GIM 機構で禁止されているツリーレベル、図 2.5 に GIM 機構で制限されている高次でのファインマンダイアグラムを示す。

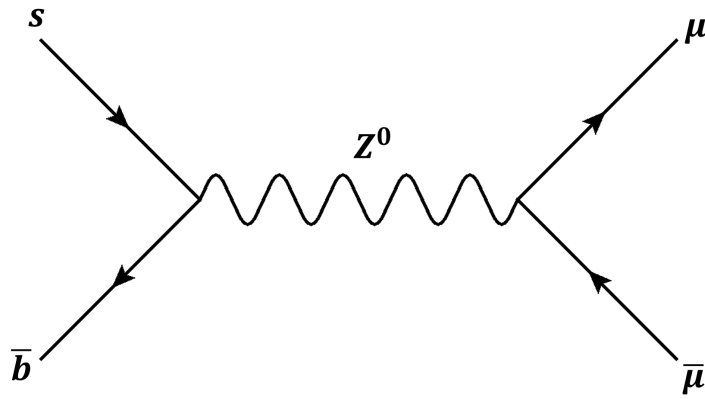


図 2.4: GIM 機構で禁止されている  $B_s$  の崩壊のファインマンダイアグラム

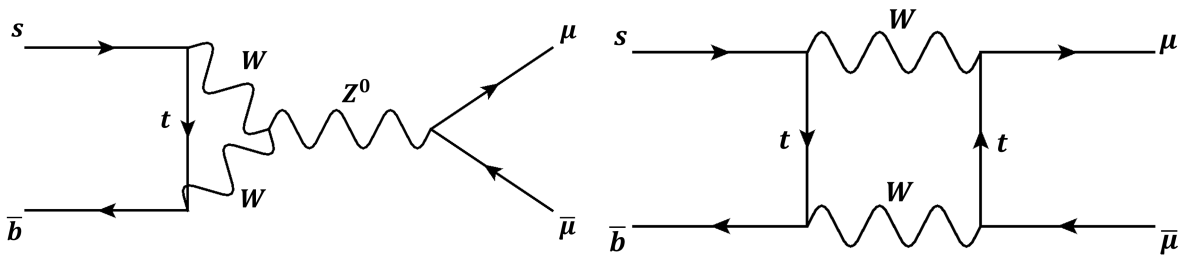


図 2.5: GIM 機構で抑制されている  $B_s$  の崩壊のファインマンダイアグラム

次に  $B_s$  のレプトンペアへの崩壊への SUSY の寄与を考える。SUSY のモデルのうち MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) で考えると、ヒッグス二重項は 2 つ存在し、ヒッグス粒子は CP 対称である  $h^0, H^0$ , CP 非対称な  $A^0$ , 荷電ヒッグスである  $H^\pm$  の合計 5 種類存在する。

そのような SUSY で予測される未知の粒子が  $B_s$  のレプトンペアへの崩壊に寄与する場合、例として図 2.6 に示すような崩壊過程が考えられる。標準模型で考えられる分岐比は非常に小さいため、 $B_s \rightarrow \mu\bar{\mu}$  の崩壊モードの精密測定を行うことで SUSY の存在を確認することができる。

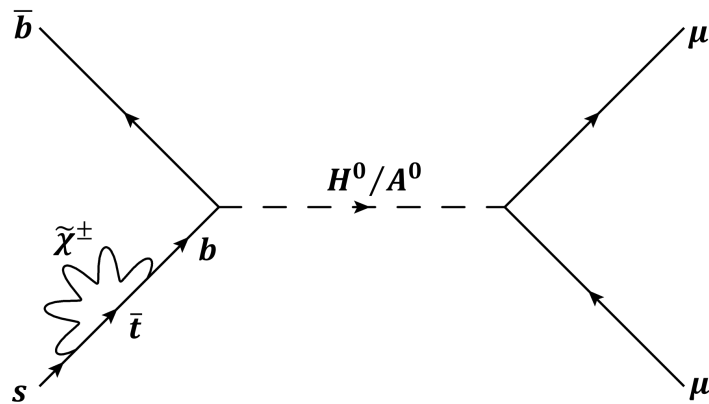


図 2.6: SUSY で予測される  $B_s$  の崩壊のファインマンダイアグラム

## 2.4 ATLAS 検出器

### 2.4.1 ATLAS 座標系

ATLAS 検出器は衝突点を囲むように設計された、直径約 25 m、長さ約 44 m の大型円筒型検出器である。ATLAS 検出器は中心から順に内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミューオン検出器で構成されている。各検出器の詳細に関しては以下で順に説明する。

ATLAS 実験においては一般にビーム衝突点を原点とした直交座標を使用している。各軸は LHC リングの中心方向を  $x$  軸、天頂方向を  $y$  軸、ビーム軸に対して平行でかつ  $x$  軸と  $y$  軸に対して右手系をなすように  $z$  軸をとる。この時に  $z > 0$  の領域を A-Side,  $z < 0$  の領域を C-Side と呼ぶ。これらの座標系を図 2.7 に示す。

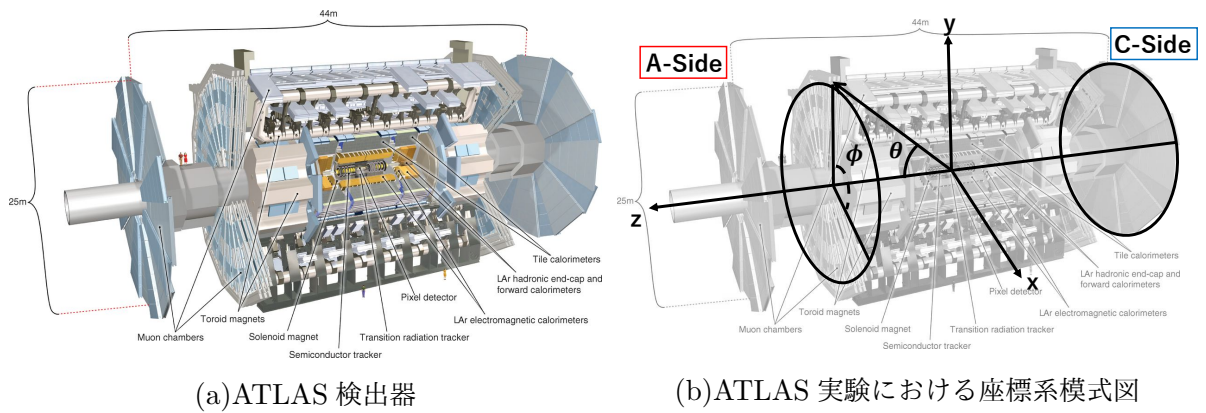


図 2.7: ATLAS 実験における座標系

ほかに円筒座標  $(r, \phi, z)$ 、極座標  $(r, \theta, \phi)$  も用いる。擬ラピディティ  $\eta$  は  $\theta$  から得られるパラメータであり、式 2.1 で表される。

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

$\eta$  に関して検出器は 3 つの領域に分けられ、 $(|\eta| < 1)$  をバレル領域、 $(1 < |\eta| < 2)$  をエンドキャップ領域、 $(2 < |\eta|)$  をフォワード領域と呼ぶ\*2。バレル領域はビーム軸に対して平行に検出器が設置されており、エンドキャップ領域・フォワード領域ではビーム軸に対して垂直に検出器が設置されている。ATLAS 実験ではビーム軸に対して垂直方向での運動量とエネルギーをそれぞれ測定していて、 $\vec{p}_T$  (横運動量、以降  $|\vec{p}_T|$  を  $p_T$  と表記)、 $\vec{E}_T$  (以降  $|\vec{E}_T|$  を  $E_T$  と表記) と呼ぶ。ATLAS 実験では同じ運動量の陽子を衝突させているため、衝突後で  $\vec{p}_T$  の総和の大きさは理想的には 0 である。検出器の不感部分や検出器に存在する穴に粒子が入射して粒子の再構成に失敗した場合、ニュートリノ等の測定できない粒子が存在した場合、または検出器の分解能の影響により、測定できた全粒子の  $\vec{p}_T$  の総和の大きさは 0 にならない。そのとき衝突前後でのエネルギー損失分 (測定できない粒子が持ち去ったエネルギー) を  $\vec{E}_T^{miss}$  と呼び、

$$\vec{E}_T^{miss} = -|\Sigma \vec{E}_T| \quad (2.2)$$

\*2 バレル領域、エンドキャップ領域、フォワード領域の境界はカロリメータ、ミューオン検出器によって異なり、この値は大まかな目安を示している。

で定義される。

## 2.4.2 粒子識別・再構成

生成粒子は複数の検出器の情報から識別・再構成される。検出器情報から直接再構成するのは電子、光子、ハドロン、ミューオンであり、そのほかの粒子は崩壊後の終状態で検出される粒子から再構成される。ATLAS 検出器での測定量は粒子の 4 元運動量、もしくはエネルギーまたは運動量の大きさ、向きであり、各検出器のこれらの測定量を組み合わせて測定する。各粒子の再構成方法と使用する測定量については以下で述べる。

**電子** 電磁カロリメータ内での電磁シャワーと内部飛跡検出器での荷電粒子の飛跡から再構成。

**光子** 電磁カロリメータ内での電磁シャワーから再構成。電荷をもたないため内部飛跡検出器には対生成以外では飛跡を残さない。

**ハドロン** ハドロンには中性ハドロンと荷電ハドロンが存在し、荷電ハドロンはハドロンカロリメータでのエネルギーと内部飛跡検出器の飛跡から再構成。中性ハドロンはハドロンカロリメータでのエネルギーから再構成。

**ミューオン** ミューオン検出器は検出器の一番外側に存在し、透過力が最も高いミューオンしか到達しない。そのため、ミューオン検出器の飛跡から識別、再構成には内部飛跡検出器・カロリメータも使用。

**ニュートリノ** 検出器にヒット情報を残さないため、 $E_T^{miss}$  を用いてニュートリノを識別する。

粒子識別の概念図と一覧を図 2.8, 表 2.4 に示す。

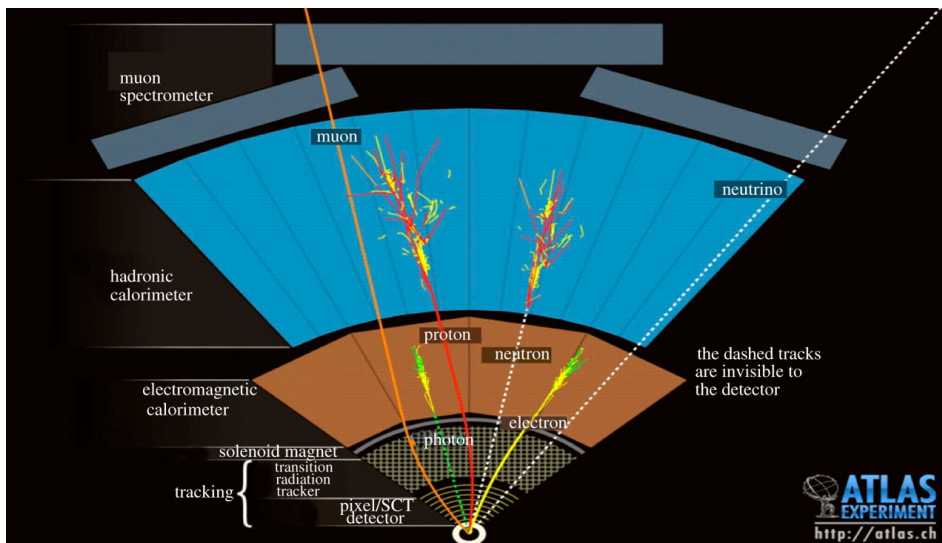


図 2.8: ATLAS 実験における粒子識別概念図 [10]

検出器	内部飛跡検出器	電磁カロリメータ	ハドロンカロリメータ	ミューオン検出器	その他
電子	飛跡あり	電磁シャワーあり	×	×	
光子	×	電磁シャワーあり	×	×	
中性ハドロン	×	×	ハドロンシャワーあり	×	
荷電ハドロン	飛跡あり	電磁シャワーあり	ハドロンシャワーあり	×	
ミューオン	飛跡あり	電磁シャワーあり	×	飛跡あり	識別はミューオン検出器のみ
ニュートリノ	×	×	×	×	$E_T^{miss}$ で識別

表 2.4: ATLAS 実験における粒子識別手法一覧表

また、 $b$  クォークを含むハドロンは長寿命であり質量も重く、そのためある程度の距離崩壊せずに飛んだあとある程度の角度の範囲の多数の粒子に崩壊する。この特徴を利用して  $b$  クォークを含むハドロンは impact parameter( $d$ ) と secondary vertex までの距離 ( $L_{xy}$ ) を使用して識別する。2 つのパラメータを図 2.9 に示す。

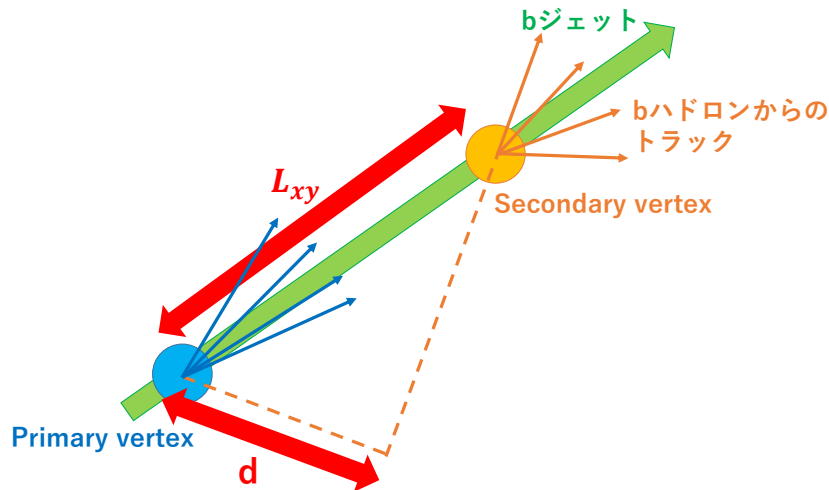


図 2.9:  $b$  クォークを含むハドロンの識別方法模式図 [18]

### 2.4.3 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器 (ID: Inner Detector) はビーム軸に最も近い位置に置かれる検出器で、荷電粒子の飛跡を再構成する。設置位置には高密度で粒子が到来するため、高レートに耐えうる放射線耐性と粒子を分離する高い位置分解能が要求される。内部飛跡検出器はビーム軸に近い順に IBL(Insertable B Layer)、Pixel 検出器、SCT(SemiConductor Tracker)、TRT(Transition Radiation Tracker) で構成されている。バレル領域、エンドキャップ領域での各検出器の設置位置を図 2.10, 図 2.11 に示す。内部飛跡検出器は全体で長さ約 5.3 m、半径約 2.5 m であり、 $|\eta| < 2.5$  の範囲をカバーしている。検出器内には荷電粒子を曲げて  $xy$  平面での曲率から運動量を測定するために、ソレノイド磁石によってビーム軸に平行に約 2 T の磁場がかけられている。



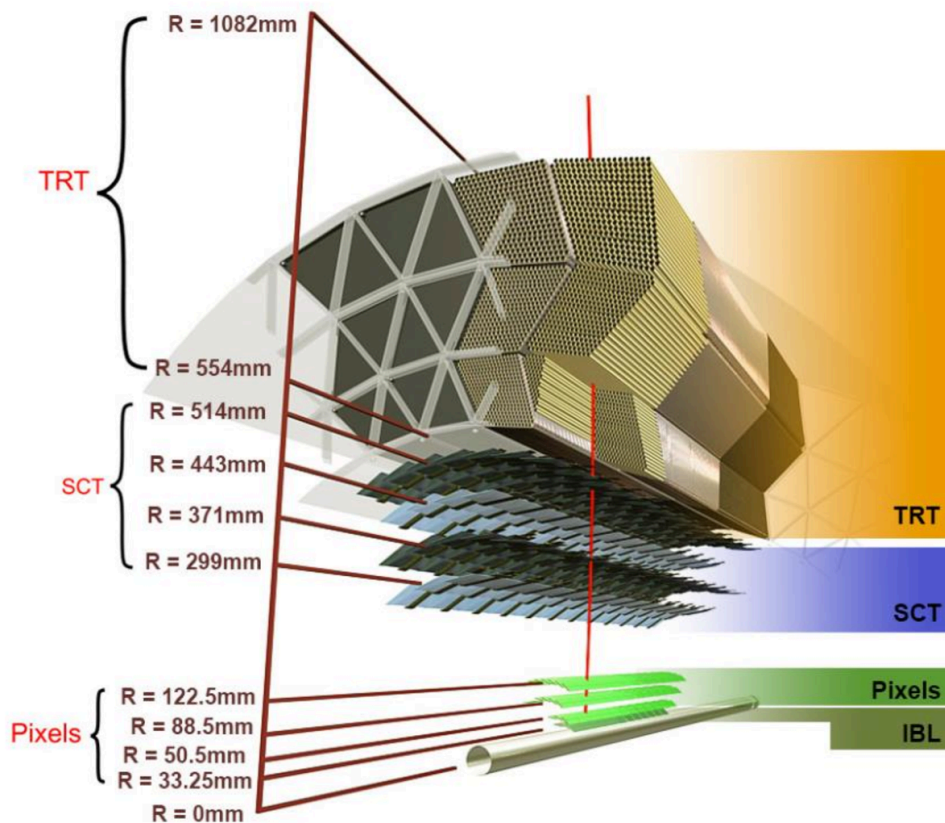


図 2.10: バレル領域での内部飛跡検出器断面図 [11]

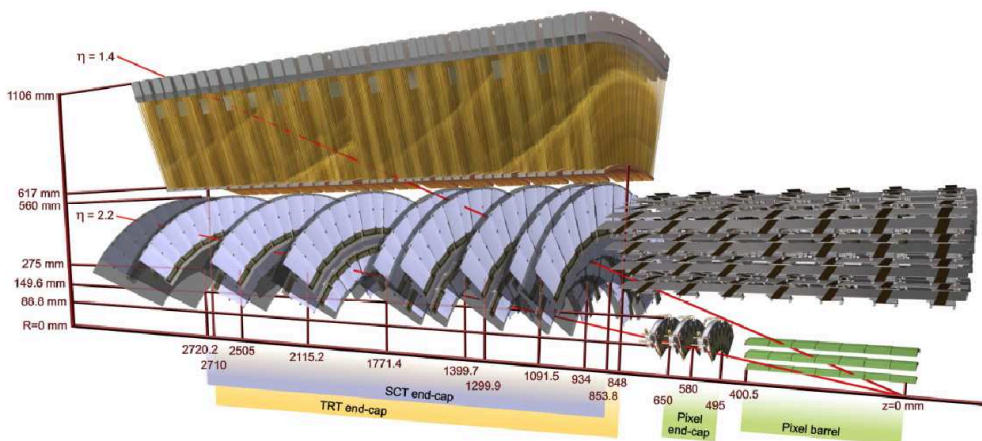


図 2.11: エンドキャップ領域での内部飛跡検出器断面図 [12]

内部飛跡検出器を構成する各検出器を以下で簡単に説明する。

**IBL** Run2 から新しく Pixel 検出器とビームパイプの間に設置された検出器。IP(Interaction Point: 衝突点) により近い位置に検出器を設置したことで  $d$  や  $L_{xy}$  の測定精度が向上し、 $b$  クォークの識別性能も向上している。

**Pixel 検出器** シリコンを用いた半導体検出器であり、Pixel に分けることで内部飛跡検出器の中で最も位置測定精度が高い。検出器はバレル領域では同心円のシリンダ型 3 層、エンドキャップ領域ではディスク型の A-side, C-side 各 3 層の構造となっている。各 pixel

は  $\phi(r) \times z = 50 \times 400 \mu\text{m}$  ピッチになっている\*3。位置分解能は  $r, \phi$  方向  $10 \mu\text{m}$ 、 $z$  方向  $115 \mu\text{m}$  である。

**SCT** バレル領域では同心円のシリンダ型 4 層、エンドキャップ領域ではディスク型の A-side, C-side 各 9 層のシリコンストリップ型検出器の構造となっている。80  $\mu\text{m}$  ピッチのストリップセンサー 2 層を 40 mrad ずらして重ねることで 2 次元位置測定を行っており、位置分解能は 23  $\mu\text{m}$  である [19]。

**TRT** 内部飛跡検出器の一番外側の  $|\eta| < 2.0$  の領域に設置されたドリフトチューブで構成された検出器。速度の速い荷電粒子が屈折率の異なる物質に入射した際の遷移放射による X 線を利用し、電子の識別を行っている。各チューブは直径 4 mm のチューブの中に直径 30  $\mu\text{m}$  のワイヤーが通されており、中には  $\text{Xe} : \text{CO}_2 : \text{O}_2 = 70 : 27 : 3$  の混合ガスが封入されている。バレル領域では長さ 144 cm, エンドキャップ領域では長さ 37 cm のチューブが敷き詰められている。 $r - \phi$  方向の測定を行っており、分解能は 130  $\mu\text{m}$  である。

#### 2.4.4 カロリメータ

カロリメータは電磁カロリメータとハドロンカロリメータから構成されており、 $|\eta| < 4.9$  の範囲を覆っている。電磁カロリメータは電子、光子、荷電ハドロンに電磁シャワーを起こして吸収することでエネルギー測定を行っている。ハドロンカロリメータはハドロンにハドロンシャワーを起こして吸収することでハドロンのエネルギー測定とジェット再構成を行っている。十分なエネルギー測定を行うために、エネルギーをできる限り吸収して静止させる必要がある。そのため、カロリメータには一定以上の物質質量が要請される。また、カロリメータが十分な物質質量を持つことでカロリメータを通過するミューオン以外の粒子数が減少し、ミューオン検出器でのミューオンの識別能力が向上する。電磁カロリメータとハドロンカロリメータについて以下で簡単に説明する。

**電磁カロリメータ** 電磁カロリメータは  $|\eta| < 1.375$  のバレル領域、 $1.375 < |\eta| < 2.5$  のエンドキャップ領域、 $2.5 < |\eta| < 3.2$  のフォワード領域に分かれている。各検出器は鉛と液体アルゴンから構成されたアコーディオン型であり、この構造によって  $\phi$  方向の不感領域をなくしている (図 2.12)。また、電磁カロリメータは放射長を  $X_0$  とした場合にバレル領域で  $22X_0$  以上、エンドキャップ領域で  $24X_0$  以上となるような厚さになっており、これによって電子と光子を十分吸収するように設計されている。

**ハドロンカロリメータ** 電磁カロリメータの外側に設置され、 $|\eta| < 1.0$  のバレル領域と  $0.8 < |\eta| < 1.7$  の拡張バレル領域と  $1.5 < |\eta| < 3.2$  のエンドキャップ領域に分かれている。バレル領域ではタイル状のシンチレータ (図 2.13)、エンドキャップ領域では電磁カロリメータと同じ液体アルゴンを使用しており、散乱粒子の入射方向に対して 3 層構造になっている。ハドロンに対して十分な物質質量を確保するために、バレル領域では鉄、エンドキャップ

\*3 ソレノイド磁場による荷電粒子の飛跡がらせん状であることから  $xy$  平面では円、 $zr$  平面では三角関数 (sin 関数) で表せる。ATLAS 実験で生成される荷電粒子の運動量は典型的に高く、そのため Pixel 検出器が存在する領域では sin 関数は直線で近似できる。そのため、荷電粒子の飛跡を再構成する際には  $zr$  平面に比べて  $xy$  平面のほうが測定精度が必要となり、その結果非対称なピッチとなっている。



領域では銅を吸収体として使用したサンプリングカロリメータとしている\*4。相互作用長λに対してバレル領域の3層はそれぞれ1.5λ, 4.1λ, 1.8λ、拡張バレル領域の3層はそれぞれ1.5λ, 2.6λ, 3.3λである。

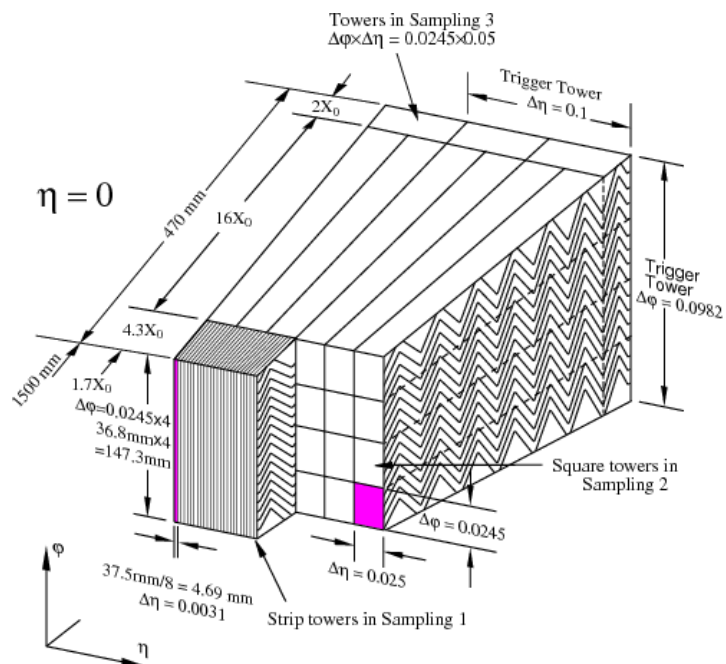


図 2.12: アコーディオン型電磁カロリメータ [15]

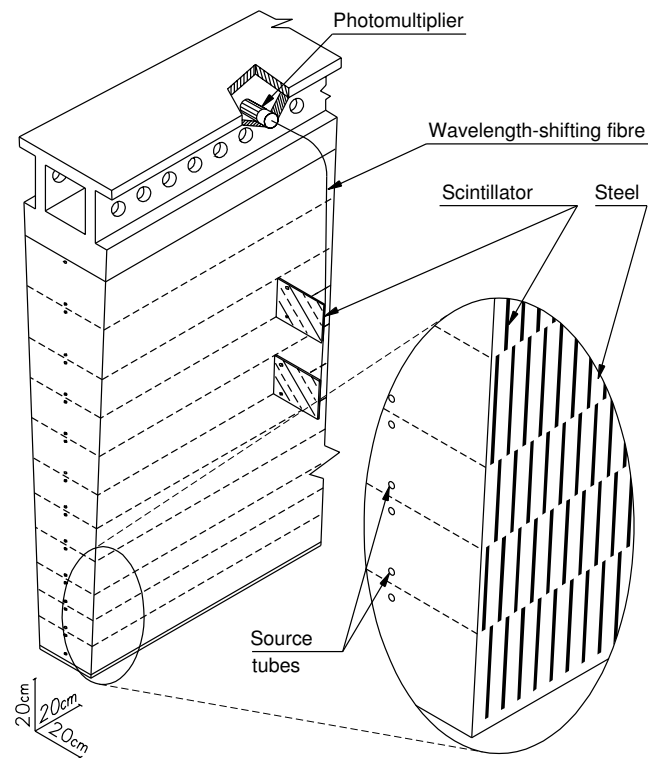


図 2.13: ハドロンカロリメータ [15]

