

修士論文

高輝度LHC-ATLAS 実験に向けた
初段ミューオントリガーアルゴリズムの最適化

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二分野 高エネルギー物理学研究室

学生番号 0530-35-3051

中川 徹郎

指導教員 陳詩遠



2025年3月3日

概要

本論文は ATLAS 検出器におけるエンドキャップミュオントリガーアルゴリズムの開発に関して議論する。

欧州原子核研究機構 (CERN) にある周長 27 km の円形加速器 Large Hadron Collider (LHC) では世界最高の重心エネルギーでの陽子陽子衝突実験が行われている。加速器の内部の陽子ビームはいくつかの塊 (バンチ) に分割されていて、それぞれのバンチは LHC の周回軌道上で交差する。その衝突点の一つに設置された ATLAS 検出器は陽子衝突により発生する粒子を観測することで、標準模型の精密検証や標準模型を超える理論が预言する新粒子の探索を行なっている。2030 年よりビームルミノシティをそれまでの約 3 倍に増強した高輝度 LHC の運転が予定されていて、バンチ交差あたりの陽子衝突数もまた約 3 倍に増える。既存のシステムを高輝度環境下に用いると背景事象が大幅に増加するためトリガーにおける閾値を大幅に引き上げる必要があり、トリガー効率が著しく低下する。したがって、高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けてトリガーシステムや検出器のアップグレードが必要である。

ATLAS 実験のトリガーは FPGA などを用いた高速な初段トリガーと CPU などを用いたより高精度な後段トリガーで構成される。エンドキャップ部初段ミュオントリガーでは、磁場領域の外部に設置された Thin Gap Chamber (TGC) 検出器および磁場領域の内部に設置された複数の検出器の情報をを用いてミュオン飛跡の横運動量 (p_T) を判定し、これに基づいてトリガーを発行する。高輝度 LHC では TGC 検出器の回路系を刷新することで全てのヒット情報を大規模 FPGA に送ることができ、さらに処理時間 (レイテンシー) が増加する。これらのアップグレードを活用することで高精度な飛跡再構成が可能となる。具体的には、TGC 検出器のヒット情報から再構成した飛跡を磁場内部検出器の情報と組み合わせコインシデンスをとることで背景事象を削減し、その p_T を精密に判定する。

本研究では、検出器の理想的な配置からのずれ (ミスアライメント) に対してロバストかつミュオンの検出効率が改善するミュオン飛跡の再構成アルゴリズムを開発した。従来のアルゴリズムでは p_T が 20 GeV 以上の飛跡の p_T 再構成効率は 93.7% で、ミスアライメントがある場合には 85.9% に低下する。これは従来の再構成アルゴリズムではミュオンによるヒットが厳密に直線上にあることを要請しているためである。ミスアライメントを補正するためには検出効率が低いままデータの蓄積を待たなければならない。新たに開発したアルゴリズムではこの要請を緩和することで p_T が 20 GeV 以上の飛跡の p_T 再構成効率は 94.5% に改善し、ミスアライメントがある場合でも 93.5% までの低下にとどまる。さらに、現状のアルゴリズムには低い p_T を持つミュオンの飛跡再構成効率を回復する余地があることを発見し、新たなアルゴリズムを導入することで検出効率を 8% 程度改善できることを示した。

目次

第1章 序論	1
1.1 素粒子標準模型	1
1.2 ATLAS 実験で目指す物理	1
1.2.1 標準模型の精密検証	1
1.2.2 標準模型を超える理論が预言する新粒子の探索	2
1.3 ミューオントリガーが物理解析に与える影響	6
1.4 本論文の構成	8
第2章 LHC-ATLAS 実験	9
2.1 LHC 加速器	9
2.2 ATLAS 実験	12
2.2.1 ATLAS 実験における座標系と変数	12
2.2.2 ATLAS 検出器	13
2.2.3 トリガーシステム	20
2.3 高輝度 LHC に向けたアップグレード	26
2.3.1 ミューオン検出器のアップグレード	26
2.3.2 トリガーシステムのアップグレード	26
第3章 LHC-ATLAS 実験におけるエンドキャップ部初段ミューオントリガーの概要	30
3.1 エンドキャップ部初段ミューオントリガーの概要	30
3.1.1 TGC BW の構造	30
3.1.2 エンドキャップ部初段ミューオントリガーの原理	32
3.2 現行システムにおけるエンドキャップ部初段ミューオントリガーの概要	33
3.2.1 Run-3 におけるトリガーの概要	34
3.3 高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミューオントリガーの概要	36
3.3.1 高輝度 LHC に向けたトリガーロジックのアップグレード	36
3.3.2 高輝度 LHC に向けたエレクトロニクスのアップグレード	36
3.4 高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミューオントリガーの詳細	38
3.4.1 TGC Big Wheel を用いたトリガーアルゴリズム	38
3.4.2 磁場内部の検出器を用いたトリガーアルゴリズム	46
3.4.3 MDT を用いたトリガーアルゴリズム	50

第 4 章	高輝度 LHC における従来の初段ミュオントリガーの性能評価	52
4.1	モンテカルロシミュレーションによる飛跡の再構成効率の評価	52
4.1.1	各トリガーアルゴリズムの効率の評価	52
4.1.2	Run-3 における検出効率との比較	58
4.2	実データを用いた飛跡の再構成レートの評価	58
第 5 章	TGC BW のトリガーアルゴリズムの改善	62
5.1	パターンリストの改善	62
5.1.1	Wire パターンリストの拡張	62
5.1.2	パターンリストによる直線判定の緩和	64
5.2	改善後のパターンリストによる性能評価	66
5.2.1	Wire パターンリストの拡張による改善の評価	66
5.2.2	パターンリストにおける直線判定の緩和による改善の評価	72
第 6 章	結論と今後の展望	79
	謝辞	81
	参考文献	81
付 録 A	高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーのアルゴリズム	85
A.1	Segment Reconstruction におけるパターンリストの作成	85
付 録 B	高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーの性能評価	87
B.1	先行研究によるフォームウェアの検証	87
B.2	角度分解能の算出方法	87

目次

1.1	標準模型の粒子一覧 [35].	2
1.2	ATLAS 実験におけるヒッグス粒子の主な生成過程 [28].	3
1.3	ヒッグス粒子の主な崩壊過程 [28].	3
1.4	(左) 重心系エネルギー $\sqrt{s} = 13$ TeV のデータを用いて測定した各粒子とヒッグス粒子との結合定数の測定結果 [9] と測定精度の見積もり [18].	3
1.5	標準理論が超対称性を持つよう最小限に拡張した Minimal Supersymmetric Standard Model における粒子の一覧 [27].	4
1.6	ヒッグス粒子の質量への最も大きな輻射補正とこれを打ち消す SUSY 粒子のループ.	4
1.7	Run-2 までのデータを用いて得られた超対称性粒子の質量に対する棄却領域 [20].	5
1.8	ATLAS 実験で測定された, 陽子陽子衝突における各物理過程の LHC の重心系エネルギーに対する反応断面積 [11].	6
1.9	モンテカルロシミュレーションを用いて概算した, シングルレプトントリガーの p_T 閾値と各過程に対するアクセプタンス (の関係) [8].	7
1.10	モンテカルロシミュレーションを用いて概算した, ダイレプトントリガーの 2 つのレプトンの p_T 閾値に対する $H \rightarrow \tau_{lep}\tau_{lep}$ 過程 (右) と $\chi_2^0\chi_1^\pm \rightarrow ll\nu\chi_1^0\chi_1^0$ のアクセプタンス [8].	7
2.1	CERN の加速システムの全体図. [23]	10
2.2	2024 年 10 月時点での LHC の運転スケジュール. [4]	10
2.3	Run-3 で 2024 年までの陽子衝突事象から得られた積分ルミノシティ. [3]	11
2.4	ATLAS 検出器の全体図 [14].	12
2.5	ATLAS 実験で用いられる座標系 [28].	13
2.6	ATLAS 検出器の構造と各検出器で検出できる粒子の概要 [24].	14
2.7	Run-3 時点でのミューオン検出器の配置図 [29].	15
2.8	ATLAS 検出器の超伝導磁石の配置 [14].	16
2.9	(左) トロイド磁石による磁場の η 依存性 [14]. (右) トロイド磁石による磁場の $z=550$ mm における xy 平面での分布 [2].	17
2.10	TGC 検出器の写真 [6].	17
2.11	TGC 検出器の構造 [14].	18

2.12	TGC doublet と triplet の断面図 ^[14]	18
2.13	左) NSW の構造 ^[25] . (右) NSW の 1 チェンバーの構成 ^[22]	19
2.14	RPC の構造図 ^[14]	20
2.15	(左) ドリフトチューブの断面図 ^[14] . (右) MDT の構造図 ^[14]	21
2.16	Tile カロリメータの構造図 ^[14]	21
2.17	Tile カロリメータのセルの配置図 ^[14]	22
2.18	Run-3 におけるトリガーシステムの概要 ^[1]	23
2.19	Run-2 におけるトリガーメニューの一例 ^[10]	25
2.20	高輝度 LHC におけるトリガーシステムの概要 ^[7]	27
2.21	高輝度 LHC におけるトリガーメニューの例 ^[7]	29
3.1	TGC の R-Z 平面における配置図 ^[5]	31
3.2	TGC の M1, M3 ステーションの配置図 ^[5]	31
3.3	TGC のトリガー判定に用いられる単位の模式図.	32
3.4	衝突点由来でない荷電粒子によるフェイクトリガーの例.	33
3.5	Run-3 における初段エンドキャップ部ミュオントリガーロジックの概要 ^[36]	34
3.6	M2-M3 で用いられる SLB のコインシデンスロジックの概要図 ^[5]	35
3.7	初段ミュオントリガーのアルゴリズム ^[33]	36
3.8	高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガー回路の概要.	37
3.9	TGC EI doublet (左) と TGC EIL4 triplet (右) における η 位置測定の概要 ^[29]	38
3.10	ストリップにおけるチェンバー間の OR の取り方 ^[33]	39
3.11	ワイヤーの doublet, triplet およびストリップの doublet における Station Coincidence の概要 ^[28]	40
3.12	(左) η 方向 (右) ϕ 方向についてパターンとして保存する角度情報 ^[28]	41
3.13	2017 年の運転における TGC 各層のヒット検出効率分布. ^[32]	41
3.14	パターンマッチングを行う最小領域の模式図 ^[33]	43
3.15	グループ ID を用いたストリップのパターンマッチングアルゴリズムの概要.	44
3.16	Coincidence Window を用いた p_T 判定の概念図 ^[28]	45
3.17	ϕ 方向の位置によって生じる実際の η 位置とのずれの概念図 ^[33]	46
3.18	ミュオン検出器の R-z 図 ^[28]	47
3.19	磁場内部の検出器でカバーされる $\eta - \phi$ 領域をビーム軸方向からみた図 ^[28]	47
3.20	NSW Coincidence における Coincidence Window の例 ^[29]	48
3.21	EI Coincidence における $ \eta_{BW} - \eta_{EI} $ の p_T による分布の違いと $ \eta_{BW} - \eta_{EI} $ の閾値 ^[29]	49
3.22	RPC Coincidence における Coincidence Window の例 ^[33]	50
3.23	Tile Coincidence の概要図 ^[28]	51

3.24	MDT TP における 2 および 3 つのステーションを用いた飛跡再構成ロジック [8]. . .	51
4.1	従来のアルゴリズムを用いた場合の (左) ワイヤー (右) ストリップにおける飛跡の再構成効率.	53
4.2	(左) ワイヤーで再構成された飛跡の η 座標と衝突点における飛跡の η 座標の差 (右) ストリップで再構成された飛跡の ϕ 座標と衝突点における飛跡の ϕ 座標の差. . .	53
4.3	ワイヤー (左) ストリップ (右) の飛跡の角度再構成における非効率の内訳. . . .	54
4.4	各 p_T 閾値での飛跡の p_T 再構成効率.	55
4.5	Segment Reconstruction に成功した飛跡に対する p_T 再構成効率.	56
4.6	ミスアライメントの有無に対するワイヤーにおける飛跡の再構成効率の比較. . . .	57
4.7	ルミノシティに対する p_T 閾値 20 GeV における Wire-Strip coincidence による再構成レートとオフライン解析による再構成レートの比較.	60
4.8	高輝度 LHC で予想される瞬間ルミノシティ $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ におけるエンドキャップおよびフォワード領域での各 p_T 閾値に対する Wire-Strip coincidence による再構成レート.	61
5.1	Wire パターンリストの実装方法の概要.	63
5.2	パターンリストの太らせの概念図.	65
5.3	パターンリストの太らせによって回復できるイベントの例.	65
5.4	太らせの前後における Segment Reconstruction で選ばれた飛跡が何度目のパターンマッチングで選ばれたかを示す値の比較.	66
5.5	従来の sub-unit の範囲のままで全ての直線飛跡を格納した Wire パターンリストと従来の Wire パターンリストによる Segment Reconstruction の効率の比較. . . .	67
5.6	ワイヤーで再構成された飛跡の η 座標と衝突点における飛跡の η 座標の差. . . .	67
5.7	従来の sub-unit の範囲のままで全ての直線飛跡を格納した Wire パターンリストと従来の Wire パターンリストによる (a) p_T 閾値が 5 GeV (b) p_T 閾値が 20 GeV の飛跡の再構成レートの比較.	68
5.8	従来の sub-unit の範囲と (a) 方法 1, (b) 方法 2, (c) 方法 3 で拡張した sub-unit の範囲におけるワイヤーの飛跡再構成効率の比較.	69
5.9	従来の sub-unit の Wire パターンリストと方法 3 の sub-unit の Wire パターンリストを用いたときの p_T 閾値が 5 GeV のミューオン飛跡の再構成レートの比較. . . .	70
5.10	(a, b) 従来の sub-unit を用いた場合, (c, d) 方法 3 の sub-unit を用いた場合におけるグループ ID の有無に対するワイヤーによる飛跡の再構成効率の比較. (b, d) は低い p_T の飛跡の再構成効率を示している. 灰色のプロットは従来の sub-unit でグループ ID を用いてない場合で, 図 5.5 における赤色のプロットと同じものである. . .	71
5.11	(左) ワイヤー (右) ストリップにおける太らせの前後での飛跡の再構成効率の比較. . .	72
5.12	太らせの前後での θ 方向の角度分解能の比較.	73

5.13	太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の p_T 再構成効率.	73
5.14	パターンリストを太らせていない飛跡の再構成レートと (a) ワイヤーだけ太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レート (b) ストリップだけ太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レート (c) どちらも太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レートの比較. 灰色のプロットは図 5.7 (b) における赤色のプロットと同じものである.	74
5.15	太らせたパターンリストを用いたときのミスアライメントの有無に対するワイヤーにおける飛跡の再構成効率の比較.	76
5.16	従来のアルゴリズムと改善したアルゴリズムを用いたときのワイヤーによる飛跡の再構成効率の比較.	77
5.17	改善したアルゴリズムを用いたときの飛跡の p_T 再構成効率.	77
5.18	改善したアルゴリズムを用いたときの p_T 閾値が 20 GeV の飛跡の p_T 再構成効率と従来のアルゴリズムを用いたときの再構成効率との比較. 従来のアルゴリズムによる再構成効率は 93.7%であったが, アルゴリズムの改善によって 94.4%まで回復する.	78
5.19	従来のアルゴリズムと改善したアルゴリズムを用いたときの (左) p_T 閾値が 5 GeV (右) p_T 閾値が 20 GeV の飛跡の再構成レートの比較.	78
A.1	ワイヤー (左) およびストリップ (右) のパターンリスト作成手法の概念図 ^[28]	86
B.1	(左) ワイヤー (右) ストリップの Segment Reconstruction による飛跡の再構成効率のファームウェアとの比較検証 ^[34]	87
B.2	p_T が 20 GeV のミュオンが通過した場合に得られる飛跡の角度測定分解能.	88

表 目 次

2.1	LHCにおける重心系エネルギー, 最大瞬間ルミノシティおよびピークパイルアップ数.	11
4.1	p_T が 20 GeV 以上の飛跡の角度再構成における非効率の内訳.	54
4.2	5 – 20 GeV の各 p_T 閾値における飛跡の p_T 再構成効率のフィッティングの結果.	55
4.3	p_T が 20 GeV 以上におけるミスアライメントの有無での飛跡の再構成効率の比較.	57
4.4	Run-3 におけるトリガーアルゴリズムと高輝度 LHC のトリガーアルゴリズムを用いた場合の p_T 閾値 20 GeV における検出効率のフィッティング結果.	58
4.5	実データ取得時のビームのパラメータ [28].	59
4.6	高輝度 LHC で予想される瞬間ルミノシティ $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ におけるエンドキャップ領域およびフォワード領域での 5 - 20 の各 p_T 閾値閾値に対する Wire-Strip coincidence による再構成レート.	60
5.1	従来の sub-unit の定義と 3 つの新たな sub-unit の定義	63
5.2	方法 1-3 で拡張した sub-unit における p_T が 10 GeV 以下のミュオン飛跡の再構成効率の比較.	68
5.3	従来の sub-unit と方法 3 で拡張した sub-unit におけるグループ ID の導入による飛跡の再構成効率の改善.	70
5.4	太らせたパターンリストを用いたときの 5 – 20 GeV の各 p_T 閾値における飛跡の p_T 再構成効率のフィッティングの結果.	75
5.5	従来のアルゴリズムを用いたときの 5 – 20 GeV の各 p_T 閾値における飛跡の p_T 再構成効率のフィッティングの結果.	75
5.6	改善したアルゴリズムを用いたときの 5 – 20 GeV の各 p_T 閾値における飛跡の p_T 再構成効率のフィッティングの結果.	76
B.1	p_T が 20 GeV 以上の飛跡に対する再構成効率のファームウェアとの比較検証.	88

第1章 序論

1.1 素粒子標準模型

素粒子の標準模型は、物質を構成する基本的な粒子である素粒子とその間に働く基本的な相互作用について現時点で最も正確に記述する理論である。自然界には4つの基本的な相互作用(電磁相互作用, 弱い相互作用, 強い相互作用, 重力相互作用)が存在するとされ, 標準模型はこのうち重力相互作用を除いた3つの相互作用をゲージ理論で記述する。また, 粒子の質量はそれと湯川相互作用を介して結合するヒッグス場の自発的対称性の破れによって獲得する(ヒッグス機構)。標準模型には図 1.1 に示すようにフェルミオンにはそれぞれ6種類のクォークとレプトンがあり, ボソンは4種類のゲージボソンとヒッグス粒子で構成されている。

1.2 ATLAS 実験で目指す物理

LHC-ATLAS 実験は, LHC^[21] による陽子陽子衝突によって生成された粒子を大型汎用検出器 A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS)^[14] で検出し, 標準模型物理の検証および新物理の探索を行う実験である。ATLAS 実験および CMS 実験によって2012年にヒッグス粒子が発見され^[15, 17], 標準模型が完成した。一方で, ダークマターの存在やニュートリノ振動など標準模型で説明できない問題は多い。また, ヒッグス場の質量の量子補正における2次発散をくりこむ際に, 理論のカットオフスケールがプランクスケールであれば 10^{34} GeV² のオーダーのファインチューニングを必要とすること(階層性問題)など標準模型には理論的な不定性がある。これらの問題を解消するために様々な標準理論の拡張理論が提案されているが, LHC-ATLAS 実験はエネルギーフロンティア実験として, TeV スケールの高エネルギー領域でこれらの理論が预言する標準理論を超えた現象(新物理)の観測を目指している。本節では ATLAS 実験が行う標準模型の精密検証および標準模型を超える理論が预言する新粒子の探索について述べる。

1.2.1 標準模型の精密検証

LHC は現時点でヒッグス粒子を生成可能な唯一の加速器であり, ATLAS 実験では2012年にヒッグス粒子を発見して以来, その性質の精密測定を行なっている。図 1.2 および図 1.3 に, ヒッグス粒子の LHC における主な生成過程および崩壊過程のファインマンダイアグラムを示す。図 1.3 に無い, 第1・2世代のフェルミオンの湯川結合については分岐比が小さい上に背景事象が膨大であ

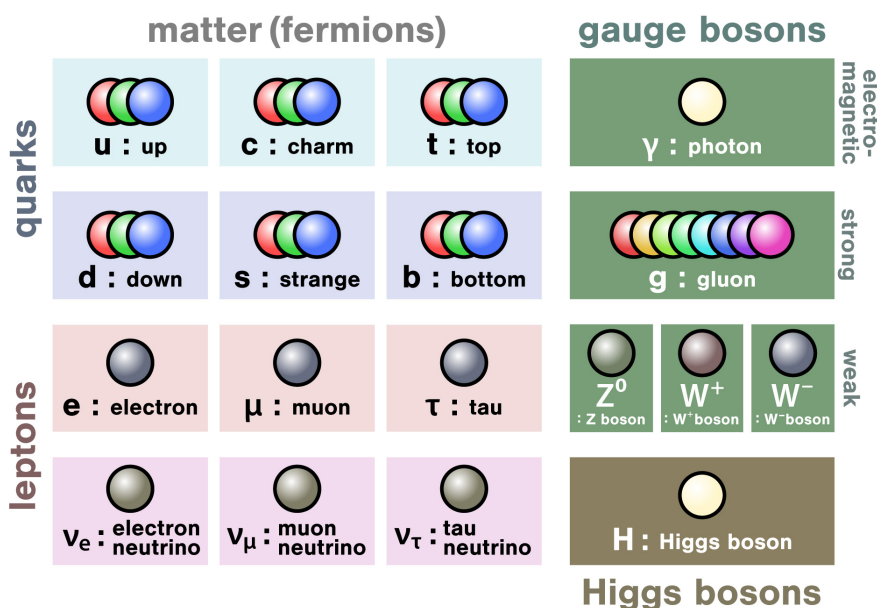


図 1.1 : 標準模型の粒子一覧 [35].

るために確認できていない. 例えば $H \rightarrow c\bar{c}$ は分岐比として数%程度であり, さらに QCD 背景事象によって測定が困難である. $H \rightarrow \mu\mu$ については分岐比が 0.022 % と非常に小さく, Drell-Yan process の背景事象によって探索は困難であるが, 2020 年に 3σ を超える兆候が観測された [19].

標準模型において, ヒッグス機構はゲージ不変性を維持したままゲージ場に質量を与えることができる. そして, ヒッグス粒子は湯川結合を通じてフェルミオンと結合し, 質量を与える. ヒッグス粒子に関しては質量や第三世代フェルミオンとミュオン, ゲージボソンとの結合定数こそ測定されたものの, それ以外の自己結合を含む結合定数については未だに正確に測定されていない. 標準理論が予測する結合定数との比較を通じて新物理の探索を行うことができるという意味でヒッグス粒子は新物理へのプローブになる. 例えば, 図 1.4 に示すように, ヒッグス粒子とフェルミオンとの湯川結合定数はフェルミオンの質量に比例する. 測定したデータから測定したヒッグス粒子の結合定数は標準模型の予想値から外れていない. 高輝度 LHC で得られる高統計を利用し, 自己結合定数やチャームクォークとの結合定数の測定など, さらなる精密検証が期待される.

1.2.2 標準模型を超える理論が预言する新粒子の探索

標準模型で説明できない事象に対する理論的解決として有力なものの一つに超対称性理論 (SUSY) がある. 超対称性とはボソンとフェルミオンの入れ替えに対する対称性であり, ポアンカレ対称性と非自明な関係を持つ唯一の物理的な対称性である. つまり, SUSY は時空の対称性と内部対称性を結びつけ, 4 つの相互作用を統一する理論として期待されている. SUSY では, 標準模型粒子

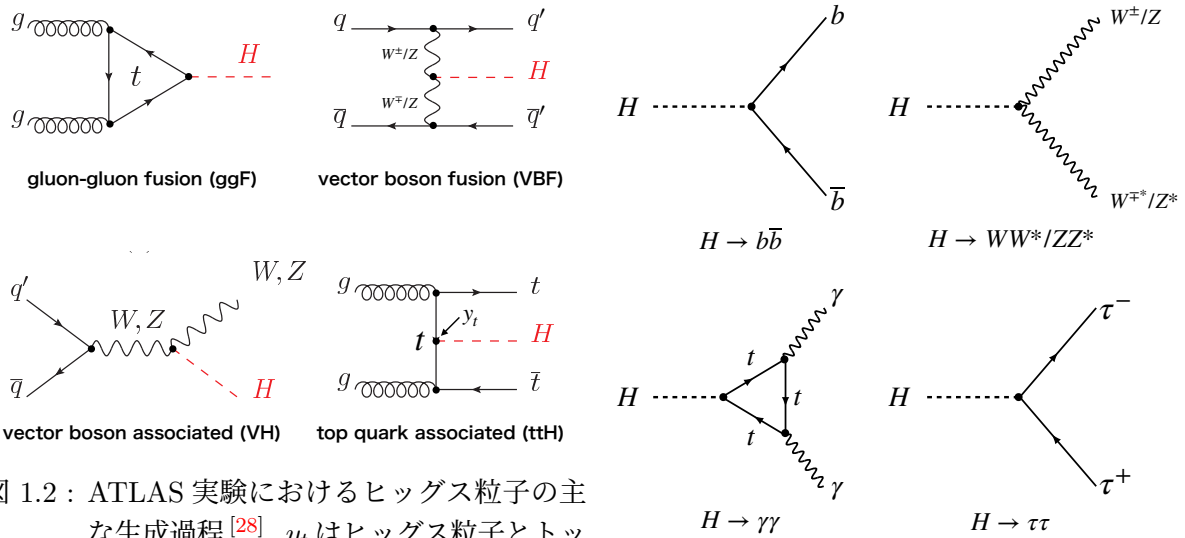


図 1.2 : ATLAS 実験におけるヒッグス粒子の主な生成過程 [28]. y_t はヒッグス粒子とトップクォークの湯川結合定数を示す. ggF 過程による反応断面積が最も大きい.

図 1.3 : ヒッグス粒子の主な崩壊過程 [28]. 崩壊分岐比は $H \rightarrow b\bar{b}$ 過程が最も大きい.

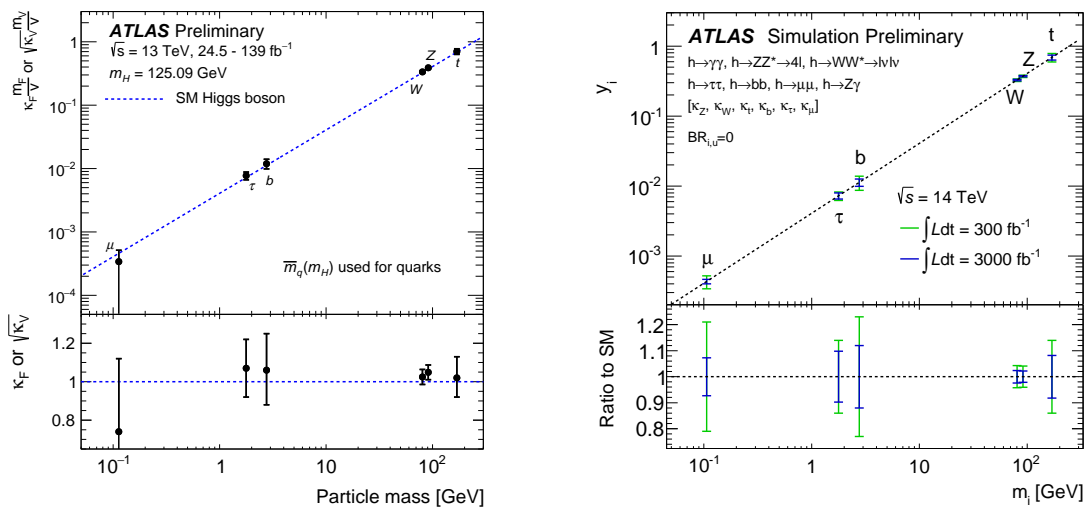


図 1.4 : (左) 重心系エネルギー $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ のデータを用いて測定した各粒子とヒッグス粒子との結合定数の測定結果 [9]. 2019 年の解析結果であり, 2020 年のミュオンデータの更新されていない. 青い点線が標準模型で予想される粒子の質量と結合定数の対応関係を示す. 現在のところ標準模型との有意な差は見られない. (右) 統計量に対する湯川結合定数の測定精度の見積もり [18]. 緑が Run-3 までのデータ (300 fb^{-1}), 青が高輝度 LHC のデータ (3000 fb^{-1}) を用いた測定精度の見積もりを示す.

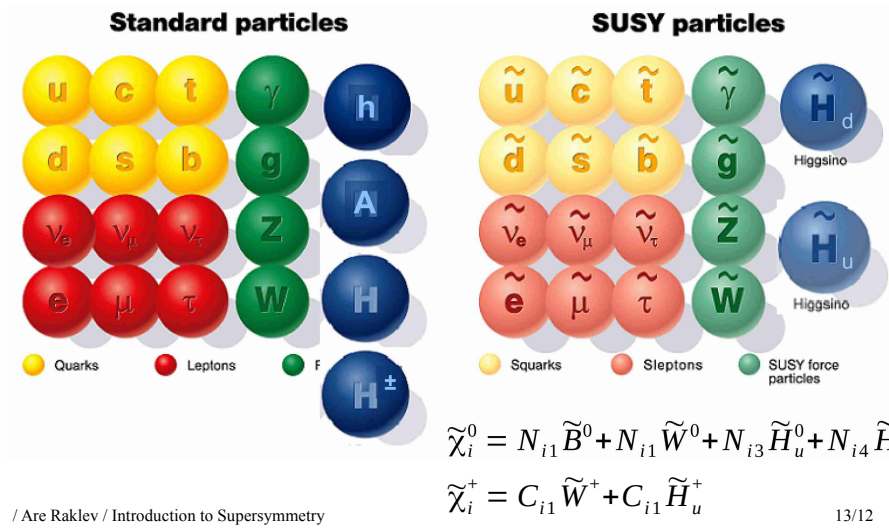


図 1.5 : 標準理論が超対称性を持つよう最小限に拡張した Minimal Supersymmetric Standard Model における粒子の一覧 [27]. 標準模型粒子に対する超対称性パートナー粒子の存在が予言される.