\*4 バレル領域ではトロイド磁石のリターンヨークとして用いるために鉄を吸収体として使用している

## 2.4.5 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンは寿命  $2.197 \mu\text{s}$  と ATLAS 検出器の大きさに対して十分長く、質量が電子の約 200 倍と重いため制動放射を起こしにくい [16]。そのため、一番外側に存在するミューオン検出器までほとんど崩壊せず、また低エネルギーミューオン以外は制動放射でエネルギーを落としきることなく到達する。図 2.14 にミューオン検出器のバレル領域での  $r-\phi$  断面図、図 2.15 にミューオン検出器の  $r-z$  平面断面図を示す。ミューオン検出器としては、RPC(Resistive Plate Chamber), TGC(Thin Gap Chamber), MDT(Monitored Drift Chamber), CSC(Cathode Strip Chamber) が使用されている。各検出器の分解能等の性能を表 2.5 に示す [20]。

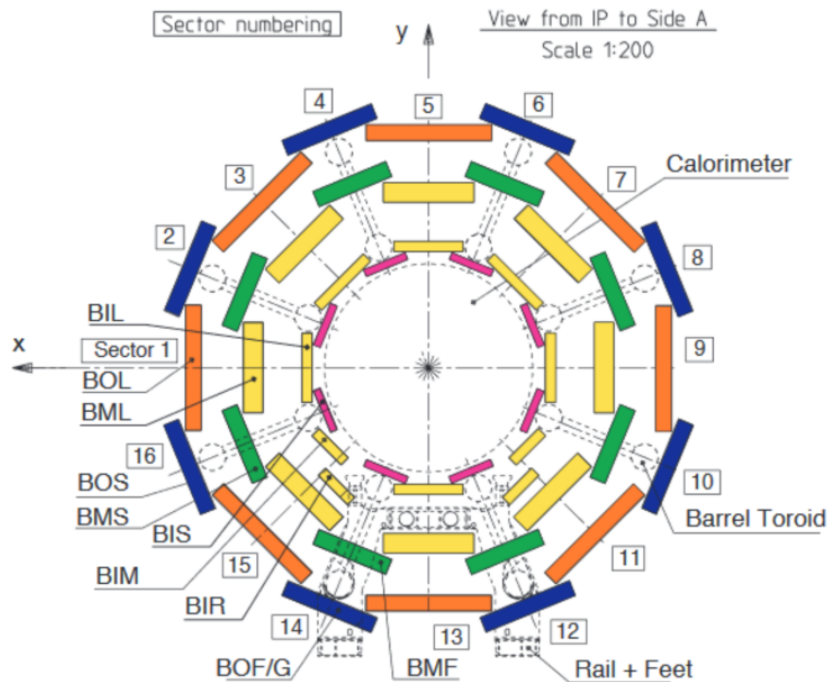


図 2.14: バレル領域でのミューオン検出器  $r-\phi$  平面断面図 [16]: 検出器は隙間をなくするために交差するように設置されており、奇数の Large 部と偶数の Small 部に分かれている。

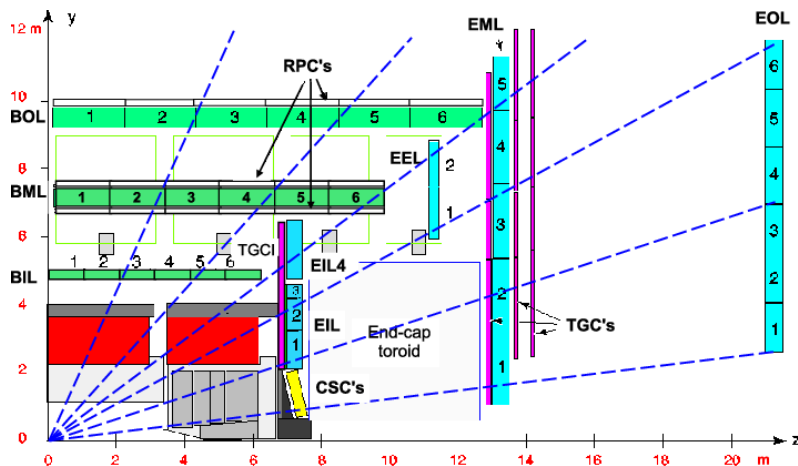


図 2.15: ミューオン検出器の  $r-z$  平面断面図 [16]: ミューオン検出器は 3 層で構成されており、IP に近い順に Inner Station(BIL, BIS, EIL, EIS), Middle Station(BML, BMS, EML, EMS), Outer Station(BOL, BOS, EOL, EOS) と呼ばれる。

検出器	領域	チェンバー数	z/r 分解能	$\phi$ 分解能	時間分解能
RPC	$ \eta  < 1.05$	544	10 mm(z)	10 mm	1.5 ns
TGC	$1.05 <  \eta  < 2.7$	3588	2 ~ 6 mm(r)	3 ~ 7 mm	4 ns
MDT	$ \eta  < 2.7$	1088	35 $\mu\text{m}$ (z)	—	—
CSC	$2.0 <  \eta  < 2.7$	32	40 $\mu\text{m}$ (r)	5 mm	7 ns

表 2.5: ミューオン検出器の分解能

ミューオン検出器ではトロイド磁石によって曲げられたミューオンの飛跡から横運動量を再構成する。図 2.16 はトロイド磁石とそれによる  $xy$  平面での磁場を示している。 $|\eta| < 1.6$  のバレル領域と  $1.6 < |\eta| < 2.7$  のエンドキャップ領域に 2 つの磁石が設置されており、 $\phi$  方向に関して 8 回対称で同心円状磁場を形成している。磁場の強さはバレル領域で約 0.5 T、エンドキャップ領域で約 1 T である。

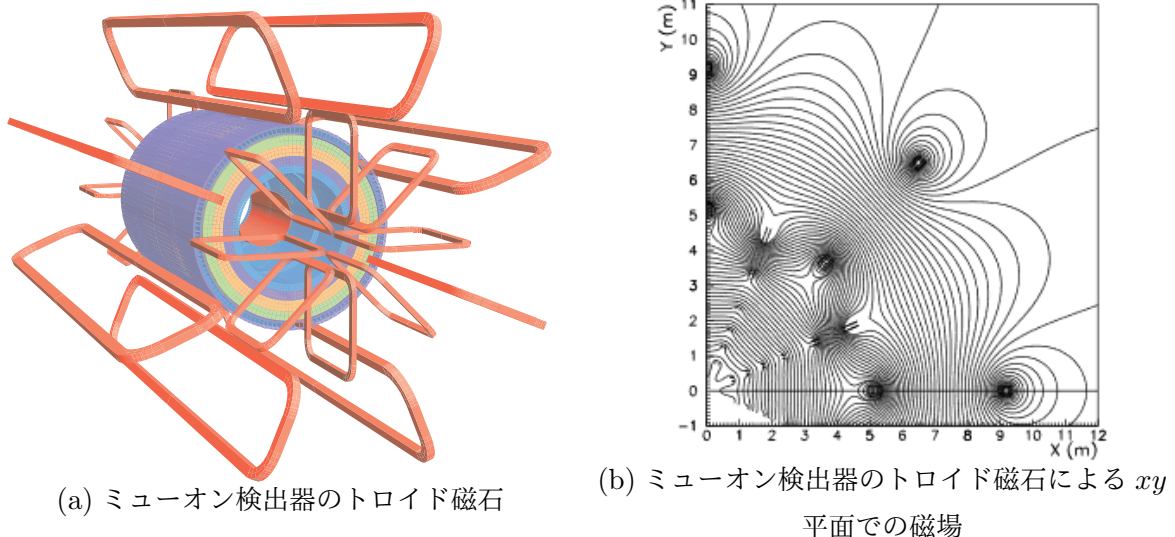


図 2.16: ミューオン検出器のトロイド磁石: (a) はミューオン検出器のトロイド磁石、(b) はトロイド磁石が作る  $xy$  平面での磁場分布を示す。この図から、トロイド磁石の磁場はあまり一定でないことがわかる [16]。

## RPC

RPC はバレル領域で使用されている検出器で、位置分解能は精密測定用の MDT ほど高くない<sup>\*5</sup>が、応答速度がバンチ交差間隔よりはるかに小さい ( $\sim 1$  ns) ため、初段トリガー用として使用される。後述する MDT は飛跡の  $\eta$  方向の通過位置のみ測定しているため、 $\phi$  方向の測定は RPC を使用する。図 2.17 に示すように Middle Station では MDT を挟むように 2 枚、Outer Station では Large 部の MDT の外側、Small 部の MDT の内側に 1 枚設置されている。また、それぞれの RPC は独立した 2 層 (各層をレイヤーと呼ぶ) から構成されている。各層の構造を図 2.18 に示す。各層はベークライト製の高抵抗板 2 枚を 2 mm の隙間をあけて設置し、その隙間に  $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{Iso} - \text{C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6(94.7 : 5 : 0.3)$  ガスを封入する。

<sup>\*5</sup> RPC の位置分解能が約 10 mm に対して MDT の位置分解能は約 35  $\mu\text{m}$

2枚の高抵抗板には4.9kV/mmの電圧がかけられ、荷電粒子が通過した際のガスのイオン化粒子にストリーマー放電を起こさせることで荷電粒子を検出する。信号の読み出しは高抵抗板の裏に30mm間隔で張られたストリップによって行われる。

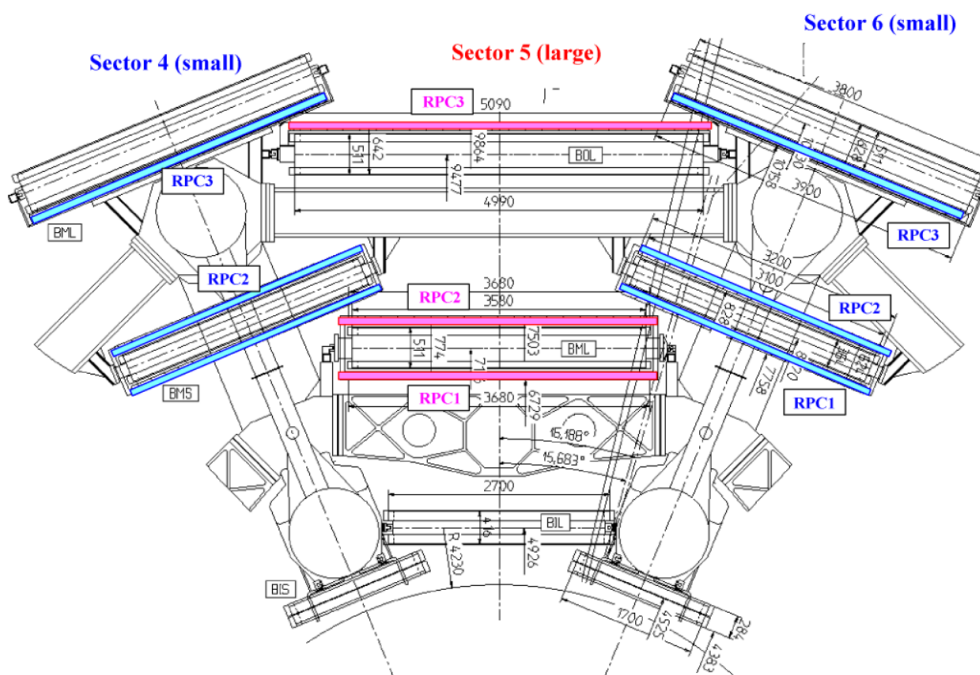


図 2.17: RPC 配置図 [16]

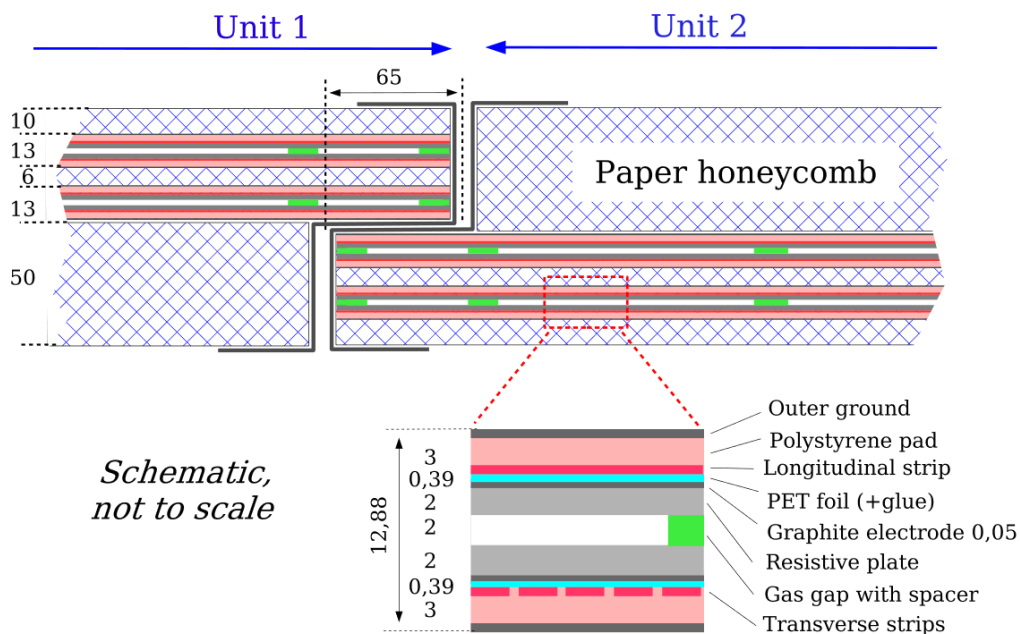


図 2.18: RPC 各層の断面図 [16]

## TGC

TGC はエンドキャップ領域で使用されている検出器で、位置分解能は精密測定用の MDT ほど高くない\*6が、応答速度がバンチ交差間隔よりはるかに小さい ( $\sim 1$  ns) ため、初段トリガー用として使用される。バレル部における MDT と RPC との関係と同様に、 $\phi$  方向の測定は TGC を使用する。図 2.19 に示すように TGC は Inner Station に 1 枚、Middle Station に 3 枚配置されている。図 2.20 は TGC の 2 層組み構造 (doublet 構造) と 3 層組み構造 (triplet 構造) を示している。Inner Station は doublet 構造 1 枚の計 2 層、Middle Station は triplet 構造 1 枚、doublet 構造 2 枚の計 7 層から構成される。

図 2.21 は TGC の各層を示している。各層はワイヤー、カソード層、ストリップ層から構成され、 $r(\eta)$  方向をワイヤー、 $\phi$  方向をストリップによって測定する。ワイヤーを 1.8 mm 間隔で張り、ワイヤーとストリップの距離は 1.4 mm になっており、ワイヤー間の距離を短くすることで時間分解能を高めている。内部には  $\text{CO}_2$ ,  $n - \text{C}_5\text{H}_{12}$  混合ガスが封入されている。TGC は図 2.22 で示すように各層がほぼ円形であり、 $1.05 < |\eta| < 1.92$  では  $\phi$  方向に 48 分割、 $1.92 < |\eta| < 2.4$  では  $\phi$  方向に 24 分割されている。

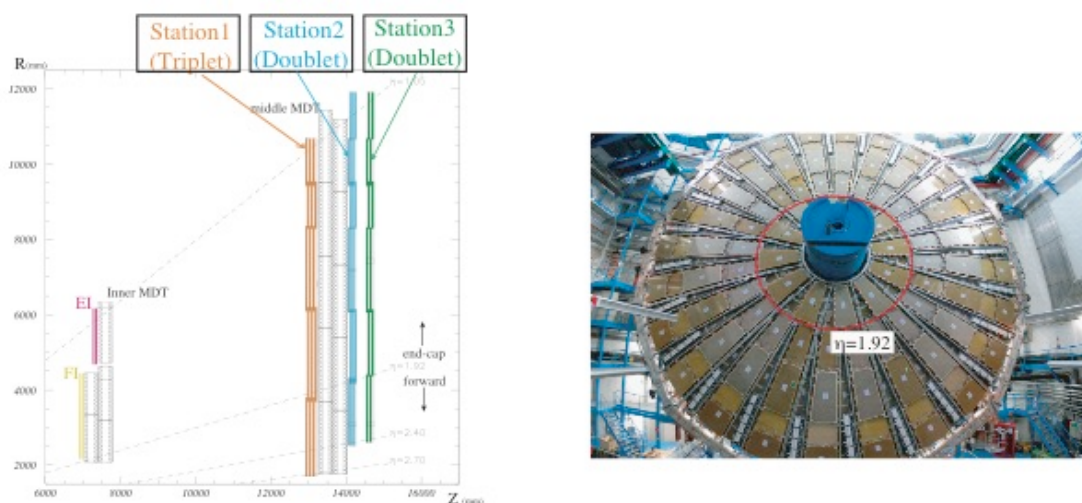


図 2.19: TGC 配置図 [21]

\*6 TGC の位置分解能が約 5 mm に対して MDT の位置分解能は約 35  $\mu\text{m}$

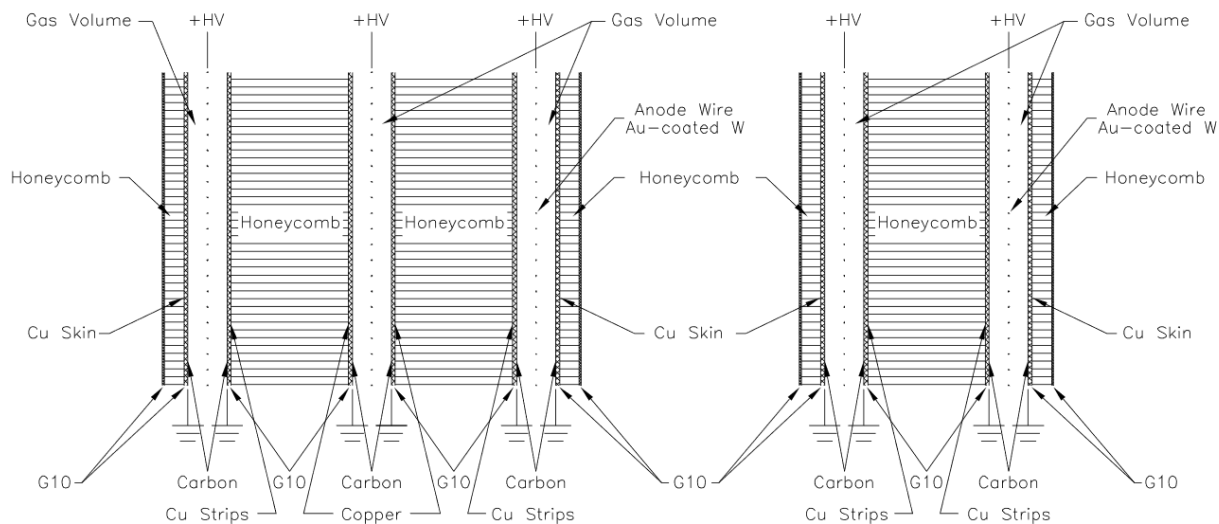


図 2.20: TGC 構造図 [16]: (左)triplet 構造 (右)doublet 構造

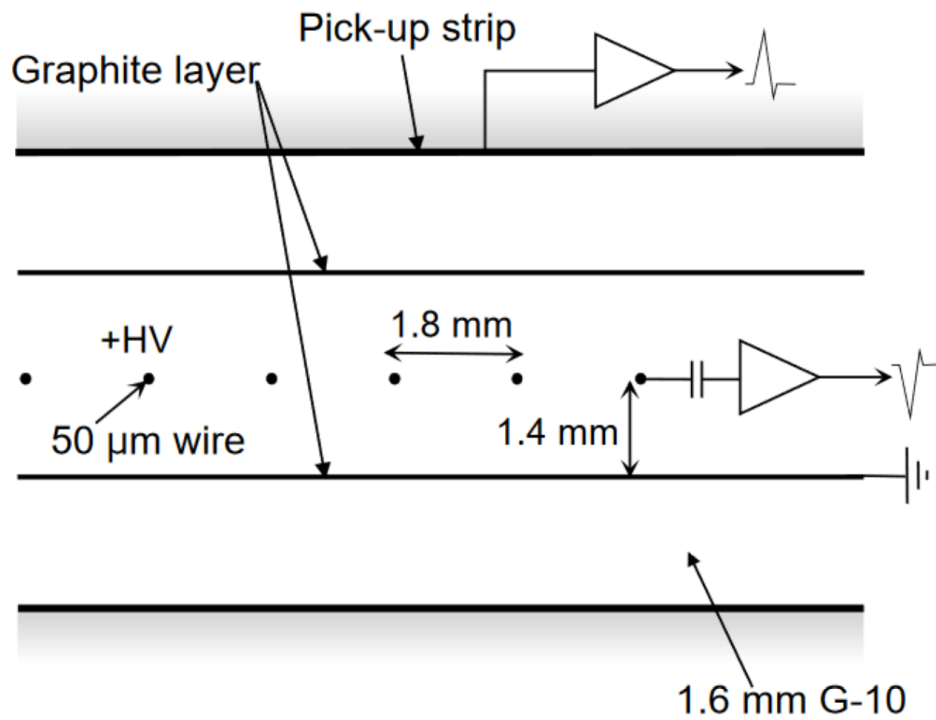


図 2.21: TGC 各層の断面図 [16]



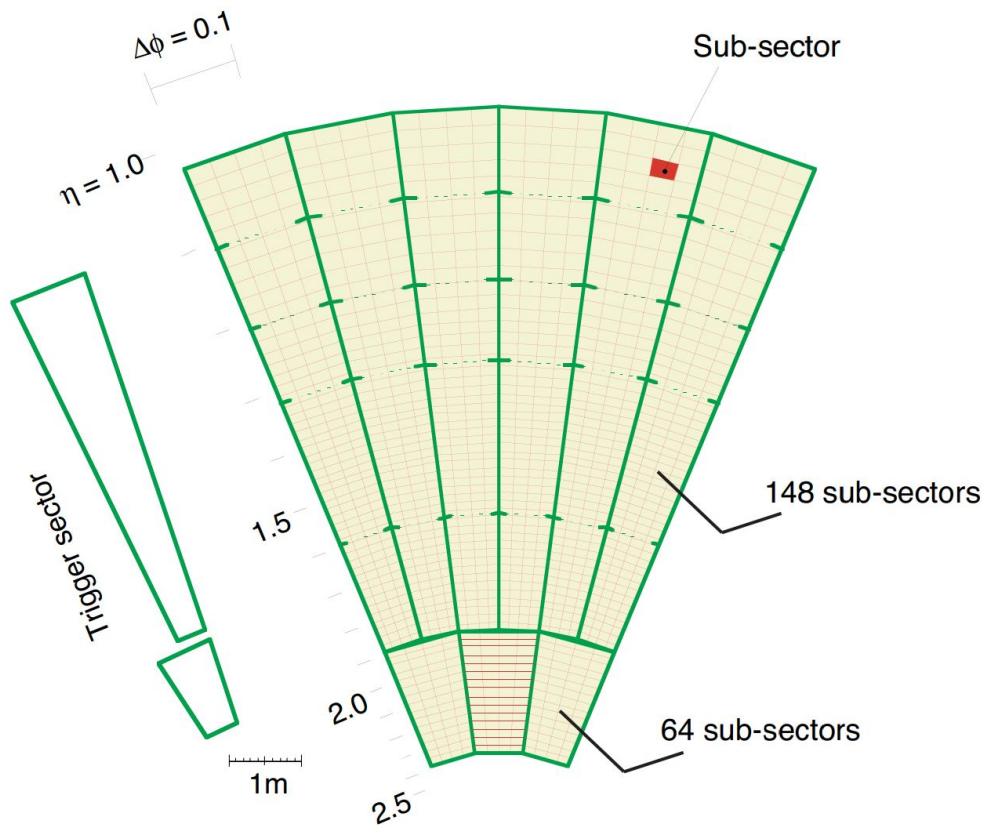


図 2.22: TGC の  $1/12r-\phi$  断面図 [21]

## MDT

MDT は高い位置分解能を持ち、後段トリガーでの精密再構成に用いられる。バレル領域・エンドキャップ領域ともに Inner Station, Middle Station, Outer Station の 3 層に設置されている。MDT は  $\text{Ar} : \text{CO}_2 = 93 : 7$  の混合ガスが封入された半径 27.970 mm のドリフトチューブで構成されており、荷電粒子が通過した際の電離電子をチューブ中心の 3080 V の電圧をかけたタングステン・レニウムワイヤーによって読み出す。ワイヤーによる電場は同心円状であり、ドリフト距離から荷電粒子が通過した飛跡を接線とするドリフト円を再構成して飛跡を求める (図 2.23)。1 チューブあたりのドリフト距離の分解能は  $80 \mu\text{m}$  で、複数チューブを組み合わせることで各 Station あたり  $35 \mu\text{m}$  を達成している。しかし、ドリフトチューブを使用しているため測定結果を得るまでに最大ドリフト時間の約 700 ns 必要であり、初段トリガーに使用することはできない。

各 Station ではチューブを 4 層 (Inner Station) または 3 層 (Middle Station, Outer Station) 重ねたものを 2 枚重ねて使用する (図 2.24)。MDT が変形等することによって位置がずれ、検出器の分解能が低下することが考えられる。分解能の低下を防止するために図 2.24 で示したように計 4 本のレーザーによって稼働中も常に数  $\mu\text{m}$  レベルのずれを測定されており、その値を用いて補正が行われている。

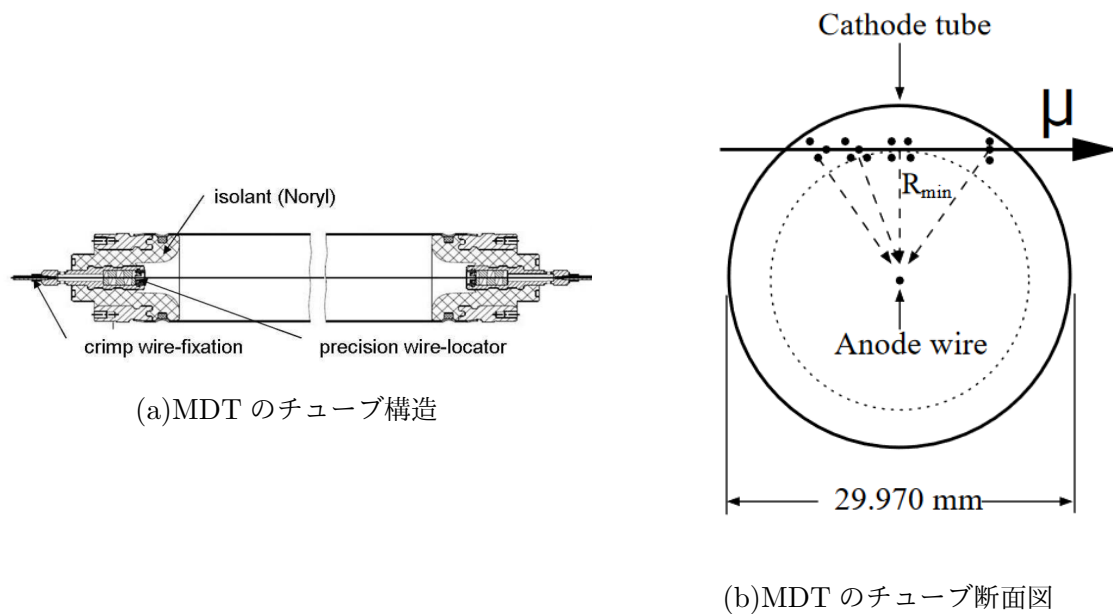


図 2.23: MDT のチューブ構造とチューブの断面図 [16]

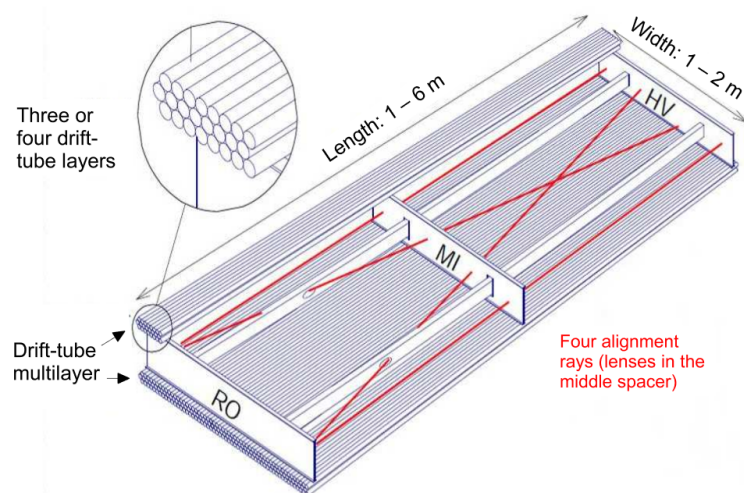


図 2.24: MDT 構造図 [16]

## CSC

$|\eta| > 2.0$  の領域では粒子の到来頻度が高くなり、Inner Station で MDT の安定動作頻度の上限である  $150 \text{ Hz/cm}^2$  を超えてしまう。そのため、その領域では MDT にかわる後段トリガー用検出器として CSC が使用される。CSC は MDT に対して位置・時間分解能に優れ、安定動作頻度の上限も  $1000 \text{ Hz/cm}^2$  と高い。CSC は  $2.0 < |\eta| < 2.7$  の領域で使用され、図 2.25 で示すように MDT と同様に Large 部と Small 部で交互に 8 つずつ並んでいる。

1 つの CSC は  $\eta, \phi$  を測定する層を 4 枚重ねた構造であり、各層は R 方向に並んだワイヤーとそれに垂直もしくは平行に並んだストリップで構成されている (図 2.26)。時間分解能は 1 層あたり約  $7 \text{ ns}$ 、 $\text{Ar} : \text{CO}_2 = 8 : 2$  の混合ガスを使用してガスの封入体積を小さくすることで中性子の検出感度を抑えている。中性子の検出感度を抑えているのは、陽子陽子衝突においては大量の中性子が



生成されており、また中性子は安定であるため測定中は検出器に常に中性子が到来しているためである。

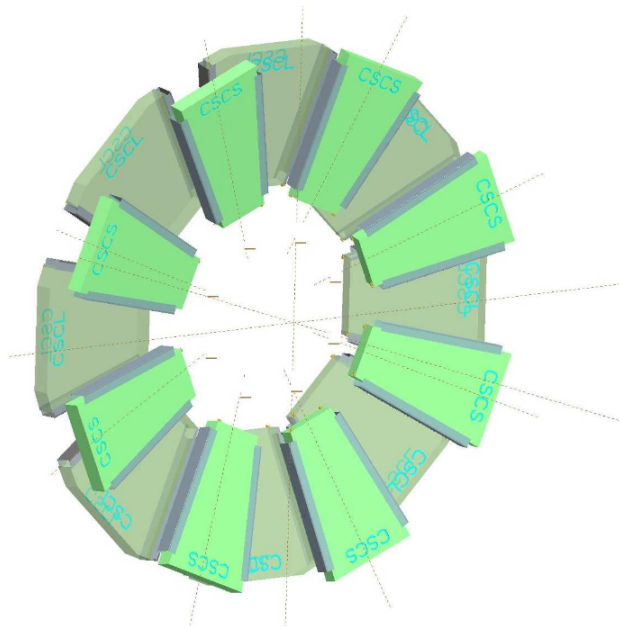


図 2.25: CSC 配置図 [16]

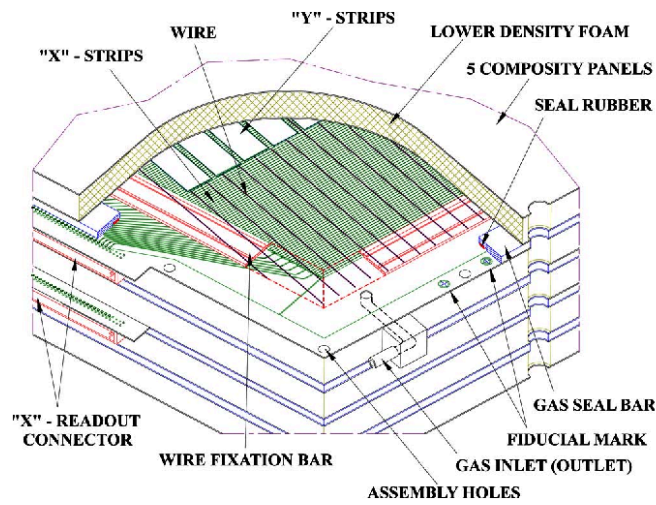


図 2.26: CSC 断面図 [16]

## 第 3 章

# ATLAS トリガーシステム

### 3.1 ATLAS トリガーシステム

ATLAS 実験ではバンチが 40 MHz で衝突しており、そのすべての事象を保存することは記憶容量、および事象再構成の計算リソースの問題で不可能である。そのため、トリガーを用いて物理的に興味のある事象かを判定して保存するかどうかを決定している。トリガーシステムは電子、ミューオン、光子、ジェット、 $E_T^{miss}$  といった物理オブジェクトを基本にしており、それぞれの物理オブジェクトを再構成してその運動量やエネルギーにしきい値を設定することでトリガー判定を行っている。物理オブジェクトを複数再構成しそれらを組み合わせてトリガーしたほうがトリガー効率やトリガー頻度は良くなる。しかし複数オブジェクトを再構成する分必要となる計算量が増大し<sup>\*1</sup>、それをおこなうための計算機の数もしくは処理時間が必要となるため、基本的なトリガーに関しては単一物理オブジェクトに対するトリガーとなっている。しきい値が低いトリガーに関してはそのままだとトリガー頻度が高くなりすぎてしまい、全体の許されるトリガー頻度をそれらが占めてしまう。そのため、しきい値の低いトリガーはプリスケールしてしきい値を満たした事象のうち一部を保存するか、複数条件を組み合わせることで頻度が上がりすぎないようにしている。

トリガーシステムは大きく分けて 2 段階に分かれており、初段でハードウェアベースに大まかなトリガー判定を行う初段トリガー (L1) と、ソフトウェアベースに精密に判定を行うハイレベルトリガー (HLT) と呼ばれている。L1 トリガーによってまず頻度を 40 MHz から約 100 kHz、HLT によってそこから約 2 kHz まで削減している。L1 が物理オブジェクトが存在すると思われる領域である RoI (Region of Interest) を発行し、各 RoI に対してその付近の検出器情報を読みだして HLT が実行される。ATLAS では常に複数のトリガーが並列で走っており、一部の段階では同一処理をしているものも数多く存在している。そのため HLT ではトリガーアルゴリズムが細かく分かれており、それらを段階的に組み合わせて使用することで同一処理を複数回行わず、計算資源の使用を抑えている。このようなトリガーアルゴリズムをトリガーチェーンと呼ぶ。また、トリガーで保存された事象に対するオフライン解析では全検出器の情報を使用して精密に全粒子を再構成する。

---

\*1 複数オブジェクトを再構成する際に最も計算量が増大する要因は、検出器情報を読み出す範囲を全領域に広げることである。

## 3.2 ミューオントリガーアルゴリズム

物理オブジェクトのうちミューオンを対象とするトリガーをミューオントリガーと呼ぶ。ミューオントリガーはミューオンの高い透過力を活かして検出器の最外層にミューオン検出器を設置することで、効率よくミューオンの同定を行うものである。ミューオンはレプトンであるため電磁相互作用と弱い相互作用をおこなう。そのため、そのミューオントリガーは物理にとって重要なトリガーである。一例としては `mu26_livarmedium` と呼ばれるトリガーは 26 GeV 以上のミューオンが孤立していることを要求しており、 $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  といったイベントはこのトリガーを使用して保存される。2.4.5 小節で述べたように、ミューオン検出器において応答速度が早い検出器 (バレル領域では RPC, エンドキャップ領域では TGC) のみが L1 トリガーで使用される。L1 トリガーはミューオンが存在すると思われる領域である RoI を出力し、HLT はその RoI 付近の検出器情報を読みだして各 RoI につき 1 つのミューオンを再構成する。HLT はさらにその内部で 3 段階に分かれている。まず L2MuonSA (L2 Muon Stand Alone トリガー)\*2 がミューオン検出器の情報のみを使用して  $p_T$  を計算する。次に L2muComb (L2 Muon Combined トリガー) で内部飛跡検出器 (ID) で再構成された飛跡と組み合わせるより精密にミューオンの  $p_T$  を計算する。最後に EF (Event Filter) で全検出器の情報を使用して、オフライン解析と同様の手法でミューオンを再構成する。ミューオントリガーアルゴリズムの流れの簡単な模式図を図 3.1 に示す。

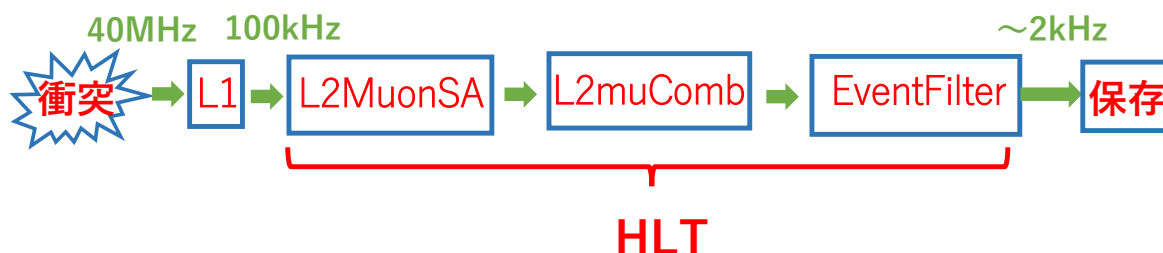


図 3.1: ミューオントリガーアルゴリズム概念図

各トリガーチェーンは飛跡を再構成する Fex (Feature EXtraction)、その飛跡再構成から得られた横運動量に対してしきい値を設定し、しきい値以下のものを落とす Hypo (Hypothesis) の段階からなる。本論文ではバレル領域での L2MuonSA アルゴリズムに関する改善を行ったため、以下ではバレル領域での L2MuonSA での再構成の流れをより詳細に述べる。バレル領域での L2MuonSA アルゴリズム内では、

1. RPC ヒットの取得
2. ロードの決定
3. スーパーポイント (SP) の決定
4. ミューオン飛跡の再構成
5. 横運動量しきい値の判定

の順に再構成を行っている。以降でこれらの各段階について説明していく。

\*2 L1 の次の段階という意味で L2 と呼ばれる。

## 3.3 ミューオン高速再構成アルゴリズム

### 3.3.1 RPC ヒットの取得

まず初めに L1 トリガーから入力された RoI 情報をもとにその周囲の RPC ヒットを取得する。図 3.2 は現行の検出器での RoI の配置を示している。また、図 3.3 はバレル領域での RoI サイズを示している。バレル領域では RoI サイズは典型的に  $\Delta\eta, \Delta\phi = 0.1$  (エンドキャップ領域では  $\Delta\eta, \Delta\phi \simeq 0.02$ ) であり、その中心から  $|\Delta\eta| < 0.1$  かつ  $|\Delta\phi| < 0.1$  の範囲の RPC ヒットを取得する。この際の取得してくる範囲を以降  $\Delta_{RPC}$  と呼ぶ。この条件は一般に隣接 RoI の中心付近までの RPC ヒットを取得することに対応している。これは境界付近を通過するようなミューオンに対してのトリガー効率を低下させないためである。

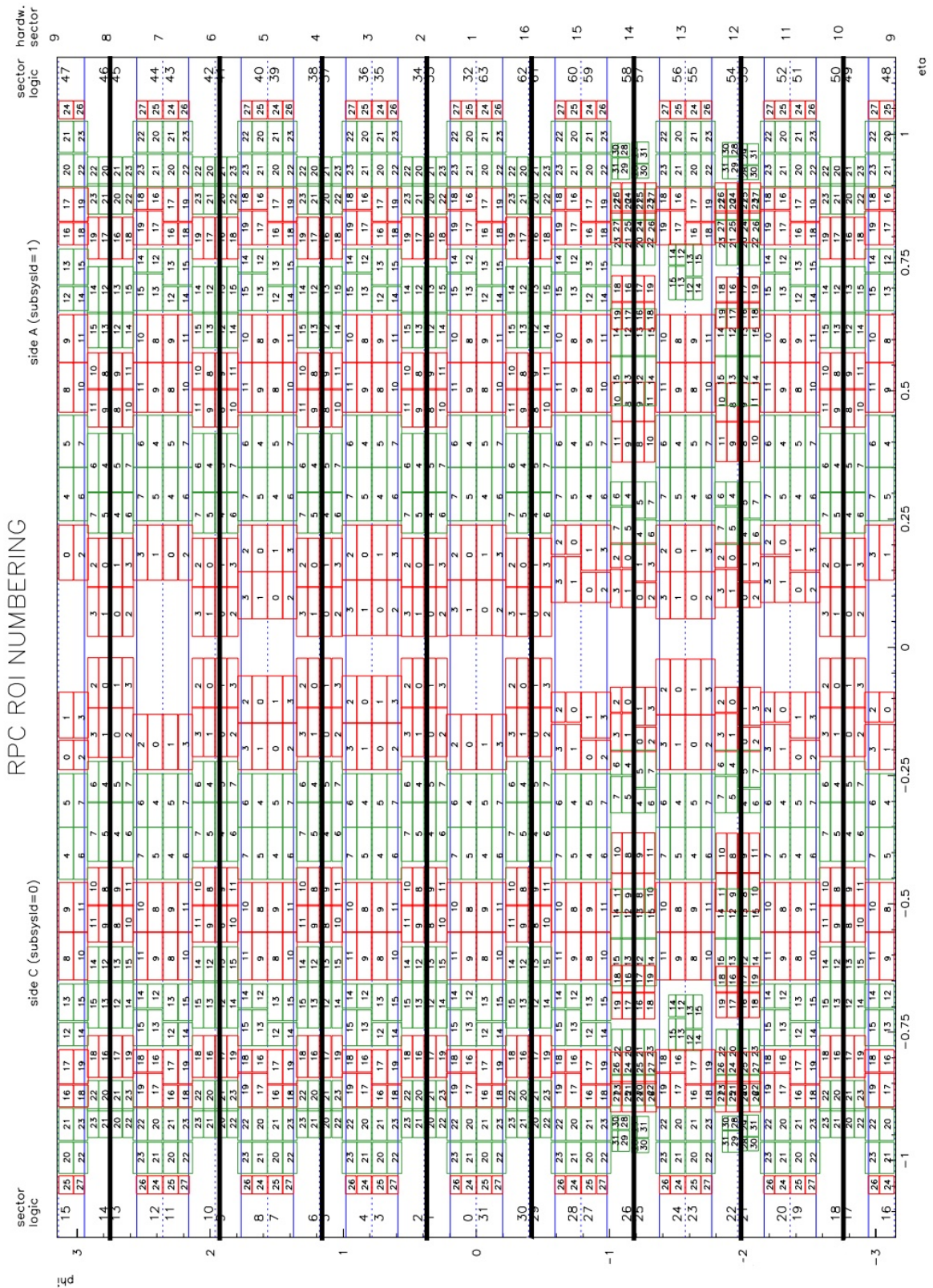
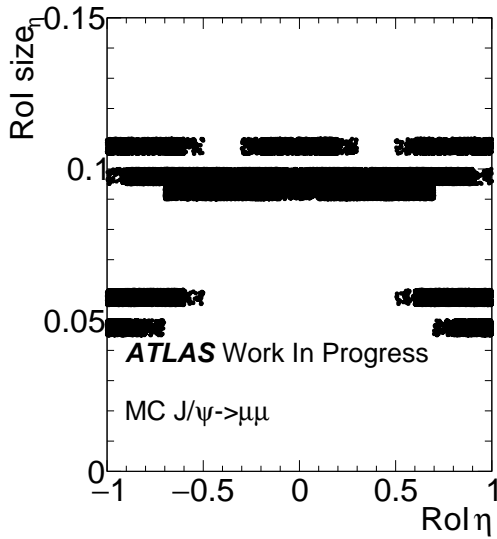
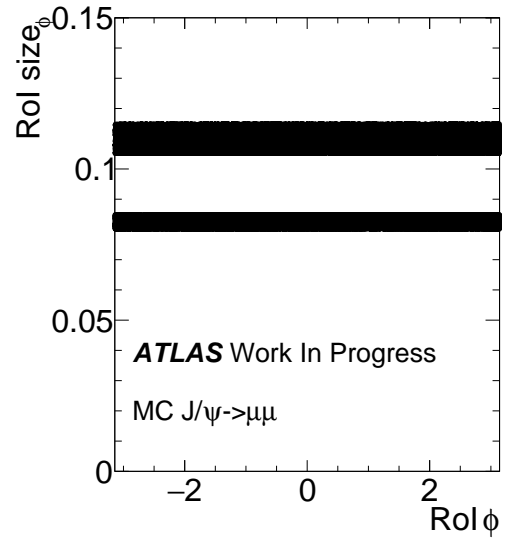


図 3.2: RoI 配置図: 横軸が RoI  $\eta$ 、縦軸が RoI  $\phi$  を表す。 $\eta > 0$  を A-side,  $\eta < 0$  を C-side と呼ぶ。各ブロックは RoI を示しており、RoI の数字は各セクター (左端・右端の数字) 内で RoI に割り振られた数字 (RoI Number) を示している。RoI の切り欠けは図 2.14 でのミューオン検出器の配置によるものであり、 $\eta \sim 0$  付近や  $|\eta| \sim 0.75$  付近に検出器が存在しない領域がある。



(a)  $\eta$  方向での RoI サイズ



(b)  $\phi$  方向での RoI サイズ

図 3.3: バレル領域での RoI サイズ

### 3.3.2 ロードの決定

バレル領域でミューオンを再構成するには MDT の情報を使用するが、RoI 中心から一定範囲の MDT ヒットを取得した場合、隣接 RoI との境界付近を通過したミューオンの MDT ヒットを十分取得できなかつたり、他の粒子の飛跡やノイズの影響を大きく受ける可能性が考えられる。それらの非効率を避けるため、まず 3.3.1 小節で取得した RPC ヒットを使用して飛跡を粗く再構成し、その周囲 (ロード) を定義する。その後、そのロードの周囲の狭い範囲 ( $\Delta_{RPC}$  以内) の MDT ヒットを取得して再構成する。ロード候補には直線でフィットされた粒子の飛跡らしいものが選ばれる。複数候補が存在する場合には RPC ヒットの数が多い候補が採用される。ロードを決定する例を図 3.4 に示す。



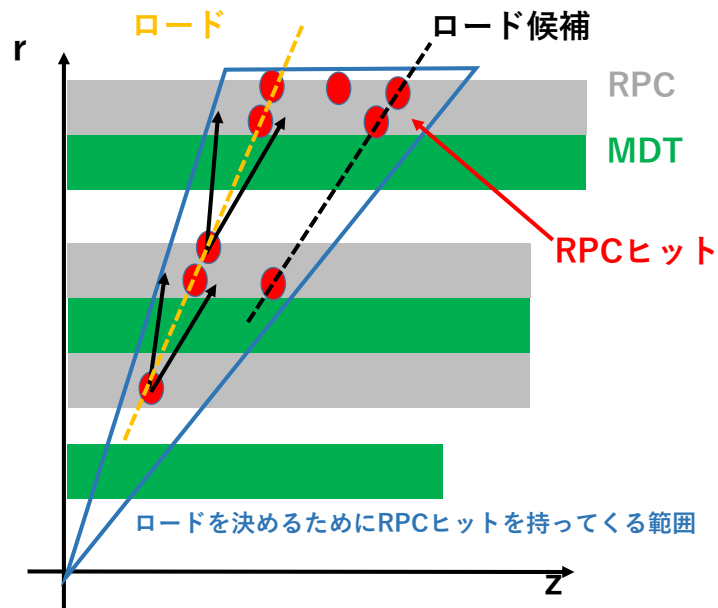
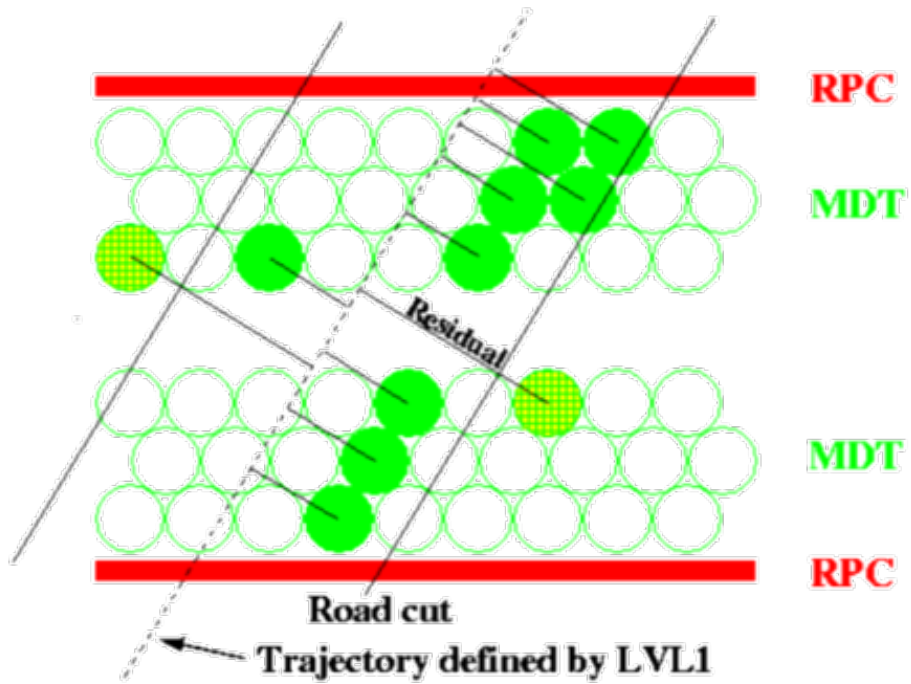


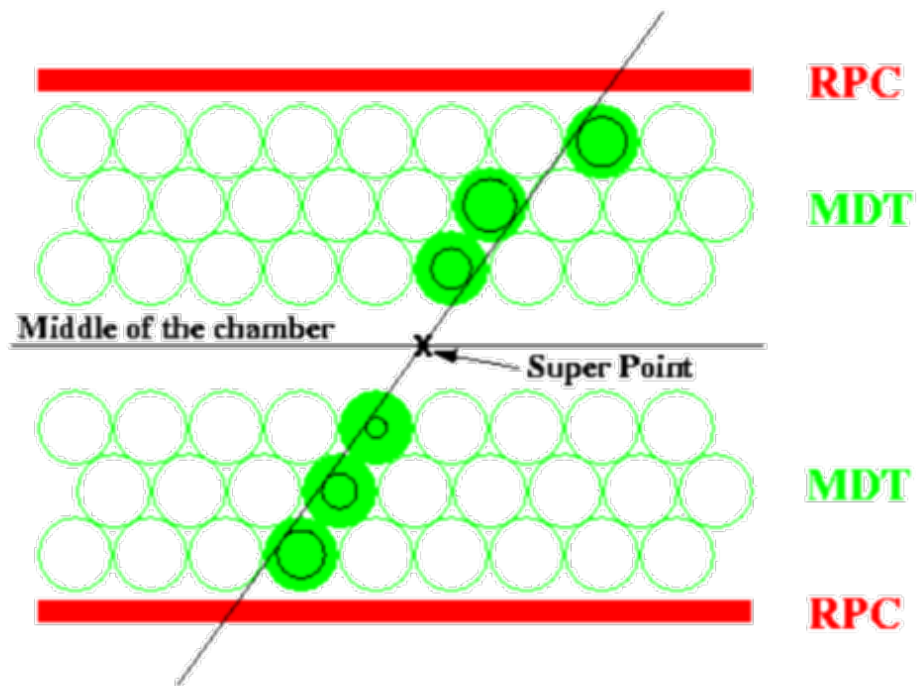
図 3.4: ロードの決定: 基準となる RPC を 1 つ選び、そこから傾き ( $=\frac{z}{r}$ ) が一定範囲の RPC ヒットを取得する。基準となる RPC ヒットによって複数候補が存在する場合 (黒点線)、RPC ヒットの数が多い左の候補が採用され、橙点線のロードに決定する。

### 3.3.3 スーパーポイントの決定

スーパーポイント (SP) は、ミューオンの飛跡の傾きと通過位置の情報を合わせたものである。決定の流れの模式図を図 3.5 に示す。



(a)MDT ヒット選択



(b)MDT ヒットの直線フィット

図 3.5: スーパーポイント決定の流れ [23]

まず初めに 3.3.2 小節で定義されたロードから一定範囲の MDT ヒットを取得する。次に、取得した MDT ヒットのドリフト円の接線をつなぐことで通過ミューオンの飛跡を再構成する。バレル領域では直線フィットした直線のうち最も  $\chi^2$  が小さいものをその Station でのミューオンの飛跡とする。エンドキャップ領域ではノイズや  $\delta$ -ray の影響を抑えるため、 $\chi^2$  を計算する際にヒット点を 1 点抜いて  $\chi^2$  が小さくなる場合、その点をミューオン由来以外のヒットとして除いて飛跡



を再構成する。再構成する際、フィットした直線と MDT チェンバーの中心の交点を SP の位置、フィットした直線の傾きを SP の傾き、 $r$  軸との交点を SP の切片とする。

### 3.3.4 ミューオン飛跡の再構成

バレル領域では SP から磁場によるミューオンの曲率半径 ( $R$ ) を計算し、曲率半径と  $p_T$  の相関から  $p_T$  を高速で計算する。SP は必ずしも 3 つ再構成されず、SP の数に応じて曲率半径の計算方法が異なる。SP が 3 つの場合は SP をつなぐような円フィットを行い、その半径を計算する。SP が 2 つの場合は内部飛跡検出器でかけられた磁場で  $r-z$  平面に対してミューオンが曲がらないことを仮定する。そして、原点から Inner Station までつないだ直線に接して残りの SP を通るような円フィットを行い、その半径を計算する。SP が 1 つの場合は  $p_T$  を計算することができない。

エンドキャップ領域では角度情報を用いて  $p_T$  を計算する。いくつかの角度情報が用いられるが、1 例として  $\alpha$  を紹介する。 $\alpha$  は Middle Station での SP の傾きと原点と Middle Station での SP を結んだ直線の傾きとの角度差で定義される (図 3.6)。