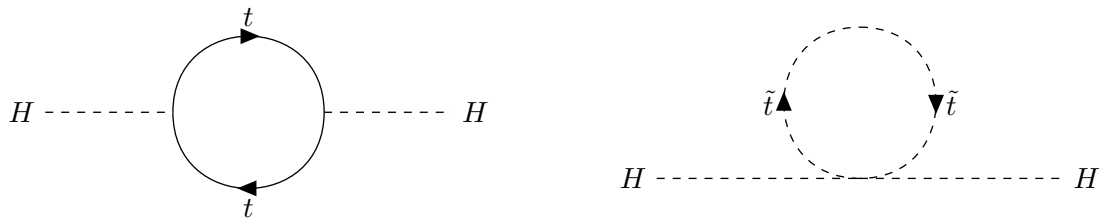


図 1.6 : (左) ヒッグス粒子の質量に対する最も大きな輻射補正であるトップクォーク (t) のループ. 標準模型においてはファインチューニングで二次発散を打ち消した結果としてヒッグス粒子の質量が 125 GeV となる. (右) 超対称性粒子が存在した場合に考えられるトップクォークの超対称性パートナーであるストップ (\tilde{t}) のループ. これがトップクォークのループによる輻射補正と打ち消し合うことで輻射補正は二次発散ではなく \log 発散に収まる.

に対して電荷が等しくスピンの $1/2$ だけ違う超対称性粒子 (超対称性パートナー粒子) の存在が予言される. 図 1.5 に標準理論が超対称性を持つよう最小限に拡張した Minimal Supersymmetric Standard Model における粒子の一覧を示す. SUSY を導入することで, 図 1.6 に示すようにトップクォークの輻射補正による二次発散が超対称性パートナーのストップで作られるループにより打ち消され階層性問題が解決されるほか, 電磁相互作用・弱い力・強い力の結合定数が高エネルギー領域において近づき, 超対称性粒子で最も軽い中性粒子として予言されるニュートラリーノがダークマターの候補となる.

ATLAS 実験では様々な過程を通して超対称性粒子の直接探索を行っているが新粒子の兆候は見つかっていない. 図 1.7 に Run2 の重心系エネルギー 13 TeV での衝突データを用いて探索したベンチマークシナリオにおける各超対称性粒子に対する質量の棄却上限を示す.

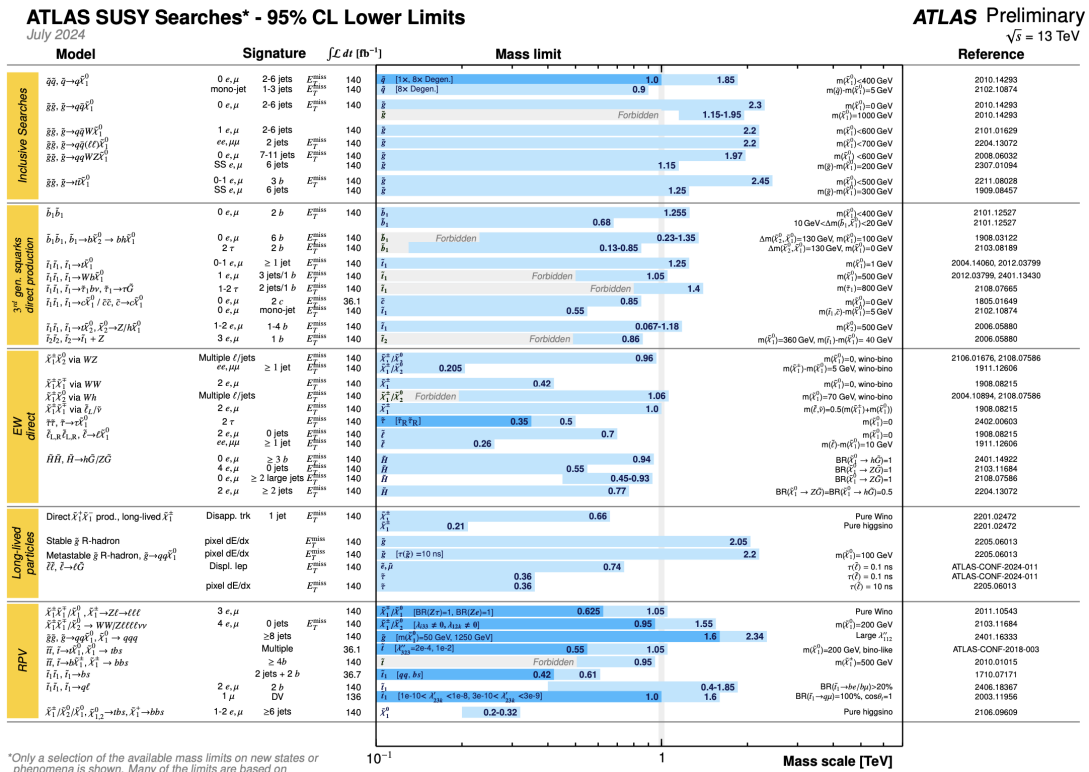


図 1.7 : Run-2 までのデータを用いて得られた超対称性粒子の質量に対する棄却領域^[20]. 超対称性粒子の存在を示す有意な信号は見つかっていない。

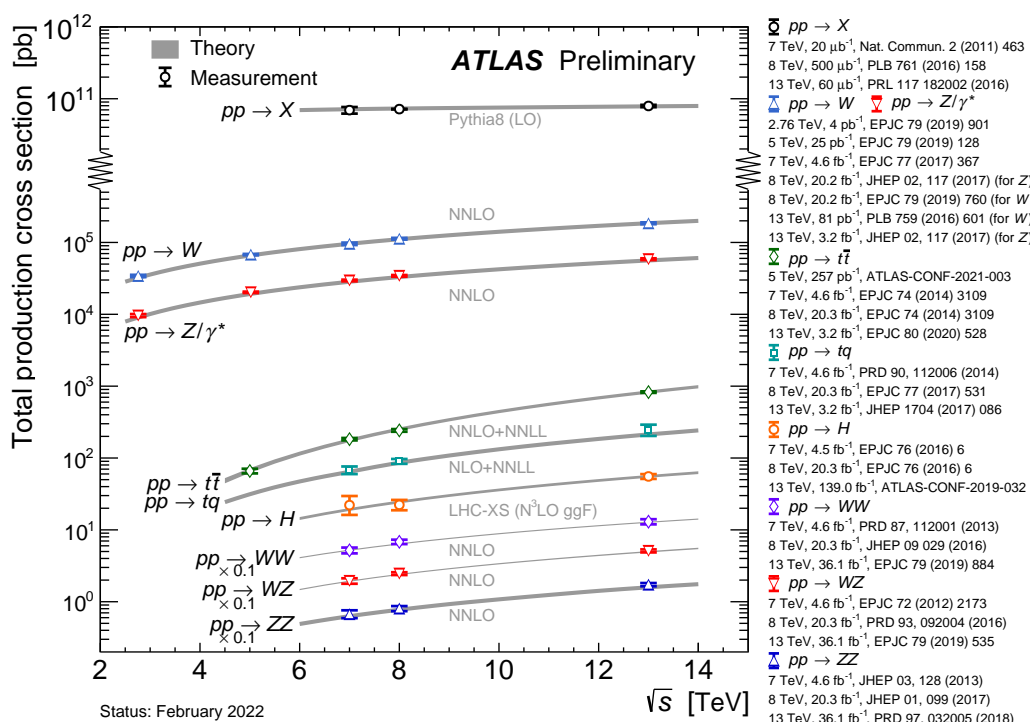


図 1.8 : ATLAS 実験で測定された, 陽子陽子衝突における各物理過程の LHC の重心系エネルギーに対する反応断面積 [11]. ヒッグス粒子やトップクォーク, ベクターボソンの生成など, 興味のある物理事象の反応断面積は陽子陽子散乱の全断面積と比べて 9 - 11 桁も小さい.

1.3 ミューオントリガーが物理解析に与える影響

1.2 節で述べたような新物理を探索していく上で, より効率的に高統計のデータを得るために 2030 年より瞬間ルミノシティを現在の約 3 倍へと増強した高輝度 LHC の運転が予定されている. 瞬間ルミノシティの増強に伴って陽子の衝突数が増加し, 背景事象も大きく増加することが予想される. 図 1.8 に示すように陽子陽子衝突の全断面積に対して物理的に重要な過程の反応断面積は非常に小さい. 高輝度 LHC でも現状までと同じトリガーを用いる場合, 単位時間あたりに取得できるデータ量には限界があるため, トリガーレートを抑えるために粒子のエネルギーや運動量に対する閾値を上げる必要がある. 図 1.9 に 1 つのレプトン (電子またはミュオン) をもってトリガー判定をするシングルレプトントリガーの横運動量 (p_T) 閾値と信号過程に対するアクセプタンス (の関係) を示す. アップグレードを行わない場合, 高輝度 LHC ではレプトントリガーの p_T 閾値を 50 GeV まで上げる必要があり, 物理事象へのアクセプタンスが大幅に下がってしまう.

また, 終状態に 2 つのレプトンを持つ物理過程においてもアクセプタンスが低下することが予想されている. 図 1.10 に二つのレプトン信号によってトリガー判定をするダイレプトントリガーの 2 つのレプトンの p_T 閾値に対する物理過程のアクセプタンスを示す. どちらの物理過程においても, アクセプタンスが大きく低下していることがわかる.

このように, ミューオントリガーの p_T 閾値を保つことは高輝度 LHC における物理感度を高めるために重要であり, そのためにはミュオントリガーのアップグレードが必要である.

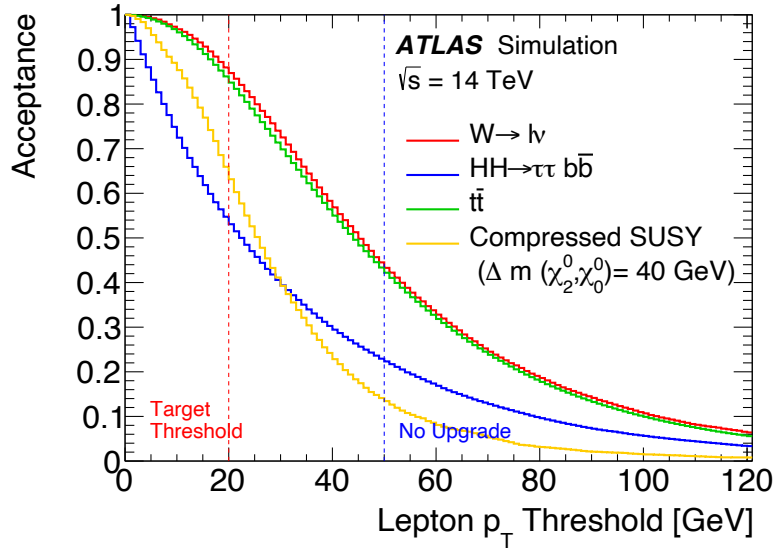


図 1.9 : モンテカルロシミュレーションを用いて概算した, シングルレプトントリガーの p_T 閾値と各過程に対するアクセプタンス (の関係) [8]. アップグレードを行わない場合閾値を 20 GeV から 50 GeV に上げる必要があり, 物理事象のアクセプタンスが大きく下がることになる。

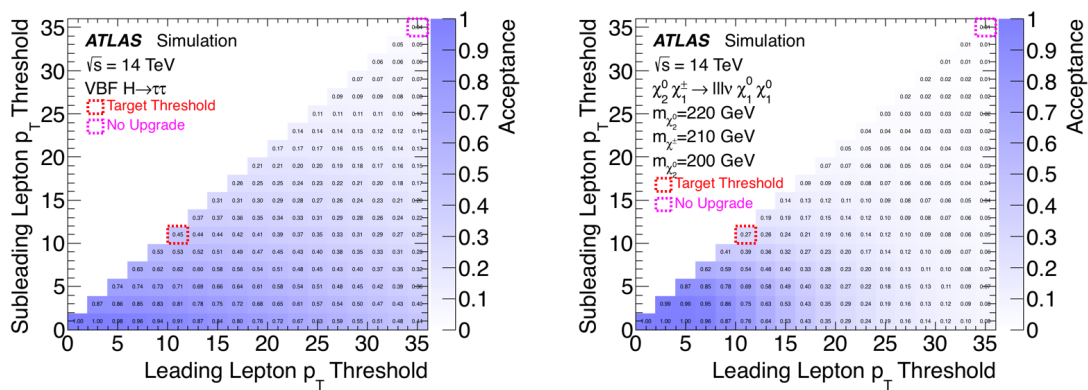


図 1.10 : モンテカルロシミュレーションを用いて概算した, ダイレプトントリガーの 2 つのレプトンの p_T 閾値に対する $HH \rightarrow \tau_{lep} \tau_{lep}$ 過程 (右) と $\chi_2^0 \chi_1^0 \rightarrow ll \nu \chi_1^0$ のアクセプタンス [8]. Run-3 のトリガー閾値におけるアクセプタンスを赤, アップグレードをしない場合のトリガー閾値におけるアクセプタンスをピンクで囲って示している。

1.4 本論文の構成

本論文は全6章で構成される。第2章ではLHC-ATLAS実験の概要と高輝度LHCに向けたアップグレードの概要について説明する。第3章ではLHC-ATLAS実験におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーの詳細について説明する。第4章ではこれまでに開発されたHL-LHC用のエンドキャップ部初段ミュオントリガーロジックの性能評価について述べる。第5章では新たに開発したアルゴリズムによるトリガーロジックの性能の改善について述べる。第6章では本論文の結論および今後の展望を示す。

第2章 LHC-ATLAS 実験

LHC-ATLAS 実験は, LHC 加速器を用いた陽子陽子衝突によって生じた粒子を ATLAS 検出器で観測し, 標準模型の精密測定や標準模型を超えた新物理の探索などの物理プログラムを目的としている実験である. LHC は 2018 年に Run-2 を終了し, アップグレードを経て 2022 年 7 月より Run-3 を開始している. 2026 年に Run-3 を終了後, 長期のアップグレードののち 2030 年より輝度を 3 倍に増加させた高輝度 LHC も運転が予定されている.

本章では LHC 加速器および ATLAS 検出器の概要と, 高輝度 LHC に向けたアップグレードについて述べる.

2.1 LHC 加速器

スイスとフランスの国境にまたがる Large Hadron Collider (LHC) 加速器は, 欧州原子核研究機構 (CERN) の地下に設置された周長約 27km の陽子陽子衝突型円形加速器である. LHC は重心系エネルギー 14 TeV, 瞬間ルミノシティ $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ をデザインゴールとして設計された装置である. 陽子ビームはバンチと呼ばれる約 10^{11} 個の陽子の塊を連ねた構造になっており, 40 MHz の頻度でバンチを交差させ, 1 度の交差で複数の陽子衝突が起こる (パイルアップ). LHC には 4 ヶ所の衝突点があり, 汎用検出器の ATLAS と CMS^[16] の他, 重イオン衝突精密測定のための ALICE^[12], b クォークの物理に特化した LHCb^[13] の 4 つの検出器がそれぞれ設置されている. 図 2.1 に加速器システム全体の概要を示す.

図 2.2 に LHC の運転スケジュールを示す. LHC は 2010 年より本格的に運転を開始し, 2010-2012 年 (Run-1), 2015-2018 年 (Run-2) の期間に運転が行われてきた. Run-1 と Run-2 で得られた積分ルミノシティは 190 fb^{-1} である. その後, Phase-1 Upgrade と呼ばれるアップグレードを経て現在は 2022-2026 年の予定での運転期間中 (Run-3) である. Run-3 で 2024 年までの陽子衝突事象から得られた積分ルミノシティを図 2.3 に示す. 高輝度 LHC では 10 年間で積分ルミノシティ 4000 fb^{-1} のデータを取得を予定している. さらに Run-3 終了後 Phase-2 Upgrade を経て, 2030 年より高輝度 LHC (High-Luminosity LHC, HL-LHC) の運転が予定されている. それぞれの運転における重心系エネルギーおよび最大瞬間ルミノシティ, パイルアップ数を表 2.1 に示す.

CERN's Accelerator Complex

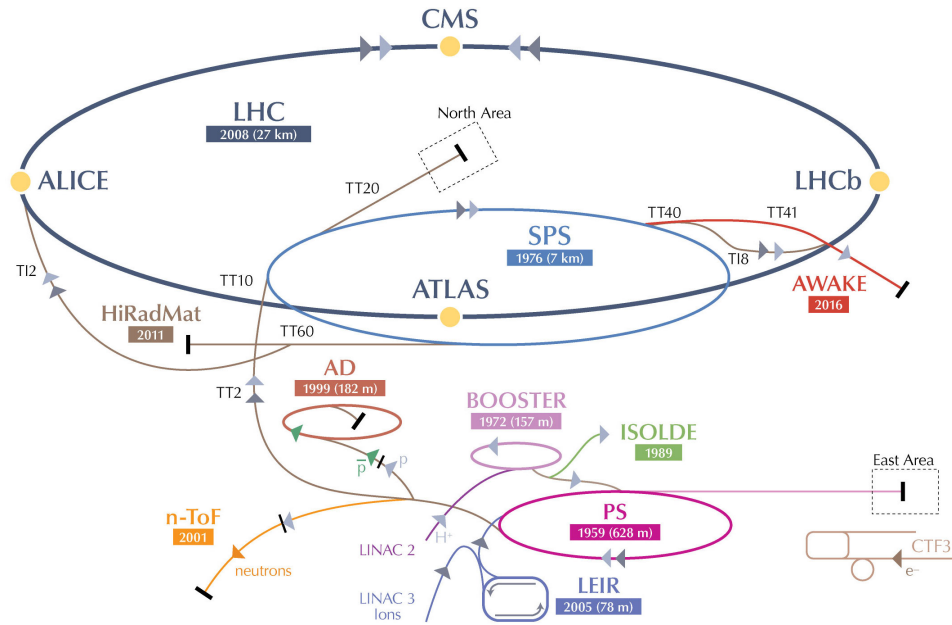


図 2.1 : CERN の加速システムの全体図. [23] 陽子ビームの加速は LINAC, PS, SPS, LHC という順で段階的に行われる.



図 2.2 : 2024 年 10 月時点での LHC の運転スケジュール. [4]

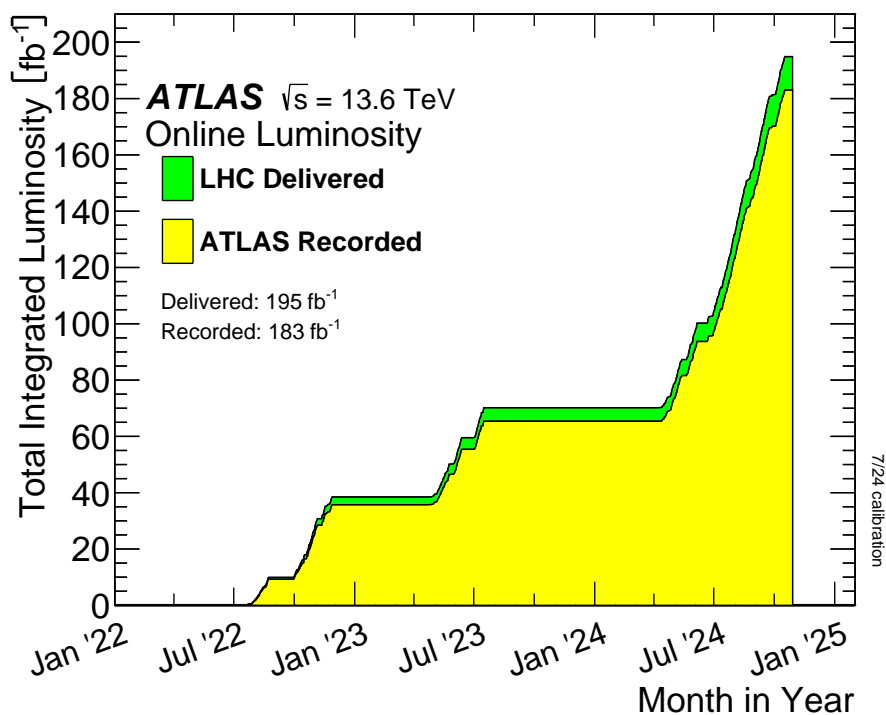


図 2.3 : Run-3 で 2024 年までの陽子衝突事象から得られた積分ルミノシティ. ^[3]LHC Delivered は LHC が ATLAS 検出器に提供した積分ルミノシティで, データ収集が可能な最大量を表す. ATLAS Recorded は ATLAS 検出器が実際にデータ取得に成功した積分ルミノシティを表す.

表 2.1 : LHC における重心系エネルギー, 最大瞬間ルミノシティおよびピークパイルアップ数. 最大瞬間ルミノシティは既にデザイン値を超えた値を達成している.

	デザイン	Run-1	Run-2	Run-3	HL-LHC
重心系エネルギー [TeV]	14	7	13	13.6	14
最大瞬間ルミノシティ [cm ⁻² s ⁻¹]	1 × 10 ³⁴	0.77 × 10 ³⁴	2.0 × 10 ³⁴	2.0 × 10 ³⁴	5-7.5 × 10 ³⁴
ピークパイルアップ数	25	45	50-60	50-60	150-200

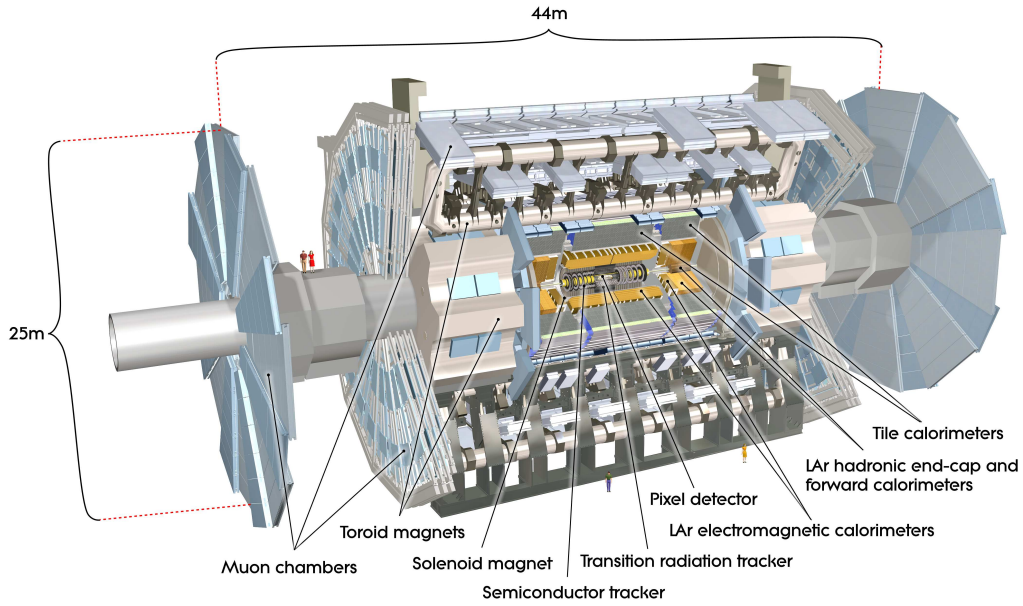


図 2.4 : ATLAS 検出器の全体図 [14].

2.2 ATLAS 実験

LHC の衝突点の一つに図 2.4 に示す ATLAS 検出器が設置されている。ATLAS 検出器は円筒型の長さ 25 m, 長さ 44 m, 重さ 7000 トンの汎用検出器である。ATLAS 実験は大型汎用検出器の ATLAS 検出器を用いて陽子衝突による高エネルギー物理事象で新物理に迫る実験である。2012 年には CMS 実験とともにヒッグス粒子を発見した。現在は標準模型の精密測定および標準模型を超える物理の探索を行なっている。

2.2.1 ATLAS 実験における座標系と変数

ATLAS 実験では図 2.5 のように直交座標系および円筒座標系が用いられる。直交座標系は原点を検出器の中心, z 軸はビーム軸に並行でビームラインの時計回りの方向を正とし, x 軸は LHC の中心方向を正とするような右手系をとる。円筒座標系はビーム軸周りの角度を方位角 ϕ , ビーム軸からの角度を極角 θ , 動径方向を R としている。また θ 方向については擬ラピディティ η という量で表現する。擬ラピディティ η (式 2.1) はラピディティ $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E+p_z c}{E-p_z c} \right)$ の高エネルギー極限である。LHC における陽子衝突はパートン同士の衝突であり, その衝突で生成された粒子はビーム軸方向にブーストしている。2 粒子の擬ラピディティの差はビーム軸方向のブーストに関わらずローレンツ不変であることから重心系での運動学の情報を保持している点で有用な量であるため, 通常 θ ではなく η を用いる。また, 粒子間の距離 ΔR はこれを用いて $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ で定義され, これもビーム軸方向のブーストに対してローレンツ不変な量である。

$$\eta \equiv \lim_{E, |p| \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = -\ln \tan \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (2.1)$$

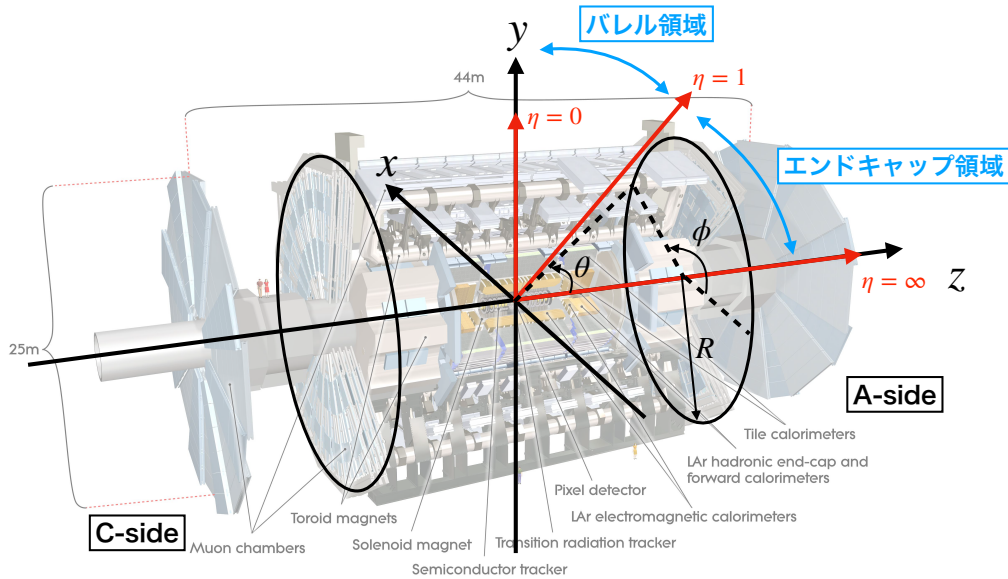


図 2.5 : ATLAS 実験で用いられる座標系 [28]. ビーム軸方向を z 軸, x 軸を LHC の中心方向を正とした右手形をとる. ビーム軸からの角度を表す量として η が用いられ, $|\eta| < 1.05$ の領域をバレル領域, $|\eta| > 1.05$ の領域をエンドキャップ領域と呼ぶ. また, $z > 0$ の領域を A-side, $z < 0$ の領域を C-side と呼ぶ.

ATLAS 検出器では $|\eta| < 1.05$ の円筒側面部分をバレル領域, $|\eta| > 1.05$ の円筒底面部分をエンドキャップ領域と呼ぶ. また, $\eta > 0 (z > 0)$ の領域を A-side, $\eta < 0 (z < 0)$ の領域を C-side と呼ぶ. 粒子の運動量を表す際には横運動量と呼ばれる, ビーム軸に対して垂直な成分 p_T を用いる. 始状態パートンの z 軸方向の運動量が測定不能である一方でビーム軸に垂直な方向に対しては運動量の和が 0 である. したがって, 重心系における運動量情報を引き継ぐ p_T が衝突のエネルギースケールを表す指標として使用される.