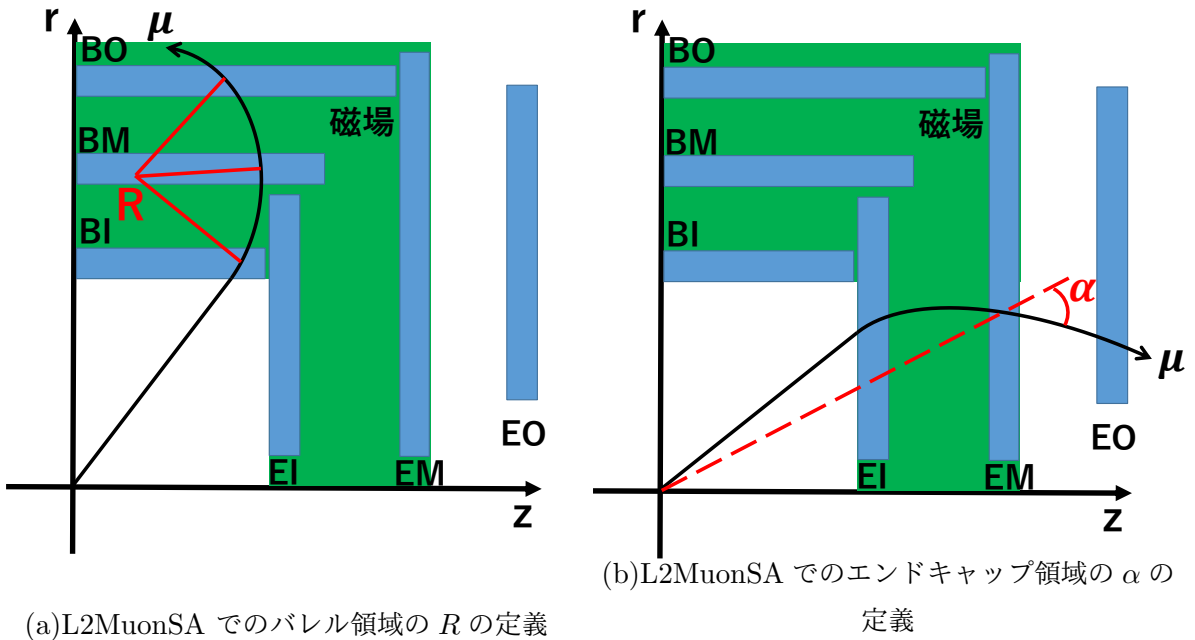


図 3.6: L2MuonSA での  $R$ ,  $\alpha$  の定義

ミューオン検出器にかけられた磁場は  $\eta - \phi$  平面によって異なるが、電荷, sector(Large, Small, Large Special, Small Special),  $\eta, \phi$  に対して分けた領域内ではミューオンの  $p_T$  と曲率半径や  $\alpha$  には強い相関がある。そのため、事前にデータで各領域での  $p_T$  と  $R$  (エンドキャップ領域では  $1/p_T$  と  $\alpha$ ) との相関図を作成する。相関図に対して、バレル領域では  $p_T = AR + B$  (エンドキャップ領域では  $\alpha = A(\frac{1}{p_T}) + B(\frac{1}{p_T})^2$ ) を満たすような関数でフィットして  $A$  と  $B$  を各領域で Look-Up Table(LUT) として保存しておき (図 3.7)、実際にトリガー内では領域に対応する  $R(\alpha)$  を用いて LUT から求めることで  $p_T$  を高速で計算している。

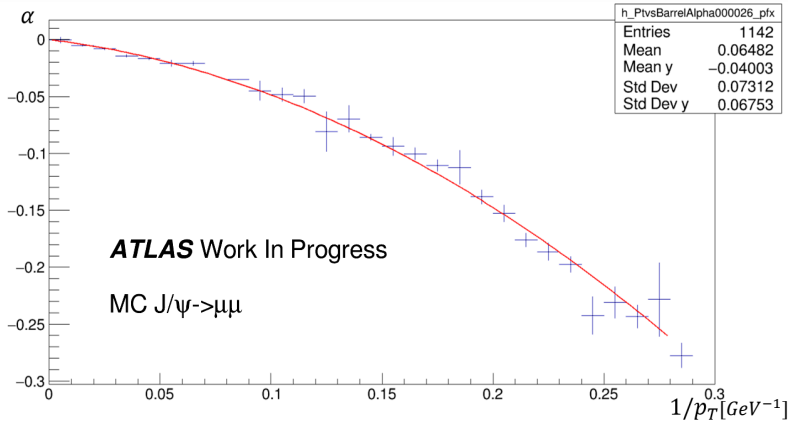


図 3.7: LUT 作成時のフィット例

実際には、LUT を作成する際にはバレル領域では Large, Small, Large special, Small special の各セクターに対して  $\eta$  方向に 30 分割、 $\phi$  方向に 30 分割の合計 900 分割に領域を分割している。

また、Large special の ATLAS 検出器を支える脚の部分の領域で L2MuonSA での横運動量分解能が低下していることを確認した。これにより、Hypo で落とされるイベントが増加してトリガー効率が低下している。この原因が、LUT を作成する際に  $\phi$  方向の非対称性を考慮せずに Large special 領域を重ね合わせたためであることが分かった。調査及び改良方法については、付録 A で詳細を説明する。

### 3.3.5 横運動量しきい値の判定

各トリガーチェーンでは横運動量しきい値が設定されており、前述の手順で求めた粒子の横運動量に対してしきい値を超えていればトリガーを通過する判定を行っている。横運動量しきい値は、トリガーの横運動量分解能を考慮して実際に対象としている横運動量よりも低い値に設定している。一例として mu26\_ivarmerium は 26 GeV 以上のミュオンを対象としているが、L2MuonSA の段階での横運動量しきい値は約 20 GeV に設定している。

## 3.4 2 ミューオントリガーアルゴリズム

2 ミューオントリガーとはその名の通りある横運動量しきい値を超えた 2 ミューオンを要求するトリガーである。1 ミューオントリガーに比べて 2 つミュオンを要請しているため頻度は低く、その分より低い  $p_T$  しきい値で頻度が高くなりすぎずにトリガーすることが可能である。2 ミューオントリガーで取得される粒子の典型的な例として  $J/\psi$  がある。 $J/\psi$  は B 中間子のタグに使用され、崩壊して生成されるミュオンの  $p_T$  は典型的に小さいため、B 物理に対して 2 ミューオントリガーは重要なトリガーである。

2 ミューオントリガーの問題点として、検出器の境界等を通じた際に複数の検出器に 1 ミューオンがヒット情報を残し、誤って同一ミュオンが 2 ミューオンとして再構成される場合がある。これにより 1 ミューオンによって 2 ミューオントリガーの頻度が増加してしまうのを避けるため、2 ミューオントリガーでは 2 ミューオンが同一であるかどうかを判定し、同一である場合には片方

を落とす Overlap Remover(OvRm) と呼ばれるアルゴリズムを使用している。(図 3.8)

Overlap Remover は 2 ミューオンが Hypo を通過した際に適用され、2 ミューオンの電荷が等しい、 $M_{\mu\mu}$ (2 ミューオンで計算した不変質量) が 0.001 GeV 以下、 $\Delta R_{\mu\mu}$ ( $\eta-\phi$  平面での 2 ミューオン間の距離) が 0.001 以下である条件を満たした場合に同一ミューオンであると判定する。これによって 2 ミューオントリガーの頻度が増加しすぎないようにしているが、一部の 2 ミューオンイベントも落としてしまっていることが知られている。その原因について 3.6 節で詳しく述べる。その前に、この非効率を定量的に評価するためのトリガー効率の算出法について 3.5 節で述べる。

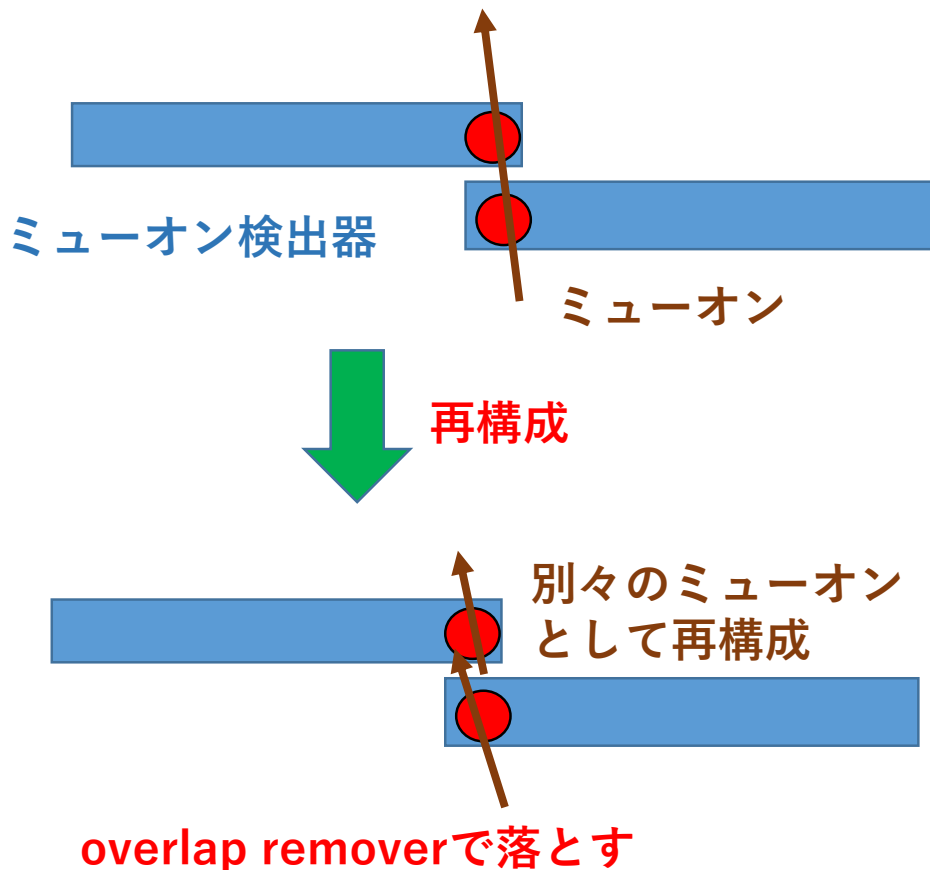


図 3.8: Overlap Remover の目的

### 3.5 トリガー効率の算出方法

トリガーの効率を評価する際に、本論文内では 2 つの手法を用いる。1 つ目はオフライン情報を使用し、2 ミューオントリガーを通過することが期待されるイベントのうち実際に通過したイベント数の割合からトリガーの効率を評価する手法である。今回は  $HLT\_2\mu 4(p_T > 4\text{ GeV}$  のミューオンが 2 つ存在することを要求) と呼ばれるトリガーチェーンでの性能を評価するため、 $HLT\_2\mu 4$  トリガーチェーンを通過するイベントとして

条件 1 オフラインで 4 GeV 以上のミューオンが 2 個以上存在すること

条件 2 L1 の段階で  $p_T > 4\text{ GeV}$  のミューオンが 2 つ存在すると判定

を要請した。これらの条件を通過したイベントのうち、対象とするトリガーの段階を通過するかどうかでトリガー効率を見積もる。

そのため、例えば L2MuonSA でのトリガー効率  $\varepsilon_{L2MuonSA}$  は

$$\varepsilon_{L2MuonSA} = \frac{(\text{条件 1}) \cap (\text{条件 2}) \cap \text{L2MuonSA 通過}}{(\text{条件 1}) \cap (\text{条件 2})} \quad (3.1)$$

で表される。この手法の問題点として、トリガー効率の算出に用いることができるのは実験でトリガーによって取得された事象のみであり、取得データを使用してトリガーの効率を評価した場合実際の効率よりも高く見積もられてしまう。

2 つ目は Tag & Probe と呼ばれる手法である。前述したバイアスを避けるため、まず 1 ミューオントリガーで取得された事象の中から  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$  や  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  事象を選別する。これらの事象で生成された 2 ミューオンのうちトリガーで取得されたと考えられるもの、つまりトリガーミュオンとオフラインミュオンがマッチしたものを Tag ミュオンとし、もう片方 (トリガー取得の際に信号として用いたミュオンとは限らない) を Probe ミュオンとする。その場合、課せられる条件としては

条件 3 Tag ミュオンが EF まで通過

条件 4 Probe ミュオンが対象のトリガーの段階の直前まで通過 (e.g. L2MuonSA のトリガー効率を見積もる場合 L1 通過を要請)

とする。Probe ミュオンを使用してトリガー効率を見積もることにより、実験でトリガーによって取得されたというバイアスなくトリガー効率を見積もることができる。これにより、例えば L2MuonSA でのトリガー効率  $\varepsilon_{L2MuonSA}$  は、

$$\varepsilon_{SA} = \frac{(\text{条件 3}) \cap (\text{条件 4}) \cap \text{Probe ミュオン L2MuonSA 通過}}{(\text{条件 3}) \cap (\text{条件 4})} \quad (3.2)$$

のように求められる。

また、今回評価したい対象事象は  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  かつ 2 ミューオンが近接しているものであるため、これ以降の解析及び性能評価の際には

1.  $2.7 < M_{\mu\mu} < 3.3 \text{ GeV}$
2.  $\Delta R_{\mu\mu} < 0.3$

を要請した。

これら 2 つの手法は前者を 2 ミューオントリガーの効率を見積もる際、後者を 1 ミューオントリガーの効率を見積もる際に使用した。2 ミューオントリガーの際に前者の手法を用いたのは、今回の目的が近接 2 ミューオン事象のうちどの程度の割合の事象で 2 ミューオンを区別できていないかを評価するためである。また、今回示すトリガー効率は L1 トリガーの効率を考慮せず、トリガー各段階のトリガー効率を L1 トリガーとの比として示したものである。このように求めたトリガー効率を今後 relative trigger efficiency と表記する。

### 3.6 現行の 2 ミューオントリガー性能とその問題点

図 3.9 は現行の 2 ミューオントリガー効率のバレル領域とエンドキャップ領域での比較を示している。この図より、2 ミューオントリガー効率はエンドキャップ領域に比べてバレル領域で低下しており、主に L2MuonSA Overlap Remover で低下していることがわかる。

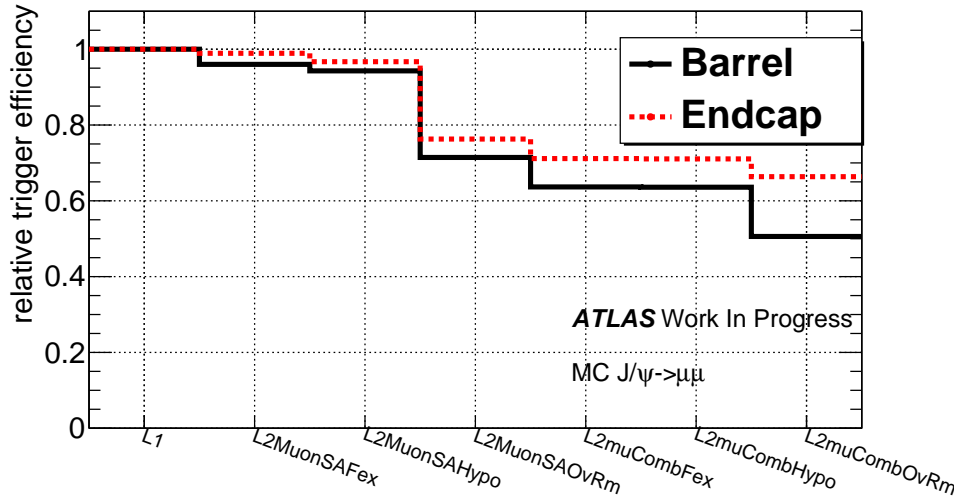


図 3.9: 現行の 2 ミューオントリガー効率のバレル領域とエンドキャップ領域での比較: 横軸はミューオントリガーシステムの各段階を表し、左から順に L1 トリガー、L2MuonSA Fex(飛跡を再構成して  $p_T$  計算)、L2MuonSA Hypo( $p_T$  にしきい値をかけて保存するか決定)、L2MuonSA OvRm(2 ミューオンに対して同一ミューオンか判定)、muComb Fex、muComb Hypo、muComb OvRm。縦軸はトリガーの各段階でのトリガー効率を示す。

図 3.10 に現行の 2 ミューオントリガー効率の  $\eta$  依存性を示す。L2MuonSA Overlap Remover のトリガー効率は  $0.5 < |\eta| < 1$  で特に低下していることがわかる。

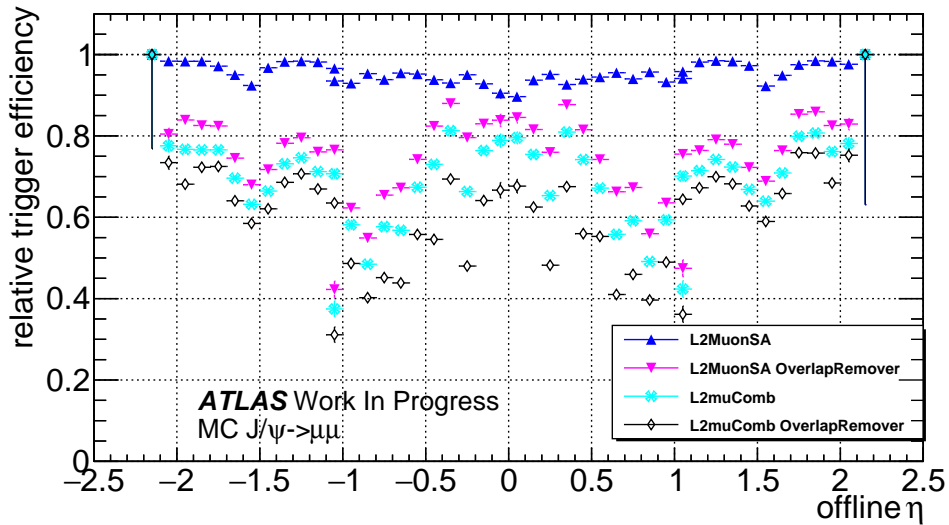
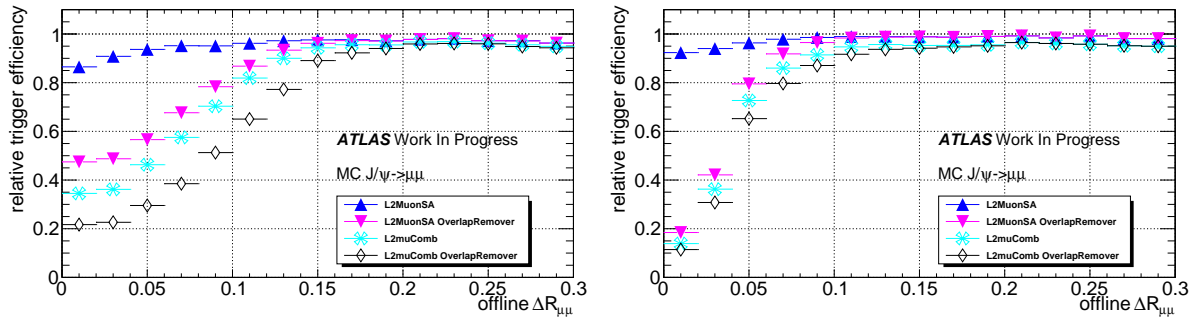


図 3.10: 現行の 2 ミューオントリガー効率の  $\eta$  依存性: 横軸はオフラインでの  $\eta$ 。縦軸はトリガーの各段階でのトリガー効率を示す。トリガー効率の  $\eta$  方向に対する構造は RoI サイズや検出器の違いによって表れていると考えられる。

図 3.11 はバレル領域とエンドキャップ領域での 2 ミューオントリガー効率の  $\Delta R_{\mu\mu}$  依存性である。エンドキャップ領域と比較した場合、バレル領域では  $0.05 < \Delta R_{\mu\mu} < 0.1$  の範囲で L2MuonSA Overlap Remover の段階でトリガー効率がより低下していることがわかる。これはバレル領域での RoI のサイズに近づいているためであると考えられる。また、図 3.12 はバレル領域とエンドキャップ領域での 2 ミューオントリガー効率の  $p_T$  依存性を示している。これはミューオンの  $p_T$  が高くなった際には 2 ミューオンがブーストして生成されており、2 ミューオンが近接して識別しにくくなっていることを示している。図 3.13 はバレル領域とエンドキャップ領域での

2 ミューオントリガー効率の L1  $\Delta R_{\mu\mu}$  依存性を示している。L1 での  $\Delta R_{\mu\mu}$  が小さい場合は RoI が隣接している割合が増加するためトリガー効率が低下することを示している。

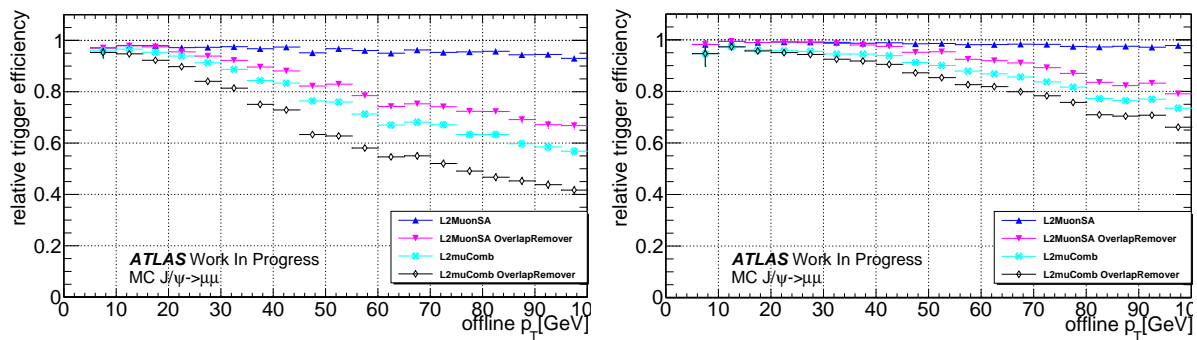
このように 2 ミューオンのうち、それらの距離が近いものを close-by muon と呼ぶ。そのようなミューオンペアの主な原因は  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$  や  $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  のような形で対生成されたミューオンペアがブーストされたものだと考えられる (図 3.14)。これらは 3.4 節で示したように  $B$  物理といった例で重要となる。



(a) Barrel 領域での 2 ミューオントリガー効率の  $\Delta R_{\mu\mu}$  依存性

(b) Endcap 領域での 2 ミューオントリガー効率の  $\Delta R_{\mu\mu}$  依存性

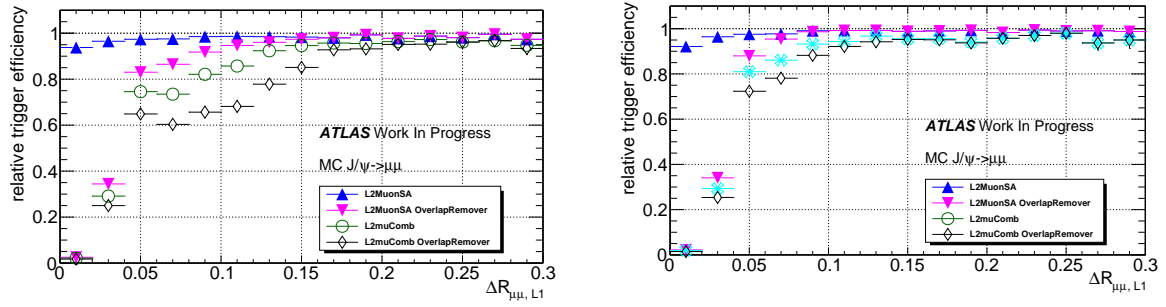
図 3.11: 現行の 2 ミューオントリガー効率の  $\Delta R_{\mu\mu}$  依存性



(a) Barrel 領域での 2 ミューオントリガー効率の  $p_T$  依存性

(b) Endcap 領域での 2 ミューオントリガー効率の  $p_T$  依存性

図 3.12: 現行の 2 ミューオントリガー効率の  $p_T$  依存性



(a) Barrel 領域での 2 ミューオントリガー効率の L1  $\Delta R_{\mu\mu}$  依存性 (b) Endcap 領域での 2 ミューオントリガー効率の L1  $\Delta R_{\mu\mu}$  依存性

図 3.13: 現行の 2 ミューオントリガー効率の L1  $\Delta R_{\mu\mu}$  依存性

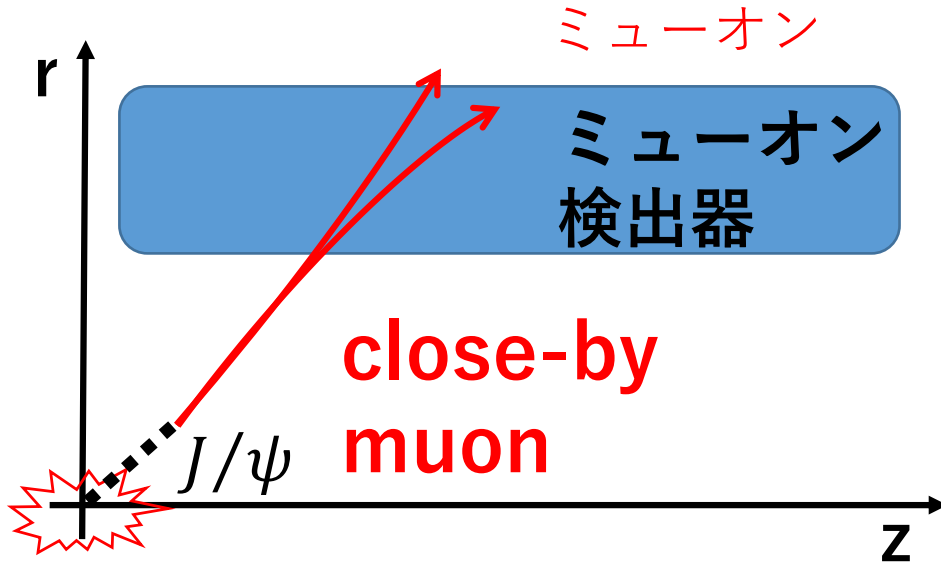


図 3.14: close-by muon 模式図

本研究ではこのような近接 2 ミューオン事象のトリガー効率を向上するアルゴリズムを開発した。第 4 章で近接 2 ミューオンの際に RPC ヒットを取得する範囲を狭めることによる効率向上を行った。また、第 5 章では、muComb の段階での Overlap Remover でトリガー効率が低下することについて、その原因を探った。

### 3.7 トリガー性能評価の際の使用 dataset

本研究では close-by muon でのトリガーの性能を調査するため、 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  のみの終状態の close-by muon を多く含む (ブーストされたミューオンペアを多く含む) シミュレーションサンプルを使用した。図 3.15 は使用 dataset の横運動量と 2 ミューオン間の距離を示している。高運動量の近接 2 ミューオンが多い dataset であることを示している。そのほか、図 3.16、図 3.17 に使用 dataset の基礎的なパラメータの分布を示す。使用イベント数は約 16 万イベントである。

また、本研究で行った 2 ミューオントリガー効率の改善のためのトリガーアルゴリズムへの変更に対し、一般に 1 ミューオントリガー効率への影響を評価するために  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$  event のシミュ



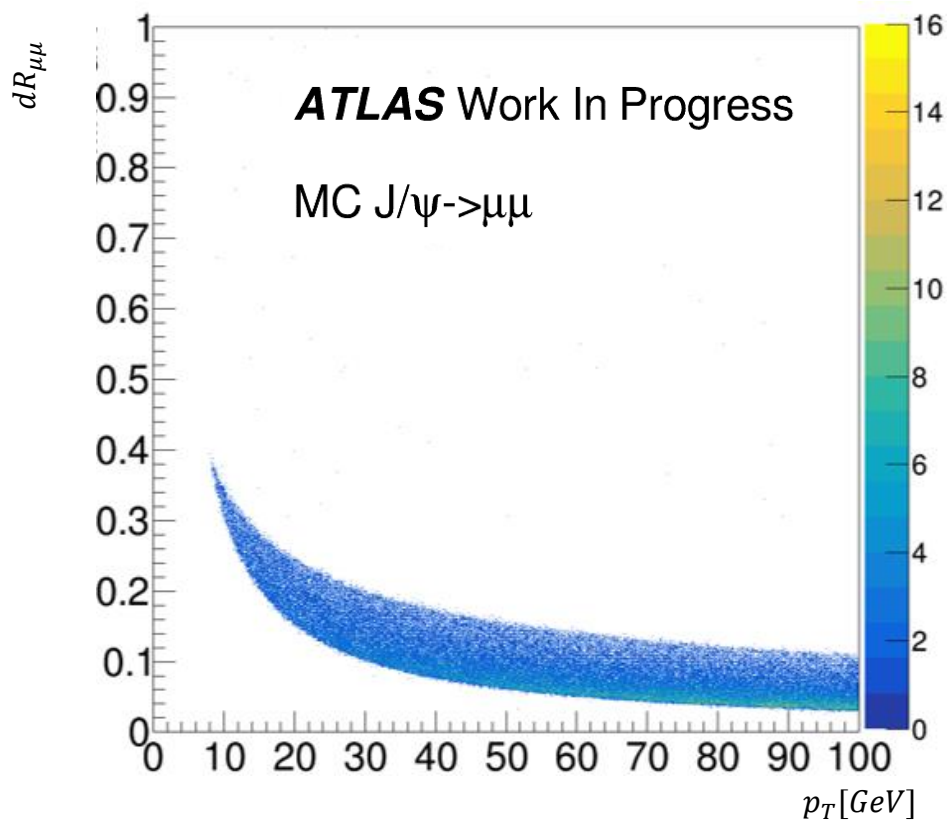


図 3.15: 使用 dataset に含まれるミュオンの横運動量とミュオン間距離の相関: 横軸は最も運動量が高いミュオンの横運動量、縦軸は 2 ミュオン間の距離を示している。

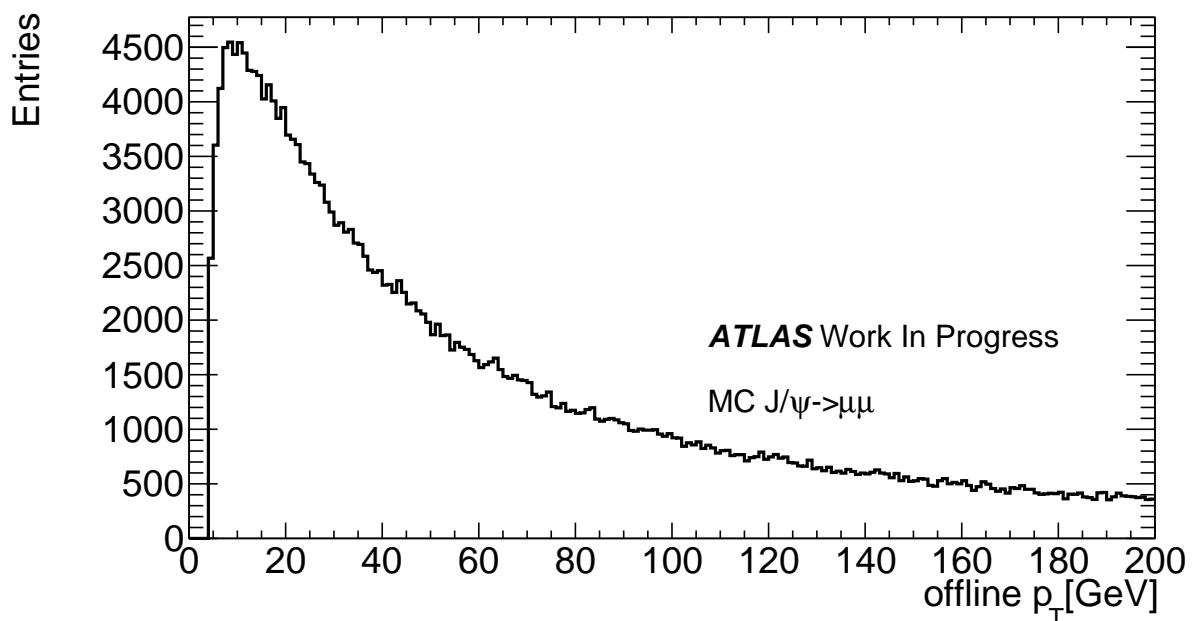


図 3.16: 使用 dataset に含まれるミュオンの横運動量分布

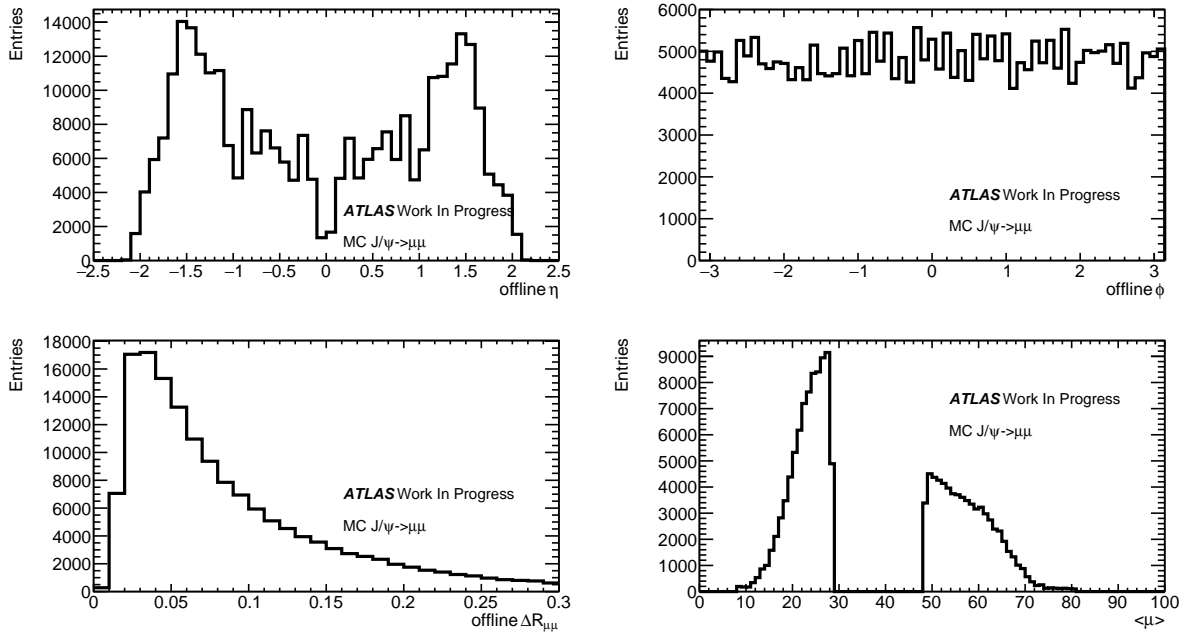


図 3.17: 使用 dataset に含まれるミューオンの  $\eta$ ,  $\phi$ ,  $\Delta R_{\mu\mu}$ ,  $\langle\mu\rangle$  分布:  $\langle\mu\rangle$  に関しては、 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$  のシミュレーションサンプルに対して、別にシミュレーションされたパイルアップが小さい場合と大きい場合の検出器ヒット情報を加えている。そのため、パイルアップが小さい領域と大きい領域に分かれている。

レーションサンプルも使用した。図 3.18、図 3.19 に使用  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$  サンプルの基礎的なパラメータの分布を示す。

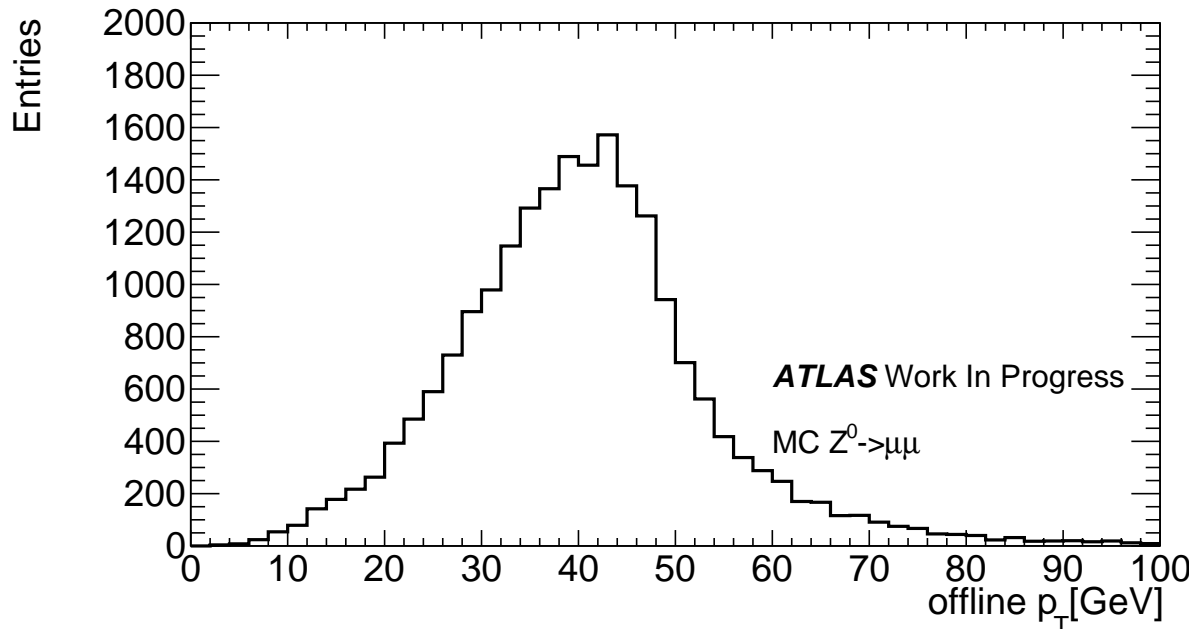


図 3.18:  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$  サンプルのミューオン横運動量分布

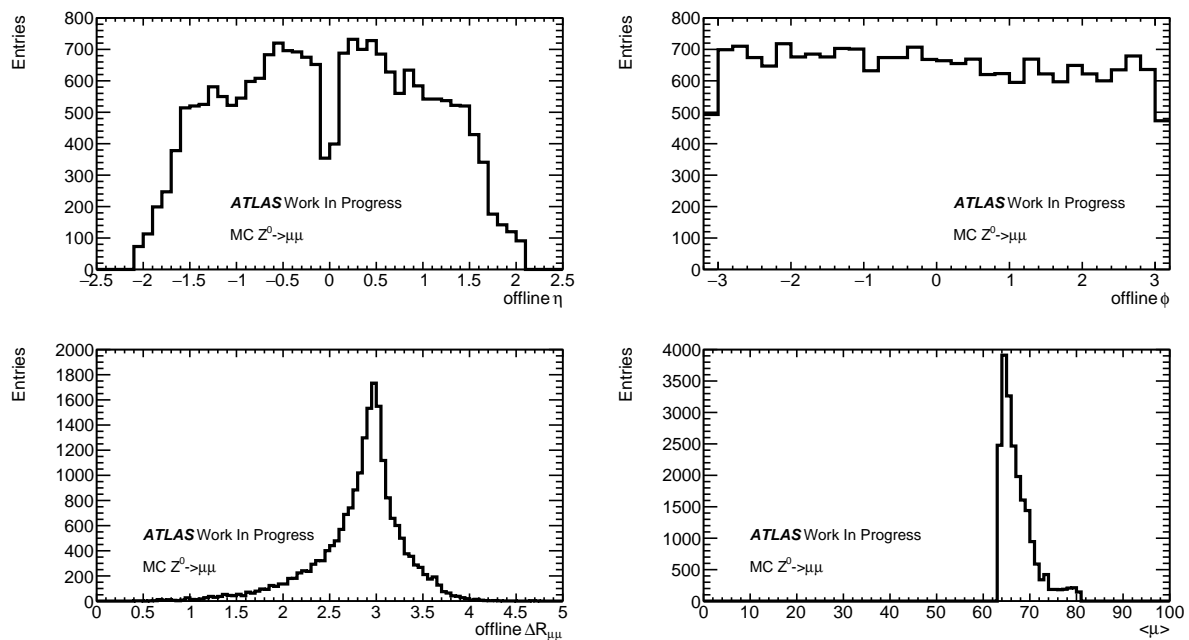


図 3.19:  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$  サンプルのミューオン  $\eta$ ,  $\phi$ ,  $\Delta R_{\mu\mu}$ ,  $\langle \mu \rangle$  分布

## 第 4 章

# ミュオン検出器を用いた 2 ミュオン ントリガーの効率改善

### 4.1 2 ミュオントリガー非効率の原因

#### 4.1.1 RoI 周囲の RPC ヒット取得

L2MuonSA Overlap Remover で落ちるイベントの原因を調べてみたところ、L1 では 2 つのミュオンそれぞれで異なる RoI を発行しているにもかかわらず、それらが近接しているため L2MuonSA のロードが同一になってしまっていることが分かった。これについてその原因を詳しく述べる。

図 4.1 は近接した 2 ミュオンがある事象の RoI, RPC ヒット, および再構成されたミュオンの位置を  $\eta - \phi$  平面上で見たものの一例である。この図より、オフラインミュオンが 2 つ存在しそれぞれの近くに RoI が再構成されていることがわかる。これは L1 トリガーの段階では 2 ミュオンが区別できていることを表している。一方ロードは両 RoI に対して同一の位置に再

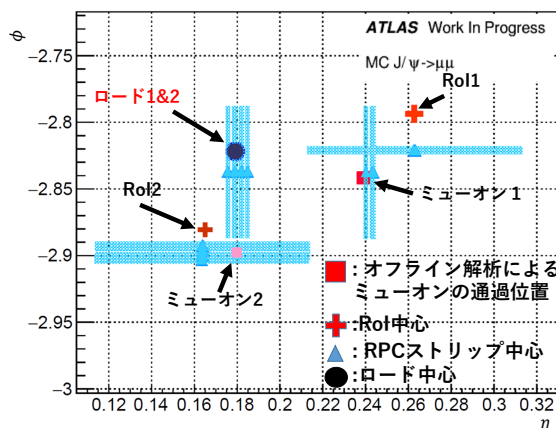


図 4.1: バレル領域での Middle ステーションにおけるミュオン検出器とトリガー情報: 水色線は信号が観測された RPC ストリップ、四角はそれぞれオフラインで再構成されたミュオンの位置、赤十字は L1 トリガーで再構成された RoI の中心、丸はそれぞれ L2MuonSA アルゴリズムで決定されたロード位置を示す。重なった青丸と黒丸は同一位置にロードが 2 本決定されたことを示している。このプロットは RPC2 に存在するレイヤー 2 層のヒット情報を重ね合わせて表示している。

構成されている。その結果、同一 MDT ヒットを使用して同一ミューオンを再構成し、最終的に L2MuonSA Overlap Remover で落ちたことがわかる。

この非効率性は 2 つのロードを決定する際に 3.3.1 小節で述べた RPC ヒットの取得方法と 3.3.2 小節で述べたロードの決定方法に問題があると考えられる。現行の L2MuonSA アルゴリズムでは RoI に対して  $\Delta_{RPC}$  の範囲に存在する RPC ヒットを全て取得し、それらのヒットを用いてロードを決定して最終的にミューオンの飛跡を再構成するが、 $\Delta_{RPC}$  は RoI に対して大きめにとられており、隣接した RoI の RPC ヒットまで取得してしまう場合もある。その場合、それぞれの RoI が取得した RPC ヒットに重複が存在し、その中からもっともよいロードを選択する際に、最もヒット数の多いロードを最良のロードと定めるために、両方の RoI に対して同一 RPC ヒットを用いたロードを選択してしまう。その結果、それぞれの RoI に対して同一ロードが再構成される。

#### 4.1.2 RoI サイズの位置依存性

図 3.2 に示したように現行の検出器において RoI サイズは  $\eta$  によって異なっており、 $\eta$  が大きい領域ではサイズが小さくなっている。しかし、現行の L2MuonSA アルゴリズムでは  $\Delta_{RPC}$  の値は一定に設定されており、 $\eta$  が大きい領域では特に隣接する RoI の RPC ヒットを取得してしまう。これは 3.6 節で示した現行のトリガー効率が低下している領域と一致しており、トリガー非効率の原因の一つであると考えられる。

3.3.1 小節で示したように、 $\Delta_{RPC}$  は 0.1 に設定されている。図 4.2 はロード決定の際の  $\Delta_{RPC}$  の模式図である。これを見ると、 $\Delta_{RPC}$  は隣接 RoI の中心付近まで取得するほど大きくなっていることがわかる。これは、ミューオンが RoI の境界付近を通過した際に隣接 RoI に存在する RPC ヒットもできる限り損失なく取得するためである。これにより 1 ミューオンのトリガー効率は向上するが、close-by muon のように隣接 RoI にもミューオンが存在する場合には RPC ヒットの共有が起き、同一ロードが再構成される。

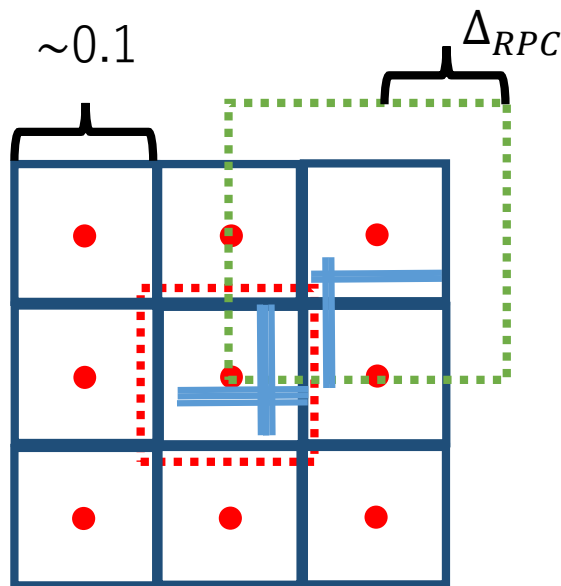


図 4.2:  $\Delta_{RPC}$  サイズの詳細図: 左図は RPC ヒット取得の際の  $\eta - \phi$  plot で、青枠は RoI サイズ、緑点線は現行の  $\Delta_{RPC}$  サイズ、赤点線は  $\Delta_{RPC} = 0.07$  に狭めた際の例を示している。

## 4.2 RPC ヒット取得範囲の最適化によるトリガー効率の改善

### 4.2.1 トリガー効率の RPC ヒット取得範囲依存性

まず、 $\Delta_{RPC}$  を 0.1 から 0.07, 0.05 に狭めた際に RPC ヒットの共有が起きにくくなり、トリガー効率が向上するかを確認した。

図 4.3 はトリガーの各段階での現行のトリガー効率と  $\Delta_{RPC}$  を狭めた際のトリガー効率の比較を示している。これを見ると  $\Delta_{RPC}$  を狭めたことで L2MuonSA Overlap Remover でのトリガー効率が約 10% 向上したことがわかる。また、 $\Delta_{RPC} = 0.07$  と  $\Delta_{RPC} = 0.05$  を比較した際に、わずかに  $\Delta_{RPC} = 0.05$  のほうがトリガー効率が向上している。

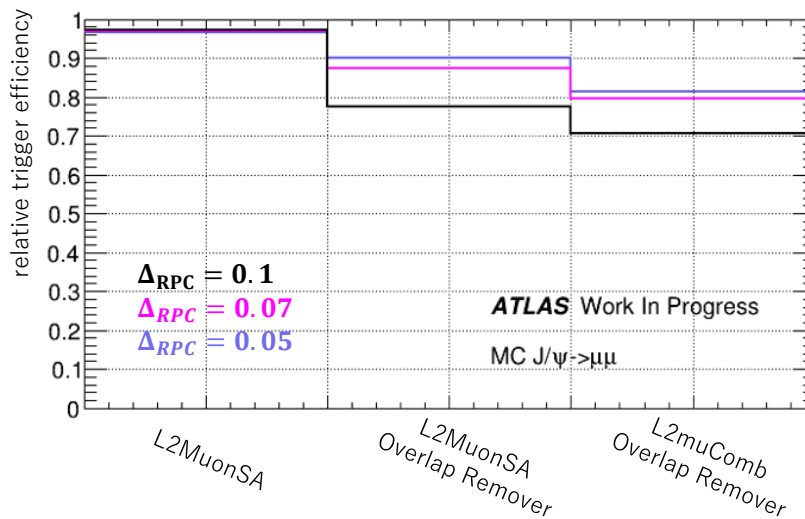
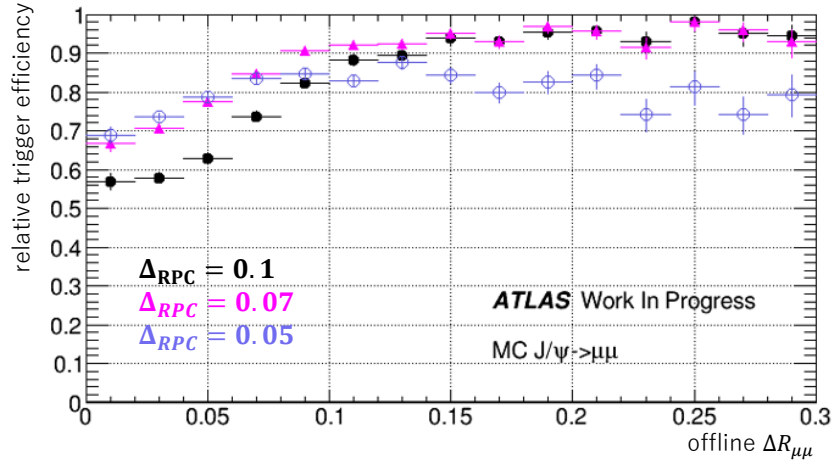
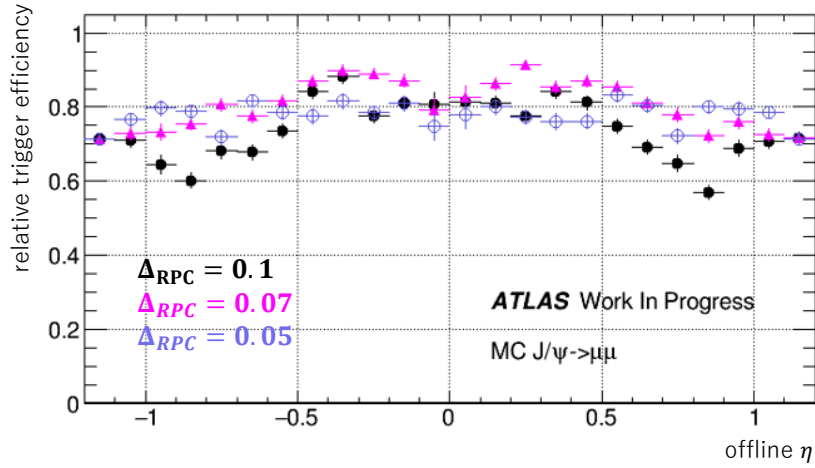


図 4.3:  $\Delta_{RPC}$  変更による 2 ミューオントリガー効率改善

図 4.4 は  $\Delta_{RPC}$  変更による 2 ミューオントリガー効率改善と  $\Delta R_{\mu\mu, \eta}$  の相関を示している。 $\Delta_{RPC}$  を狭めることで  $\Delta R_{\mu\mu}$  が小さい領域 (close-by muon) で特にトリガー効率が向上している。しかし、 $\Delta_{RPC} = 0.05$  では  $\Delta R_{\mu\mu} > 0.1$  でのトリガー効率が現行より低下しており、これは 1 ミューオントリガー効率の低下が影響していると考えられる。また、 $|\eta|$  に対してトリガー効率は大きく変化していたが、 $\Delta_{RPC}$  を狭めることで一定になっている。 $|\eta| > 0.5$  の領域では  $\Delta_{RPC} = 0.05$  で最もトリガー効率が向上しているが  $|\eta| < 0.5$  の領域では現行より低下していることが確認できる。これは、 $\eta$  領域で RoI サイズが異なり、 $|\eta| < 0.5$  の領域では RoI サイズが大きいため狭めすぎて境界付近の RPC ヒットが取得しにくくなっているからと考えられる。



(a)  $\Delta_{RPC}$  変更による 2 ミューオントリガー効率改善と  $\Delta R_{\mu\mu}$  の相関



(b)  $\Delta_{RPC}$  変更による 2 ミューオントリガー効率改善と  $\eta$  の相関

図 4.4:  $\Delta_{RPC}$  変更による 2 ミューオントリガー効率改善の相関

以上の結果から、 $|\eta| < 0.5$  の領域で RoI サイズが 0.1 であることを考慮すると、 $\Delta_{RPC} \cong \text{RoI サイズ}/2 + 0.02$  に設定することで 2 ミューオンのトリガー効率が最も向上すると考えられる。

## 4.2.2 dynamic $\Delta_{RPC}$

4.2.1 小節で示したように、 $\Delta_{RPC}$  を狭めることで一般的にトリガー非効率性は改善する。しかし一律に狭めた場合、RoI サイズが大きい領域では RoI サイズに近くなり RoI 境界付近での 1 ミューオンのトリガー効率が低下する。そのため、全領域で効率を最大化するためには RoI サイズに応じて  $\Delta_{RPC}$  を異なる値で設定する必要がある。このような可変  $\Delta_{RPC}$  を今後 dynamic  $\Delta_{RPC}$  と呼ぶ。

$$\text{dynamic } \Delta_{RPC} = \frac{\text{RoI サイズ}}{2} + X \quad (4.1)$$

4.2.1 小節の結果から、RoI サイズに対して  $X \cong 0.02$  と考えられる。そのため、 $X = 0.01 \sim 0.03$  まで試し、各トリガーステップでのトリガー効率の変化、および効率の  $\Delta R_{\mu\mu}$ ,  $\eta$  依存性を見た。



図 4.5 は dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による  $X = 0.01 \sim 0.03$  までの各条件でのトリガー効率を示す。これを見ると、 $X = 0.025$  以上で L2MuonSA Overlap Remover でのトリガー効率は現行より低下しており、これは 2 ミューオンの識別能力が向上せず、1 ミューオンのトリガー効率が低下したためであると考えられる。また、 $X = 0.01 \sim 0.02$  では現行、 $\Delta_{RPC} = 0.07$  いずれの場合よりもトリガー効率の向上が確認できる。