2.2.2 ATLAS 検出器

本節では ATLAS 検出器の構造について簡単に説明し, その後ミューオンの再構成に関わる検出器については詳しく説明する. 検出器の断面は図 2.6 のようになっており, 内側から内部飛跡検出器, カロリメータ, ミューオン検出器で構成されている. これらの情報を組み合わせて衝突点で生じた多様な粒子の物理量を測定する. 衝突点に最も近い内部飛跡検出器はソレノイド磁石の内側に位置し, 磁場によって曲げられた荷電粒子の飛跡から粒子の運動量を測定することができる. カロリメータはソレノイドの外側に位置し, 内側から順に電子や光子のエネルギーを測定する電磁カロリメータとジェットのエネルギーを測定するハドロンカロリメータの 2 種類のサンプリング型カロリメータからなる. その外側のトロイド磁場の内外にはミューオン検出器が設置され, トロイド磁場によって曲げられた飛跡からミューオンの運動量を測定する. ミューオンは寿命が $2.2 \mu\text{s}$ と比較的長く, また電子に比べて制動放射によるエネルギー損失が小さいために物質に対する透過

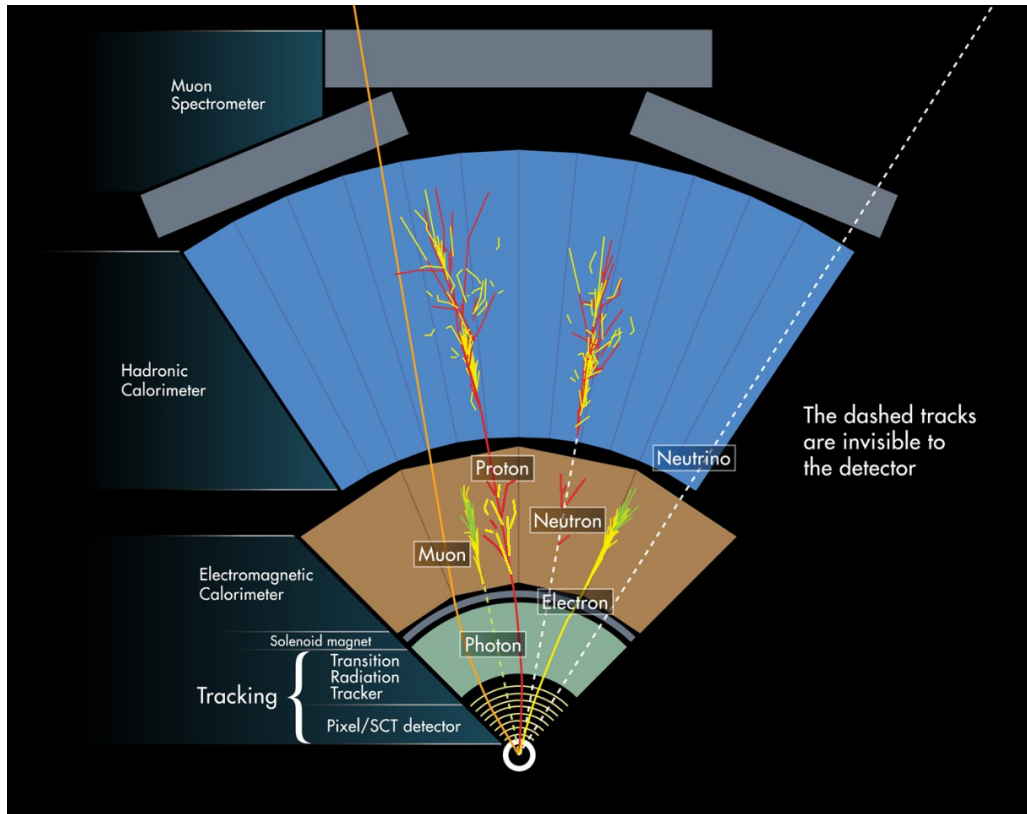
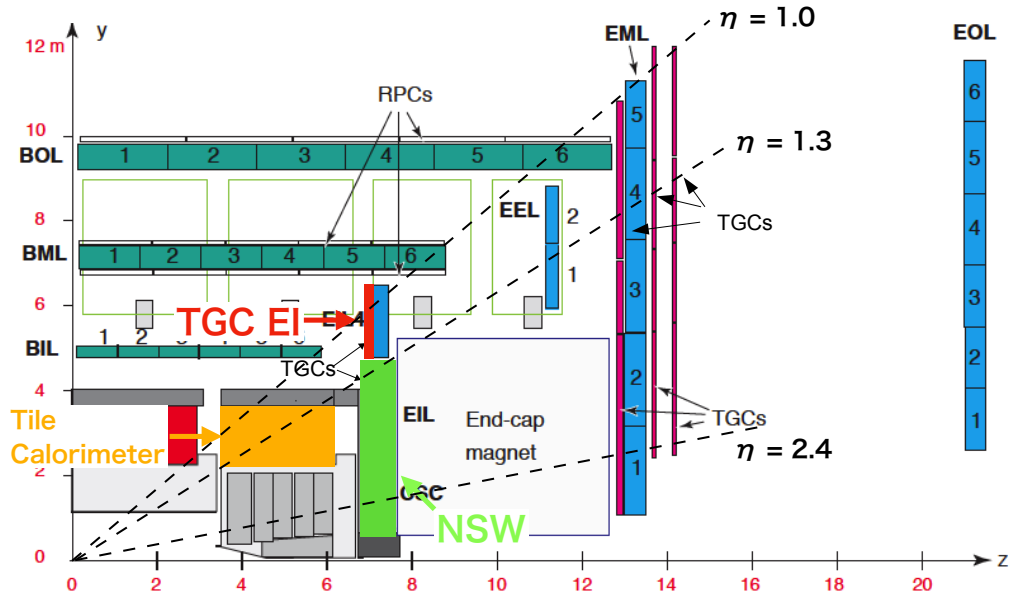


図 2.6 : ATLAS 検出器の構造と各検出器で検出できる粒子の概要 [24].

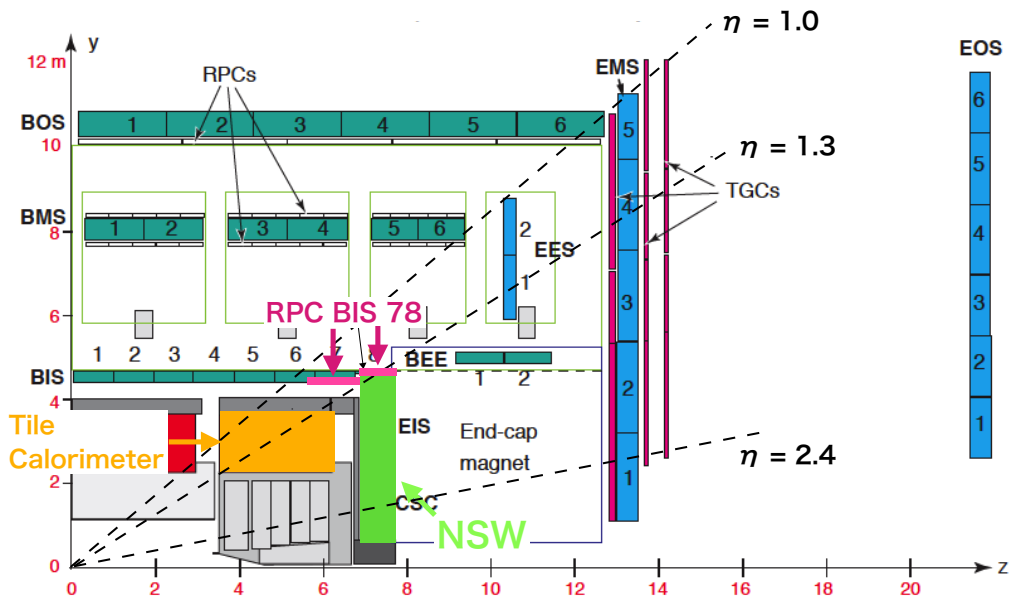
力が高いため、カロリメータよりも外側にある検出器でミューオンを検出する。トロイド磁場は ϕ 方向に 8 回対称になっており、その 1 単位のうちバレル部のトロイド磁石が位置する領域を Small Sector、トロイド磁石間に位置する領域を Large Sector と呼ぶ。ミューオン検出器もそれに合わせて 8 回対称に配置されている。図 2.7 にミューオン検出器の配置を示す。ATLAS 実験ではトリガー判定用の検出器と精密測定用の検出器に別れており、前者は時間分解能が高く位置分解能が低く、後者は逆に時間分解能が低く位置分解能が高いという特徴がある。ミューオン検出器も同様で、ミューオントリガーの主軸である TGC をはじめ、その他トリガーに用いられる検出器としては RPC, Tile カロリメータがあり、精密測定用の検出器としては MDT がある。NSW はどちらにも用いられる。これらの検出器の概要は次節以降で説明する。

トロイド磁石

ATLAS 検出器ではミューオンの運動量を測定するために超伝導磁石によるトロイド磁場を用いている。図 2.8 に超伝導磁石の配置を示す。トロイド磁石はバレル部とエンドキャップ部からなり、お互いの干渉を避けるため ϕ 方向に 22.5 度 ($\pi/8$) 回転して設置されている、トロイド磁石は ϕ 方向に 8 回対称性をもって設置されているが、磁場は η 方向にも ϕ 方向にも均一でない。図 2.9 に η 方向に対する積分磁場と x-y 平面における磁場を示す。積分磁場とは η 方向に磁場を線積分したものである。図 2.9 から、トロイド磁石によって 1 T ほどの強い磁場がかかる領域もあることがわか



(a) Large Sector でのミュオン検出器の配置図.



(b) Small Sector でのミュオン検出器の配置図.

図 2.7 : Run-3 時点でのミュオン検出器の配置図 [29]. エンドキャップ部でミュオントリガーに用いられる検出器としては, TGC (EI), RPC BIS78, NSW, Tile カロリメータがあるほか, 精密測定用の検出器として NSW および青で示された MDT がある. トリガーには, $1.05 < |\eta| < 1.3$ の領域では TGC に加えて Small Sector に設置された RPC BIS78, Large Sector に設置された TGC EI, および Tile カロリメータを, $1.3 < |\eta| < 2.4$ の領域では TGC と NSW を用いる.

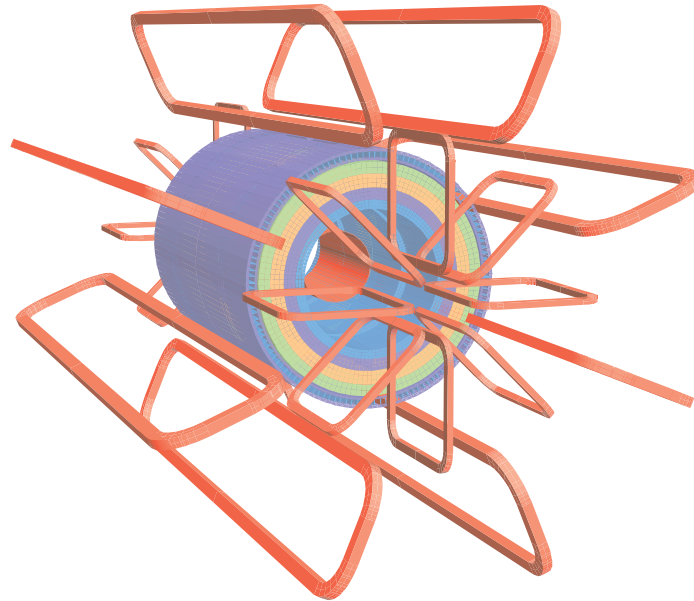


図 2.8 : ATLAS 検出器の超伝導磁石の配置^[14]. 橙色が超伝導磁石の配置を示している.

る. $|\eta| = 1.5$ 付近において, バレル部とエンドキャップ部のトロイド磁石の境目であるために磁場の極端に弱い領域が存在し, この領域ではミューオンが曲がりにくいため p_T 測定が困難である.

Thin Gap Chamber (TGC)

Thin Gap Chamber 検出器は, エンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) でトリガーに用いられるミューオン検出器である. TGC の写真を図 2.10 に, TGC の構造を図 2.11 に示す. TGC は Multi Wired Proportional Chamber (MWPC) の一種であり, ワイヤーが 1.8 mm 間隔で張られ, 反対側の面には G-10 (FRP の一種) とカーボングラファイトを挟んでストリップと呼ばれる電極がワイヤーと直交する向きに配置されている. グラウンドであるカーボングラファイトがストリップに電荷を誘起することで信号の読み出しを行う. ワイヤーから得られるデータの読み出しは 1 チャンネルあたり 4 ~ 20 本をまとめて行っているため, 実際のチャンネルの間隔は数十 mm 程度である. これは時間分解能を保証するため, ワイヤーの間隔を短くすることで荷電粒子によるガスの電離によって生じる信号がワイヤーに到達するまでの時間を短くできる. ストリップの間隔は TGC によって異なるが, 20 ~ 40 mm 程度である. しかし, TGC は後で説明するように, 多層構造になっていることにより位置分解能が R 方向に 2 ~ 6 mm, ϕ 方向に 3 ~ 7 mm となっている. ワイヤー間隔やガスギャップがそのチャンネル間隔に対して狭いのは高い時間分解能を実現するためである. ワイヤーの信号の到達時間は 25 ns 程度, ストリップの信号の到達時間は 30 ns 程度であり, TGC は素早い判断が要求されるトリガーに適した時間分解能を有する. ワイヤーで動径 (η) 方向, ストリップで ϕ 方向の位置情報を読み出し, ミューオンの 2 次元の位置情報を得る.

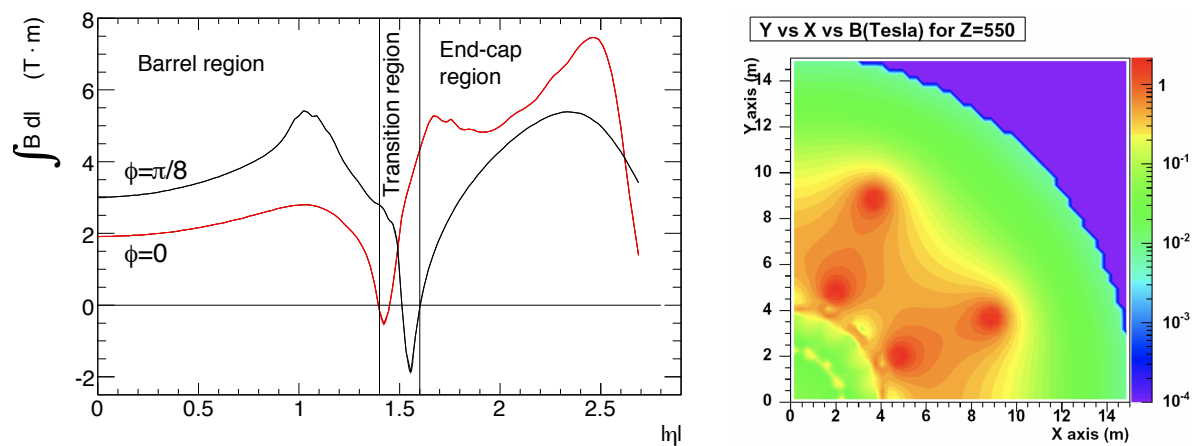


図 2.9 : (左) トロイド磁石による磁場の η 依存性^[14]. (右) トロイド磁石による磁場の $z=550$ mm における xy 平面での分布^[2]. $|\eta| = 1.5$ 付近は Transition region と呼ばれ, バレル部とエンドキャップ部のトロイド磁石の境界であるために磁場が極端に弱い. 赤い線と黒い線はそれぞれ $\phi = 0$ と $\phi = \pi/8$ における η に対する依存性を示している.

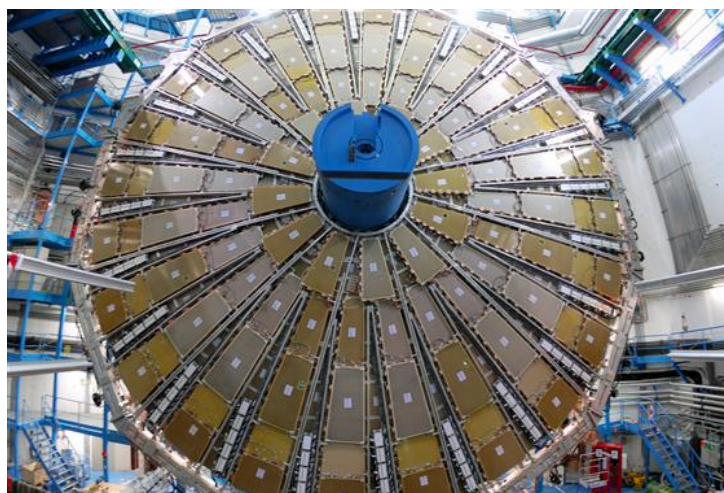


図 2.10 : TGC 検出器の写真^[6]. 写真は円筒形の ATLAS 検出器の蓋にあたる部分に設置されている TGC Big Wheel (BW) のもの.

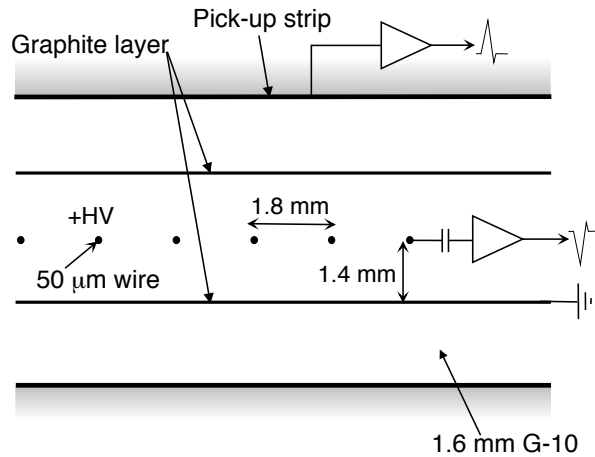


図 2.11 : TGC 検出器の構造 [14]. アノードワイヤーから円筒座標における動径方向, カソードストリップから ϕ 方向の位置情報を測定する.

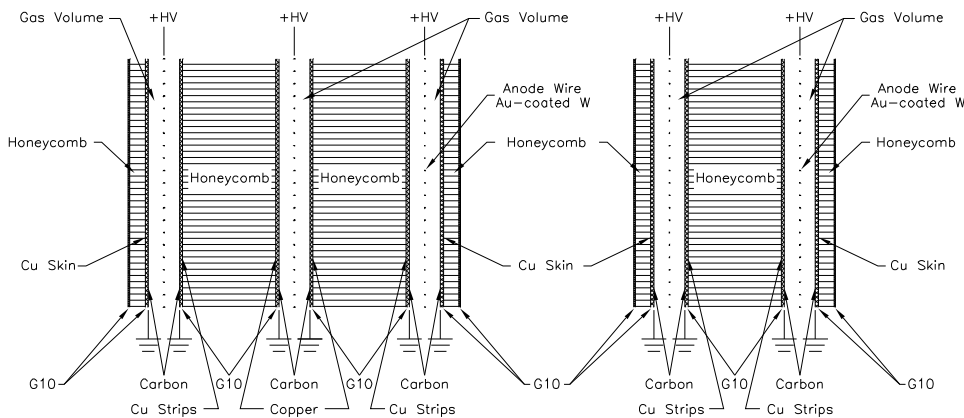


図 2.12 : TGC doublet と triplet の断面図 [14]. triplet については, ワイヤー面が 3 層構造であるが, ストリップ面は 2 層構造である.

TGC には 2 層構造 (doublet) と 3 層構造 (triplet) の 2 種類がある. 図 2.12 にそれぞれの構造を示す. Doublet では 2 層のワイヤーおよび 2 層のストリップ面から信号が読み出され, triplet では 3 層の中央にストリップが存在しないために 3 層のワイヤーおよび 2 層のストリップ面から信号が読み出される.

New Small Wheel (NSW)

NSW は $1.3 < |\eta| < 2.7$ のエンドキャップ領域の全 ϕ 方向を覆い図 2.7 の黄緑部に位置している, トロイド磁場の内側に設置されたトリガーおよび精密測定用のミュオン検出器である. NSW の全体および 1 セクターの構造を図 2.13 に示す. NSW は small-strip TGC (sTGC) と Micromegas (MM) の 2 種類の検出器を 4 層ずつ組み合わせた構造をしており, 位置情報および飛跡の再構成による角度情報を取得する. 初段トリガーにおいては, η 分解能は 0.005, ϕ 分解能は 10 mrad,

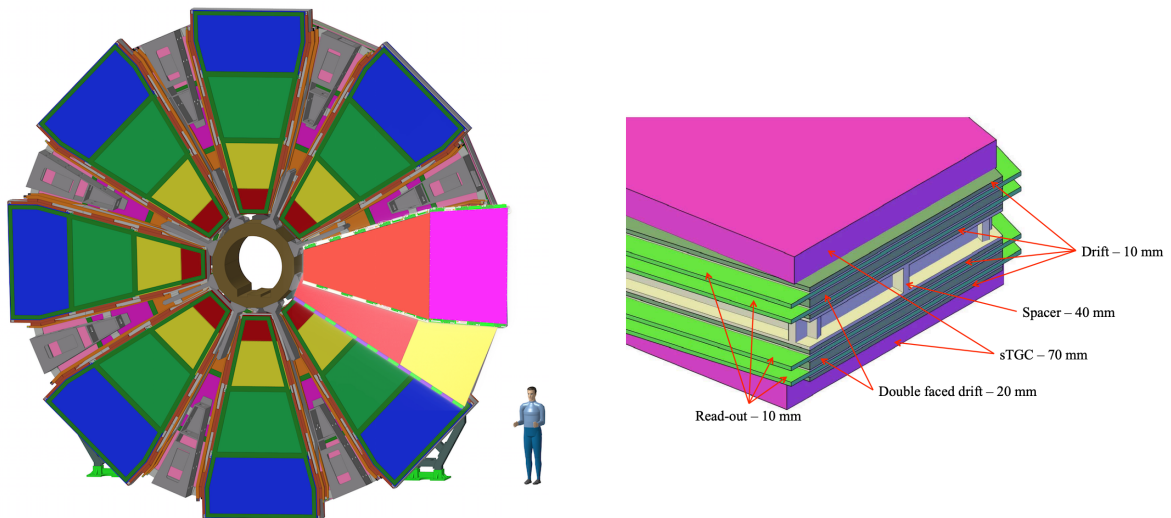


図 2.13 : (左) NSW の構造^[25]. Large Sector および Small Sector の 2 つのチェンバーを交互に配置している. (右) NSW の 1 チェンバーの構成^[22]. 4 層構造の sTGC の間に 4 層構造の MM が 2 つ挟まれた 16 層構造になっている.

ビーム軸に対する角度分解能は 1 mrad である. sTGC は TGC と同じ MWPC で, TGC とは異なり 3.2 mm の間隔で配置されたストリップで動径方向位置を読み出す. エンドキャップ領域にある TGC Big Wheel (BW) とは異なり, 電荷情報を用いた重心計算を行うことで 60 ~ 150 μm の動径方向位置分解能を持つ. また, 粗い位置の読み出しにはパッドと呼ばれる幅の広い読み出しカソードを用いる. MM は平面電極と金属のメッシュで構成された検出器である. 信号の時間差からドリフト距離を見積もることにより検出器に対して垂直に入射していないミュオンにも高い位置分解能を得ており, 1 つの MM は 40° の入射角度の粒子に対して約 90 μm の位置分解能を持つ.

Resistive Plate Chamber (RPC)

RPC は $|\eta| < 1.05$ のバレル領域でトリガーに用いられるミュオン検出器である. 図 2.14 に RPC の構造を示す. RPC は高抵抗のプレートを用いており, 2 mm の間隔をあけた直交するストリップで η と ϕ の位置情報を読み出す. 分解能は z 方向に 10 mm, ϕ 方向に 10 mm である. RPC は Run-1 よりバレル部において R 方向に 3 層設置されており, それぞれが doublet で構成されている. さらに, Run-3 では A-side のみトロイド磁場の内部の small sector ($1.05 < \eta < 1.25$) 領域に triplet 構造を持つ RPC BIS78 が設置された. RPC BIS78 はエンドキャップ領域に存在することから, エンドキャップ部のミュオントリガーにおいても用いられる.

Monitored Drift Tube (MDT)

MDT はバレルおよびエンドキャップ領域に設置された精密測定用のミュオン検出器である. 図 2.15 に MDT の動作原理および構造を示す. MDT は直径約 30 mm のドリフトチューブを 6 ま

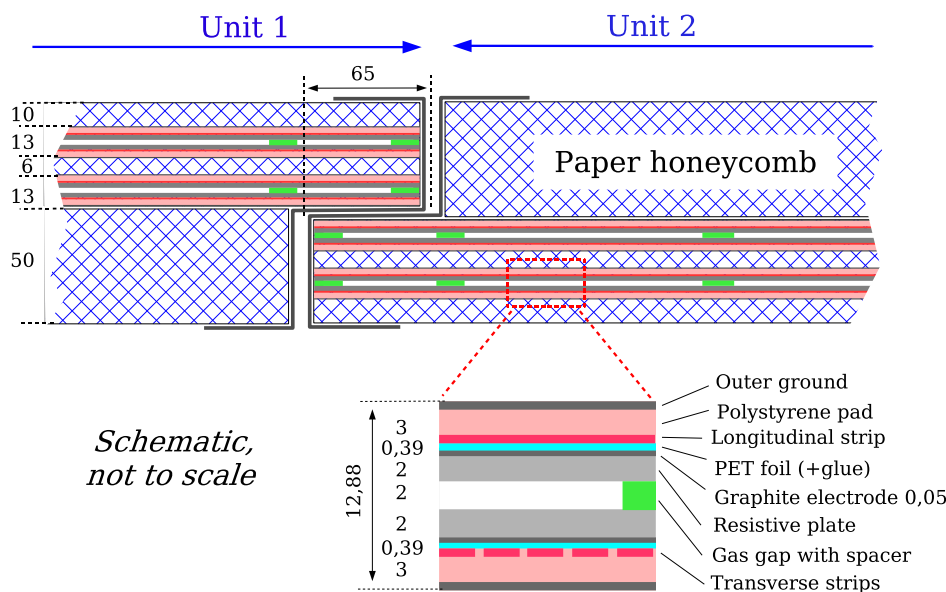


図 2.14 : RPC の構造図 [14]. doublet 構造を持った Unit が 2 層オーバーラップを持って配置されている。

たは 8 層並べた構造になっており, 4 本の光学レーザーを用いて温度によるチェンバーの歪みを常にモニターしている. ミューオンの通過によって生じた電子は, チューブの中心に張られているワイヤーに集められ, そのドリフト時間から通過したチューブ中心からの距離を求める. 複数のドリフトチューブで得られた通過位置の中心からの距離情報を用いることで通過位置および角度を再構成する. 最大ドリフト時間は約 700 ns, 位置分解能は 80 μm である. MDT はそのドリフト時間からこれまで精密測定のみ用いられてきたが, 高輝度 LHC においては初段トリガー (後述) にも用いられる予定である.

Tile カロリメータ

Tile カロリメータは図 2.6 におけるハドロンカロリメータの一種であり, 図 2.16 に示すような鉄およびタイル状のプラスチックシンチレータを交互に重ねた構造を持つ. Tile カロリメータを ϕ 方向に 64 分割, R 方向に A 層, B/C 層, D 層の 3 層に分割した単位をセルと呼び, 各セルの信号は独立に読み出される. 最外層の D 層に到達する粒子の 99 % がミューオンであることを利用して, エンドキャップ領域でミューオン検出器としてトリガー判定にも用いられる. 図 2.17 に示すように, エンドキャップ部のミューオントリガーでは D5 および D6 のセルの情報を用いる.

2.2.3 トリガーシステム

LHC 加速器による陽子陽子衝突頻度が 40 MHz であるのに対して, ATLAS 実験のシステムにおけるデータの記録速度は約 1 kHz である. そのため, トリガー判定が実験データの質を決定す

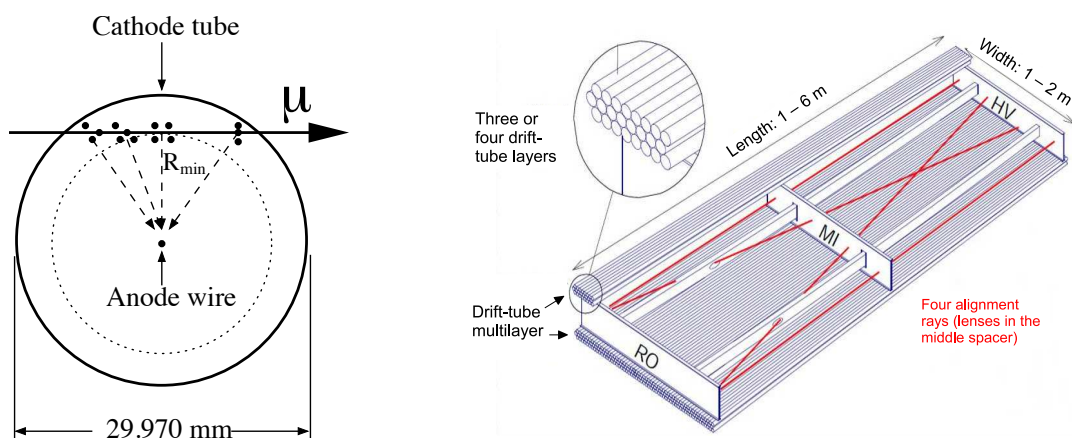


図 2.15 : (左)ドリフトチューブの断面図 [14]. 最も中心に近い点で生じた電子が到達した時間を測定することにより通過位置を再構成する。(右)MDTの構造図 [14]. ドリフトチューブが6層または8層積まれた構造をもち、4本の工学レーザーを用いて温度によるチェンバーの歪みを検出する。

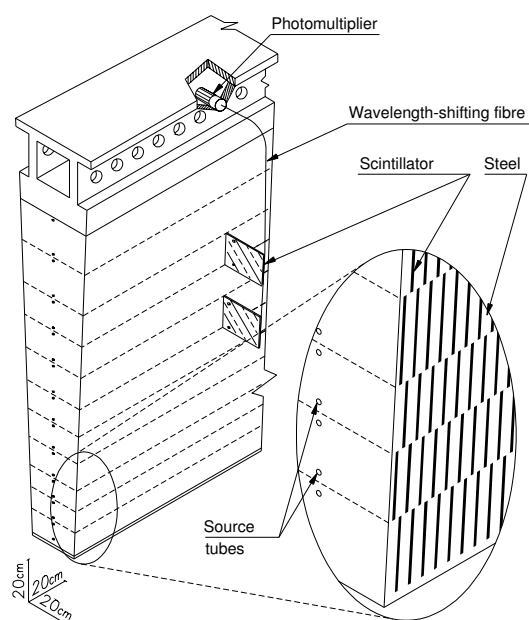


図 2.16 : Tile カロリメータの構造図 [14]. 鉄とタイル状のシンチレータが交互に重なった構造であり、シンチレータから出た光はタイルの端から2本の波長変換ファイバーを用いて読み出され、モジュールの外側に設置されているPMTに集められる。

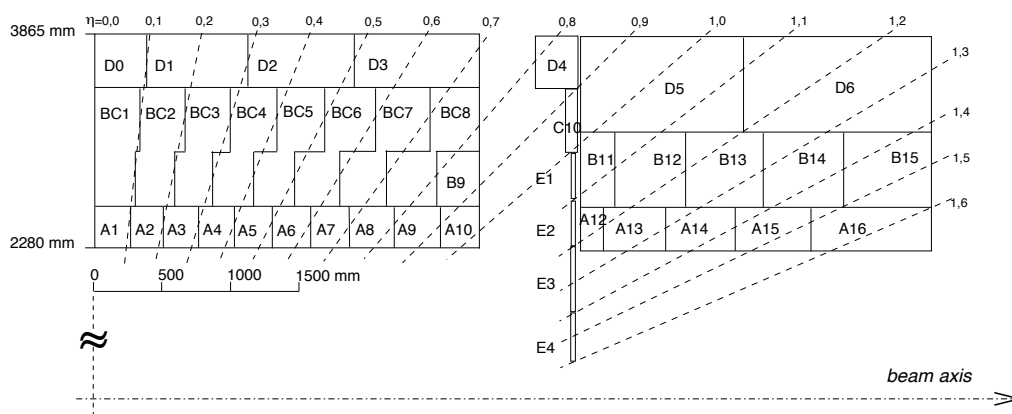


図 2.17: Tile カロリメータのセルの配置図 [14]. エンドキャップ部のミュオントリガーでは最外層でエンドキャップ領域の $1.05 < |\eta| < 1.3$ に位置する D5 および D6 のエネルギー情報を用いる.