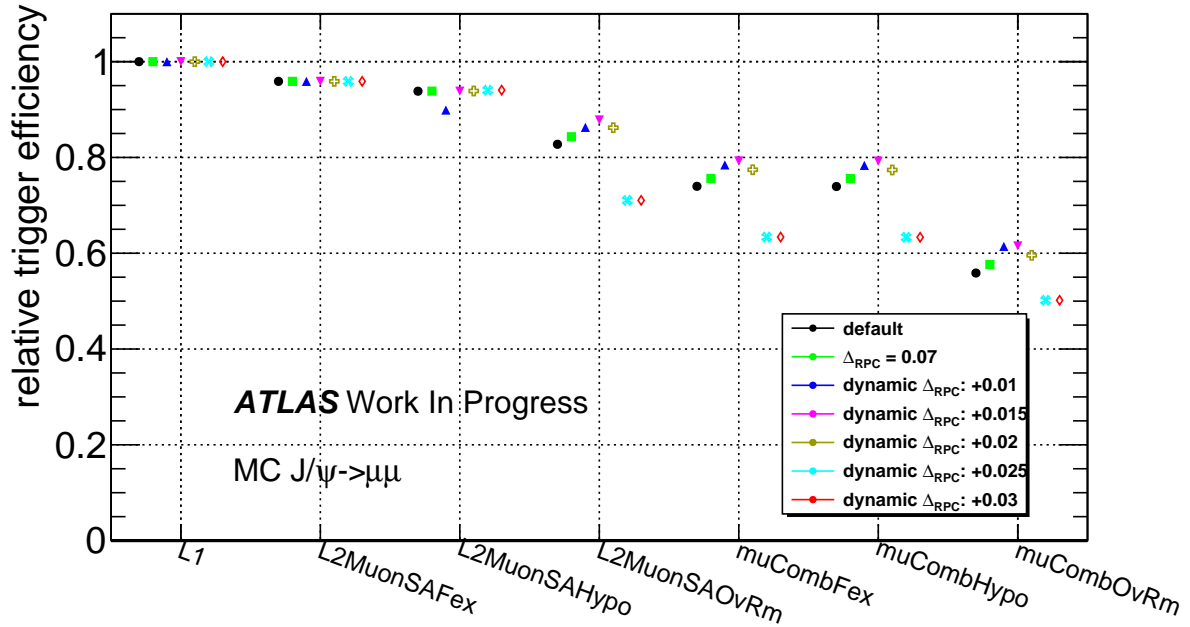
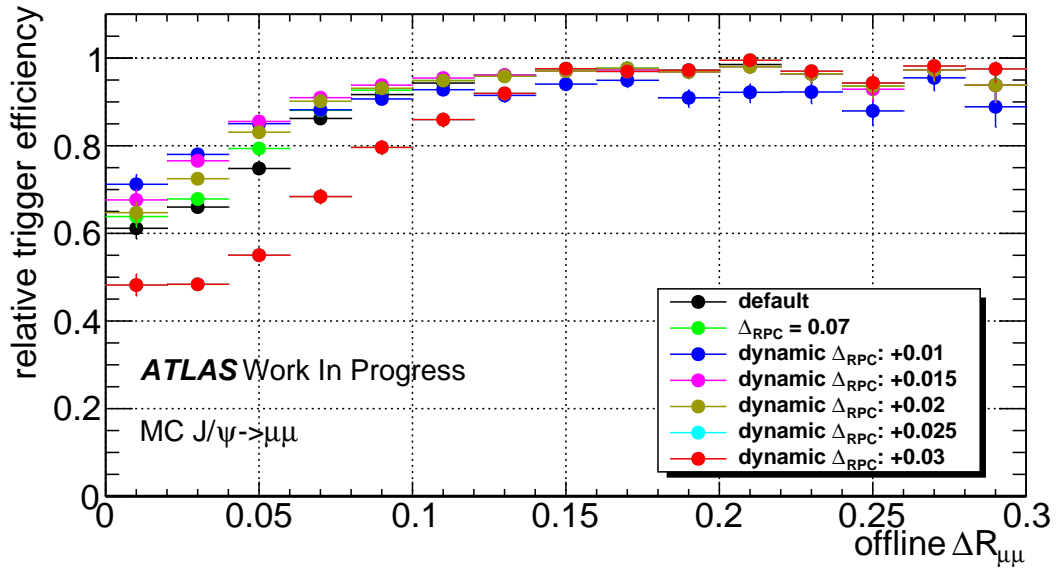
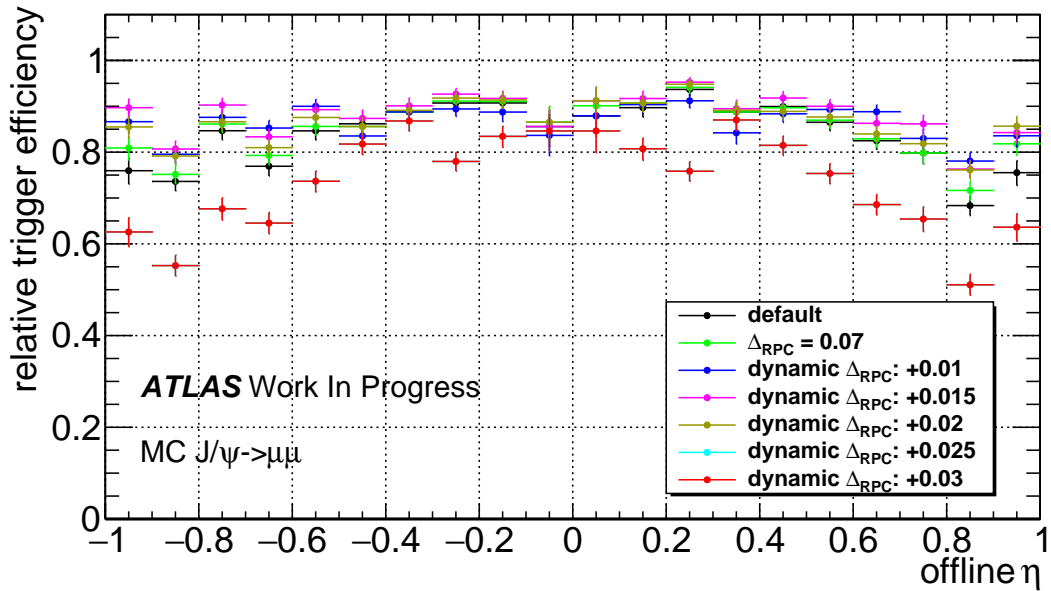


図 4.5: dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 2 ミューオントリガー効率の変化

図 4.6 は dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 2 ミューオントリガー効率の  $\Delta R_{\mu\mu}, \eta$  依存性を示している。 $\Delta_{RPC}$  を RoI サイズに近く設定した場合、 $\Delta R_{\mu\mu} \leq 0.1$  の領域で現行よりトリガー効率が向上しているが  $\Delta R_{\mu\mu} > 0.1$  の領域でのトリガー効率が現行より低下している。これは 1 ミューオントリガー効率の低下が影響しているためと考えられる。また、 $X = 0.03$  では  $\Delta R_{\mu\mu} \leq 0.1$  の領域で現行よりトリガー効率が低下している。



(a)dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 2 ミューオントリガー効率と  $\Delta R_{\mu\mu}$  の相関



(b)dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 2 ミューオントリガー効率と  $\eta$  の相関

図 4.6: dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 2 ミューオントリガー効率の相関

$X = 0.03$  の場合、 $|\eta| \geq 0.4$  の領域で特に現行に対してトリガー効率が低下している。 $|\eta| \geq 0.4$  と  $|\eta| \leq 0.4$  の 2 領域で異なるのは主に RoI サイズであり、 $|\eta| \geq 0.4$  で +0.03 に設定した場合隣接する RoI の中心付近まで含み、隣接 RoI 内のミューオンによる RPC ヒットを取得してしまう可能性が増加する。そのため、 $X = 0.03$  に設定することで  $|\eta| \geq 0.4$ 、 $\Delta R_{\mu\mu} \leq 0.1$  の領域でトリガー効率が低下すると考えられる。

以上の結果から dynamic  $\Delta_{RPC} : X = 0.02$  を最適とし、この条件で ATLAS トリガーに実装する予定である。

### 4.2.3 ルミノシティ増加状況でのトリガー効率の変化

2.1 節で述べたように、LHC は将来的に瞬間ルミノシティを現行に対して約 3 倍に増加させて運転する計画がある。これは、 $\langle\mu\rangle$  にして約 200 に相当する。この状況では 1 イベント当たりの検出器のヒット数も増加するため、再構成に使用するヒット情報にこれらパイルアップ事象も含まれ、再構成に失敗する可能性も増加すると考えられる。

本研究では再構成に使用する RPC ヒットを取得する領域を狭めており、 $\langle\mu\rangle$  の増加に対して強い可能性が考えられる。そのため、現行の LHC でシミュレーションされている  $\langle\mu\rangle \leq 80$  の範囲で  $\langle\mu\rangle$  に対するトリガー効率の依存性を調査した。

図 4.7 は dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 2 ミューオントリガー効率改善と  $\langle\mu\rangle$  の相関を示している。相関を見るために 1 次関数でフィットして確認したが、この範囲では傾きが小さく 2 ミューオントリガー効率との有意な相関は見られなかった。しかし、現在確認できた領域は HL-LHC に対して  $\langle\mu\rangle$  の低い領域であり、今後は HL-LHC で想定される  $\langle\mu\rangle$  と同一のシミュレーションにより、詳細に性能を評価する必要がある。

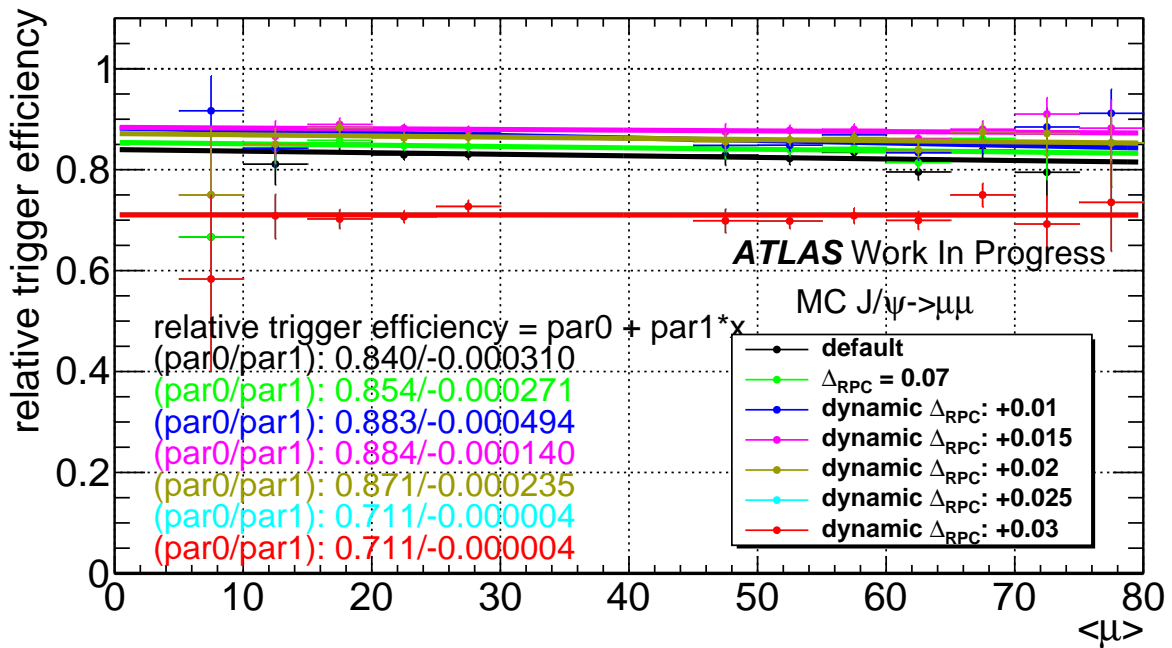
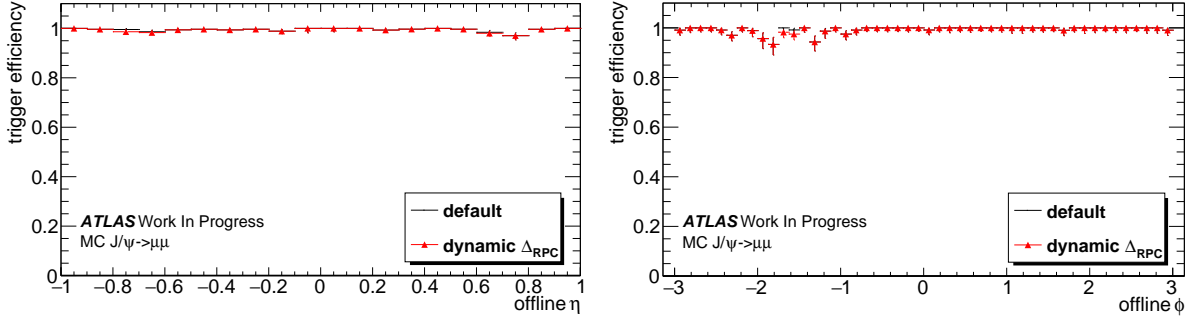


図 4.7: dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 2 ミューオントリガー効率改善と  $\langle\mu\rangle$  の相関

### 4.2.4 1 ミューオントリガー効率への影響

このアルゴリズムの改善をトリガーに実装する際に重要になるのが一般的な 1 ミューオントリガーでのトリガー効率である。これまでの性能評価は close-by muon に対する 2 ミューオントリガーで行われていたが、一般的に 1 ミューオンが入射した RoI に隣接する RoI にミューオンが入射していない場合、周囲の RPC ヒットは広く取得したほうがトリガー効率はよいと考えられる。そのため、本アルゴリズムの実装によって close-by muon 以外の一般的なミューオンに対してのトリガー効率が低下する可能性がある。

以上のことを確認するため、3.5節で説明した  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$  の Tag & Probe を使用した。図 4.8 にバレル領域での 1 ミューオントリガー効率と Probe ミューオンのオフライン  $\eta$ ,  $\phi$  との相関を示す。わずかに 1 ミューオントリガー効率が低下していることがわかる。また、特にトリガー効率が低下している領域は検出器を支える脚が存在している領域である。この領域での検出器の特殊な配置によってトリガー効率が低下していることが確認できる。



(a)dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 1 ミューオントリガー効率と  $\eta$  の相関 (b)dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 1 ミューオントリガー効率と  $\phi$  の相関

図 4.8: dynamic  $\Delta_{RPC}$  実装による 1 ミューオントリガー効率への影響

この方法によるトリガー効率の示し方には少し不備があり、RPC ヒットの取得範囲を一般に変更しているためタグミューオン自体のイベント数にも変化が生じている。それを踏まえて 1 ミューオントリガーを通過するイベント数から、 $\Delta_{RPC}$  を変更することによる効率の低下は約 0.01% だと見積もられる。これは十分無視できる範囲ではあるが、1 ミューオンのトリガー効率に影響があることが確認できたため、今回は隣接 RoI にもミューオンが存在する場合のみに dynamic  $\Delta_{RPC}$  を使用するように実装した。

#### 4.2.5 dynamic $\Delta_{RPC}$ アルゴリズムの実装

具体的に dynamic  $\Delta_{RPC}$  を用いるかを判定するために、隣接 RoI の判定は以下の通りとした。図 3.2, 3.3 で示したようにバレル領域での RoI サイズは典型的には  $\eta$  方向約 0.1,  $\phi$  方向約 0.1 または 0.08 である。今回 dynamic  $\Delta_{RPC}$  を実装する際には、RPC ヒットを取得する範囲に存在する RoI を隣接 RoI と定義する。その場合、RoI と RPC ヒットを取得する範囲の模式図 (図 4.9) のように、隣接する RoI のサイズが等しいと仮定した場合、隣接 RoI との距離は RoI サイズ + 0.02 以下である。この条件で隣接 RoI を定義した。

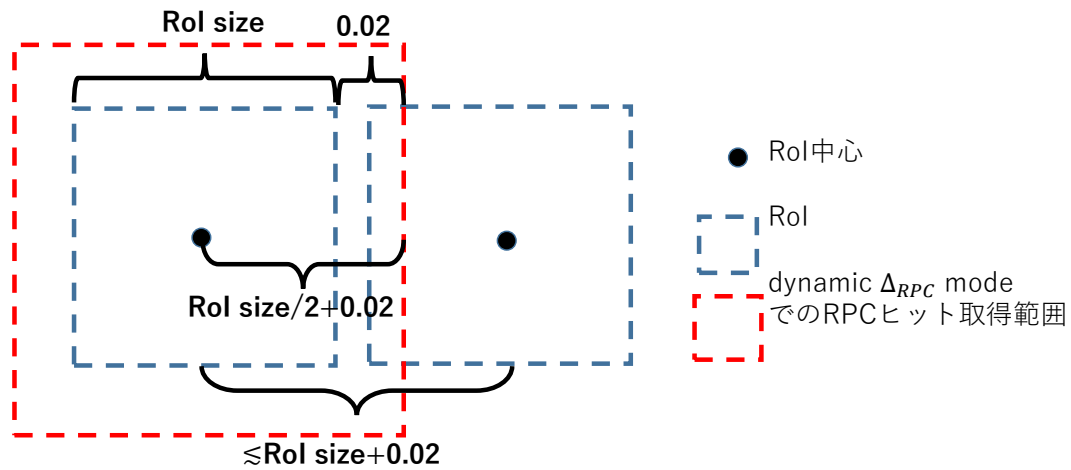


図 4.9: RoI size と RPC ヒット取得範囲の模式図

これにより、 $0.5 < |\eta| < 1$  に存在する、RoI size  $\simeq 0.05$  の領域 (feet chamber: 検出器を支える脚の部分の特殊な検出器) を除いて隣接 RoI の判定を行うことができた。feet chamber 周辺に関しては、1 ミューオントリガー効率に大きな影響がないこと (4.2.4 小節参照) を確認していること、現行のアルゴリズムで RoI サイズよりかなり広い範囲の RPC ヒットを取得してしまっていることから、今回はこの条件で実装した。

## 第 5 章

# 内部飛跡検出器を用いた 2 ミューオン トリガーの非効率

### 5.1 L2muComb での 2 ミューオントリガー非効率

図 4.5 で示したように、L2MuonSA Overlap Remover での 2 ミューオントリガーの改善は確認されたが、L2muComb でいまだにトリガー効率が低下している。その非効率は主に L2muComb Overlap Remover で起こっている。以下ではその原因について調査した。

#### 5.1.1 L2muComb Overlap Remover でのトリガー非効率の原因

L2muComb では L2MuonSA の飛跡を ID まで外挿し、運動量、 $\eta$ 、 $\phi$  から以下に示す方法でマッチングしたものを組み合わせてミューオンを再構成する。ID とミューオン検出器との飛跡のマッチングは  $\chi^2$  を計算し、それが最小となる組み合わせを採用する。 $\chi^2$  の計算は以下を用いる。

$$\chi^2 = \chi_{p_T}^2 + \chi_{\eta}^2 + \chi_{\phi}^2 \quad (5.1)$$

$$\chi_{p_T}^2 = \frac{\Delta(1/p_T)_{SA,ID}^2}{\sigma(1/p_T^{SA})^2 + \sigma(1/p_T^{ID})^2} \quad (5.2)$$

$$\chi_{\eta}^2 = \frac{\Delta\eta_{SA,ID}^2}{\sigma(\eta^{SA})^2 + \sigma(\eta^{ID})^2} \quad (5.3)$$

$$\chi_{\phi}^2 = \frac{\Delta\phi_{SA,ID}^2}{\sigma(\phi^{SA})^2 + \sigma(\phi^{ID})^2} \quad (5.4)$$

ID の横運動量、 $\eta$ 、 $\phi$  分解能はミューオン検出器の分解能に比べて非常によく、さらにミューオン検出器の飛跡を ID まで外挿しているため、ミューオン検出器のこれらの分解能は検出器の位置に比べると ID の位置での分解能がさらに悪い。そのため、ID のパラメータがより重視して計算される。例として横運動量分解能を図 5.1 に示す。

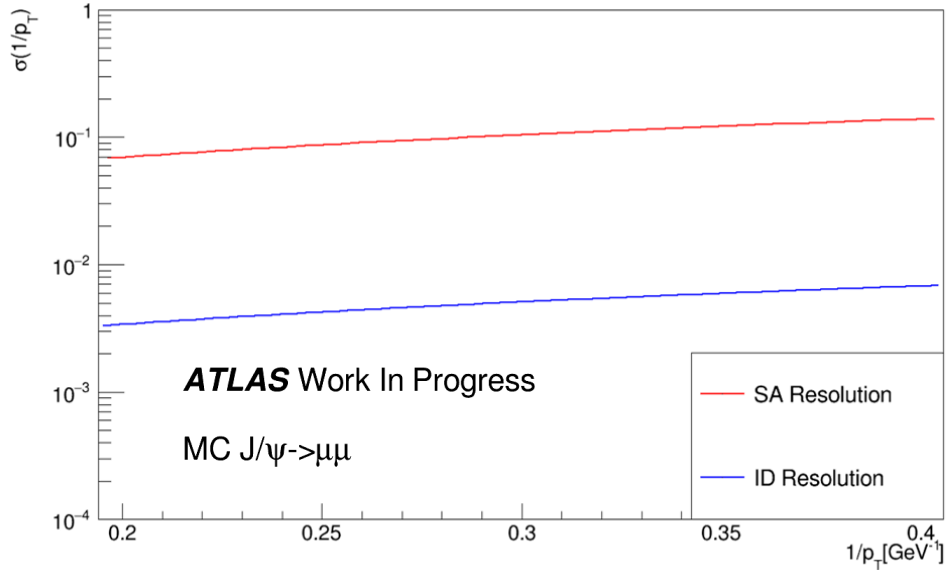


図 5.1: ミューオン検出器と内部飛跡検出器の  $1/p_T$  分解能の比較

このため、各変数は分解能で重みづけして求める。マッチしたミューオンから計算される L2muComb の運動量、 $\eta$ 、 $\phi$  の計算方法はそれぞれ (5.5), (5.6), (5.7) である。

$$\frac{1}{p_T^{L2muComb}} = \frac{\frac{1/p_T^{SA}}{\sigma^2(1/p_T^{SA})} + \frac{1/p_T^{ID}}{\sigma^2(1/p_T^{ID})}}{\frac{1}{\sigma^2(1/p_T^{SA})} + \frac{1}{\sigma^2(1/p_T^{ID})}} \quad (5.5)$$

$$\eta^{L2muComb} = \eta^{ID} \quad (5.6)$$

$$\phi^{L2muComb} = \phi^{ID} \quad (5.7)$$

L2muComb Overlap Remover で落ちる場合、ID でのミューオンの飛跡によって原因は 2 パターンに分けられる。1 つ目はそもそも正しい ID でのミューオンの飛跡が存在しない結果、同一の飛跡を使用してしまう場合である。また、2 つ目は正しい ID でのミューオンの飛跡が存在するが、 $\chi^2$  を計算した結果同一の飛跡を使用してしまう場合である。前者は ID の検出効率はミューオン検出器に比べて高く、起こる確率ははるかに小さい。そのため主な原因である後者に関して詳細に調査することにする。

### 5.1.2 L2muComb で使用する L2MuonSA 分解能評価

L2muComb マッチングの際に使用する  $\chi^2$  分布を図 5.2 に示す。この図より、 $\eta, \phi$  に比べて  $1/p_T$  はかなり  $\chi^2$  が大きくなっていることがわかる。



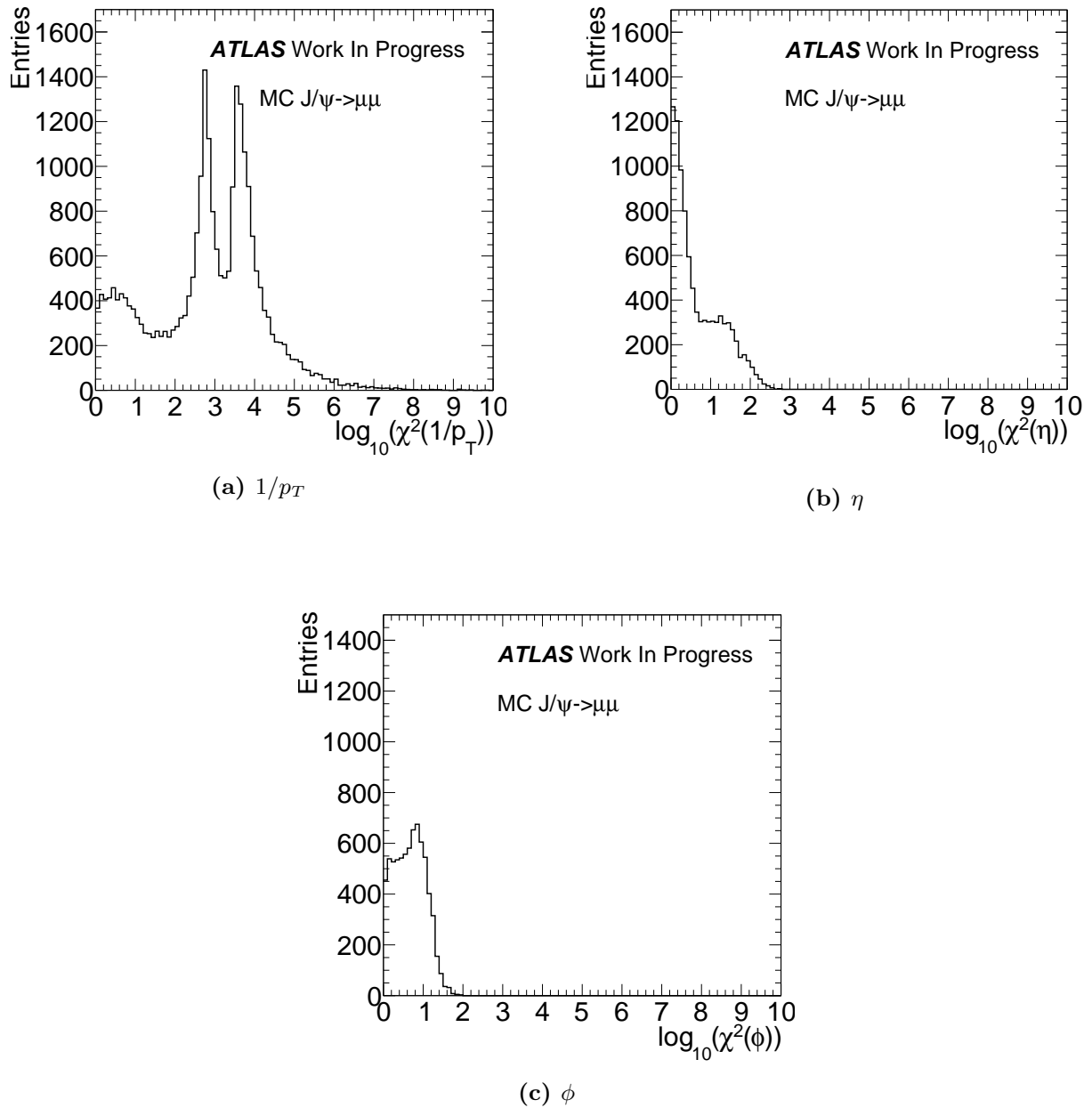


図 5.2: 広範囲での L2muComb マッチングの際の  $\chi^2$  分布: 横軸は各  $\chi^2$  の対数をとった値

図 5.3 は  $1/p_T$  と分解能の相関を示している。この相関より、高  $p_T$  になるにつれて分解能は急激に 0 に近づき、これにより  $\chi^2$  がかなり増大していることがわかる。実際にこの影響が現れるのはミューオンの  $p_T$  が 70 GeV 以上の領域であり、ミューオンの数は多くはない。しかし、高  $p_T$  のミューオンが生成されるような事象が新物理を期待される可能性が高いため、そのような領域で L2muComb マッチングに誤りが起きる割合はできるだけ減らしたい。そのため、将来的には L2MuonSA の  $p_T$  分解能を評価しなおし、より適切な分解能を見積もる必要がある。本研究では正しく各パラメータの分解能を見積もれていると思われる、 $\chi^2 < 50$  の範囲で評価を行った。