る. Run-3 における ATLAS 検出器のトリガーは, ハードウェアにより高速なトリガー判定を行う Level-1 Trigger (L1 Trigger, 初段トリガー) と, ソフトウェアにより精密なトリガー判定を行う High-Level Trigger (HLT) で構成されている. 図 2.18 にトリガーおよび読み出しシステムの概要を示す.

Level-1 Trigger

初段トリガーは ATLAS 検出器から送られてくる 40 MHz のデータに対してトリガー判定を行い, $2.5 \mu\text{s}$ 以内にイベントレートを 100 kHz まで下げる. 高速なトリガーの実現のために, Application Specific Integrated Circuit (ASIC) や Field Programmable Gate Array (FPGA) などの論理回路で構成されるハードウェアを用いる. ASIC は特定の用途向けに複数の回路を 1 つにまとめたもので, 動作速度が高速で消費電力も低い一方で回路の変更はできない. 一方で FPGA は ASIC に比べ処理速度が遅い一方で, 何度でも書き換え可能であるというメリットがある. これらの特徴から, Level-1 Trigger では処理が決まっているより前段の回路に ASIC を用い, FPGA を状況に応じたトリガーロジックなどが求められるより後段の回路に用いるなどの使い分けを行なっている.

Level-1 Trigger は図 2.18 に示すように Level-1 Muon (L1Muon) と Level-1 Calo (L1Calo) に大別される. L1Muon はバレル部の RPC とエンドキャップ部の TGC から情報を受け取り, それぞれ独立にミュオン候補の判定を行ったのち, Muon-to-CTP interface (MUCTPI) で統合される. L1Calo は電磁カロリメータとハドロンカロリメータの情報を統合し, 取得したエネルギーおよびそのシャワー形状から電子/光子と τ 粒子の候補, ジェット候補の判定を行う. その後, これらのトリガー情報は Central Trigger Processor (CTP) と Topological Trigger (L1Topo) に送られる. L1Topo は, L1Calo と L1Muon から受け取ったトリガーオブジェクトの位置や横運動量の情報を組み合わせてトリガーを判定する. CTP は L1Muon, L1Calo, L1Topo から情報を受け取り, L1 Trigger の最終的な判定を行う. L1 Trigger が発行された場合, 各検出器のフロントエンド回

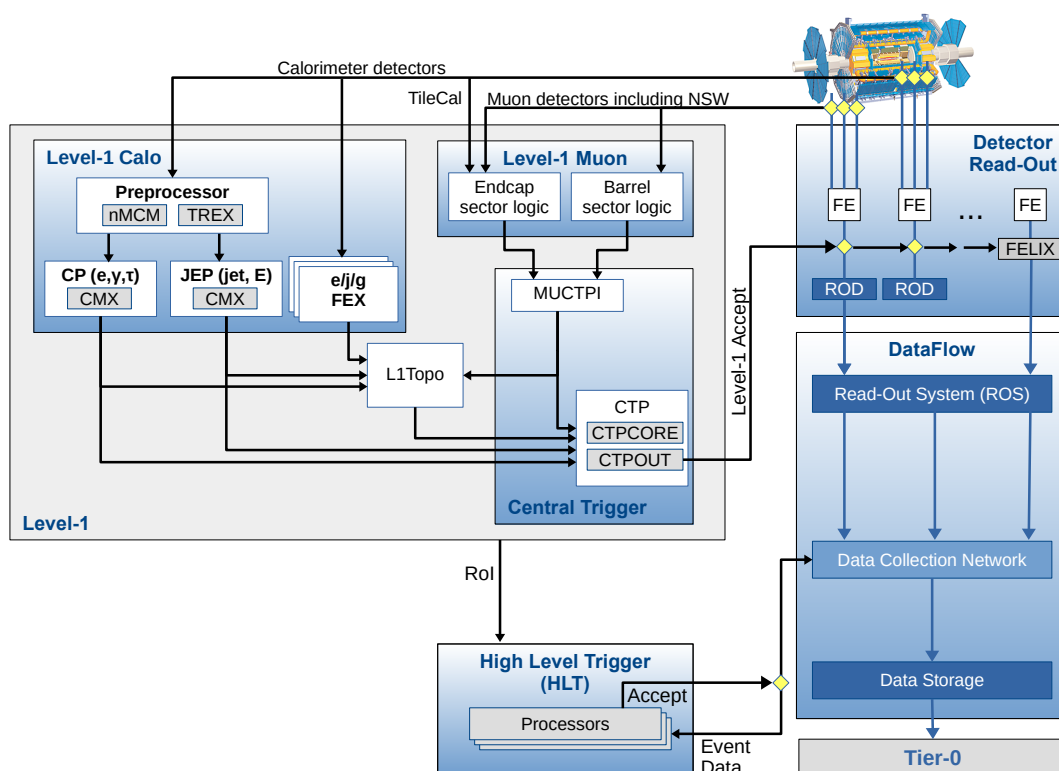


図 2.18 : Run-3 におけるトリガーシステムの概要^[1]. トリガーシステムは L1 Trigger と HLT の 2 段階で構成されている. L1 Trigger は Level-1 Muon と Level-1 Calo に大別され, CTP に集められたトリガー情報に基づいて最終的な L1 Trigger の最終的な判定を行う. L1 Trigger を発行されたイベントは ソフトウェアを用いた High Level Trigger にてより精密なトリガー判定が行われる.

路には Level-1 Accept (L1A) 信号が送られ, トリガーを発行したイベントの情報が読み出される. 初段トリガーでは, 衝突事象が起きてから常に一定の時間でトリガーの判定を行う Fixed Latency システムを採用している. フロントエンド回路状のバッファメモリは常に一定の時間データを保持し, L1A を受け取った場合にはデータを後段の ReadOut Driver (ROD) に送り, 受け取らなかった場合は保持していたデータを破棄する.

High-Level Trigger

HLT は初段トリガーでトリガーが発行されたイベントについて, CPU とソフトウェアを用いて ミューオン, 電子, 光子などをオフライン解析に近いアルゴリズムで再構成することにより, 初段トリガーよりも精密なトリガー判定を行う. 具体的には, 初段トリガーで用いられなかった内部飛跡検出器の情報, 精密測定用のミューオン検出器の情報, L1Calo で用いたものより細かい位置分解能のカロリメータ情報などを用いて, 飛跡や反応点のより高度な再構成を行う. 一方で, 使用する情報については初段トリガーで定義された粒子のトリガー判定領域 (RoI) に対してその周辺の検出器情報に絞ることで判定時間やリソースを抑えている. トリガーレートは HLT により最終的に 1 kHz まで削減される.

トリガーマニュー

初段トリガーおよび HLT では, 限られたレートの中で解析に必要な事象を配分して収めなければならない. トリガーマニューはこういったトリガーにどれだけのレートを配分するかをまとめたものである. 図 2.19 に Run-2 におけるトリガーマニューの一例を示す.

Trigger	Typical offline selection	Trigger Selection		Level-1 Rate	HLT Rate
		Level-1 [GeV]	HLT [GeV]	[kHz]	[Hz]
				$L = 5 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	
Single leptons	Single iso μ , $p_T > 21 \text{ GeV}$	15	20	7	130
	Single e , $p_T > 25 \text{ GeV}$	20	24	18	139
	Single μ , $p_T > 42 \text{ GeV}$	20	40	5	33
	Single τ , $p_T > 90 \text{ GeV}$	60	80	2	41
Two leptons	Two μ 's, each $p_T > 11 \text{ GeV}$	2×10	2×10	0.8	19
	Two μ 's, $p_T > 19, 10 \text{ GeV}$	15	18, 8	7	18
	Two loose e 's, each $p_T > 15 \text{ GeV}$	2×10	2×12	10	5
	One e & one μ , $p_T > 10, 26 \text{ GeV}$	20 (μ)	7, 24	5	1
	One loose e & one μ , $p_T > 19, 15 \text{ GeV}$	15, 10	17, 14	0.4	2
	Two τ 's, $p_T > 40, 30 \text{ GeV}$	20, 12	35, 25	2	22
	One τ , one μ , $p_T > 30, 15 \text{ GeV}$	12, 10 (+jets)	25, 14	0.5	10
One τ , one e , $p_T > 30, 19 \text{ GeV}$	12, 15 (+jets)	25, 17	1	3.9	
Three leptons	Three loose e 's, $p_T > 19, 11, 11 \text{ GeV}$	$15, 2 \times 7$	$17, 2 \times 9$	3	< 0.1
	Three μ 's, each $p_T > 8 \text{ GeV}$	3×6	3×6	< 0.1	4
	Three μ 's, $p_T > 19, 2 \times 6 \text{ GeV}$	15	18, 2×4	7	2
	Two μ 's & one e , $p_T > 2 \times 11, 14 \text{ GeV}$	2×10 (μ 's)	$2 \times 10, 12$	0.8	0.2
	Two loose e 's & one μ , $p_T > 2 \times 11, 11 \text{ GeV}$	$2 \times 8, 10$	$2 \times 12, 10$	0.3	< 0.1
One photon	One γ , $p_T > 125 \text{ GeV}$	22	120	8	20
Two photons	Two loose γ 's, $p_T > 40, 30 \text{ GeV}$	2×15	35, 25	1.5	12
	Two tight γ 's, $p_T > 25, 25 \text{ GeV}$	2×15	2×20	1.5	7
Single jet	Jet ($R = 0.4$), $p_T > 400 \text{ GeV}$	100	360	0.9	18
	Jet ($R = 1.0$), $p_T > 400 \text{ GeV}$	100	360	0.9	23
E_T^{miss}	$E_T^{\text{miss}} > 180 \text{ GeV}$	50	70	0.7	55
Multi-jets	Four jets, each $p_T > 95 \text{ GeV}$	3×40	4×85	0.3	20
	Five jets, each $p_T > 70 \text{ GeV}$	4×20	5×60	0.4	15
	Six jets, each $p_T > 55 \text{ GeV}$	4×15	6×45	1.0	12
b -jets	One loose b , $p_T > 235 \text{ GeV}$	100	225	0.9	35
	Two medium b 's, $p_T > 160, 60 \text{ GeV}$	100	150, 50	0.9	9
	One b & three jets, each $p_T > 75 \text{ GeV}$	3×25	4×65	0.9	11
	Two b & two jets, each $p_T > 45 \text{ GeV}$	3×25	4×35	0.9	9
B -physics	Two μ 's, $p_T > 6, 4 \text{ GeV}$ plus dedicated J/ψ -physics selection	6, 4	6, 4	8	52
Total				70	1400

図 2.19 : Run-2 におけるトリガメニューの一例 [10]. 記録するオブジェクトの種類や数ごとに L1 Trigger および HLT でトリガー閾値が定められ, レートが配分されている.

2.3 高輝度 LHC に向けたアップグレード

2030年より、瞬間ルミノシティを Run-3 の3倍である $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ まで増強した高輝度 LHC が開始予定であり、10年間で積分ルミノシティ 4000 fb^{-1} のデータ取得を予定している。高輝度 LHC に向けて、加速器のアップグレードや、高輝度に対応するための ATLAS 検出器やトリガーシステムのアップグレードが行われる。本節ではミューオンの再構成に関わる検出器およびトリガーシステムのアップグレードについて述べる。ミューオントリガーのエレクトロニクスのアップグレードについては 3.3.2 節で説明する。

2.3.1 ミューオン検出器のアップグレード

RPC BIS78

RPC BIS78 は図 2.7 に示したバレル領域に設置されるが、Run-3 で A-side のみに設置されている。高輝度 LHC に向けたアップグレードにおいて、C-side にも対称にチェンバーを設置する。

TGC EI

磁場内部の TGC を Endcap Inner (EI) と呼び、磁場外部の TGC を Big Wheel (BW) と呼ぶ。トリガー用検出器の TGC EI は、磁場領域の内側において $1.0 < |\eta| < 1.3$ の Large Sector 領域に設置されている。TGC EI は Run-3 時点では2層構造 (doublet) を持ち、2層中1層のヒットがあることを要求している。高輝度 LHC の環境下で doublet の TGC EI を用いるとフェイクトリガーの削減性能を保つことができない。そのため、高輝度 LHC において TGC EI はより高い分解能を持つ3層構造 (triplet) の TGC EIL4 に取り替えられる。triplet を導入することによって測定精度やノイズによるヒットに対する削減性能の向上が見込まれる。

2.3.2 トリガーシステムのアップグレード

高輝度 LHC では、ルミノシティの増加に伴いパイルアップが増加するため、背景事象によるトリガーレートが増加する。1.3 節で述べたように、これまでのトリガーシステムのままでは興味のある物理事象のアクセプタンスを大幅に落とすことになってしまうため、高輝度 LHC に向けて大規模なトリガーシステムのアップグレードを行う。高輝度 LHC では、初段トリガーレートの許容量を 100 kHz から 1 MHz に増強することで、トリガーの p_T に対する閾値を維持したままトリガーレートの増加に対応する。さらに、初段トリガーの判定時間を $2.5 \mu\text{s}$ から $10 \mu\text{s}$ に延ばすことで、より複雑なトリガーアルゴリズムを導入し、トリガーの性能を向上させて物理に対する感度を向上させる。高輝度 LHC におけるトリガーシステムはハードウェアトリガーの Level-0 Trigger (L0 Trigger, 初段トリガー) とソフトウェアトリガーである Event Filter (EF) で構成されている。図 2.20 に高輝度 LHC のトリガーシステムの概要を示す。

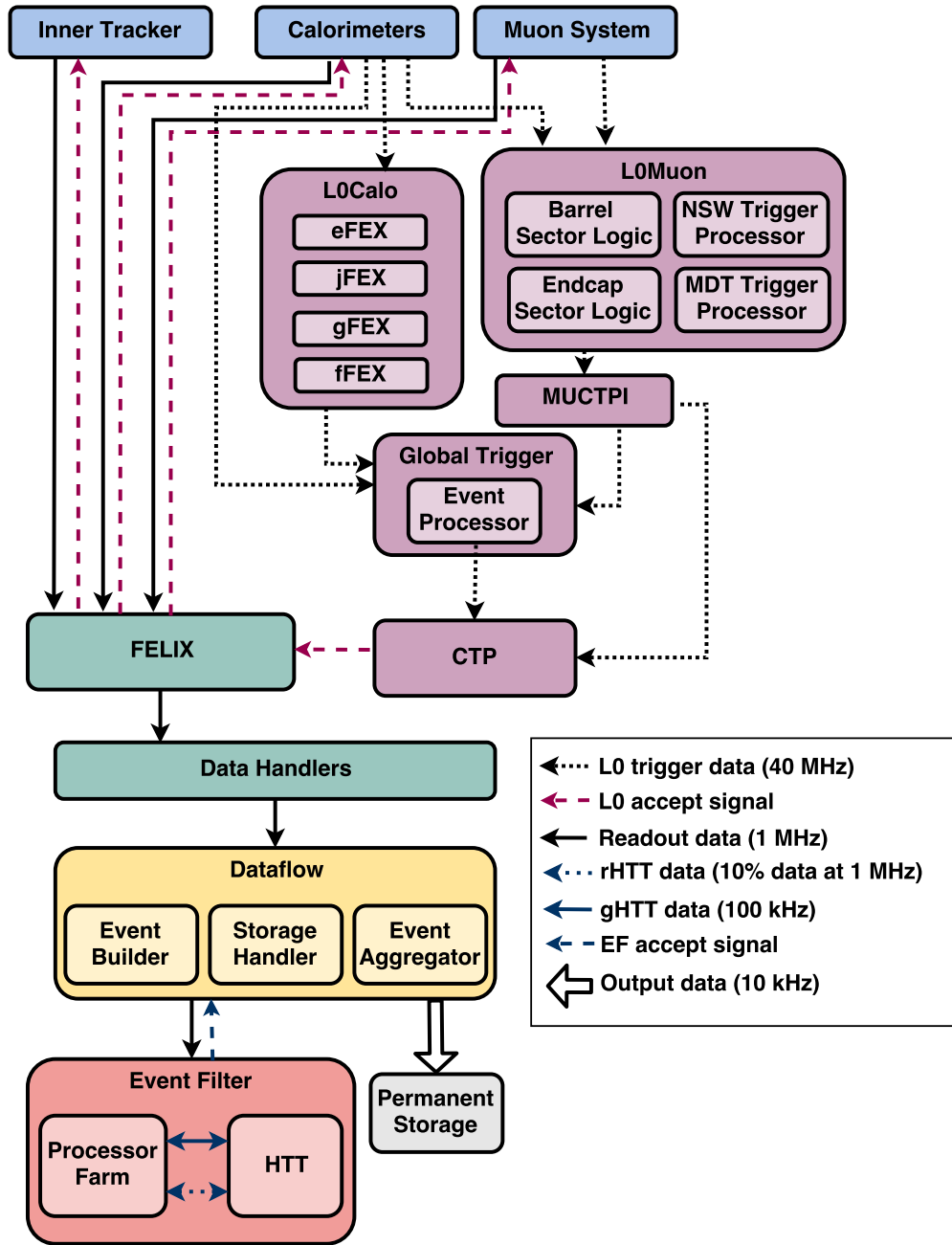


図 2.20 : 高輝度 LHC におけるトリガーシステムの概要 [7]. トリガーシステムは L0 Trigger と Event Filter の 2 段階で構成されている. L0 Trigger は L0 Calo と L0 Muon に大別され, これらで判定されたトリガー情報を用いて Global Trigger において統合的なトリガー判定を行う. 最終的な L0 Trigger の決定は CTP において行われる.

Level-0 Trigger

L0 Trigger は, L0 Calo, L0 Muon, MUCTPI, Global Trigger と CTP で構成される. L0 Calo においては, Run-3 の L1 Calo における Feature Extractor (FEX^[26]) の機能を引き継ぎ, 電子, タウ粒子, ジェットの判定と Missing Transverse Energy ($E_{\text{T}}^{\text{miss}}$) の計算を行う. これに加え, forward Feature Extractor (fFEX) が導入され, $3.2 < |\eta| < 4.0$ の領域でカロリメータを用いた電子の識別が可能になる. L0 Muon では, ミューオン検出器の全てのヒット情報を用いてミューオン候補の識別を行う. さらに, 精密測定用の MDT をトリガーに用いて, TGC や RPC の情報と組み合わせることでより高精度なトリガー判定を行い, MUCTPI でバレル部とエンドキャップ部を束ねる. L0 Muon については次章でより詳しく述べる.

Global Trigger は L1 Calo と MUCTPI から送られてきた情報をもとに不変質量などを計算することにより特徴的なトポロジーを持つ事象を選び出す. 選ばれたイベントについては, カロリメータの最も細分化された情報と組み合わせることで, より高精度での電子/光子, タウ粒子, ミューオン, ジェットの判定を行う. CTP はトリガーレートが 1 MHz を超えないようにトリガー条件ごとに決められた pre-scaling ファクターをかけてトリガーを発行する. トリガーを発行した場合, Level-0 Accept (L0A) 信号を書く検出器のフロントエンド回路に送り, トリガーを発行したイベントの情報を読み出す.

Event Filter (EF)

EF は Data Flow から送られてくる 1 MHz のデータに対して, ソフトウェアを用いてオフライン解析に近いアルゴリズムを用いることでより精密なトリガー判定を行う. EF は CPU ベースの Processor Farm とハードウェアを用いた Hardware-based Tracking for the Trigger (HTT) プロセッサで構成されている. EF においてトリガーレートは 10 kHz まで削減される.

Trigger Menu

高輝度 LHC における L0 Trigger と EF におけるレートの配分である Trigger Menu の一例を図 2.21 に示す. L0 Trigger レートや EF のレートが増強され, 高輝度環境下でも様々な物理への感度を保つことができる. TGC BW での Trigger レートを評価する際は, 図 2.21 での L0 トリガーレートの値が MUCTPI でバレル部とエンドキャップ部を束ねた後のものであることを考慮する必要がある.

以上のアップグレードにより, 高輝度 LHC における $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の高輝度環境下でも重要な物理に高い感度を持つトリガーシステムを構築する.

Trigger Selection	Run 1 Offline p_T Threshold [GeV]	Run 2 (2017) Offline p_T Threshold [GeV]	Planned HL-LHC Offline p_T Threshold [GeV]	L0 Rate [kHz]	After regional tracking cuts [kHz]	Event Filter Rate [kHz]
isolated single e	25	27	22	200	40	1.5
isolated single μ	25	27	20	45	45	1.5
single γ	120	145	120	5	5	0.3
forward e			35	40	8	0.2
di- γ	25	25	25,25		20	0.2
di- e	15	18	10,10	60	10	0.2
di- μ	15	15	10,10	10	2	0.2
$e - \mu$	17,6	8,25 / 18,15	10,10	45	10	0.2
single τ	100	170	150	3	3	0.35
di- τ	40,30	40,30	40,30	200	40	0.5 ⁺⁺⁺
single b -jet	200	235	180		25	0.35 ⁺⁺⁺
single jet	370	460	400	25		0.25
large- R jet	470	500	300	40	40	0.5
four-jet (w/ b -tags)		45 ⁺ (1-tag)	65(2-tags)			0.1
four-jet	85	125	100	100	20	0.2
H_T	700	700	375	50	10	0.2 ⁺⁺⁺
E_T^{miss}	150	200	210	60	5	0.4
VBF inclusive			2x75 w/ ($\Delta\eta > 2.5$ & $\Delta\phi < 2.5$)	33	5	0.5 ⁺⁺⁺
B -physics ⁺⁺				50	10	0.5
Supporting Trigs				100	40	2
Total				1066	338	10.4

図 2.21 : 高輝度 LHC におけるトリガメニューの例 [7]. 記録するオブジェクトの種類や数ごとに L0 Trigger および Event Filter でトリガー閾値が定められ, レートが配分されている. L0 Trigger レートは Run-3 で対応する Level-1 レートの 10 倍程度, Event Filter レートは Run-3 で対応する HLT レートの 6 倍程度に強化される.

第3章 LHC-ATLAS 実験におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーの概要

本章では Run-3 における初段ミュオントリガーの概要や高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けたアップグレードについて説明する. 高輝度 LHC-ATLAS 実験については具体的なトリガーアルゴリズムの内容も説明する.

3.1 エンドキャップ部初段ミュオントリガーの概要

TGC は図 3.1 に示すように, 磁場領域の内側と外側の両方に設置されている. 本節では磁場の外側にある TGC BW の構造について説明したのち, トリガーの原理について述べる.

3.1.1 TGC BW の構造

TGC BW は全 7 層で構成されており, 衝突点に近い方からガスギャップが 3 層構造 (triplet) の M1, 2 層構造 (doublet) の M2, M3 と呼ばれる単位 (ステーション) に分けられる. ただし, アノードワイヤーは 7 層全てに貼られているがカソードストリップは M1 の 2 層目に設置されており合わせて 6 層にしか設置されていない. M1 は 5 枚の検出器 (チェンバー) で構成されており, M2, M3 はそれぞれ 6 枚のチェンバーで構成されている. TGC BW の全てのステーションは図 3.2 に示すように複数のチェンバーによって全 ϕ 領域をカバーしている. なお TGC EI は 1 ステーションのみで, 磁場内部に設置されているためトロイド磁石を避けるように配置されている. また, より高精度にコインシデンスを取るために Run-3 から高輝度 LHC に向けて doublet から triplet にアップグレードされる. TGC EI におけるトリガーロジックのアップグレードについては 3.3.2 節で説明する.

TGC BW のそれぞれのステーションは $1.05 < |\eta| < 1.9$ のエンドキャップ領域を ϕ 方向に 48 分割, $1.9 < |\eta| < 2.4$ の フォワード領域を ϕ 方向に 24 分割した Trigger Sector と呼ばれる単位に大きく分けられる. エンドキャップ部の M1 は 4 枚, M2 と M3 は 5 枚のチェンバーで構成されている. フォワード部は全てのステーションで 1 枚のチェンバーで構成されている. 図 3.3 に Trigger Sector の模式図を示す. Trigger Sector はエンドキャップ領域で η 方向に M1 は 4 つ, M2, M3 は 5 つのチェンバーで, フォワード領域で 1 つのチェンバーで構成されている.

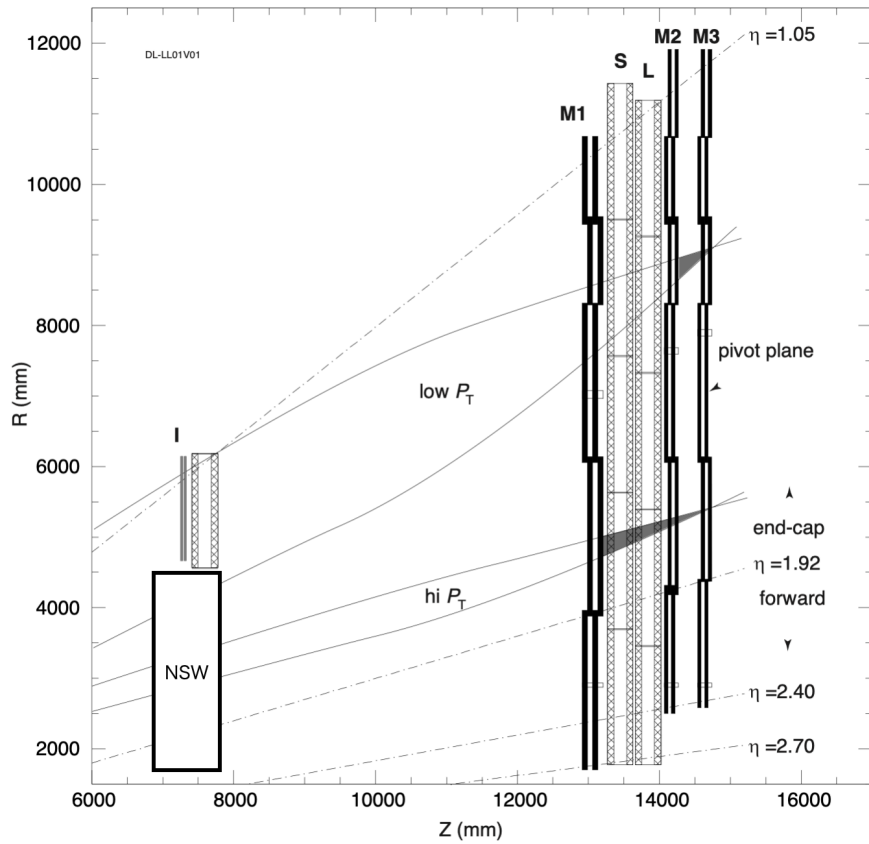


図 3.1 : TGC の R-Z 平面における配置図 [5]. 磁場外部に設置された TGC BW と磁場内部に設置された TGC EI で構成されており, TGC BW は衝突点に近い方から M1, M2, M3 の 3 つのステーションからなる. M1-M3 のそれぞれのステーションは z 方向に入れ違いに設置された複数のチェンバーからなる.

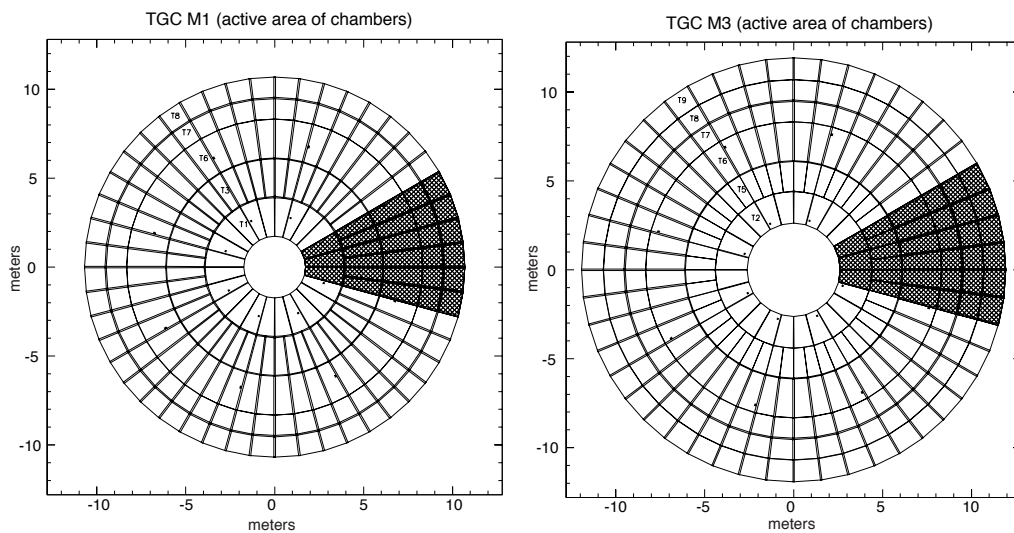


図 3.2 : TGC の M1, M3 ステーションの配置図 [5]. 実線で囲まれた 1 つのマスが 1 つのチェンバーに相当する. M2 も同様に全 ϕ 領域をカバーしている.