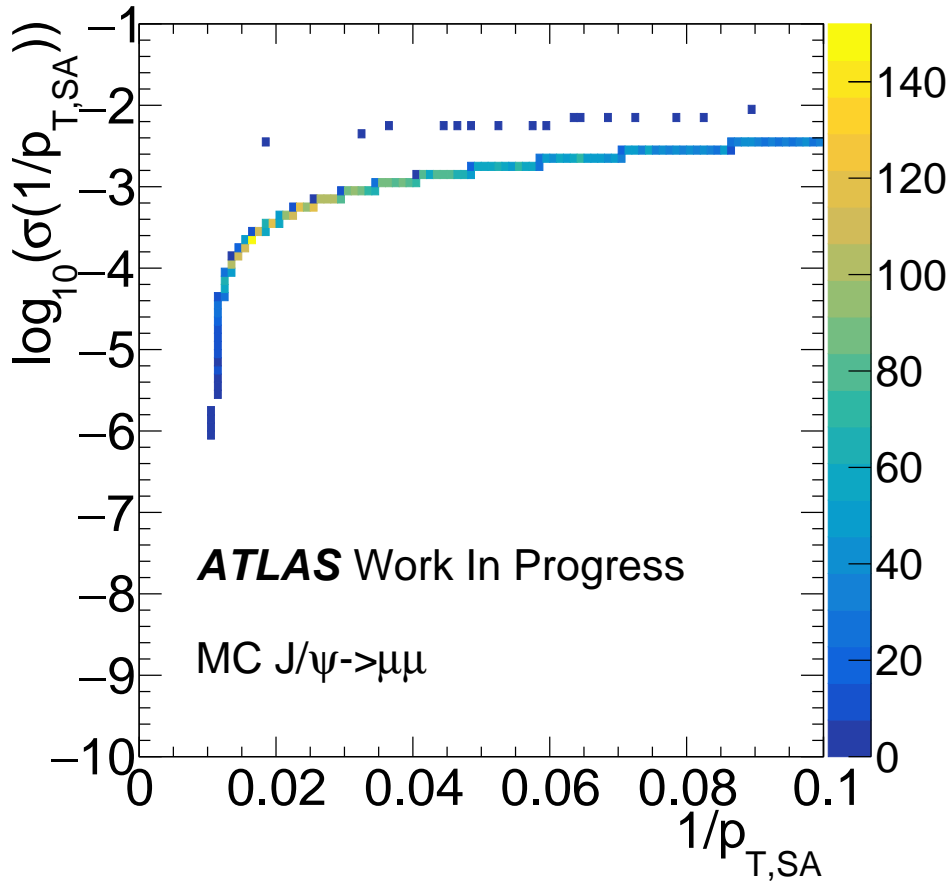
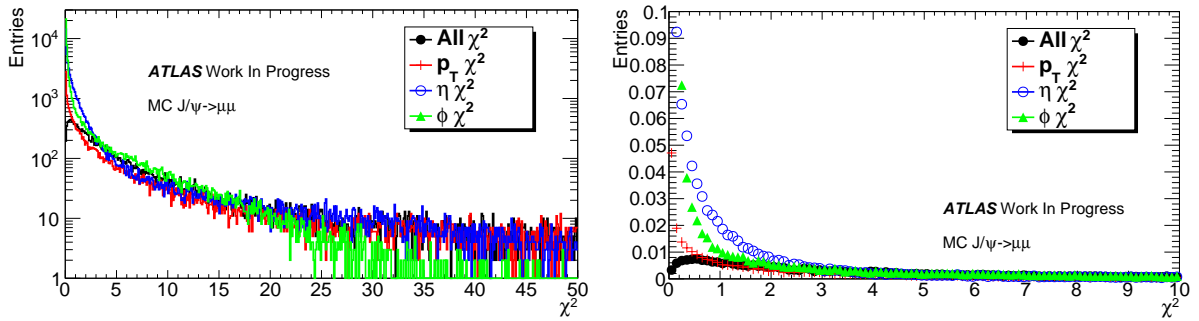


図 5.3: L2MuonSA の  $p_T$  と分解能の相関

実際に matching された L2MuonSA, ID ミューオンの飛跡での  $\chi^2, \chi_{1/p_T}^2, \chi_\eta^2, \chi_\phi^2$  を図 5.4 に示す。



(a)L2muComb での  $\chi^2$  分布

(b)L2muComb での  $\chi^2$  分布、規格化して  
 $0 < \chi^2 < 10$  の範囲を拡大

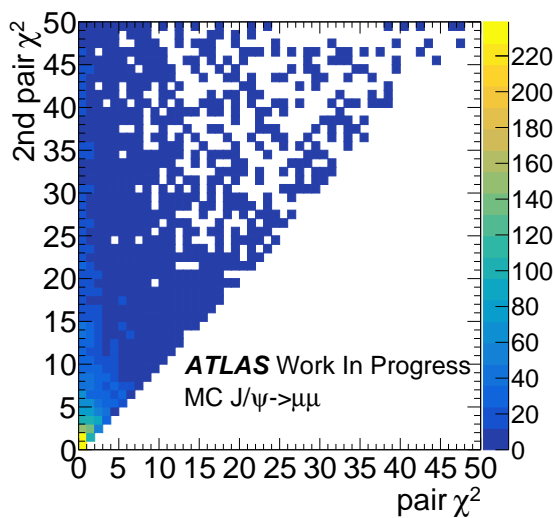
図 5.4: L2muComb での  $\chi^2$  分布

これを見ると  $\chi^2$  は 1 よりも小さいところにピークがきており、これは分解能が大きく見積もられていることを示している。これが L2muComb での  $\chi^2$  の計算に影響し、マッチングの取り違えを起こしている可能性がある。分解能を適切に評価しマッチングへの各パラメータの寄与を調整することで L2muComb マッチングが改善するかどうか考察した。

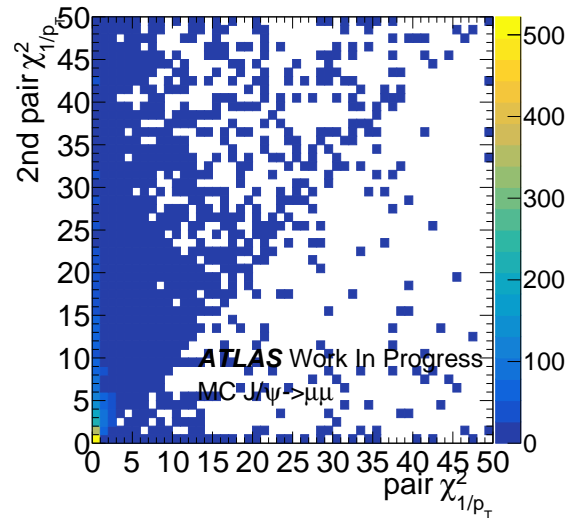
ここで、現在 L2muComb でマッチングされた組み合わせをペアミュオン、その次に  $\chi^2$  が小

さい組み合わせを 2nd ペアミューオンと呼ぶこととする。もし L2muComb マッチングで取り違えを起こしている場合、2nd ペアミューオンが正しいミューオンの組み合わせである確率が高く、ペアミューオンと 2nd ペアミューオンとの  $\chi^2$  の値が近くなると考えられる。

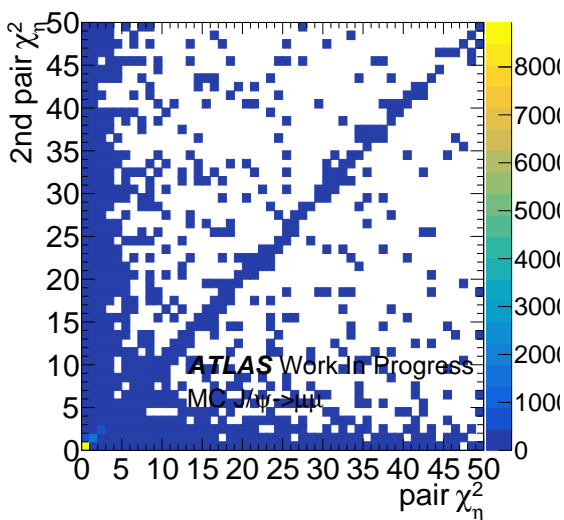
そのため図 5.5 でペアミューオンと 2nd ペアミューオンでの  $\chi^2, \chi_{1/p_T}^2, \chi_\eta^2, \chi_\phi^2$  の比較を示した。これを見ると、 $\eta, \phi$  に関してはペアミューオンと 2nd ミューオンで  $\chi^2$  がほぼ等しいイベントが存在するのに対し、 $1/p_T$  ではあまり見られず全体の  $\chi^2$  と類似した分布であることがわかる。これより、 $\chi^2$  の計算には  $1/p_T$  の寄与が最も大きいことがわかる。また、 $\eta, \phi$  で比較した際には  $\eta$  はペアミューオンと 2nd ペアミューオンに関してほぼ対称であるのに対し  $\phi$  はペアミューオンのほうが小さく、 $\phi$  の寄与のほうが大きいことがわかる。これらの結果から、L2muComb マッチングの  $\chi^2$  の計算への寄与は  $p_T > \phi > \eta$  であると考えられる。



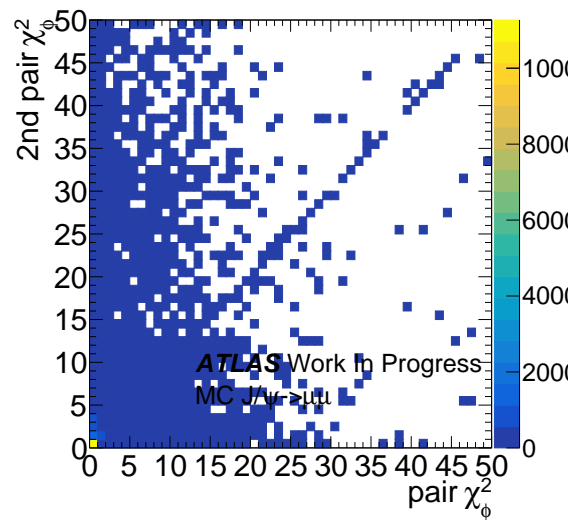
(a)  $\chi^2$



(b)  $\chi_{1/p_T}^2$



(c)  $\chi_\eta^2$



(d)  $\chi_\phi^2$

図 5.5: ペアミューオンと 2nd ペアミューオンでの  $\chi^2$  の比較

この寄与を変更した際に L2muComb マッチングがどのように変化するかを  $1/p_T, \eta, \phi$  それぞれの分解能を  $1/10$  にした場合のトリガー効率を確認することで評価した。その結果を図 5.6 に示す。

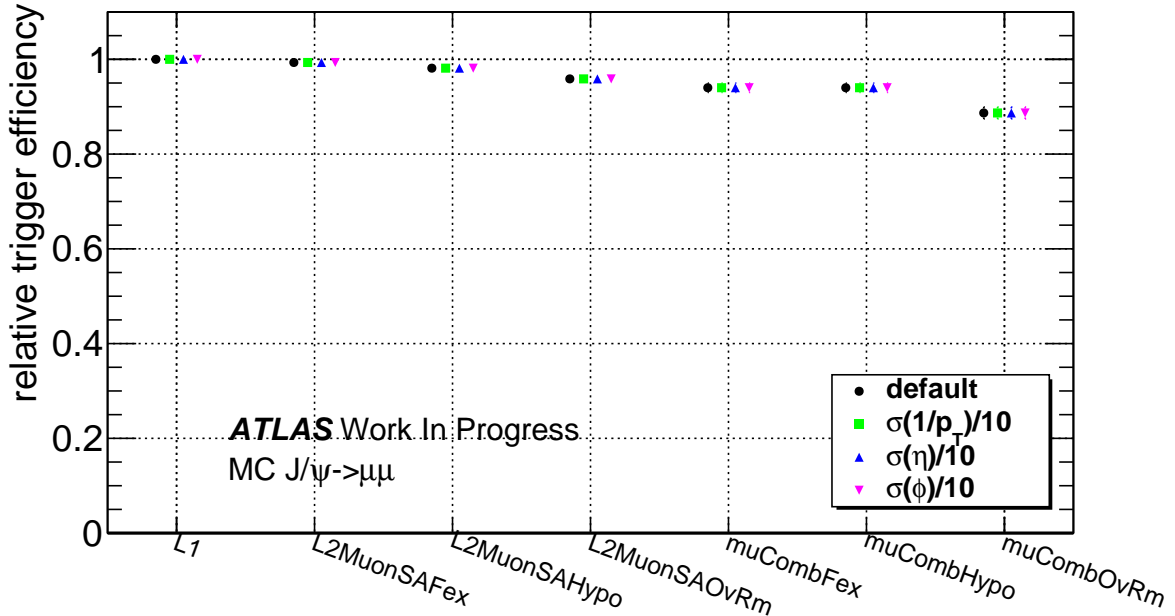
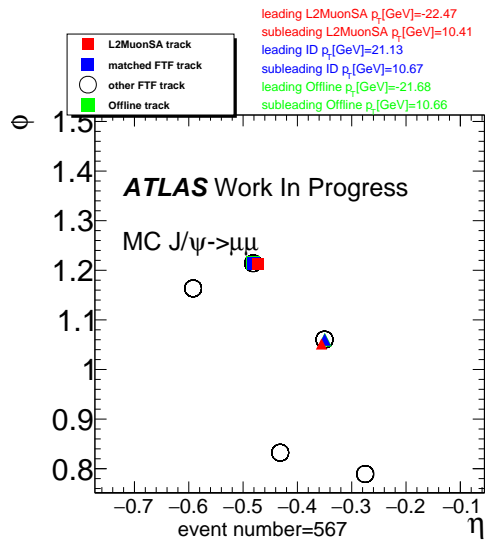


図 5.6: L2MuonSA の分解能を変更した際のトリガー効率

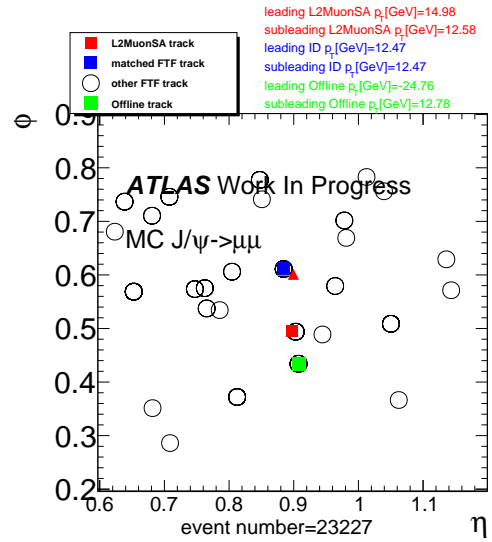
分解能の変更に対してトリガー効率の変化は見られなかった。これは、多くの事象で  $\chi_{p_T}^2$  が非常に大きいため、どれか 1 つを 10 倍しても  $\chi^2$  の寄与が大きい変数の順番がほとんど変わらなかったと考えられる。

### 5.1.3 L2muComb matching の際のイベントディスプレイ

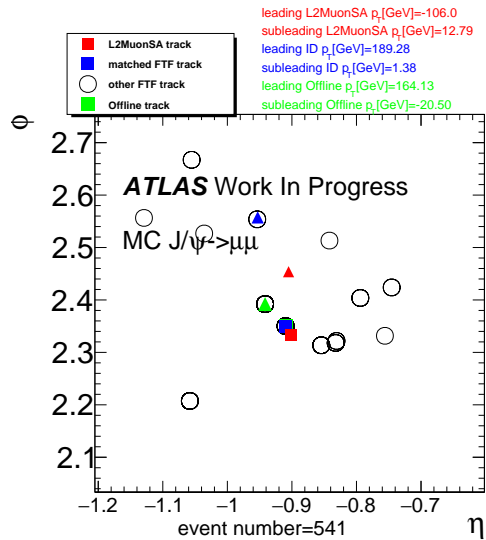
ID の検出効率はミューオン検出器に比べて高いため、L2muComb マッチングの際に誤った ID の飛跡にマッチングした場合ほとんどのイベントで正しい ID の飛跡が存在すると思われる。飛跡がどのような分布をしている際にマッチングを誤るかを調査するため、外挿したミューオン検出器の飛跡と ID の飛跡を  $\eta - \phi$  平面でプロットして確認した。図 5.7 は L2muComb マッチングに成功した例 (図 5.7(a)) と失敗した例 (図 5.7(b)~(d)) である。



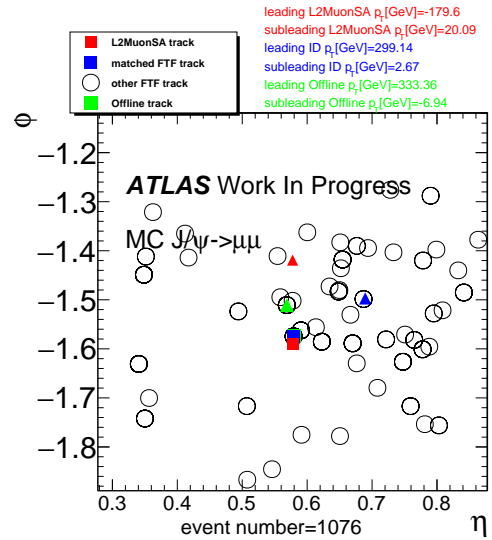
(a) マッチングに成功した例



(b) マッチングに失敗した例



(c) マッチングに失敗した例



(d) マッチングに失敗した例

図 5.7: L2muComb マッチングの際のイベントディスプレイ: 横軸はオフライン  $\eta$ , 縦軸はオフライン  $\phi$ . オフライン 2 ミューオンのうち横運動量が高い物をリーディングミューオン (■), もう片方をサブリーディングミューオン (▲) で表す。緑はオフラインでの各ミューオン、赤は L2MuonSA での各ミューオン、青はマッチングした ID での各ミューオン、黒丸はそのほかの ID でのミューオン

(b) は各 L2MuonSA ミューオンの近くにオフラインミューオンと対応する ID でのミューオンが存在するが、実際には同じ ID の飛跡にマッチングしている。これは L2MuonSA でのリーディングミューオンの  $p_T$  が実際より低く見積もられているからである。それにより  $\eta, \phi$  に関して距離があるサブリーディングミューオンのほうにマッチングしていることがわかる。

(c) は (b) に加えてマッチングした ID でのミューオンの  $p_T$  が 1.38 GeV と非常に小さい。ATLAS 検出器ではカロリメータの  $dE/dx$  が 2 GeV 以上程度あり、カロリメータを通過した後ミューオン検出器に到達した際に運動量が低くなる。その場合ミューオン検出器の磁場により曲がり、Inner Station にしかヒットを残さない可能性が高く、その場合 L1 トリガーを通過しない。

よって L2muComb マッチングの際には低運動量の飛跡とマッチングしないような改良が考えられるが、トリガー頻度を増加させるバイアスをかけてしまう恐れもあるためさらなる研究が必要である。

(d) は ID に多数の飛跡が存在する際に L2muComb マッチングに失敗した例を示している。ID での飛跡の数はパイルアップに伴って増加するため、このイベントの多数の ID の飛跡は  $\langle\mu\rangle$  が大きいことに起因する。これは HL-LHC にアップグレードされた際により多くなると考えられ、このような状況でのマッチング効率の低下を防ぐ改良を考える必要がある。

これまでの結果から、L2muComb Overlap Remover でのトリガー非効率性はマッチングアルゴリズムに起因することがわかった。その改良案としては L2MuonSA  $p_T$  分解能の見積りの調整やマッチング対象の ID でのミューオンの選別等が考えられるが、それにはさらなる研究が必要である。また、マッチングの段階でのトリガー非効率性の原因を (b)~(d) まで列挙し、その中で最も多かったのは (b) のタイプである。これは L2MuonSA の段階でのミューオン再構成の分解能に起因するため、L2MuonSA の分解能のさらなる改善が求められる。また、(d) のタイプは今後 HL-LHC となる際に割合が増加することが想定されるため、この問題への対策も重要となる。

また、HLT ではそのほかの手法によっても close-by muon に対するトリガー非効率性への改善が行われており、その中の一つに Inside-Out アルゴリズムが存在する。これは 1 つの RoI 内に存在する複数ミューオンを再構成するアルゴリズムであり、これにより現行のアルゴリズムでは 1 ミューオンとして再構成されてしまうミューオンを区別することが可能である。詳細については付録 B で述べる。

## 第 6 章

# 結論

本論文では LHC-ATLAS 実験の後段ミューオントリガーアルゴリズムの 1 つである L2MuonSA について、バレル領域での 2 ミューオントリガー非効率の改善を行った。

現行の L2MuonSA アルゴリズムでは近接 2 ミューオンに対して同一 RPC ヒットからロードを形成してしまい、同一ミューオンを再構成してしまうイベントが存在する。その結果、2 ミューオントリガーに存在する 2 ミューオンが同一かどうか判定するアルゴリズムによって落とされてしまい 2 ミューオントリガー非効率が生じていた。

このような問題に対し、RPC ヒットを取得する RoI 周囲の範囲を狭めることによって改善を行った。その際に、一律に狭めるのではなく RoI サイズを考慮することによってバレル領域全体でトリガー効率を一定に向上させることに成功した。

最終的に dynamic  $\Delta_{RPC} : X = 0.02$  で実装することで、1 ミューオンのトリガー効率にほとんど影響せず、2 ミューオントリガーのトリガー効率が近接 2 ミューオンに対して L2MuonSA Overlap Remover の段階で約 10% 向上した。

この改善により、B 中間子をはじめとする近接 2 ミューオンが終状態に存在する新物理探索効率の向上が見込める。

また、L2muComb での 2 ミューオントリガー効率の低下の原因は主にミューオン検出器での飛跡と内部飛跡検出器での飛跡のマッチングであり、それは L2muComb で使用されている L2MuonSA の分解能にとのである。分解能の定義を改善することでマッチングの精度が向上し、トリガー効率が改善すると考えられる。また、今後 HL-LHC にアップグレードされた際に内部飛跡検出器での飛跡の数が増加し、よりマッチングの精度は低下する可能性があり、さらなる改善が必要である。



# 謝辞

本研究をするにあたり、多くの方に支えていただきました。この場を借りて深く御礼申し上げます。

指導教員である山崎祐司先生には様々な点でお世話になりました。これまでの発表のスライドやポスター等に多くのご指摘をしていただき、自分のわかりにくい日本語や表現を修正していただきました。この修論に関してもとても丁寧に隅々まで添削していただき、無事修論を書ききることができました。また、普段から毎日のように研究の進捗を見に来てくださり、そのおかげで研究をスムーズに進めることができました。その際の雑談で様々なことをお話したのはとても楽しい思い出です。修士1年の際には1カ月 CERN 出張という貴重な経験をさせていただきました。CERN 出張は研究が進んだだけでなく、海外生活を行えたというのも貴重な体験でした。自分は高校生の時に CERN の ATLAS 実験に興味を持ち、物理学科に入学しました。入学時の新歓で初めてお話をし、そこからこの研究室に所属して指導していただこうと思っていました。それが叶い、2年間指導いただけたことに感謝申し上げます。誠にありがとうございました。

神戸 ATLAS グループのミーティングの際、藏重久弥先生、越智敦彦先生、前田順平先生、川出健太郎先生には研究に関する多くの助言をいただきました。また、藏重久弥先生には特にミーティングやコロキウムの際に様々なご指摘をいただき、発表の良い経験を積むことができました。越智敦彦先生には検出器のことを特に教えていただき、研究の際の検出器の理解への大きな助けとなりました。前田順平先生には ATLAS 全体のことやコーディングのことについて多くの事を教えていただきました。川出健太郎先生には CERN で慣れない海外生活の面倒を見ていただきました。

研究室ではほかに竹内康雄先生、身内賢太郎先生、鈴木州先生、中村輝石先生、中野佑樹先生に物理のことやその他さまざまなことをご指導いただきました。秘書の吉田和美さん、物理学専攻事務の長谷由希さんにはこれまで手続きの不備や確認事項でこれまでお手数をおかけしました、これまでありがとうございました。

神戸 ATLAS グループの先輩の木戸将吾さん、竹田康亮さん、日比宏明さん、酒井貴義さん、吉田登志輝さんには研究のことや CERN のことを数多く教えていただきました。木戸将吾さんには CERN での生活のお話を伺い、CERN に行く前にいろいろ準備することができました。竹田康亮さんには CERN での生活で様々なところに連れて行っていただきました。特にジュネーブ観光はとても楽しかったです。酒井貴義さんにはコーディングや CERN のことについて一番多く教えていただきました。CERN の専門用語等初めて見たものに関してはとりあえず酒井貴義さんに伺っていました。一緒に東工大まで教わりに行く際に酒井さんが寝坊したのと、他大の先輩と交流する際に毎回酒井さんのお酒の失敗エピソードを伺ったのが特に印象的な思い出です。吉田登志輝さんとは普段あまりお話していませんでしたが、飲み会の席等で話すのはとても楽しかったです。卒業の前に一緒にゲームしたのもよい思い出です。

研究室の同回の網本圭輔君、上野龍一君、塩沢知晃君、説田暉君、中村拓馬君とは研究やそれ以

外で非常に長い時間を一緒に過ごしました。たくさん思い出がありますが、最近のことを思い出すと研究の合間にゲームを一緒にしたのが大半を占めています。上野君は来年こそ卒業してください。

研究室の後輩の谷口浩平君はあまり教えることはなく優秀な後輩だなという印象です。研究でわからないことができると先輩のプライドなくいろいろ質問していました。来年から ATLAS HLT グループの学生少ないですが頑張ってください。

そのほか、研究室の皆様には数多くのご迷惑をおかけしました。研究室でスマブラをしたりして騒いでいるときに見逃していただきありがとうございました。

ATLAS HLT グループの皆様には普段の研究の際に数多くのご指摘をいただいたり、初歩的な質問からたくさん教えていただきました。東工大の山口先生、福原君には特に様々なことを教えていただき、おかげで研究がとともはかどりました。自分の研究の指導の半分は山口先生にさせていただいたという感覚です。京大の野口さんには CERN で食事に連れて行っていただいたり、ATLAS のデータの解析方法を教わりました。CERN での学生の過ごし方の手本を見せていただいたような気がします。名古屋大の林田さんと脇田さんには Athena という ATLAS のトリガーアルゴリズムのコードの扱い方を細かく教えていただきました。Athena でわからないことができ研究が詰まるととりあえず教えていただいていたいました。信州大の増子君と熊岡君は自分の研究で普段触らない検出器の研究をしていたので、とても勉強になりました。何かのイベントの帰りの際に一緒に海鮮丼を食べに行ったのを覚えています。

ATLAS 以外の他大の同回では特に大阪市立大の岸田君、城庵君、山村さんと仲良くしてもらいました。他大との合同イベントで会うたびに一緒にご飯に行っていた気がします。卒業後も何かの機会に一緒にご飯行きましょう。