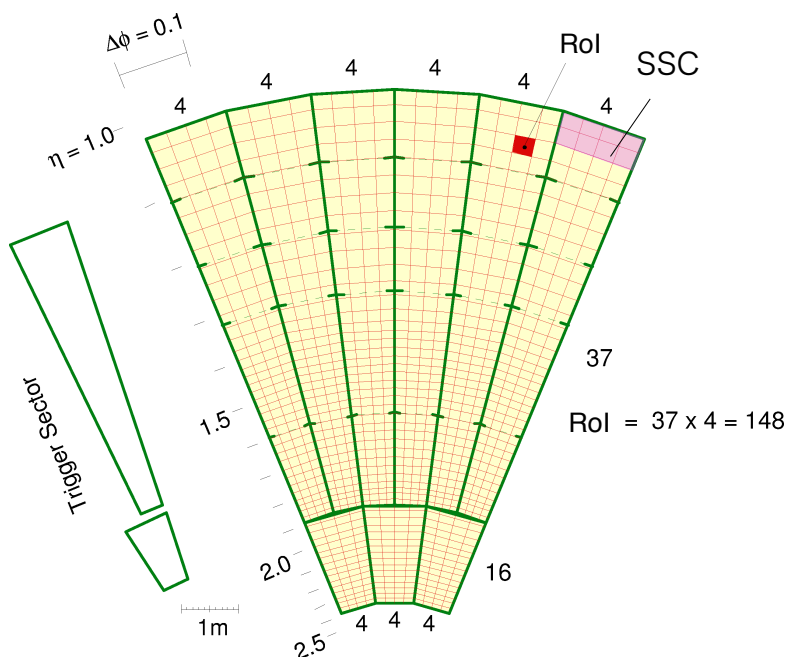


図 3.3 : TGC のトリガー判定に用いられる単位の模式図. 図の領域は M3 ステーションを ϕ 方向に $1/8$ を切り出したものである. 緑で囲まれた領域が Trigger Sector であり, η 方向の分割であるエンドキャップ領域とフォワード領域によって ϕ 方向の分割幅が異なる. RoI (Region of Interest) や SSC (Sub Sector Cluster) とはファームウェア上の処理を行う単位である

3.1.2 エンドキャップ部初段ミュオントリガーの原理

エンドキャップ部初段ミュオントリガーでは, TGC BW で検出されたミュオン候補の p_T を求め, これに閾値を設ける. さらに磁場内部の検出器とのコインシデンスを取ることでトリガー判定を行う. ここでは p_T の算出方法の概要について説明する. まず衝突点で発生したミュオンはトロイド磁場領域を通過して TGC BW に入射する. 磁場中に飛跡検出器があれば飛跡の曲率から p_T を求めることができるが, TGC BW は磁場の外側に設置されている. TGC BW で再構成できる飛跡だけから飛跡が曲がった角度はわからないが, ミュオンが衝突点から飛来したと仮定すると無限運動量飛跡と再構成飛跡の角度の差から原理的に計算可能である. トロイド磁場は ϕ 方向の磁場を主成分としてもつため, ミュオンの飛跡は η 方向に曲げられるため, 理想的にはワイヤーのヒット情報だけで p_T を求めることができる. しかし, トロイド磁石は完全に ϕ 方向の磁場を作っていない. 特に磁石付近では R 方向の磁場を打ち消しきれない成分が残るためにミュオンは ϕ 方向にも少しだけ曲げられる. そのため飛跡が衝突点に由来することを保証するためにはストリップのヒット情報も必要になる. つまり, ϕ 方向に大きく曲がったと判定された場合は p_T が非常に小さいか, そもそも衝突点に由来しないフェイクミュオンである可能性が高い.

TGC BW の情報で得られたミュオン候補については, 磁場領域の内側に位置する検出器とコインシデンスをとる. これを Inner Coincidence と呼ぶ. Inner Coincidence の目的の一つは, 図 3.4

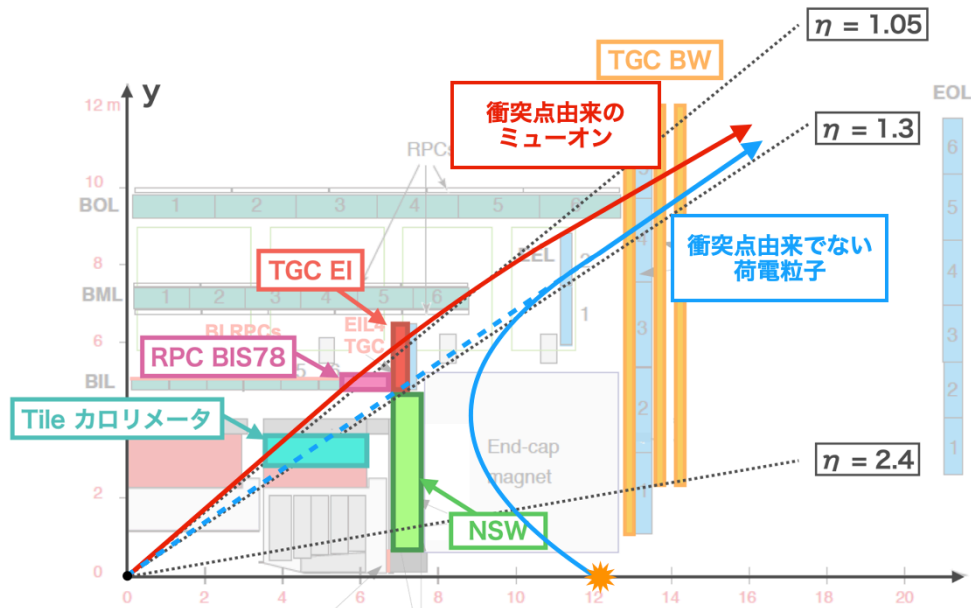


図 3.4 : 衝突点由来でない荷電粒子によるフェイクトリガーの例. 陽子陽子衝突により生じた粒子がビームパイプと衝突することで生じた荷電粒子が TGC BW に衝突点由来の粒子であるかのようなヒットを残しトリガーが判定される. トロイド磁場の内側に設置した検出器とコインシデンスを取ることでこれを削減する.

に示すような衝突点由来でない荷電粒子によるトリガー (フェイクトリガー) を削減することにある. フェイクトリガーは陽子陽子衝突で生じた粒子がビームパイプや磁石などと衝突することで陽子をはじめとする荷電粒子が生成し, これが TGC BW にヒットを残すことで, それが衝突点由来に見えることによって引き起こされる. これは磁場内部の検出器にヒットを要求することで削減することができる. もう一つの目的として, NSW など磁場内部の高い位置・角度分解能を持つ検出器の情報と TGC BW における飛跡情報を組み合わせて p_T を計算することで, TGC BW 単体よりも p_T 計算の精度を上げることができる. これにより, p_T 閾値以下のミュオンによるトリガーの発行数を減らすことができる. [36][31]

3.2 現行システムにおけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーの概要

本節では Run-3 におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーがどのようにして入力 of ヒット情報からトリガー判定を行うかについて説明する.

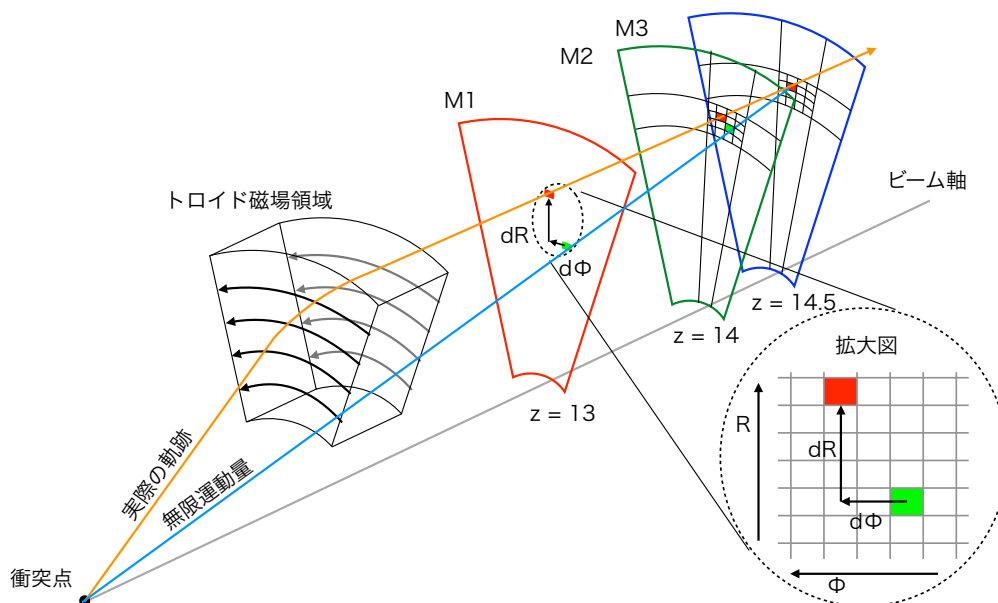


図 3.5 : Run-3 における初段エンドキャップ部ミュオントリガーロジックの概要 [36]. M1, M2, M3 のヒット位置と無限運動量で通過した場合の直線との M3 に対する M1 での相対的な R, ϕ 位置の差を計算することで p_T の判定を行う。

3.2.1 Run-3 におけるトリガーの概要

図 3.5 に Run-3 におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーの TGC BW でのトリガーロジックの概要を示す。M1, M2, M3 のヒット位置と無限運動量で通過した場合の直線との M3 に対する M1 での相対的な R, ϕ 座標の差を計算することで p_T を算出する。

Run-3 のトリガー回路は複数のボードで構成され、以下の段階に分けて処理を行う。

- 1) TGC BW で検出されたアナログ信号が Amplifier Shaper Discriminator (ASD) ボードにてデジタル信号に増幅・整形され、閾値を超えた信号が出力される。
- 2) Patch Panel and Slave Board ASIC (PS) ボードに搭載された Patch-Panel ASIC において、ASD から送信された信号のケーブル長などを踏まえたタイミング調整を行う。
- 3) PS ボードに搭載された Slave Board (SLB) において、ヒット数に要求を課してワイヤーとストリップはそれぞれ独立にコインシデンスをとる。処理の単位としては M1 triplet と、M2 と M3 の doublet を束ねたものに分けられ、それぞれ 3 層中 2 層、4 層中 3 層でコインシデンスが取れたもののうち検出位置の差が小さいものを絞り込んで出力する。図 3.6 に M2-M3 の SLB におけるコインシデンスロジックの概要を示す。
- 4) High PT (HPT) ボードにおいて、M1 の SLB と M2-M3 の SLB におけるコインシデンス結果から M1-M3 間のコインシデンスをとる。M1 と M3 のチャンネル情報から両者の位置の差 (ΔR または $\Delta \phi$) を計算し、小さいものから出力する。

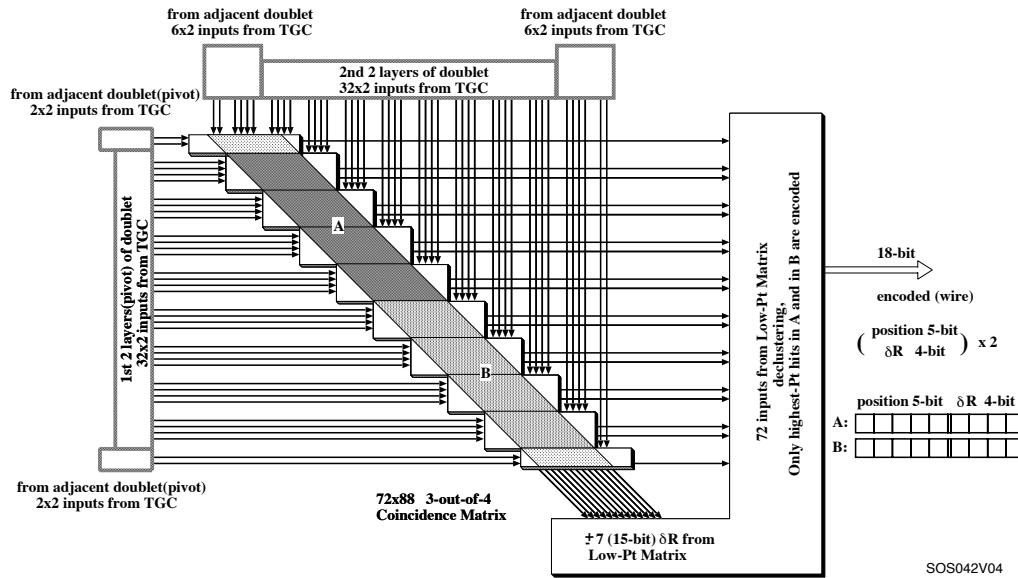


図 3.6 : M2-M3 で用いられる SLB のコインシデンスロジックの概要図 [5]. 左からの入力が M2 の 2 層のチャンネル情報, 上からの入力が M3 の 2 層のチャンネル情報を示す. 対角線上でコインシデンスが取れたものは, 位置の小さいものから候補数を絞って HPT ボードに送られる.

- 5) トリガー判定回路である Sector Logic (SL) において, ワイヤーおよびストリップのコインシデンスをとり, HPT ボードから送られてくる ΔR , $\Delta\phi$ を入力として RoI ごとに定義された Coincidence Window (CW) と呼ばれるマップから p_T を出力する. CW はシミュレーションによってあるいは実データを用いて統計的に作成される.
- 6) 得られたミュオンの候補について, RoI の位置情報を用いて磁場の内側に位置する検出器 (NSW, RPC BIS78, TGC EI, Tile calorimeter) とのコインシデンスを取る. トリガー判定されたミュオン候補の情報は p_T 閾値の高いものから, Trigger Sector ごとに最大 4 候補を MUCTPI に送信する.

Run-3 におけるトリガーは複数のボード間でトリガーロジックが段階的に処理される. また, 1 枚の PS ボードから 2-4 つのヒット点しか出力できない上, 1 枚の HPT ボードから最大 2 つのミュオン候補しか出力できないなど, 後段に送られる情報が制限されている. 磁場内部検出器とコインシデンスを取る際に TGC BW の位置情報は SLB でコインシデンスを取ることによって得られる分解能に対して 16 倍粗い RoI の精度でしか処理できない. そして TGC EI とのコインシデンスにおいて EI から受け取る位置分解能が低いため, Inner Coincidence にも制限がある. この詳細は 3.3.2 節で説明する.

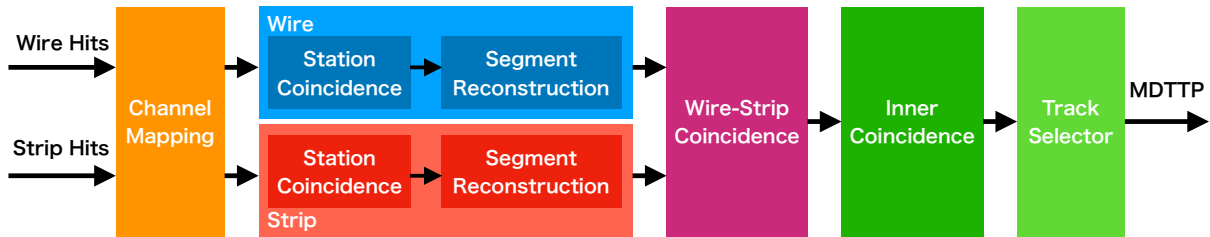


図 3.7: 初段ミュオントリガーのアルゴリズム [33]. Channel Mapping による処理後はワイヤーストリップで独立に処理が行われ, その後 Wire-Strip coincidence で統合して処理する. さらに Inner Coincidence にて磁場内部検出器の情報を用いた処理を行い, Track Selector で後段に送信する飛跡候補の選別を行ったのち, MDT Trigger Processor (MDT TP) に飛跡情報を送信する.

3.3 高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーの概要

図 3.7 にエンドキャップ部初段ミュオントリガーアルゴリズムを示す. TGC BW から送られてきた全チャンネルのヒット情報は Endcap SL が多段階に分けて処理し, 磁場内部検出器の情報と組み合わせた判定を行う. そして判定後のミュオン候補のうち 3 つを MDT Trigger Processor (MDTTP) に送り, 高精度なトリガーロジックを実行する. アルゴリズムの詳細は 3.4 節で説明する.

3.3.1 高輝度 LHC に向けたトリガーロジックのアップグレード

高輝度 LHC-ATLAS 実験では ASD を除いたエレクトロニクスが刷新され, 拡張された通信帯域を生かして ASD で得られた TGC のヒット情報は PS ボードを通じて全て Sector Logic (SL) に送られる. Run-3 とは異なり, Endcap Sector Logic (Endcap SL) は TGC BW による p_T の算出および磁場内部検出器とのコインシデンスまでのロジック全てを担う. さらに, トリガー判定までの間全ての検出器のヒット情報を一時的に保存しておくバッファのサイズが拡張されることにより, 初段トリガーの陽子陽子衝突から処理が終了するまでにかかる時間 (レイテンシー) の要求値が $2.5 \mu\text{s}$ から $10 \mu\text{s}$ に伸びる. その結果として, Inner Coincidence を通過したミュオン候補について MDT の情報を用いたより高精度なトリガーロジックを実行できる. TGC BW による p_T の算出については 3.4.1 節で詳細に説明し, Inner Coincidence については 3.4.2 節で詳細に説明する.

3.3.2 高輝度 LHC に向けたエレクトロニクスのアップグレード

図 3.8 に高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガー回路の概要を示す. ASD は Run-3 と同様に TGC BW からのアナログ信号をデジタル信号に変換するが, PS ボードと Endcap SL は刷新される. 1 枚の PS ボードは 16 枚の ASD ボードから合計 256 チャンネルの信

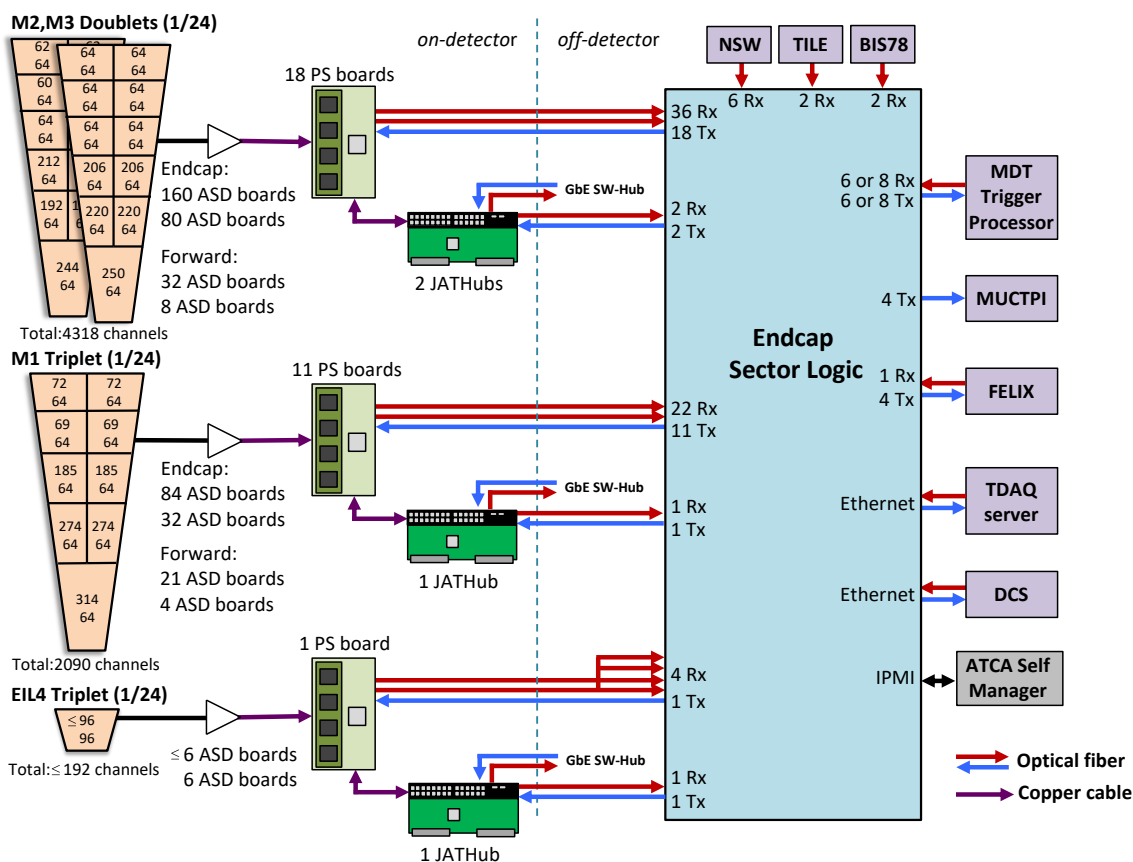


図 3.8 : 高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガー回路の概要. TGC チェンバーの中の数字は上がワイヤーのチャンネル数, 下がストリップのチャンネル数を示す. ASD にて整形された TGC BW のヒット情報は PS board でタイミング調整およびバンチ識別が行われたのち Endcap SL へ送信される. Endcap SL は全ヒット情報および磁場内部検出器から送信された情報を用いてトリガー処理を行い, MDT Trigger Processor によるトリガー処理ののちトリガー情報を MUCTPI に, 読み出し情報を FELIX に出力する. また, TDAQ server や DCS, ATCA Shelf Manager との通信を通して PS board や SL の制御が行われるほか, PS board の制御には JATHub も用いられる.

号を受け取り, タイミング調整のために適切なディレイをかける. また, どのバンチ衝突由来の事象かを識別するための情報 (BCID) などを含む 64 bit の回路情報を追加して 2 本の光トランシーバーを用いて全ヒット情報を後段の Endcap SL に送る.

Trigger Timing Control (TTC) 信号は LHC のクロック信号や回路リセット信号のことであり, LHC のクロック信号は PS ボードの光トランシーバーにおける基準クロックとして用いられる. 安定的にシステムを動作させるため, PS ボードでは光トランシーバーからのみでなく Service Patch Panel (SPP) ボードからも TTC 信号を受け取る. PS ボード上の FPGA のファームウェアは JTAG Assistance Hub (JATHub) を用いて制御, コンフィギュレーションを行う. JATHub は ATLAS 実験室内における放射線によって引き起こされる FPGA のエラーの監視・回復も行う. ATLAS 実験室外部から, 光 Ethernet 通信を用いて JATHub に接続し, FPGA の制御を行う.

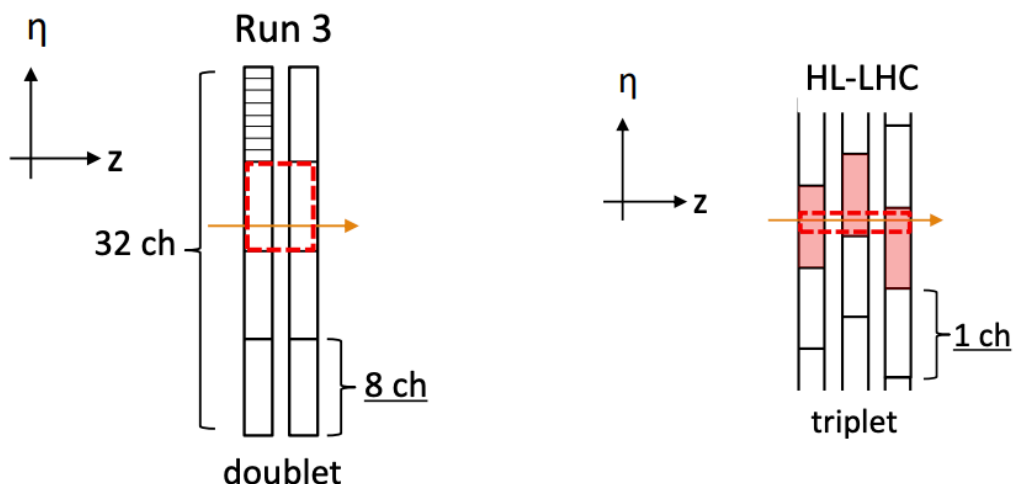


図 3.9 : TGC EI doublet (左) と TGC EIL4 triplet (右) における η 位置測定の概要^[29]. それぞれミュオンが通過した際, 赤い破線で囲った領域を最小単位としてトリガー情報を出力できる.

2.3.1 節でも述べたように, TGC のトリガー回路だけでなく TGC EI は検出器そのものがアップグレードされる. TGC EI は高輝度 LHC において doublet から triplet の TGC EIL4 にアップグレードされる. アップグレード前後の η 位置情報の概要を図 3.9 に示す. Run-3 では 2 層の 8 チャンネルをまとめたヒット情報を出力していたが, 高輝度 LHC では triplet の全チャンネル情報を Endcap SL に送信する. それによって Run-3 よりも高い分解能で位置情報を出力でき, TGC BW で再構成した飛跡の位置情報と組み合わせることでより高精度にトリガー判定を行える.

3.4 高輝度 LHC におけるエンドキャップ部初段ミュオントリガーの詳細

本節ではそれぞれのミュオン検出器におけるトリガーアルゴリズムの詳細について説明する.

3.4.1 TGC Big Wheel を用いたトリガーアルゴリズム

Endcap SL では, PS ボードより送られてきた TGC BW のヒット情報を図 3.7 に示したように以下の段階に分けて処理を行う.

- 1) Channel Mapping: TGC BW から送られてきたチャンネル情報を整理する.
- 2) Station Coincidence: ステーション内でコインシデンス処理を行い正確な位置情報を得る.
- 3) Wire (Strip) Segment Reconstruction: ワイヤーとストリップで独立に M1-M3 の位置情報の組み合わせを入力として飛跡の位置情報や飛跡が角度情報を再構成する.

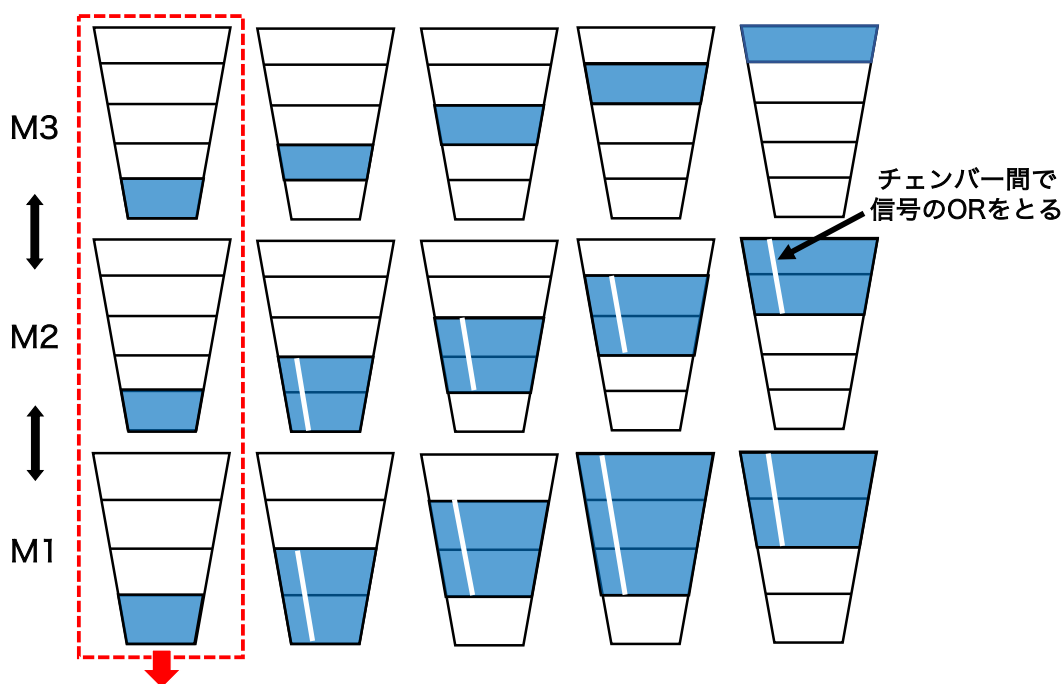


図 3.10 : ストリップにおけるチェンバー間の OR の取り方^[33]. M3 のあるチェンバーに対してステーション間でコインシデンスを取る際, M1, M2 で選択的な OR を取る.

- 4) Wire-Strip coincidence: ワイヤーとストリップで再構成された飛跡情報を組み合わせ p_T を判定する.

以下ではそれぞれのアルゴリズムを説明する.

Channel Mapping

Endcap SL は PS ボードから送られたワイヤーおよびストリップのヒット情報に対してそれぞれ適切に OR ゲートのブール代数演算を実行して (OR を取って) 入力情報を作成する. これを Channel Mapping と呼ぶ. 3.1.1 でも述べたように TGC BW の Trigger Sector はエンドキャップ領域で η 方向に M1 は 4 つ, M2, M3 は 5 つのチェンバーで, フォワード領域で 1 つのチェンバーで構成されている. それぞれのチェンバーは不感領域がないように僅かなオーバーラップを持って配置されている. ワイヤーの Station Coincidence ではエンドキャップとフォワードそれぞれの Trigger Sector を単位としてチェンバーの区別を付けないため, エンドキャップ領域でオーバーラップしているワイヤーチャンネルにおいてチェンバー間の OR を取る. しかしストリップの Station Coincidence ではチェンバーの区別をつける. M3 の η が最も大きいチェンバーと M2 の η が最も小さいチェンバーにヒットがあったとしても, それは横運動量が非常に小さいミュオンであると考えられるためである. このようなイベントを再構成しないために, 図 3.10 に示すように, M3 のあるチェンバーのヒットに対して M1, M2 のチェンバーで選択的な OR を取る.