最後に、研究の機会を与えてくれて、6年間も大学に行かせてくれた家族に感謝します。

## 参考文献

- [1] CERN Document Server, “The four main LHC experiments”,  
<https://cds.cern.ch/record/40525>
- [2] The ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008
- [3] Saranya Samik Ghosh1, and on behalf of the CMS Collaboration, Highlights from the Compact Muon Solenoid(CMS) Experiment, 2019
- [4] <https://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/Welcome.html>
- [5] ALICE Collaboration, Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC, 2014
- [6] <http://alice-j.org/alice-実験で目指す物理/>
- [7] 坂本眞人 場の量子論 不変性と自由場を中心にして
- [8] <https://www.kek.jp/ja/Research/IPNS/>
- [9] 日比 宏明, LHC-ATLAS 実験アップグレードに向けたレベル 1 エンドキャップミューオントリガーアルゴリズムの開発, 2018
- [10] Abraham Seiden, Characteristics of the ATLAS and CMS detectors, 2012
- [11] Richard French, Engineering for the ATLAS Inner Detectors and the Route to a High Luminosity Upgrade, 2017
- [12] Qi Tao Shao, The search for the Higgs boson in tauon pairs at the ATLAS experiment, 2013
- [13] F. Hugging, The ATLAS Pixel Insertable B-Layer (IBL), 2010
- [14] Dissertation, Measurement of the inclusive  $t\bar{t}\gamma$  cross section at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector, 2012
- [15] Christopher Meyer on behalf of the ATLAS Collaboration, The ATLAS Tile Calorimeter Calibration and Performance,2013
- [16] The ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN LargeHadron Collider, 2008
- [17] Chav Chhiv Chau, Measurement of Di-photon Induced Production of W-Boson Pairs and Limits on Anomalous Quartic Gauge Couplings, 2017
- [18] [http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/~asai/lhewg/080328\\_hanagaki.pdf](http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/~asai/lhewg/080328_hanagaki.pdf)
- [19] 古浦 新司, ATLAS 実験シリコン飛跡検出器の宇宙線を用いた性能評価, 2015
- [20] 若宮光太郎, LHC-ATLAS 実験のミューオン検出器アップグレードに対応したハイレベルトリガーの開発, 2018
- [21] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Main/TgcOperationInstructionInJapanese>
- [22] T. Argyropoulos ; K. A. Assamagan ; B. H. Benedict *et al.*, Cathode Strip Chambers in

ATLAS: Installation, Commissioning and in situ Performance, 2009

- [23] Di Mattia, Online Muon Reconstruction in the ATLAS Level-2 trigger system, ATL-DAQ-CONF2005-013, 2004

## 付録 A

# ATLAS 検出器の位置による L2MuonSA の横運動量分解能への影響

### A.1 $p_T$ 分解能の悪化している領域

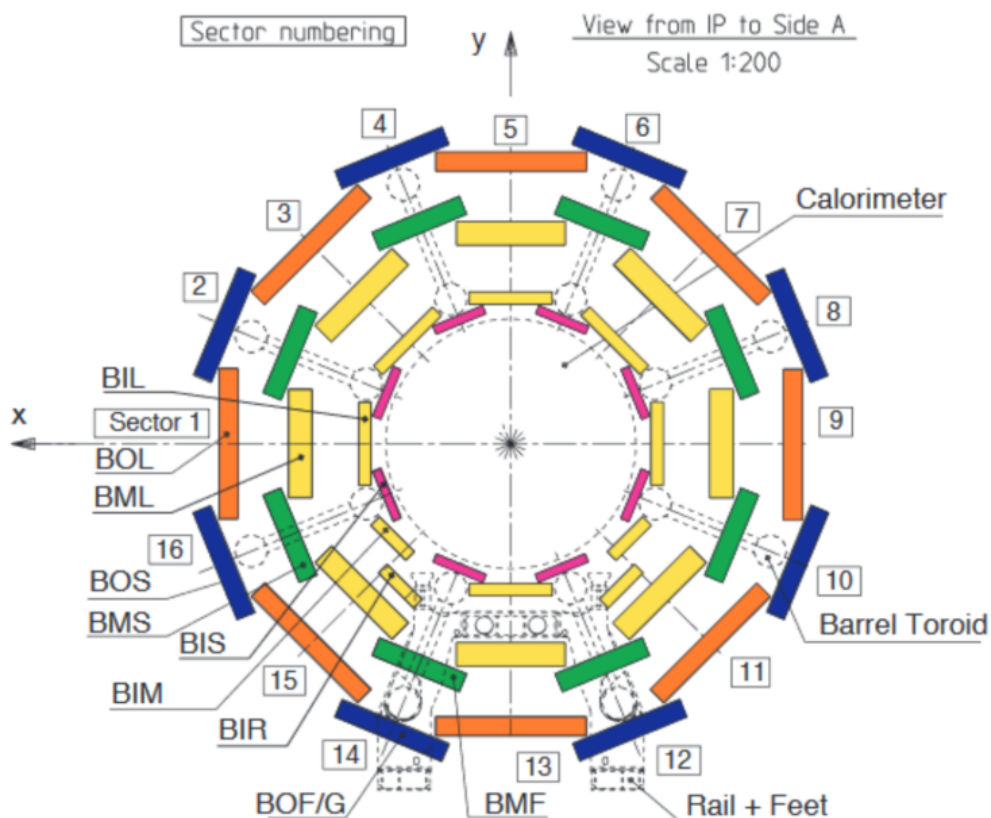
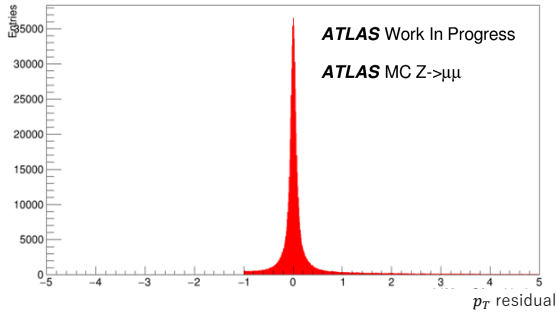
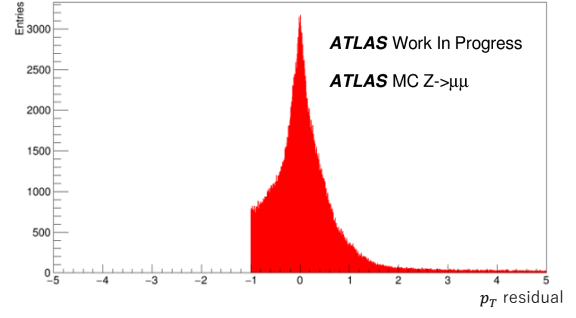


図 A.1: ミューオン検出器の R-Z 平面断面図

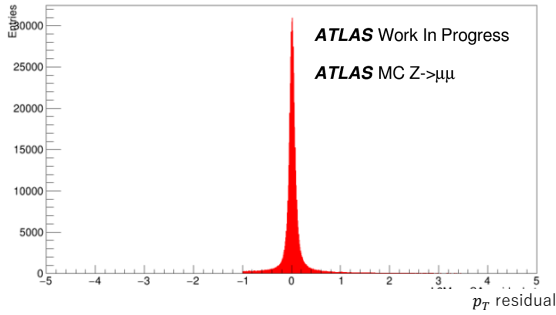
図 A.1 に示すように、ミューオン検出器は  $\phi$  方向に 16 分割されセクターというかたまりで分かれています。そのセクターには大まかに分類して奇数の Large 部、偶数の Small 部に分かれています。しかし、検出器を支える脚の部分では検出器の配置が別の領域と異なっており、Large special(セクター 11, 15), Small special(セクター 12, 14) として区別されています。



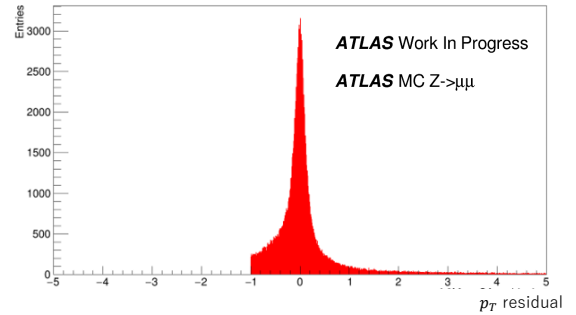
(a) Large セクターでの L2MuonSA  $p_T$  residual



(b) Large special セクターでの L2MuonSA  $p_T$  residual



(c) Small セクターでの L2MuonSA  $p_T$  residual



(d) Small special セクターでの L2MuonSA  $p_T$  residual

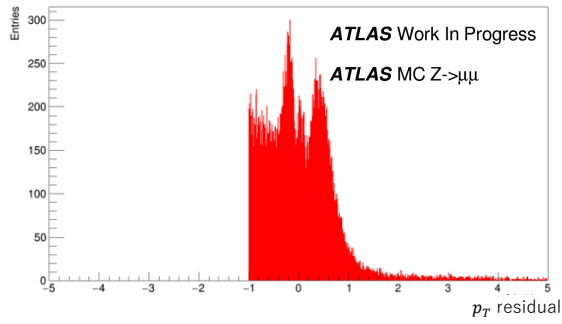
図 A.2: 各セクターでの L2MuonSA  $p_T$  residual: 横軸は各セクターでの L2MuonSA  $p_T$  residual を示す。

図 A.2 は各セクターでの L2MuonSA  $p_T$  residual を示す。ここで、L2MuonSA  $p_T$  residual は

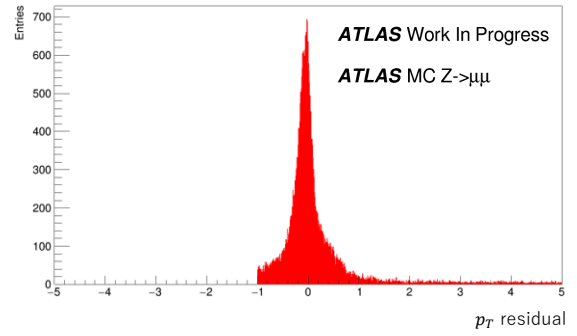
$$p_T \text{ residual} = \frac{1/p_{T,L2MuonSA} - 1/p_{T,offline}}{1/p_{T,offline}} \quad (\text{A.1})$$

で定義され、L2MuonSA での  $p_T$  分解能を割合で表す。この図より、special 領域はそのほかの一般的なセクターに比べて  $p_T$  分解能が悪いこと、Small special セクターに比べて特に Large special セクターの  $p_T$  分解能が悪いことがわかる。Large special 領域での  $p_T$  分解能の悪化の原因をさらに詳細に調査した。

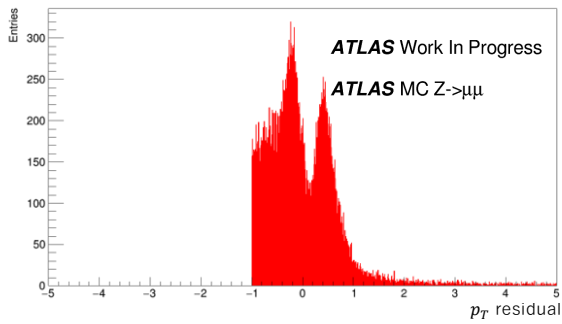
Large special セクターは Inner Station で検出器が BIM, BIR の 2 つに分かれており、Large special 領域を  $\phi$  方向に関して 2 分割して BIM 領域と BIR 領域で  $p_T$  分解能を確認した。



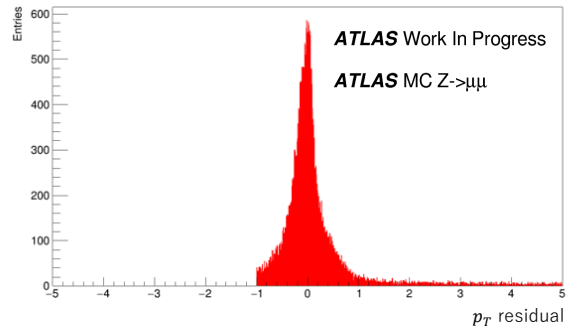
(a) セクター 11 の BIM 領域



(b) セクター 11 の BIR 領域



(c) セクター 15 の BIM 領域



(d) セクター 15 の BIR 領域

図 A.3: Large special セクターでの BIM 領域と BIR 領域の  $p_T$  分解能の比較

図 A.3 は Large special セクター内での BIM 領域と BIR 領域の  $p_T$  分解能を比較している。この図より  $p_T$  分解能が悪化しているのは BIM 領域のみであることがわかる。



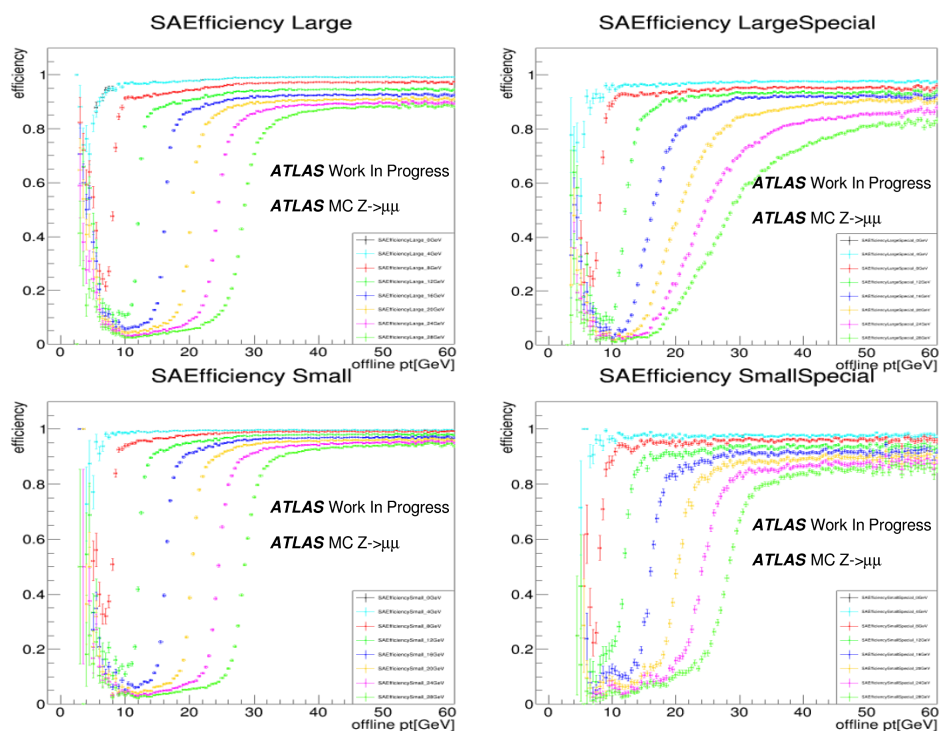


図 A.4: 各セクターでのトリガー効率: 横軸はオフラインミューオン  $p_T$  [GeV]、縦軸は L2MuonSA の 1 ミューオントリガー効率、各点は異なる  $p_T$  しきい値を示す。左上: Large セクター、右上: Large Special セクター、左下: Small セクター、右下: Small Special セクターでのトリガー効率を示し、Large Special セクターで特にトリガー効率が低下していることがわかる。

図 A.4 は各セクターでの L2MuonSA のトリガー効率を示している。この図より、 $p_T$  しきい値が高くなるにつれて Large special では他のセクターよりも大きくトリガー効率が低下していることがわかる。このトリガー非効率は  $p_T$  分解能に起因すると考えられるため、分解能悪化の原因について A.2 節で考察した。

## A.2 BIM 領域での $p_T$ 分解能悪化の原因

3.3.4 小節で述べたように、バレル領域では Large, Small, Large special, Small special セクターでそれぞれ領域を分割して LUT を作成する。この際、ATLAS 検出器の  $\phi$  方向の対称性を考慮して各セクターは重ね合わせて LUT を作成する。しかし、図 A.1 を見るとわかるように Large special セクターは BIM, BIR 検出器の位置が  $\phi$  方向に対して対称ではない。現在はこれらの非対称性を考慮することなくセクター 15 から  $\frac{\phi}{2}$  引くことでセクター 11 に重ね合わせて LUT を作成しているため、実際とは異なる検出器の配置に対しての LUT を作成してしまっていることになる。そのため、図 A.3 に示したピークを 2 つもつような  $p_T$  分解能分布となっている。

この問題の改善のためにはいくつかの手法が考えられるが、最も簡単な方法としては LUT を作成する際に Large special をさらにセクター 11, 15 に分割するというものである。今後 LUT を作成する際にはこれを踏まえて作成する必要がある。

## 付録 B

# Inside-Out アルゴリズム

近接 2 ミューオンに対するトリガー非効率を、本論文で述べた以外のアルゴリズムによって改善を目指しているのを説明する。

### B.1 Inside-Out アルゴリズムの目的

現行のトリガーアルゴリズムでは、1つの RoI に 2 ミューオンが入射した場合にそれらを区別することができない。そのため、2 ミューオン間の距離が RoI サイズより近くなると区別できる割合が低下する。そのトリガー非効率を改善するため、現在、その問題に対して Inside-Out アルゴリズムと呼ばれるアルゴリズムを現在開発している。

現行のアルゴリズムではミューオン検出器でミューオンの飛跡のみを再構成し、その飛跡を ID まで外挿して精密な飛跡を再構成する。一方 Inside-Out アルゴリズムは、ID の飛跡をミューオン検出器まで外挿し、対応するミューオン検出器での飛跡を決定するというものである。大まかな Inside-Out アルゴリズムの流れを図 B.1 に示す。ID はミューオン検出器に比べて位置分解能が高く、より近接した飛跡を区別することが可能なため、それを利用して近接 2 ミューオンの区別を行う。しかし、ID はミューオン以外の荷電粒子の飛跡も検出するため、ミューオン検出器に比べて飛跡の数が非常に多い。そのため、Inside-Out アルゴリズムは一部の 2 ミューオントリガーのみに実装される予定である。

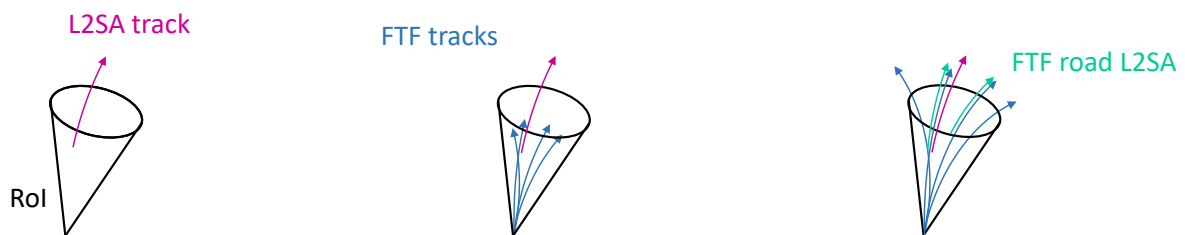


図 B.1: Inside-Out アルゴリズム概念図: 黒線は RoI の範囲、ピンク線は現行の L2MuonSA で再構成されるミューオンの飛跡、青線は FTF(Fast Track Finder: トリガーアルゴリズム内で ID での飛跡を高速で再構成するアルゴリズム) で再構成されるミューオンの飛跡をミューオン検出器まで外挿したもの、緑線は FTF で再構成された飛跡を元に新たに Inside-Out アルゴリズムで再構成されるミューオンの飛跡を示している。

## B.2 Inside-Out アルゴリズムの流れ

具体的に Inside-Out アルゴリズムの流れについて以下で説明し、図 B.2 に示す。

1. L1 で発行された RoI を ID の位置まで外挿し、その RoI 内に存在する FTF で再構成された ID の飛跡を取得
2. 取得された ID の飛跡をミュオン検出器まで外挿
3. 外挿された ID の飛跡周囲の検出器のヒット情報を使用し、現行のアルゴリズムと同様の手法で SP を決定
4. SP をもとに L2MuonSA の飛跡を再構成
5. L2MuonSA の飛跡と ID の飛跡を合わせて、Inside-Out の飛跡とする

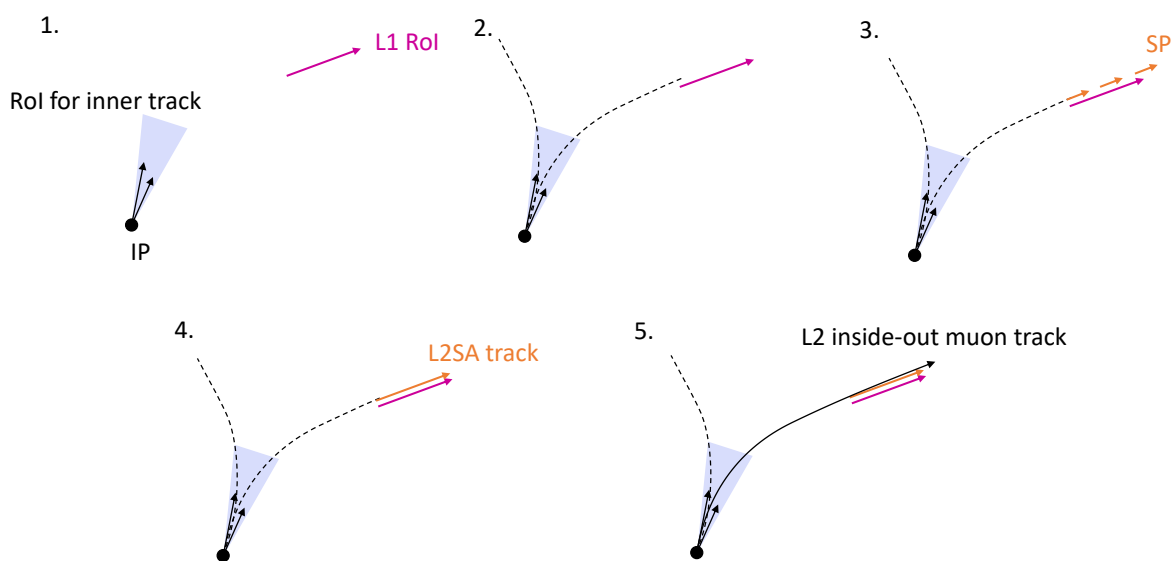
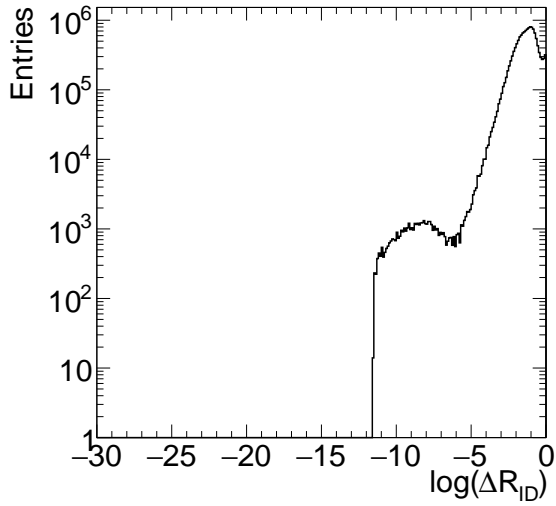


図 B.2: Inside-Out アルゴリズムの流れ

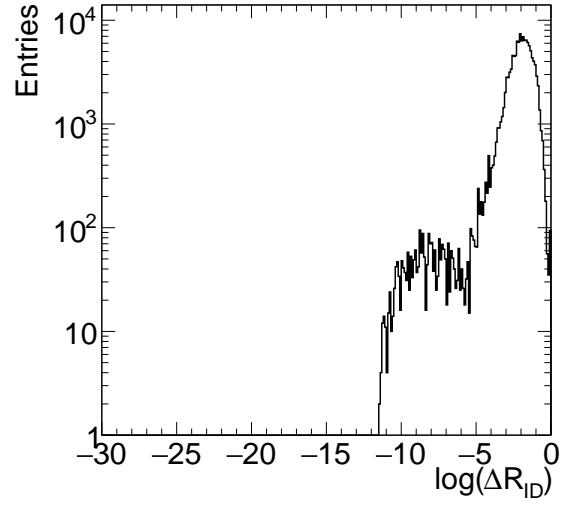
## B.3 Inside-Out アルゴリズムの Overlap Remover

前述した Inside-Out アルゴリズムの流れで ID の飛跡を取得する RoI の範囲は、ミュオンの飛跡が曲がるのを考慮して広めの範囲の ID の飛跡を取得する。そのため、隣接する RoI では ID の飛跡の取得範囲に重複が存在する。隣接する RoI に両方ともミュオンが入射した場合、同一 ID の飛跡を取得してそこからミュオン検出器の同一飛跡を再構成してしまう可能性がある。これはトリガー頻度を上げる原因となるため、同一 ID の飛跡から再構成された飛跡は落とす Overlap Remover が必要である。Inside-Out アルゴリズムの実装の際、自分はこの Overlap Remover の実装を担当した。

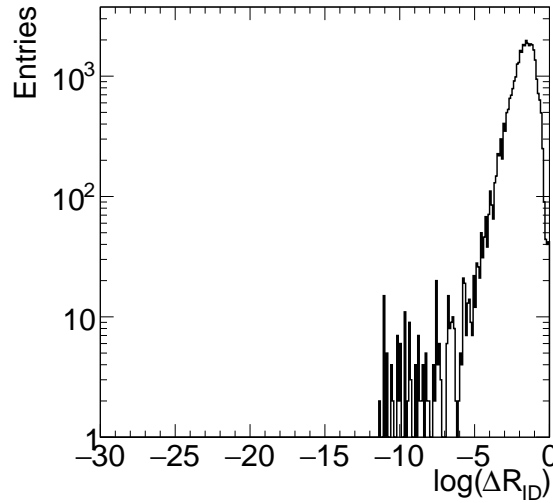
Overlap Remover は同一 ID の飛跡から再構成された飛跡を落とすことを目的とし、ID の 2 つの飛跡での  $\Delta R$  を計算してしきい値以下である場合に同一 ID の飛跡と判定する。図 B.3 は FTF で再構成された ID の 2 つの飛跡での  $\Delta R$  分布である。



(a)  $0 < |\eta| < 1.9$



(b)  $1.9 < |\eta| < 2.1$



(c)  $2.1 < |\eta| < 9.9$

図 B.3: FTF で再構成された 2 つの飛跡での  $\Delta R$  分布: 横軸は FTF で再構成された ID の 2 つの飛跡での  $\Delta R$  の対数をとったもの、検出器の構造によって  $\Delta R$  分布に違いがみられる可能性があるため、(a) $0 < |\eta| < 1.9$ , (b) $1.9 < |\eta| < 2.1$ , (c) $2.1 < |\eta| < 9.9$  で確認した。

FTF で再構成された同一 ID の飛跡を用いて計算した  $\Delta R$  は丸め込み誤差の範囲で 0 になる。今回は図 B.3 のピーク部分の飛跡を通過させて同一 ID の飛跡を充分落とすため、 $\Delta R$  のしきい値を  $10^{-6}$  に決定した。

Inside-Out アルゴリズムは Run3 から実装される予定であり、そのためにより詳細な性能評価が必要である。実際に Inside-Out アルゴリズムを使用した際の同一 ID の飛跡を取得する割合、Overlap Remover のしきい値やその他の条件、Inside-Out アルゴリズム実装によるトリガー効率の向上についてトリガーグループとして進めていき、そのうち Overlap Remover に関する部分は自分が担当する予定である。