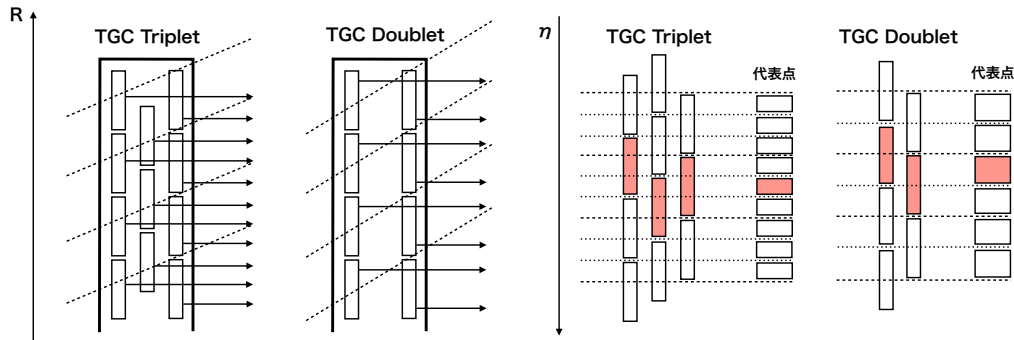


図 3.11 : ワイヤの doublet, triplet およびストリップの doublet における Station Coincidence の概要. [28]. η 方向に対して位置をずらして配置しているため, 重複する部分を各ステーションの代表点として定義することで, データ量を減らしつつ位置分解能を向上できる.

Station Coincidence

図 3.11 に Station Coincidence の概要を示す. TGC BW のワイヤーストリップのチャンネルはそれぞれのステーションで各層を互いに η 方向 (ϕ 方向) に位置をずらして配置している. このような構造を *staggering* 構造と呼ぶ. ワイヤーストリップのそれぞれでチャンネルが重複した領域を代表点として定義することで位置分解能を向上しつつデータ量を削減することができる. そして, ステーション内のヒットの組み合わせから代表点を定める操作を Station Coincidence と呼ぶ. 代表点の定め方はワイヤーストリップの doublet, triplet およびストリップの doublet それぞれで異なるが, 原則として入力ヒット数が多い代表点を優先的に選ぶ.

Wire (Strip) Segment Reconstruction

Station Coincidence によって得た M1 から M3 の代表点情報を用いて飛跡の角度情報を得る. これを Wire (Strip) Segment Reconstruction と呼び, ワイヤーストリップそれぞれで独立に行われる. 角度情報の出力にあたっては, 代表点の組み合わせ (パターン) に対して飛跡の角度情報を対応づけたリスト (パターンリスト) を前もって作成しておき, ファームウェア上に Look-up Table (LUT) として実装することで複雑な計算を必要とせずに高速な飛跡再構成を行うことができる. これをパターンマッチングアルゴリズムと呼ぶ. ワイヤーストリップのパターンリストに保存する角度情報 ($\Delta\theta, \Delta\phi$) を図 3.12 に示す. この角度情報と M3 のチャンネル情報および全ステーションのヒットした層の総数を後段に出力する. パターンリストの具体的な作成手法については付録 A.1 で述べる.

Wire では 7 層中 5 層以上ヒットしたもの, Strip では 6 層中 4 層以上ヒットしたものに対してのみパターンマッチングを行う. ただし, ステーション内でヒットが 1 層もない場合はパターンマッチングを行わない. この条件から Run-3 と比較してより多くのイベントを処理できることを説明する. TGC でのミュオンの検出効率の平均は, 図 3.13 に示すようにワイヤーストリップで 92.7%, ストリップで 92.1% である. 以下では $p_{\text{wire}} = 0.927, p_{\text{strip}} = 0.921$ とする. TGC のワイヤーストリップ

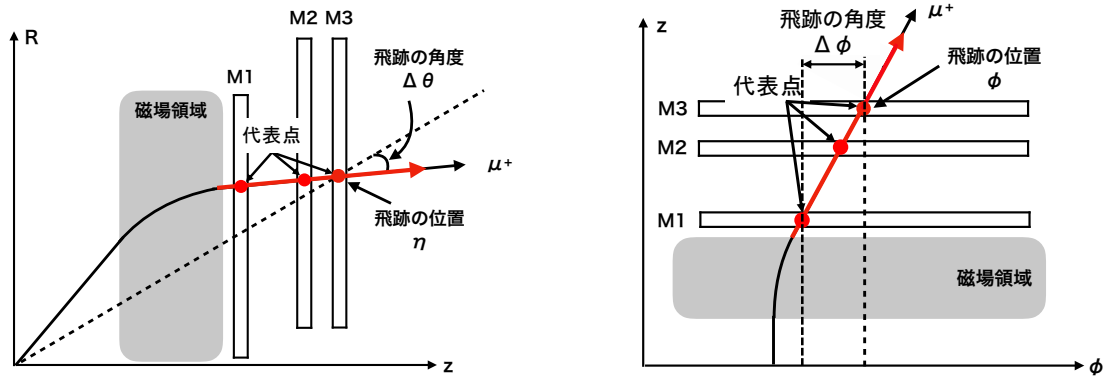
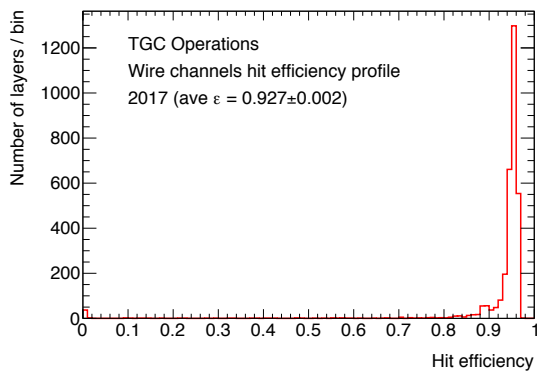
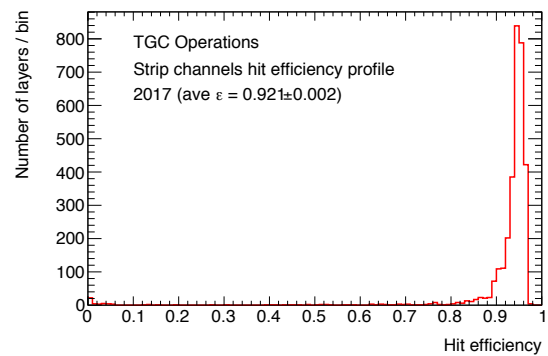


図 3.12 : (左) η 方向 (右) ϕ についてパターンとして保存する角度飛跡の情報 [28]. 赤い線はパターンマッチングアルゴリズムによって再構成される飛跡を表し. 黒い点線は衝突点とステーションにおける飛跡の位置を結ぶ直線を表している. 再構成した飛跡と黒い点線で示した無限運動量飛跡とのなす角をパターンとして保存する.



(a) ワイヤ



(b) ストリップ

図 3.13 : 2017 年の運転における TGC 各層のヒット検出効率分布. [32]

リップでのミュオン検出確率 $\varepsilon_{\text{new}}^{\text{wire}}$ と $\varepsilon_{\text{new}}^{\text{strip}}$ は、各層の相関を無視すると式 3.1 と式 3.2 で示すようにそれぞれ 98.2% と 97.8% である。したがって、高輝度 LHC でのシステムにおける TGC でのミュオン検出確率は $\varepsilon_{\text{new}}^{\text{wire}} \cdot \varepsilon_{\text{new}}^{\text{strip}} \sim 96.0\%$ となる。

$$\varepsilon_{\text{new}}^{\text{wire}} = {}_7C_7 p_{\text{wire}}^7 + {}_7C_6 p_{\text{wire}}^6 (1 - p_{\text{wire}}) + ({}_7C_5 - 2) p_{\text{wire}}^5 (1 - p_{\text{wire}})^2 \sim 0.982 \quad (3.1)$$

$$\varepsilon_{\text{new}}^{\text{strip}} = {}_6C_6 p_{\text{strip}}^6 + {}_6C_5 p_{\text{strip}}^5 (1 - p_{\text{strip}}) + ({}_6C_4 - 3) p_{\text{strip}}^4 (1 - p_{\text{strip}})^2 \sim 0.978 \quad (3.2)$$

Run-3 では、ワイヤーの場合 M1 で 3 層中 2 層以上にヒットがあることと、M2 と M3 で 4 層中 3 層以上にヒットがあることを要求する。ストリップの場合 M1 で 2 層中 1 層以上にヒットがあることと、M2 と M3 で 4 層中 3 層以上にヒットがあることを要求する。Run-3 で TGC ワイヤーとストリップでのミュオン検出確率 $\varepsilon_{\text{Run3}}^{\text{wire}}$ と $\varepsilon_{\text{Run3}}^{\text{strip}}$ は、各層の相関を無視すると式 3.3 と式 3.4 で示すようにそれぞれ 95.6% と 96.0% である。したがって、現行のシステムにおける TGC でのミュオン検出確率は $\varepsilon_{\text{Run3}}^{\text{wire}} \cdot \varepsilon_{\text{Run3}}^{\text{strip}} \sim 91.8\%$ となる。

$$\varepsilon_{\text{Run3}}^{\text{wire}} = ({}_3C_3 p_{\text{wire}}^3 + {}_3C_2 p_{\text{wire}}^2 (1 - p_{\text{wire}})) \times ({}_4C_4 p_{\text{wire}}^4 + {}_4C_3 p_{\text{wire}}^3 (1 - p_{\text{wire}})) \sim 0.956 \quad (3.3)$$

$$\varepsilon_{\text{Run3}}^{\text{strip}} = ({}_2C_2 p_{\text{strip}}^2 + {}_2C_1 p_{\text{strip}} (1 - p_{\text{strip}})) \times ({}_4C_4 p_{\text{strip}}^4 + {}_4C_3 p_{\text{strip}}^3 (1 - p_{\text{strip}})) \sim 0.960 \quad (3.4)$$

このように、高輝度 LHC でのパターンマッチングアルゴリズムによる検出確率は Run-3 と比較して 4.2% 向上する。ただし、単純に Trigger Sector 内で M1 から M3 の全ての代表点の組み合わせを考えると膨大になるため、パターンマッチングを行う際には sub-unit と呼ばれる最小領域を定めることで計算量を削減する。図 3.14 に sub-unit の模式図を示す。Sub-unit を設けてもなお代表点のパターンは多いため、それを抑えるためのアルゴリズムがワイヤーとストリップそれぞれに存在する。以下ではそれぞれのアルゴリズムを説明する。

Wire sub-unit は p_T が 5 GeV のミュオン飛跡の再構成を行うことができる範囲として M1 の代表点 128 ID, M2 の代表点 32 ID, M3 の代表点 4 ID で定義される。本研究ではさらに低いミュオン飛跡の再構成を行うことを目的として sub-unit の範囲の見直しを行なった。その結果、ファームウェアの制限の中で sub-unit の範囲を拡張することは可能であり、それによってトリガー性能が向上することをシミュレーションで示した。この詳細は 5 章で述べる。ワイヤーでは sub-unit 内のパターンの数を抑えるために代表点の数に制限を設けている。3 層からなる M1 では最大 6 ID (1 層ヒット, 2 層ヒット, 3 層ヒットそれぞれ 2 ID まで), 2 層からなる M2 では最大 4 ID (1 層ヒット, 2 層ヒットそれぞれ 2 ID まで), 2 層からなる M3 では最大 2 ID (1 層ヒット, 2 層ヒットそれぞれ 1 ID まで) としている。なお、代表点は sub-unit 内の内側に位置するものが優先的に選ばれる。これは各ステーションの sub-unit の中央のチャンネルを結んだ直線が無限運動量飛跡に近いように sub-unit の位置が定義されているためである。Sub-unit あたりで考えられるパターンは最大で $6 \times 4 \times 2 = 48$ 通りとなる。パターンの中では 7 層中 5 層以上ヒットしたパターンの中で、M1 から M3 のヒット数が多いものから順に最大で 8 通りまでパターンマッチングを行う。そして、パターンマッチングに成功して飛跡の角度が出力されたパターンの中でヒット数が最も多く角度が

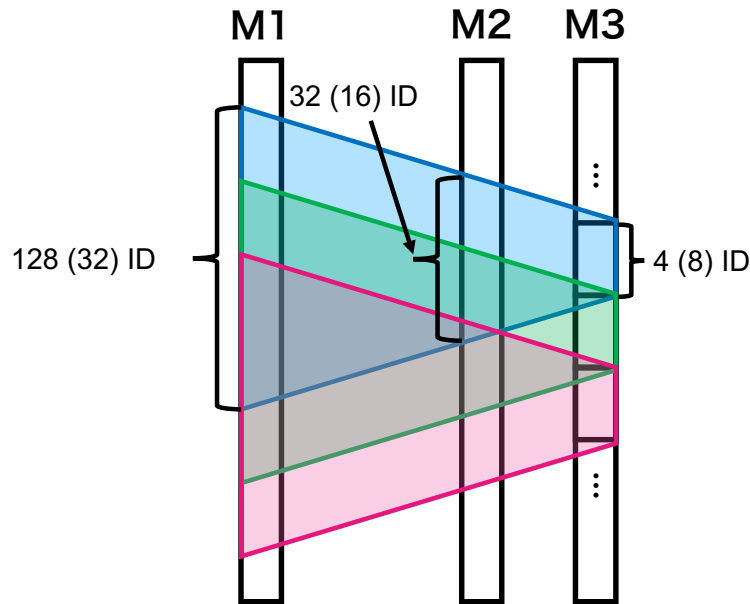


図 3.14 : パターンマッチングを行う最小領域の模式図 [33]. ワイヤー (ストリップ) の各ステーションで用いる代表点の数を示している. M3 の 4 ID ごとに平行移動してそれぞれの領域を設定している.

小さいものを 1 つ選ぶ. 本研究の成果であるパターンリストの改良によって, パターンマッチングの試行回数の上限が 4 通りでもトリガー性能が低下しないことを示した. 詳細は 5 章で述べる.

Strip sub-unit は M1 の代表点 32 ID, M2 の代表点 16 ID, M3 の代表点 8 ID で定義される. ストリップではグループ ID という概念があり, それを利用したパターンマッチングアルゴリズムを用いている. グループ ID を用いたアルゴリズムの概要を図 3.15 に示す. M1 の 4 ID, M2 の 2 ID, M3 の 1 ID ごとにグループ ID を設定する. つまり sub-unit 内で M1 から M3 にはそれぞれ 8 グループ ID まで存在する. パターンリストを実装する UltraRAM のアドレス一つがグループ ID のパターンを表すように設定されており, アドレス一つあたり 8 通りの角度情報が格納されているため, このようにグループ ID を定めている. それぞれのグループ ID 内で 1 ID でも 2 層ヒットの代表点 ID があれば, そのグループ ID のヒット数を 2 とし, 1 層ヒットの代表点 ID だけがあればそのグループ ID のヒット数を 1 とする. $8 \times 8 \times 8 = 512$ 通りあるグループ ID のパターンの中から, グループ ID のヒット数の合計が多いものから順にグループ ID のパターンを最大 6 通りまで選ぶ. ストリップにはワイヤーのようなヒット数の制限は設けられていない. そして, そのグループ ID のパターンに含まれる代表点 ID のパターンの中でヒット数が最も多く角度が小さいものを 1 つ選ぶ. グループ ID のパターン 1 通りあたりに代表点 ID のパターンは $4 \times 2 \times 1 = 8$ 通りあるため, sub-unit あたりでパターンマッチングの試行回数は最大で $8 \times 6 = 48$ 通りである. 本研究の成果であるパターンリストの改良によって, グループ ID のパターン数の上限は 6 通りではなく 4 通りでもトリガー性能が低下しないことを示した. また, ワイヤーでもストリップと同様にグループ ID を導入すると飛跡の再構成効率を改善できることを示した. これらの詳細は 5 章で述べる.

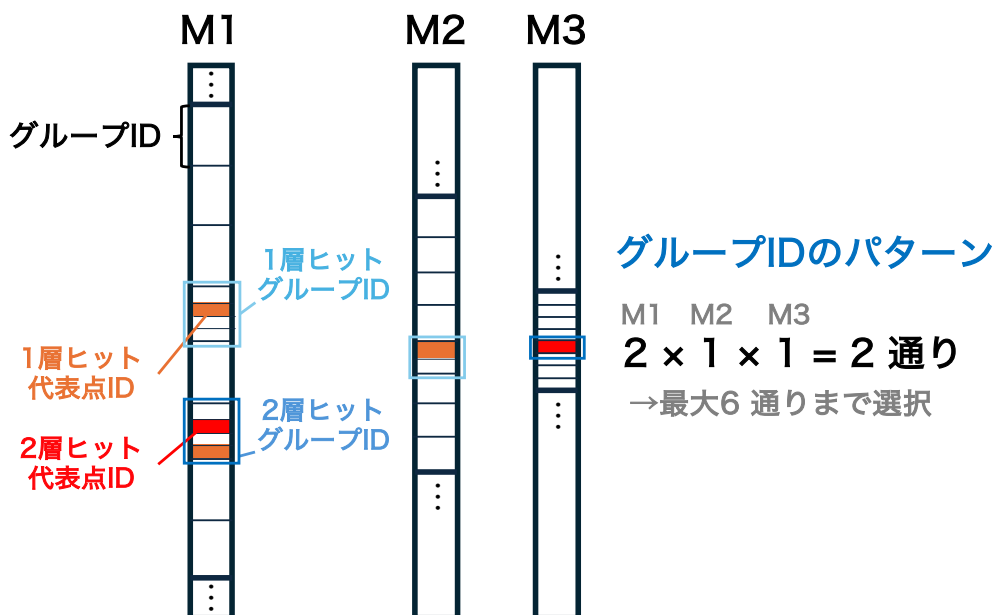


図 3.15 : グループ ID を用いたストリップのパターンマッチングアルゴリズムの概要. グループ ID のパターンを選択した後, それを含む代表点 ID のパターンのマッチングを取る.

Wire-Strip coincidence

Segment Reconstruction によって得られた飛跡の角度情報を用いて p_T を算出する. p_T の算出にあたっては飛跡の角度情報に対して p_T を対応づけたマップである Coincidence Window (CW) を前もって作成しておき, ファームウェア上に Look-up Table (LUT) として実装する. Run-3 では $\Delta R, \Delta \phi$ を入力とした CW を用いて行うが, 高輝度 LHC では $\Delta \theta, \Delta \phi$ を入力とする. また高輝度 LHC ではワイヤー方向には 4 sub-unit ごとに, ストリップ方向には 2 sub-unit を合わせた unit という単位ごとに CW を作成する. Trigger Sector あたりワイヤーはエンドキャップで 148 sub-unit, フォワードで 64 sub-unit に分割され, ストリップは 8 sub-unit に分割される. したがって Trigger Sector あたりの CW の総数は $(148 \text{ sub-unit} \div 4) \times (8 \text{ sub-unit} \div 2) + (64 \text{ sub-unit} \div 4) \times (8 \text{ sub-unit} \div 2) = 212$ 個となる. 図 3.16 にワイヤー, ストリップでの飛跡再構成後の Coincidence Window を用いた p_T 閾値の判定の概念図を示す.

さらに, 後段で使用する η 位置情報について, ϕ 位置情報を踏まえた補正を行った上で座標情報として出力する. ワイヤーにおいて飛跡情報として代表点 ID を出力するが, 後段にある MDTTP は TGC BW で再構成された飛跡の η 座標をもとに MDT におけるヒット情報を選別するため, 代表点 ID から η 座標へ変換する必要がある. ワイヤーの ID は η に対して均一に並んでいない上に, 図 3.17 に示すように TGC BW のワイヤーはチェンバー中心の ϕ に対して垂直な直線上に張られているため, ある代表点 ID の情報が示す η 座標は ϕ によって変化する. TGC BW におけるワイヤーの代表点 ID の幅は η にして 0.001 程度であるのに対して, ϕ による補正量はエンドキャップで最大約 0.002, フォワードで最大約 0.009 であるため, この補正は TGC BW の位置分解能に対し

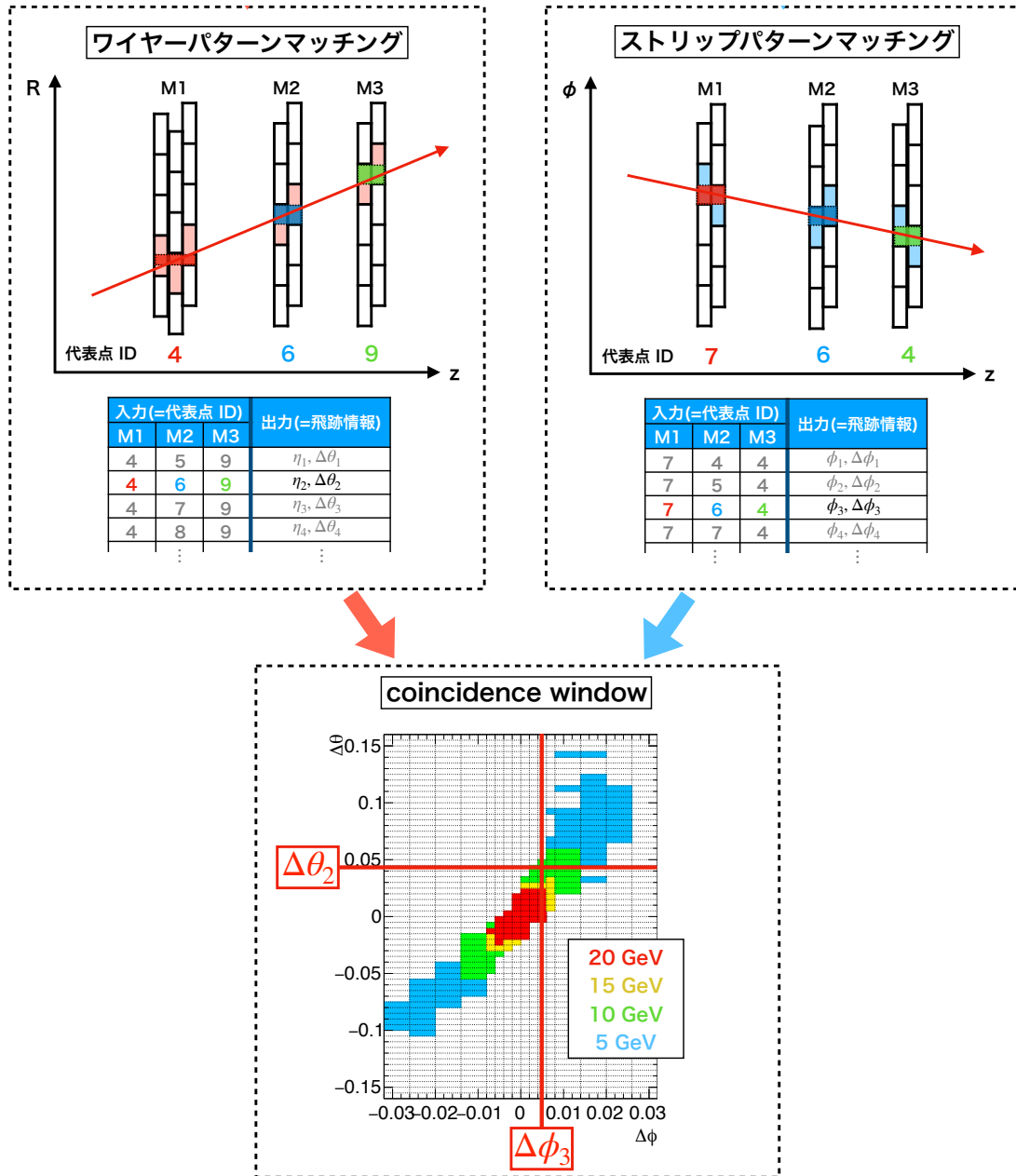


図 3.16 : Coincidence Window を用いた p_T 判定の概念図 [28]. ワイヤーとストリップで独立に飛跡再構成を行い得られた角度情報を CW の入力として p_T 閾値を求める.

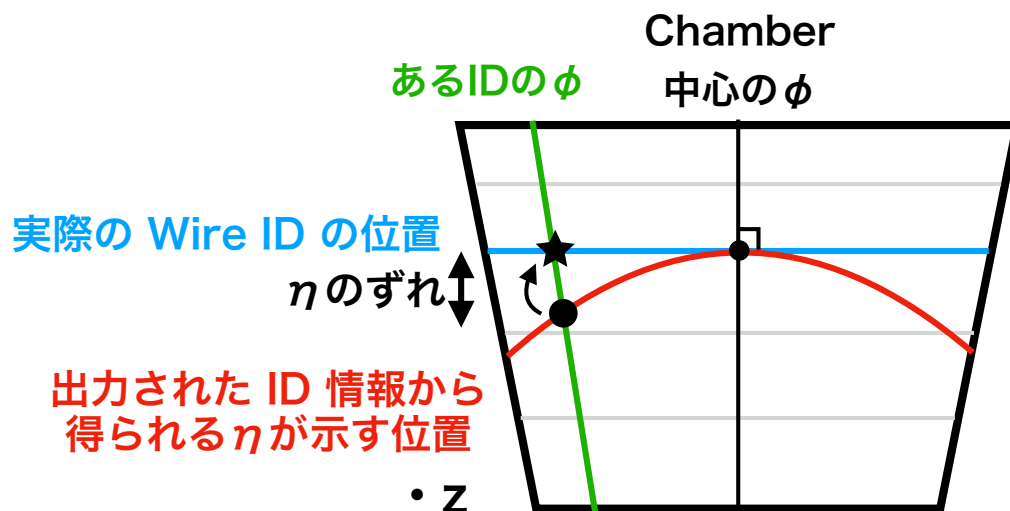


図 3.17 : ϕ 方向の位置によって生じる実際の η 位置とのずれの概念図 [33]. ワイヤがチェンバー内で直線状に張られているために, チェンバー内の ϕ 位置によってワイヤ情報から画一的に求めた η との間にずれが生じる.

て十分影響を及ぼす. ストリップの代表点 ID とワイヤの代表点 ID に対する補正後の η 位置を前もって計算しておき, これを LUT として保存する.

3.4.2 磁場内部の検出器を用いたトリガーアルゴリズム

3.1.2でも述べたように, フェイクトリガーや低運動量のミュオンによるトリガーを削減するために TGC BW は磁場内部の検出器とコインシデンスを取る (Inner Coincidence). Inner Coincidence では TGC BW で再構成した飛跡の位置・角度情報と磁場内部の検出器で測定された情報を組み合わせることで p_T の判定を行う. 磁場領域の内側には, 図 3.18, 図 3.19 に示すように, NSW, RPC BIS78, TGC EI, Tile カロリメータの 4 種類の検出器が設置されている. 各検出器がカバーする領域は異なるため, TGC BW で再構成された飛跡の位置や角度情報に応じて適切な検出器とのコインシデンスをとる. 以下で各検出器とのコインシデンスアルゴリズムについて説明する.

NSW とのコインシデンスアルゴリズム

$1.3 < |\eta| < 2.4$ の領域では, TGC BW で再構成された飛跡の位置と高い分解能を持つ New Small Wheel (NSW) で再構成された飛跡の位置・角度の情報を用いたコインシデンスをとる (NSW Coincidence). 衝突点と NSW の間では飛跡は曲がりにくいため, NSW で再構成された飛跡と無限運動量飛跡の θ 方向のなす角 $\Delta\theta_{NSW}$ が大きい飛跡は衝突点に由来しないフェイクミュオンである可能性が高い. そして NSW と TGC の間には磁場領域があるため, TGC BW の M3 の代表点の η 座標と NSW で再構成された飛跡の η 座標の差 $d\eta$ が小さければ p_T は大きくなる. NSW Coincidence ではこれらを入力とした Coincidence Window (CW) を用いて p_T の再構成を

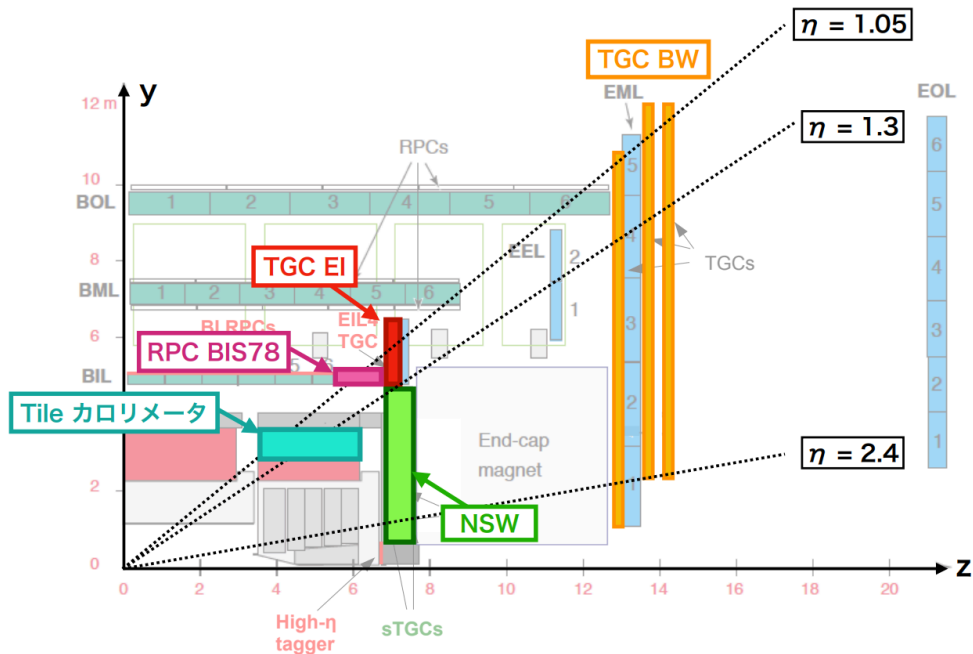


図 3.18 : ミューオン検出器の R - z 図 [28]. TGC EI と RPC BIS78 は図 3.19 に示すように異なる ϕ 領域に設置されている。

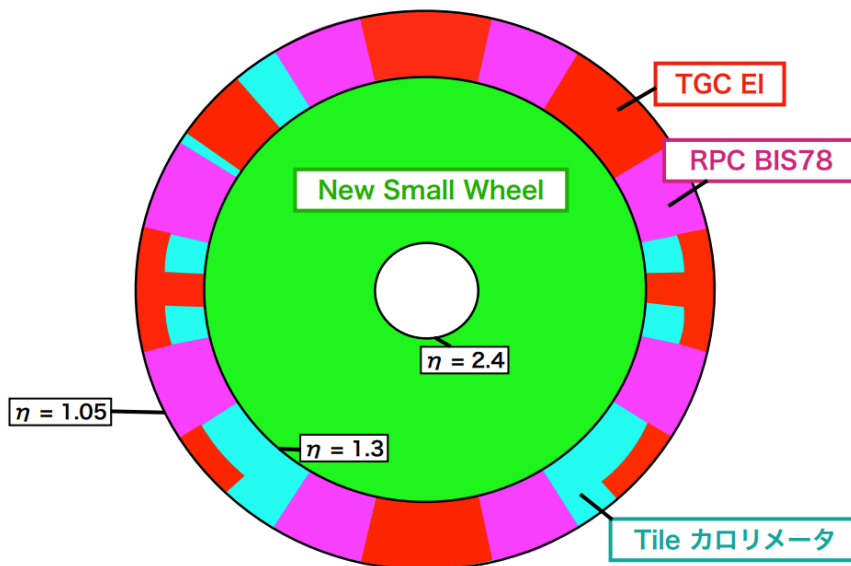


図 3.19 : 磁場内部の検出器でカバーされる η - ϕ 領域をビーム軸方向からみた図 [28]. TGC EI と RPC BIS78 はバレル部トロイド磁石やカロリメータ、支持構造と干渉しないように ϕ 領域をそれぞれ一部しかカバーしていない。TGC EI と RPC BIS78 とのコインシデンスを優先的に取る一方で、両者によってカバーできない領域については、 $1.0 < |\eta| < 1.3$ の全 ϕ 領域をカバーする Tile カロリメータによる情報を用いて粗いコインシデンスをとる。

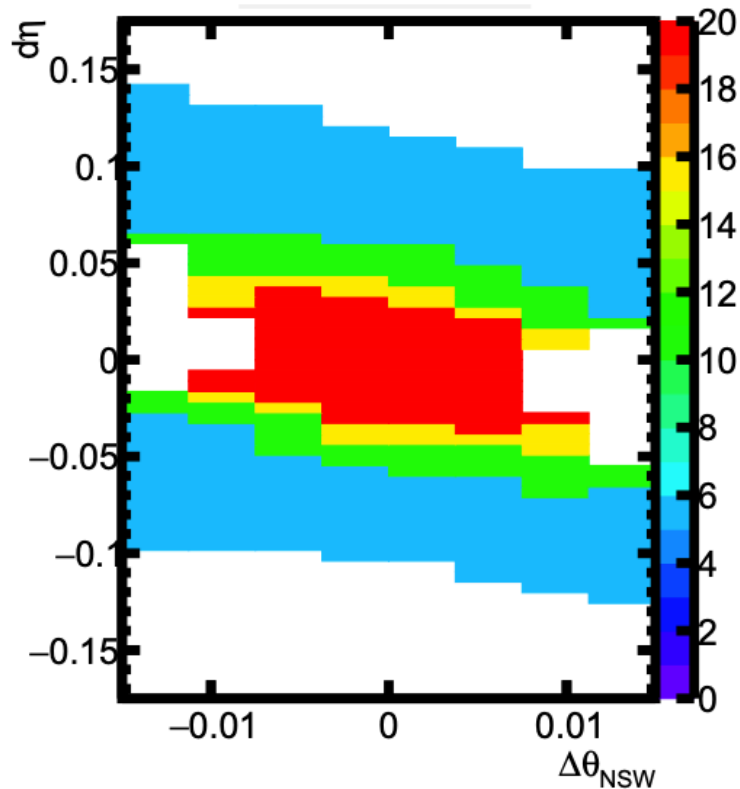


図 3.20 : NSW Coincidence における Coincidence Window の例 [29].

行う. 図 3.20 に CW の例を示す. 衝突点は 10 cm 程度の幅を持つことや, 物質量の大きいカロリメータにおける多重散乱によって図 3.20 の CW は $\Delta\theta_{NSW}$ に幅をもつ.

TGC EI とのコインシデンスアルゴリズム

トロイド磁石のない 8 回対称の ϕ 領域 (Large Sector) のうち $1.05 < |\eta| < 1.3$ の領域では, TGC BW で再構成された飛跡の位置と TGC EI のヒット位置の差を用いたコインシデンスをとる (EI Coincidence). 2.3.1 節で述べたように, TGC EI は高輝度 LHC において doublet から triplet の TGC EIL4 にアップグレードされる予定であり, さらにワイヤーおよびストリップから読み出しを行ってその全ヒット情報を用いたコインシデンスが可能となる. EI で得られた情報は Endcap SL にて TGC BW のロジックと同様に Station Coincidence (3.4.1 節) をとったのち, η , ϕ 位置を用いたコインシデンスをとる. EI Coincidence では TGC BW で再構成された飛跡の η 位置 (η_{BW}) と TGC EI における η 位置 (η_{EI}) の差 $|\eta_{BW} - \eta_{EI}|$ を用いた論理回路を用いる.

図 3.21 にさまざまな p_T に対する $|\eta_{BW} - \eta_{EI}|$ の分布を示す. TGC EI とのコインシデンスを取ることでフェイクトリガーを削減しつつ, 図 3.21 から算出される $|\eta_{BW} - \eta_{EI}|$ の閾値を上回るような低い p_T のミュオンによるトリガーを削減する.

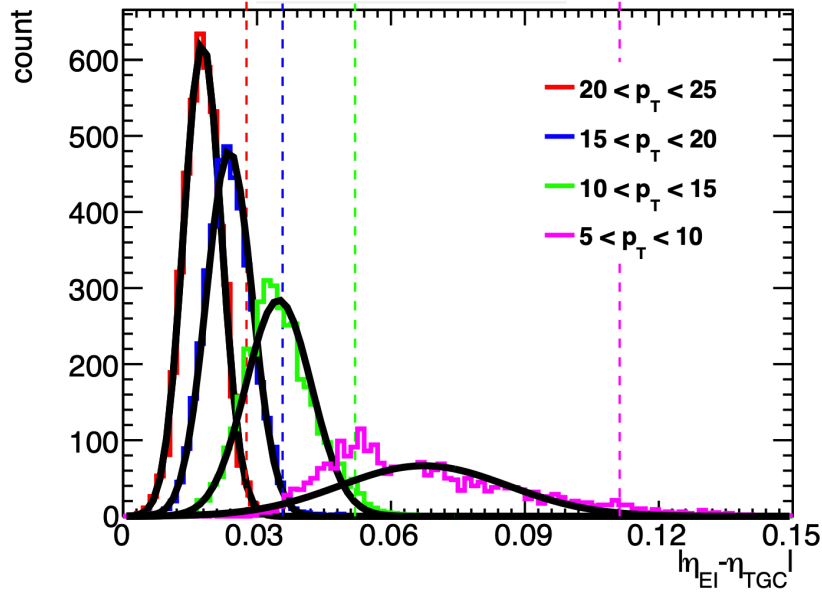


図 3.21 : EI Coincidence における $|\eta_{BW} - \eta_{EI}|$ の p_T による分布の違いと $|\eta_{BW} - \eta_{EI}|$ の閾値 [29]. 点線が各 p_T 閾値に対して与える $|\eta_{BW} - \eta_{EI}|$ の閾値を示す.

RPC BIS78 とのコインシデンスアルゴリズム

トロイド磁石のある 8 回対称の ϕ 領域 (Small Sector) のうち $1.05 < |\eta| < 1.3$ の領域では, TGC BW で再構成された位置情報と RPC BIS78 における位置情報を用いたコインシデンスをとる (RPC Coincidence). RPC Coincidence では η および ϕ 位置の差を用いたコインシデンスをとる. TGC EI のある Large Sector とは異なり, Small Sector はトロイド磁石による R 方向の磁場が打ち消し合いにくいいため, ミューオンは ϕ 方向にも曲がる. その大きさは η 方向と同程度であるため, TGC BW で再構成された飛跡の η 位置 (η_{BW}) と RPC BIS78 における η 位置 (η_{RPC}) の差 $d\eta = \eta_{BW} - \eta_{RPC}$ に対して閾値を設けるだけでは不十分である. したがって, $d\eta$ に加えて ϕ 方向の位置情報の差 $d\phi = \phi_{BW} - \phi_{RPC}$ を用いた CW によるコインシデンスをとる. 図 3.22 に CW の例を示す.

Tile カロリメータとのコインシデンスアルゴリズム

図 3.23 に Tile カロリメータのセルの配置を示す. 2.2.2 節でも述べたように, D セルを通過する粒子の 99 % がミュオンであることを利用する. D セルに落としたエネルギーに閾値を設け, ミューオンの通過を要求することで衝突点由来でないミュオンによるトリガーを削減する (Tile Coincidence). TGC BW においてトリガーが $1.2 < |\eta| < 1.3$ で発行された場合ミュオンは D6 セルを通過するため, D6 セルに落としたエネルギーを使用してトリガーを判定する. TGC BW においてトリガーが $1.05 < |\eta| < 1.2$ で発行された場合, ミューオンは D5・D6 セルの 2 つを通過する可能性があるため, D5・D6 セルに落としたエネルギーの合計を使用してトリガーを判定する.

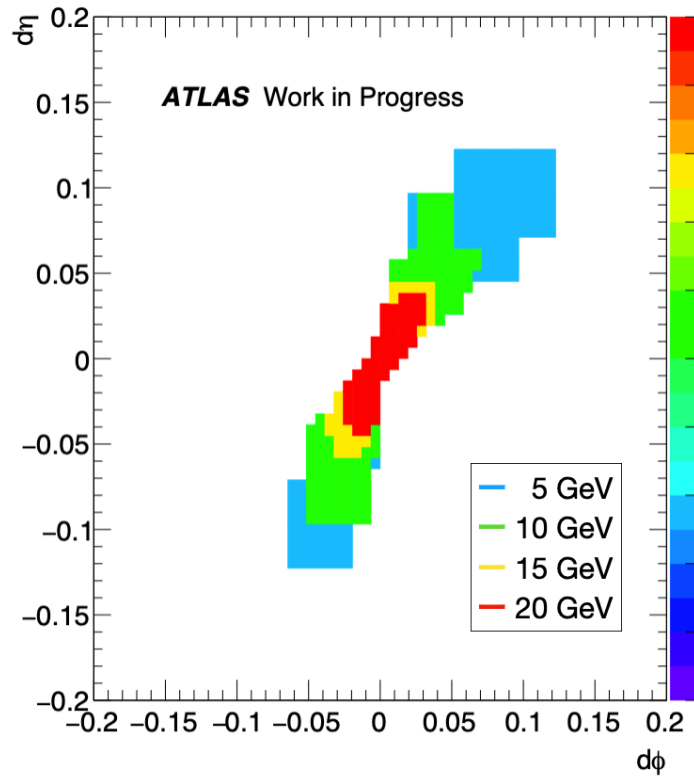


図 3.22 : RPC Coincidence における Coincidence Window の例 [33]

ミュオンの ϕ 方向の曲がり具合を考慮して, TGC BW で再構成した飛跡の ϕ 座標に対して最も近い 2 つあるいは 3 つのモジュールの D セルのエネルギーを確認し, いずれかのエネルギーが閾値を超えていればトリガーを発行する [28].

3.4.3 MDT を用いたトリガーアルゴリズム

高輝度 LHC-ATLAS 実験では増強されたレイテンシーを生かして, ドリフト時間が長いために Run-3 まで用いられてこなかった MDT の情報を用いて, TGC BW で再構成された飛跡に対してより高精度なトリガー判定を行う. Endcap SL によって再構成されたミュオン飛跡の位置および角度情報は MDT TP (MDT Trigger Processor) に送信され, MDT TP は飛跡が存在すると想定される小領域に限定した高速な再構成を行う. 図 3.24 に MDT における 2 および 3 つのステーションを用いた運動量再構成の概念図を示す. 飛跡の位置や p_T を判定したのち, 飛跡候補は Endcap SL に戻され MUCTPI に送られる.

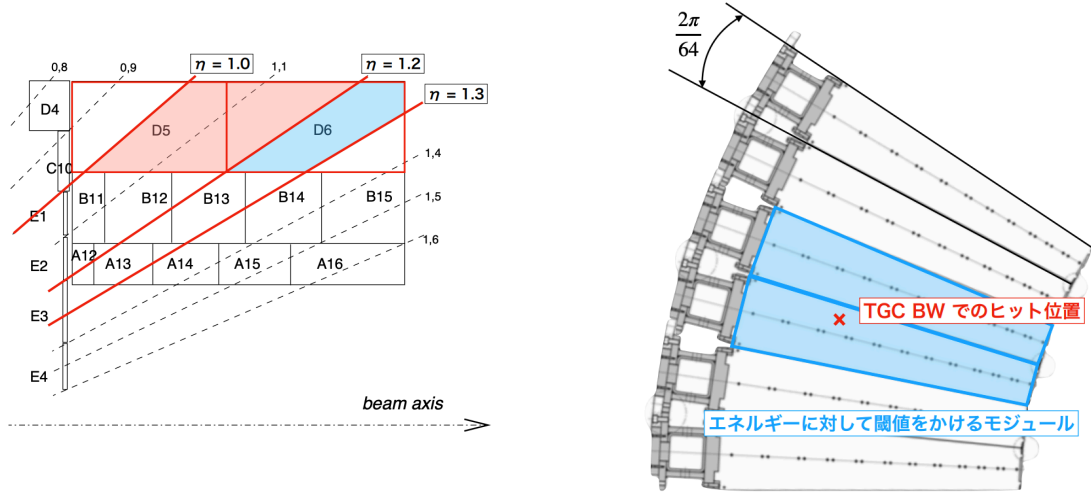


図 3.23 : Tile Coincidence の概要図 [28]. (左) TGC BW の $1.2 < |\eta| < 1.3$ の領域でトリガーが発行された場合, D6 セルのエネルギーに対して閾値をかけ, コインシデンスをとる. $1.05 < |\eta| < 1.2$ の場合, D5・D6 の2つのセルのエネルギーの合計に対して閾値をかける. (右) p_T 閾値 20. 15 (10, 5) GeV では TGC BW で発行したトリガーの ϕ 位置に対して最も近い 2 (3) つのモジュールのいずれかとのコインシデンスを要求する.

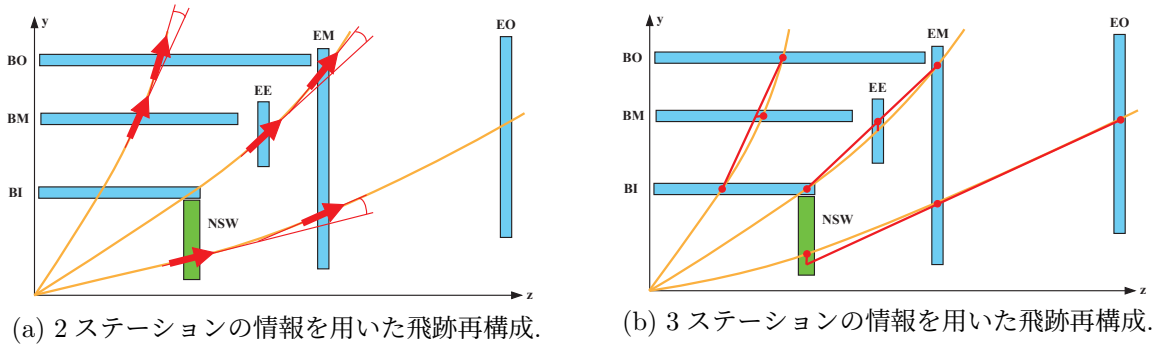


図 3.24 : MDT TP における 2 および 3 つのステーションを用いた飛跡再構成の概念図 [8]. (左) 2 つのステーションを用いた飛跡再構成手法においては, 2 つのステーションにおける飛跡の角度の差分を用いて p_T を判定する. (右) 3 つのステーションを用いた飛跡再構成では, 2 つのステーションの飛跡位置を結ぶ直線に対するもう 1 つのステーションにおける飛跡位置の差を用いて p_T を判定する. エンドキャップ領域においては NSW の情報も用いて判定を行う.

第4章 高輝度LHCにおける従来の初段ミュオントリガーの性能評価

3.4.1 節では TGC BW におけるミュオンの再構成アルゴリズムを詳細に説明した。本研究によって最適化された再構成アルゴリズムの性能を評価する前に、従来の初段ミュオントリガーアルゴリズムの性能を示す。本章では飛跡の再構成効率の評価と飛跡の再構成レートの評価を行った。先行研究でも示されていたように、飛跡の再構成効率の評価においては検出器が理想位置に配置されていない (ミスアライメントがある) 場合に飛跡の再構成効率が大きく低下することを確認する [29]。5 章では本研究で開発したアルゴリズムではその低下を抑えられることを示す。

4.1 モンテカルロシミュレーションによる飛跡の再構成効率の評価

飛跡の再構成効率の評価では、Monte Carlo (MC) シミュレーションにおける Single Muon のサンプルと実データを重ね合わせたものを用いた。Single Muon のサンプルは衝突点から一様な η 分布, p_T 分布に従うミュオンが 1 つだけ生成されるイベントのサンプルである。実データについては、2016 年にランダムトリガーによって取得した Run-2 の実データを重ね合わせることで高輝度 LHC 相当の衝突数 (パイルアップ数) を模倣したものを用いた。つまり、飛跡の再構成効率の評価にはミュオン由来ではない膨大なヒット情報の中に必ず 1 つのミュオンを含むようなイベントを用いたと言える。また、飛跡の再構成効率の評価にあたって、エンドキャップ領域において TGC SL がトリガー判定を行う領域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) で評価した。

4.1.1 各トリガーアルゴリズムの効率の評価

Segment Reconstruction や Wire-Strip coincidence による飛跡の再構成効率の算出や非効率の原因について述べる。

Segment Reconstruction における飛跡の再構成効率

図 4.1 にワイヤーとストリップにおける飛跡の再構成効率を示す。TGC BW にミュオンが入射した全てのイベントに対して、再構成された飛跡の η 座標または ϕ 座標が真のミュオン飛跡の衝突点における向きに近いイベントの割合を再構成効率として定義した。近いイベントとは、ワイヤーの場合は再構成された η 座標と真のミュオン飛跡の衝突点における向き η 成分の差が 0.3 以

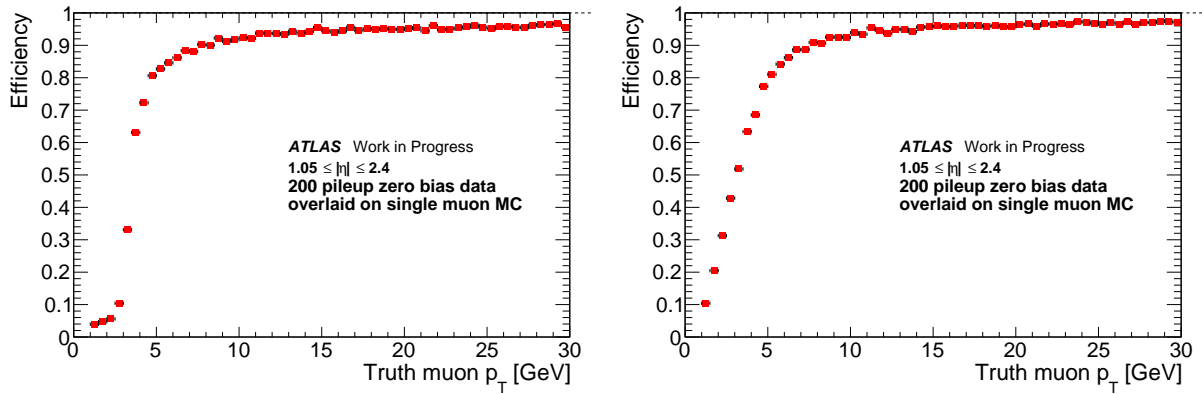


図 4.1 : 従来のアルゴリズムを用いた場合の(左)ワイヤー(右)ストリップにおける飛跡の再構成効率. p_T が 20 GeV 以上の効率はワイヤーで 95.9%, ストリップで 97.1%である.

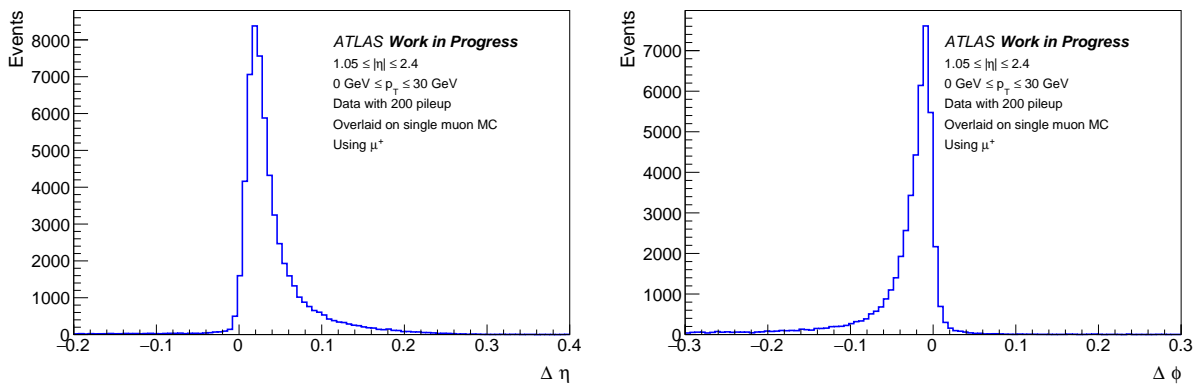


図 4.2 : (左) ワイヤーで再構成された飛跡の η 座標と衝突点における飛跡の η 座標の差 (右) ストリップで再構成された飛跡の ϕ 座標と衝突点における飛跡の ϕ 座標の差.

下であるもの、ストリップの場合は再構成された ϕ 座標と真のミュオン飛跡の衝突点における向き η 成分の差が 0.2 以下であるものを指す。この値は図 4.2 に示すような、再構成されたワイヤーとストリップの座標の差の分布から決定した。この分布を作成する際は、イベントあたりに最も真のミュオン飛跡の衝突点における向きとの差が小さい飛跡を選択した。このシミュレーションがファームウェアを再現していることは付録 B.1 で説明する。ここで生じている非効率の内訳を図 4.3 に示す。また、 p_T が 20 GeV 以上でのそれぞれの値を表 4.1 に示す。図 4.3 におけるそれぞれの項目は以下のように定義される。

- 1) Reconstructed: 真の飛跡に近い位置で再構成されたことを示す。
- 2) Inefficiency due to algorithm: sub-unit 中の直線上に十分な数のヒットがあるが LUT のアクセス数制限などのアルゴリズムによって再構成されなかったことを示す。十分な数とは、それぞれのステーションに最低 1 つのヒットがあり、ワイヤーであれば 7 層中 5 層以上、ストリップであれば 6 層中 4 層以上のヒットがあることである。

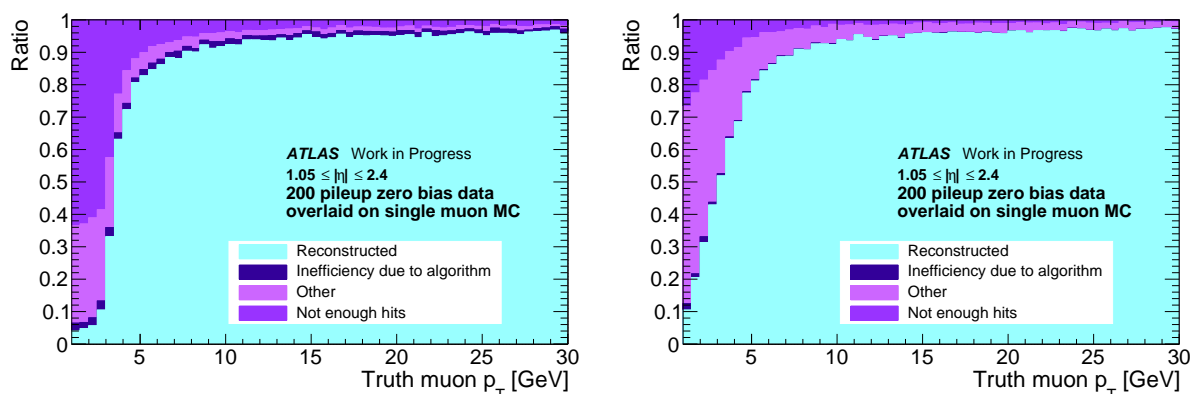


図 4.3 : ワイヤー(左)ストリップ(右)の飛跡の角度再構成における非効率の内訳. Reconstructed は真の飛跡に近い位置で再構成されたことを示す. Inefficiency due to algorithm は sub-unit 中に十分なヒットがあるが再構成されなかったことを示す. Not enough hits は Trigger Sector 内に十分なヒットが無いことを示す. Other はそれら以外を示す.

表 4.1 : p_T が 20 GeV 以上の飛跡の角度再構成における非効率の内訳.

	Reconstructed	Inefficiency due to algorithm	Other	Not enough hits
ワイヤー	95.9%	1.2%	1.1%	1.8%
ストリップ	97.1%	0.1%	2.0%	0.9%

- 3) Not enough hits: エンドキャップ領域とフォワード領域を合わせた Trigger Sector 内に Single Muon MC サンプルに由来する十分なヒットが無いことを示す.
- 4) Other: 上記のイベント以外のものを示す. 考えられるイベントとしては多重散乱や検出器のノイズがある.

Not enough hits の割合は式 3.1 や式 3.2 での計算値とおおよそ一致している. ワイヤーはストリップと比べてトリガーアルゴリズムに由来する非効率が多い. 具体的には 3.4.1 でも述べたようにワイヤーではパターンマッチングに使用する代表点 ID のヒット数に対して制限を設けており, この非効率は主にその制限に由来する. 特に M3 の代表点 ID のヒット数の制限がもし 2 ID (1 層ヒット, 2 層ヒットそれぞれ 1 ID まで) ではなく最大 4 ID (1 層ヒット, 2 層ヒットそれぞれ 2 ID まで) であれば効率が 1% 程度向上する. パターンマッチングの回数にも制限があるが, この制限による非効率はワイヤー, ストリップともに 0.1% 程度と非効率全体に対して小さい.

Wire-Strip coincidence における飛跡の p_T 再構成効率

図 4.4 に Wire-Strip coincidence による飛跡の p_T 再構成効率を示す. 飛跡の p_T 再構成効率は, 真のミュオンの p_T の分布に対して p_T 閾値 20, 15, 10, 5 GeV 以上と判定されたミュオンの割合で定義した. また, ここでも再構成された飛跡の座標と真のミュオン飛跡の衝突点における向

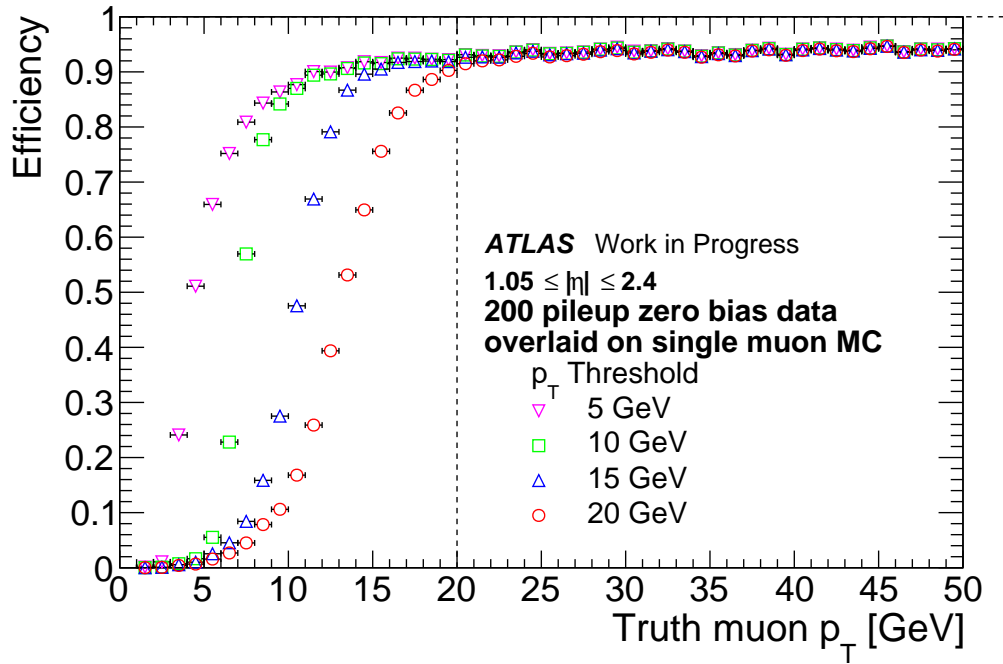


図 4.4 : 各 p_T 閾値での飛跡の p_T 再構成効率.

表 4.2 : 5 – 20 GeV の各 p_T 閾値における飛跡の p_T 再構成効率のフィッティングの結果.

p_T 閾値 [GeV]	5	10	15	20
Plateau efficiency [%]	93.7	93.6	93.6	93.6
Effective threshold [GeV]	5.1	8.1	10.9	13.2
Resolution [GeV]	2.77	1.42	1.47	1.84

きの差が 0.4 以下であるという条件を課している. さらに, 4 段階で設定した p_T 閾値ごとの p_T 再構成効率は以下のフェルミ分布関数でフィッティングして評価した. 表 4.2 にフィッティングにより得られたパラメータを示す.

$$f(p_T) = \frac{\epsilon}{e^{\frac{p_T - \mu}{\sigma}} + 1} \tag{4.1}$$

- ϵ : Plateau efficiency (プラトー領域における飛跡の p_T 再構成効率)
- μ : Effective threshold ($f(p_T) = \epsilon/2$ となる p_T の値で, p_T 閾値を示す量)
- σ : Resolution (立ち上がりの鋭さ)

Wire-Strip coincidence による飛跡の p_T 再構成の非効率性は Segment Reconstruction の非効率性と CW の非効率性を乗じたものである. CW の作成においては p_T が 20 GeV 以上で Segment Reconstruction に成功したトレーニングサンプルに対して約 99%の効率が得られるようにする.

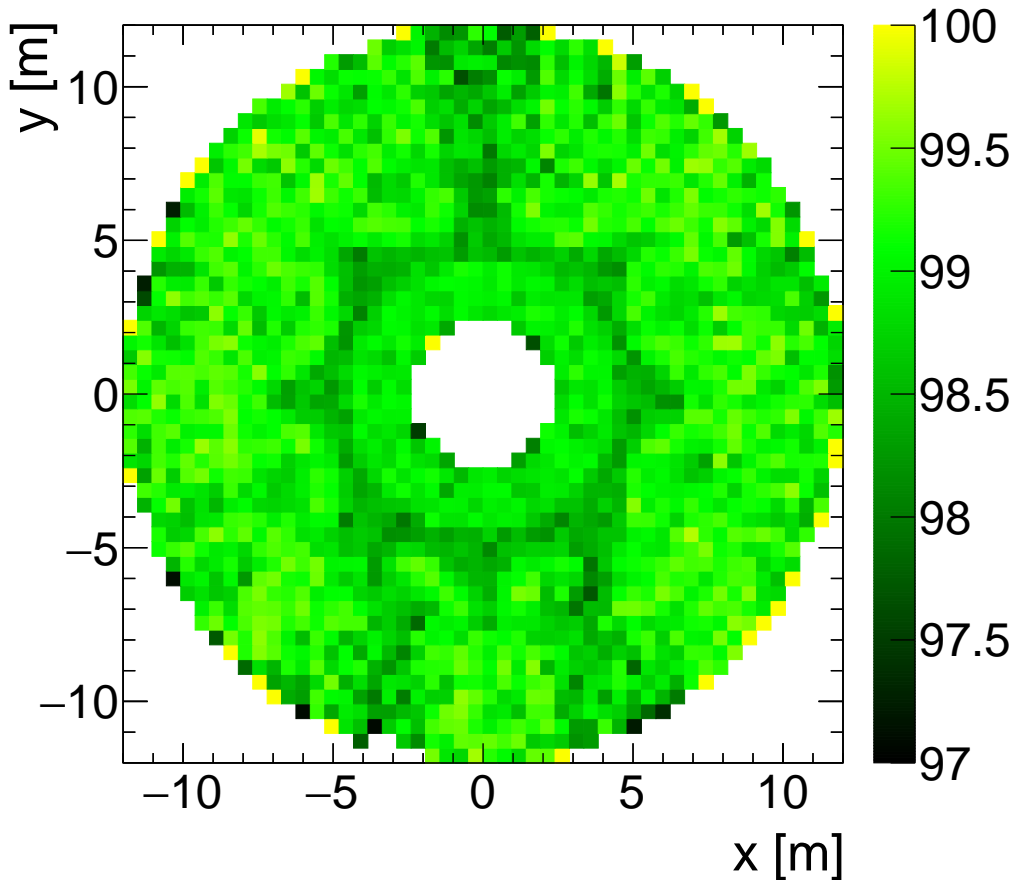


図 4.5 : Segment Reconstruction に成功した飛跡に対する p_T 再構成効率.

図 4.5 に Segment Reconstruction に成功したテストサンプルに対する 20 GeV の飛跡の p_T 再構成効率の分布を示す。8 回対称の構造が見えるが、これはトロイド磁場に由来する。また、ある領域ごとにまとめて同じ CW を用いているために $\phi = \pi/2, 4\pi/3, 5\pi/3$ にも非効率が生じていると考えられる。

TGC BW にミスアライメントがあるときの飛跡の再構成効率

TGC BW では衝突データを用いてミスアライメントを測定・位置補正を行い、それを反映したワイヤーパターンリストを持ちいている。逆に検出器の配置が理想的であるモンテカルロシミュレーションでこのパターンリストを用いることで、TGC BW にミスアライメントがあるときの飛跡の再構成効率を擬似的に見積ることができる。図 4.6 にミスアライメントの有無に対するワイヤーにおける飛跡の再構成効率の比較を示す。ここで飛跡の再構成効率とは Segment Reconstruction の効率を指し、飛跡の p_T 再構成効率とは Wire-Strip coincidence の効率を指す。また、 p_T が 20 GeV 以上でのそれぞれの値を表 4.3 に示す。

従来の Wire Segment Reconstruction はミスアライメントがあるときに効率が大きく低下する

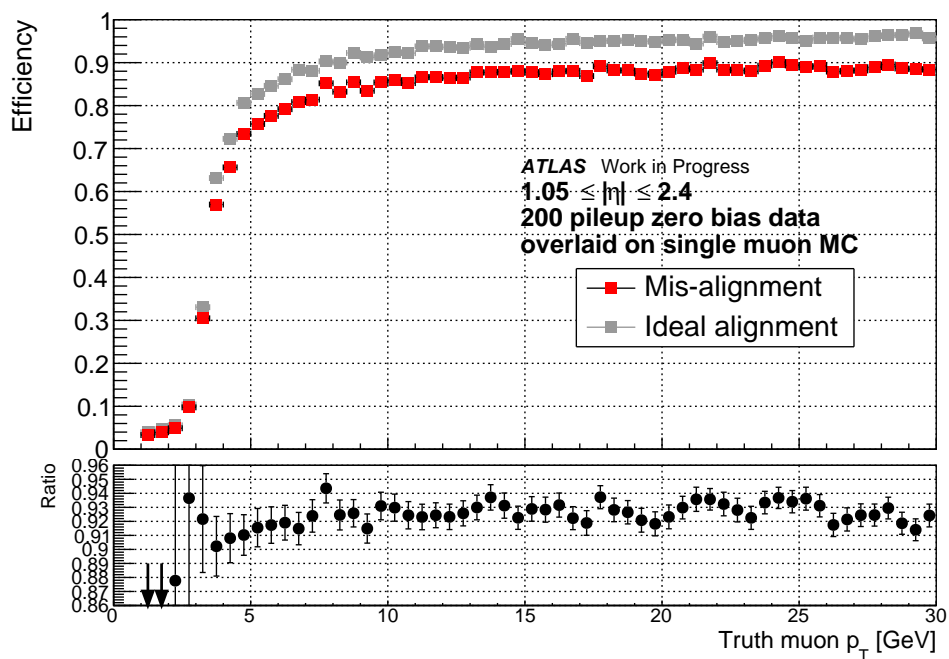


図 4.6 : ミスアライメントの有無に対するワイヤーにおける飛跡の再構成効率の比較. 飛跡の再構成効率とは Segment Reconstruction の効率を指す.

表 4.3 : p_T が 20 GeV 以上におけるミスアライメントの有無での飛跡の再構成効率の比較.

	ミスアライメント無し	ミスアライメントあり	効率の差
ワイヤーの効率	95.9%	89.0%	6.9%
p_T の効率	93.7%	85.9%	7.8%

表 4.4 : Run-3 におけるトリガーアルゴリズムと高輝度 LHC のトリガーアルゴリズムを用いた場合の p_T 閾値 20 GeV における検出効率のフィッティング結果.

	Run-2	Run-3	高輝度 LHC
Efficiency [%]	85.1	87.1	93.7

ことがわかる. Run-3 では 2022 年から 2023 年にかけてミスアライメントの補正を行わなくても安定した効率が得られた. 3.2.1 節でも述べたように Run-3 におけるアルゴリズムでは原則として M3 と M1, あるいは M3 と M2 のヒット位置の差から p_T を算出する. つまり, 高輝度 LHC におけるアルゴリズムのように 3 station で直線飛跡を再構成する必要がないため, ミスアライメントに対して強いアルゴリズムであると言える. 高輝度 LHC におけるアルゴリズムを用いたシステムの運用時にはミスアライメントの補正を頻繁に行う必要がある. 具体的には, TGC BW のメンテナンスにおいてチェンバーを移動させた後で元の位置に戻す際に少しずつミスアライメントが生じうるため, その度に補正を行う必要がある. しかし, ミスアライメントの補正は Z ボソンや J/ψ 粒子が 2 つのミュオンに崩壊するイベントを用いて行われる. 蓄積が必要なデータ駆動型の補正を頻繁に行うことはできないため, 高輝度 LHC におけるアルゴリズムがミスアライメントに対するロバスト性を持たないことは問題である. 5 章では本研究で開発したアルゴリズムがこの問題を大きく改善することを示す.

4.1.2 Run-3 における検出効率との比較

先行研究における高輝度 LHC のミュオントリガーアルゴリズムと Run-2, Run-3 のトリガーアルゴリズムによる飛跡の p_T 再構成効率の比較を行った. 表 4.4 に高輝度 LHC と Run-2, Run-3 での p_T が 20 GeV 以上のミュオン飛跡の p_T 再構成効率を示す. Run-2 での値は実データを用いて算出されているが, 高輝度 LHC と Run-3 での値は MC シミュレーションを用いて算出されている. また, 高輝度 LHC でのシミュレーションについては Inner Coincidence を考慮していないため, さらに 1% から 2% 程度低い再構成効率が見込まれる. Run-3 でのトリガーアルゴリズムと違い, 高輝度 LHC のトリガーアルゴリズムでは 7 層 (ストリップの場合は 6 層) 全てのヒット情報を用いて飛跡の再構成を行う. ワイヤーの場合は 5 層, ストリップの場合は 4 層以上のヒットを残したほとんど全て飛跡を再構成できるため, 閾値を超えた高い p_T のミュオンの再構成効率が増加した.

4.2 実データを用いた飛跡の再構成レートの評価

飛跡の再構成レートの評価では Run-2 で取得したデータの事象を複数重ね合わせることで異なるパイルアップ数での事象を再現したサンプルを用いた. データ取得時のビームのパラメータを表 4.5 に示す. 高輝度 LHC で予想される瞬間ルミノシティ $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ でのトリガーレー

トを求めるために、各パイルアップ数 (μ) でのルミノシティ (\mathcal{L}) とトリガーレート (\mathcal{R}) をそれぞれ式 4.2 と式 4.3 を用いて計算した。

$$\mathcal{L} = (1.38 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}) \times \frac{\langle \mu \rangle}{44.5} \times \frac{2748}{2208}, \quad (4.2)$$

$$\mathcal{R} = \frac{N_{\text{trigger}}}{N_{\text{events}}} \times 40 \text{ MHz} \times \frac{2748}{3564}. \quad (4.3)$$

ここで、 N_{events} はサンプルのイベント数、 N_{trigger} はトリガーが発行されたイベント数を示す。また、式 4.2 中の $1.38 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ と 44.5 はそれぞれ元となる実データの最高瞬間ルミノシティと最大パイルアップ数を示している。元のデータの瞬間ルミノシティに対して、イベントの重ね合わせにより作成したサンプルのパイルアップ数の比を取ることで、各サンプルの瞬間ルミノシティが得られる。さらに、高輝度 LHC では衝突バンチ数を 2016 年時の 2208 から 2748 まで増やすため、ルミノシティもそれに伴って $2748/2208 \sim 1.24$ 倍に増加する。LHC 加速器では、周長 27 km の加速器が 25 ns 間隔で全て陽子バンチで満たされているときに 40 MHz でバンチ衝突が起こるように設計されている。

陽子バンチはほぼ光速で移動するので、LHC 加速器を 25 ns 間隔で陽子バンチで満たしたときの衝突バンチ数は $26.7 \text{ km}/(3.0 \times 10^8 \text{ m/s} \times 25 \text{ ns}) \sim 3564$ となる。衝突頻度 40 MHz と全イベントに対してトリガーが発行されるイベント数の割合からトリガーレートが得られる。実データを用いてトリガーレートを算出する際には、2016 年当時のアライメント情報から作成されたパターンリストを用いて評価を行う。図 4.7 に p_T 閾値 20 GeV におけるルミノシティに対する Wire-Strip coincidence による p_T の再構成レートを示す。比較のためオフライン解析による p_T の再構成レートとともに示す。Wire-Strip coincidence による再構成レートの方が非常に高い値を示しているが、これは Inner Coincidence を取る前の値であり、MDT からの情報も用いていないためである。Inner Coincidence を取ると 70% から 80% の削減が見込まれる。MDT からの情報も用いてさらに MUCTPI でバレル部とエンドキャップ部を束ねた後のトリガーレートは図 2.21 での L0 トリガーレートを超えられない。

高いルミノシティではミューオン検出器内でのヒットが増加し、ランダムな組み合わせによって飛跡を再構成してしまう場合がある。ランダムな組み合わせによりトリガーが発行された場合、トリガーレートはルミノシティに対して非線形に増加する。図 4.7 はルミノシティに対して線形であ

表 4.5 : 実データ取得時のビームのパラメータ [28].

重心系エネルギー [TeV]	13
衝突バンチ数	2208
最大瞬間ルミノシティ [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	1.38×10^{34}
最大パイルアップ数	44.5
平均パイルアップ数	26.9

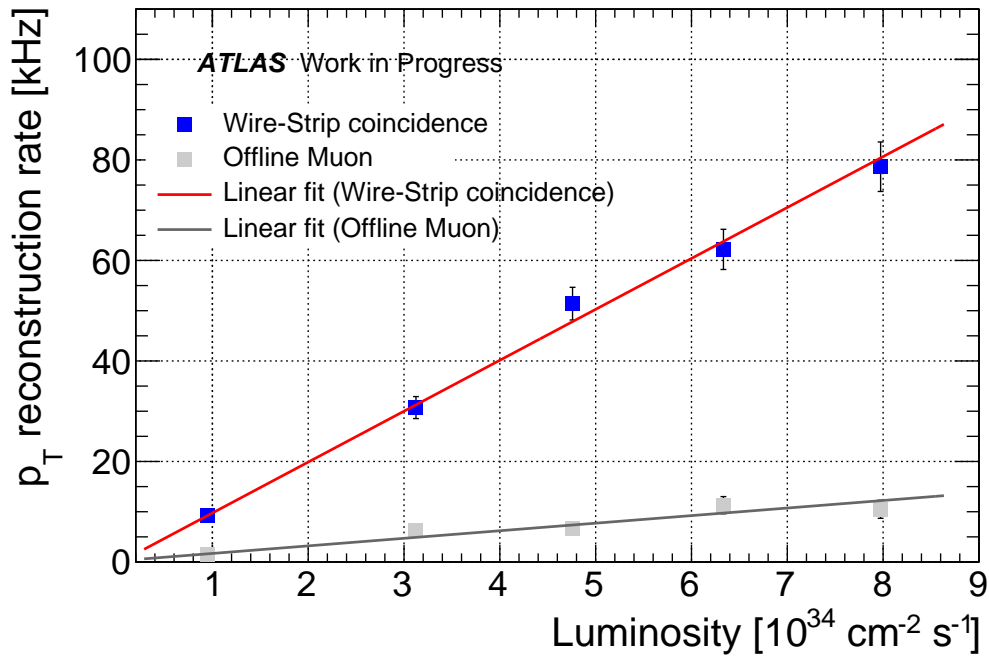


図 4.7: ルミノシティに対する p_T 閾値 20 GeV における Wire-Strip coincidence による再構成レートとオフライン解析による再構成レートの比較.

表 4.6: 高輝度 LHC で予想される瞬間ルミノシティ $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ におけるエンドキャップ領域およびフォワード領域での 5 - 20 の各 p_T 閾値閾値に対する Wire-Strip coincidence による再構成レート.

		$1.05 < \eta < 1.95$	$1.95 < \eta < 2.4$	合計
再構成レート [kHz]	Wire-Strip coincidence	49.7	29.0	78.6
	Offline Muon	6.2	4.3	10.5

るため、ランダムな組み合わせ由来のトリガーを抑制できていることがわかる。

表 4.6 にエンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 1.95$) およびフォワード領域 ($1.95 < |\eta| < 2.4$) での p_T 閾値 20 GeV におけるルミノシティに対する Wire-Strip coincidence による p_T の再構成レートを示す。

さらに高輝度 LHC で予想されるルミノシティ $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ における各 p_T 閾値に対する Wire-Strip coincidence による p_T の再構成レートを図 4.8 に示す。比較のためオフライン解析による p_T の再構成レートとともに示す。

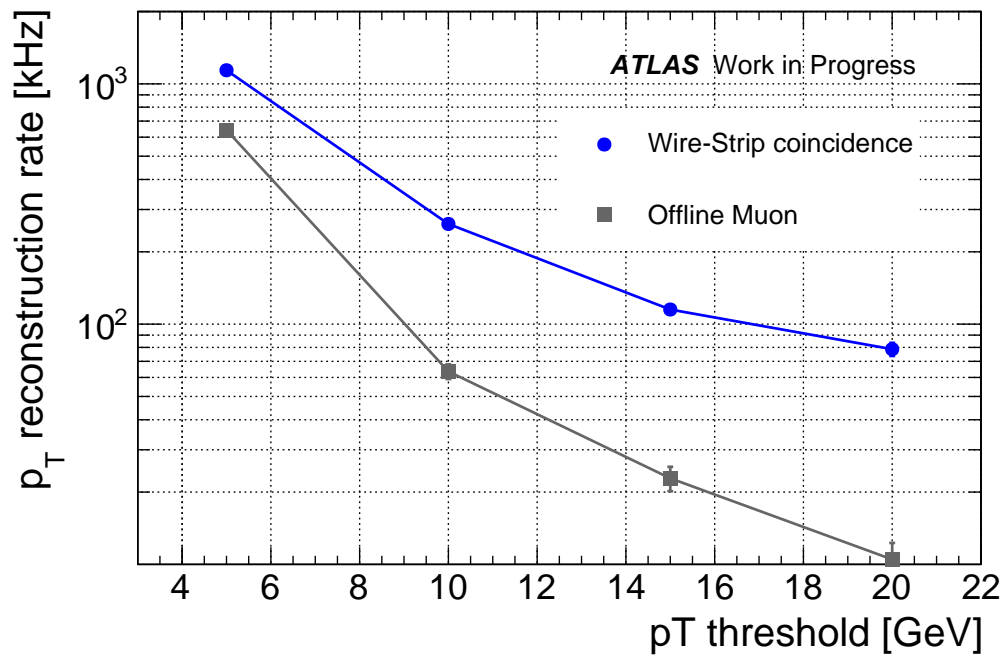


図 4.8 : 高輝度 LHC で予想される瞬間ルミノシティ $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ におけるエンドキャップおよびフォワード領域での各 p_T 閾値に対する Wire-Strip coincidence による再構成レート. 各 p_T 閾値のトリガーレートは表 4.6 に示す.

第5章 TGC BWのトリガーアルゴリズムの改善

本章では, TGC BW のトリガーアルゴリズムを改善する手法については 5.1 節で説明し, その手法を導入した場合の性能の評価結果を 5.2 節で報告する.

5.1 パターンリストの改善

本研究では, 新たなパターンリストを用いることで Segment Reconstruction の性能を向上できることをシミュレーションで示した. パターンリストの改善案は大きく 2 つあり, 5.1.1 節では Wire パターンリストの改善について述べる. そして 5.1.2 節では 5.1.1 節とは異なる観点から Wire パターンリストと Strip パターンリストに共通する改善案について述べる.

5.1.1 Wire パターンリストの拡張

3.4.1 で述べたように, 従来のアルゴリズムの Wire sub-unit は M1 の代表点 128 ID, M2 の代表点 32 ID, M3 の代表点 4 ID で定義される. この範囲はパターンリストに 5 GeV 以上のミュオン飛跡が残す代表点 ID の組み合わせを格納できるように定義されている. TGC BW のほとんどの領域の p_T が 5 GeV 以上のミュオン飛跡がこの範囲内で再構成されることは先行研究によって示されている [28]. ただし, 従来のパターンリストにはちょうど 5 GeV 以上のミュオン飛跡が再構成できるだけの代表点 ID の組み合わせしか格納されていない. しかし, パターンリストに 5 GeV 以下のミュオン飛跡も格納したとしても原理的には高い p_T の飛跡再構成の性能を妨げることはない. 今後の開発において低い p_T のミュオン飛跡の再構成を行うため, 少なくとも sub-unit にある全ての代表点 ID の組み合わせを格納することが求められ, sub-unit の拡張も必要となる.

Sub-unit を拡張するためには Wire パターンリストがどのようにファームウェアに実装されているかを理解する必要がある. パターンリストの実装方法の概要を図 5.1 に示し, これに基づいて説明を行う. パターンリストは FPGA (Virtex Ultrascale +) 上の UltraRAM に LUT として実装されている. UltraRAM とは FPGA 上のメモリリソースの 1 つで, BlockRAM などの他のメモリリソースと比べて高速かつ大容量であるが, その入力アドレスのビット数や出力ビット数が固定されている. UltraRAM のアドレスは 12 bit, つまり 2^{12} 個のアドレスが用意されており, アドレス 1 個あたりに 72 bit のデータを格納できる. 従来のアルゴリズムでは LUT に 8 bit の角度情報だけでなく, 座標情報など他の飛跡情報も保存するような設計になっていたため代表点 ID の組み合わせ 1 通りあたり 18 bit を確保していた. すると 1 アドレスあたり 4 個の飛跡情報を格納するこ

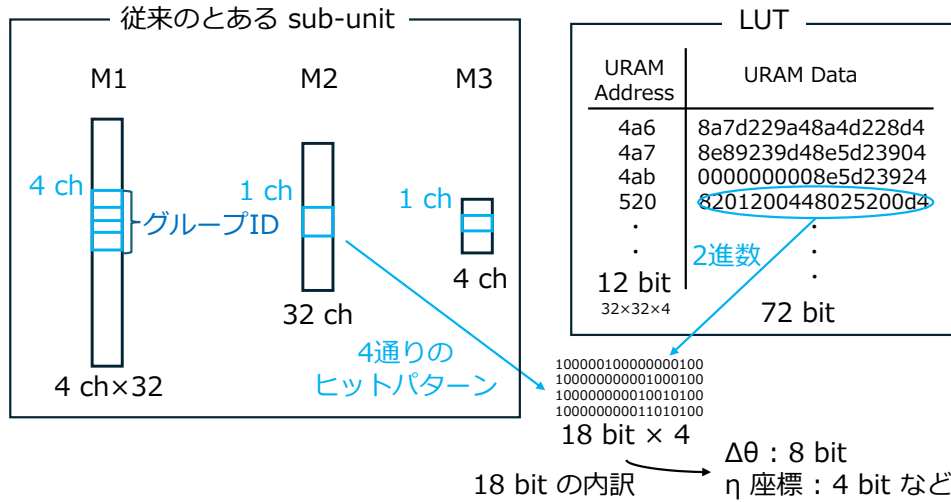


図 5.1 : Wire パターンリストの実装方法の概要.

	代表点 ID (グループ ID)			1 飛跡あたりの 情報量 [bit]	1 飛跡あたりの 余剰ビット [bit]
	M1	M2	M3		
従来	128 (4)	32 (1)	4 (1)	18	10
方法 1	192 (3)	32 (2)	4 (1)	12	4
方法 2	128 (2)	48 (3)	4 (1)	12	4
方法 3	192 (3)	48 (3)	4 (1)	8	0

表 5.1 : 従来 of sub-unit の定義と 3 つの新たな sub-unit の定義

とができ、12 bit のアドレスで 2^{14} 個の飛跡情報を格納することができる。以上で説明した Wire sub-unit はその範囲内の全ての飛跡の組み合わせが1つの URAM に保存できるように定義されている。なお、1 アドレスあたりにある M3 と M2 の代表点 ID に対して 4 ID ごとに M1 の代表点 ID の組み合わせを格納していて、この 4 ID のまとまりをグループ ID と呼ぶ。3.4.1 で述べたように座標情報は Wire-Strip coincidence で算出されるため、Segment Reconstruction の段階では 8 bit の角度情報以外の情報は不要である。このとき、代表点 ID の組み合わせ 1 通りあたりに確保する情報量を減らすことで、sub-unit の範囲を拡張することができる。拡張の方法は大きく 3 つあり、これを表 5.1 にまとめる。例えば、方法 1 では 1 アドレスあたりに 6 個の飛跡情報を格納する。ステーションごとのグループ ID を M1 では代表点 3 ID, M2 では代表点 2 ID, M3 では代表点 1 ID とし、その組み合わせ $3 \times 2 \times 1 = 6$ 通りを格納する。このとき、1 アドレスあたりの情報量は $72 \div 6 = 12$ bit となり、余剰ビットは角度情報 8 bit を差し引いて $12 - 8 = 4$ bit となる。余剰ビットには今後の開発において新たな情報を格納するための余地を残すという意味がある。1 アドレスあたりに 6 個の飛跡情報を格納するとき、12 bit のアドレスで $2^{12} \times 6$ 個の飛跡情報をパターンリストに格納できる。1 つの飛跡あたりの情報量を 12 bit に抑えることで、従来の sub-unit と比較して範囲を拡張することができる。

また, Strip Segment Reconstruction のように Wire Segment Reconstruction にもグループ ID を用いた飛跡の角度再構成アルゴリズムを導入し, 飛跡の再構成効率の改善も評価した. 従来のアルゴリズムでは代表点 ID の組み合わせに 8 通りまでという制限があり, 8 回しかパターンマッチングを実行できない. グループ ID を用いたアルゴリズムを用いると, 代表点 ID の組み合わせではなく, グループ ID の組み合わせが 8 通りまでという制限になる. 従来の sub-unit ではグループ ID の組み合わせあたりに, 4 通りの代表点 ID の組み合わせを考慮することができるため, 最大で $8 \times 4 = 32$ 回までパターンマッチングを実行できる. パターンマッチングの回数が大幅に増加したとき, 必ずしもレイデンシーの大幅な増加を伴うわけではない. 従来のワイヤーのアルゴリズムでは FPGA のクロックごとに UltraRAM にアクセスし, アドレス内の特定の 18 bit のデータを読み出す. グループ ID を用いたアルゴリズムでは重複したアドレスへのアクセスを防ぐため, 同じグループ ID を持つ組み合わせの取り出しは 1 回のみ行い, その中から特定のデータを選別するという方式を採用する.

ただし非効率の主な原因は M3 の代表点 ID のヒット数であるため, 単純にこのままグループ ID のアルゴリズムを導入したとしてもそれに対する制限は変わらず, 飛跡の再構成効率はほとんど改善しない. 本研究で評価したのは, M3 の代表点 ID のヒット数に対する制限を緩和する代わりに, M1 のグループ ID のヒット数を強く制限する方法である. 具体的には, M1 は 3 ID (1 層ヒット, 2 層ヒット, 3 層ヒットそれぞれ 1 ID) まで, M2 は変わらず 4 ID まで, M3 は 4 ID (1 層ヒット, 2 層ヒットそれぞれ 2 ID) までとした. 5.2 節では sub-unit の範囲の拡張に引き続き, グループ ID の使い方を変更することによる飛跡の再構成効率の改善を評価する.

5.1.2 パターンリストによる直線判定の緩和

3.4.1 で述べたように, 従来のワイヤーによる飛跡再構成ではアルゴリズムに由来する非効率の割合が大きい. さらに, 検出器のミスアライメントに対して非常に弱いことが重要な問題である. この問題を改善する方法としてパターンリストの作成時に M2 の代表点 ID のヒット判定を広げることが考えられる. これを以後, パターンリストの太らせと呼ぶ. パターンリストの太らせの概念図を図 5.2 に示す. 従来のパターンリストにおいて直線上の代表点 ID のパターンに加えて M2 の代表点 ID を 1 つずらしたパターンも追加する. この新たなパターンリストを用いることで, 検出器にミスアライメントがあっても Segment Reconstruction の効率が向上する. そして, 直線上のある代表点 ID がその総数の制限や多重散乱によって存在しなくても, 1 つずらした代表点 ID にヒットがあれば Segment Reconstruction が可能となる. 例えば Wire Segment Reconstruction のアルゴリズムに由来する非効率の主な原因は M3 のヒット数制限によるものであった. 図 5.3 に M3 のヒット数制限によって非効率と判定されたが M2 のヒット判定を緩和することで回復できるイベントの例を示す. M3 の代表点 ID が複数得られるようなマルチヒットのイベントについて, 従来のアルゴリズムにおける直線飛跡を選択できずに非効率と判定されることがある. しかしパターンリストの太らせによって M2 のヒット判定を緩和することで, 直線飛跡として判定できるパター

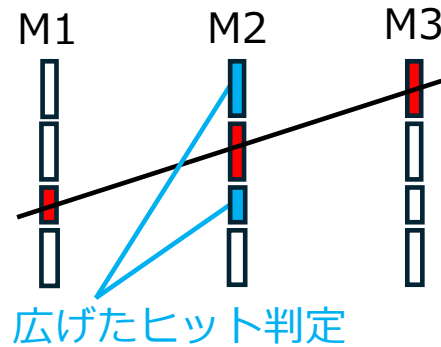


図 5.2 : パターンリストの太らせの概念図. M2 の代表点 ID が 1 チャンネルだけずれた飛跡も直線と判定してパターンリストに格納する.

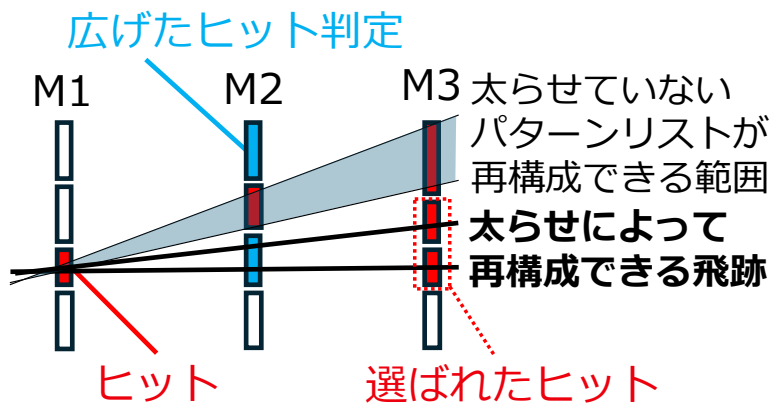


図 5.3 : パターンリストの太らせによって回復できるイベントの例.

ンが増え、非効率を回復できる。さらに図 5.4 に示すように、直線と判定されるパターンが増えることで Segment Reconstruction で選ばれた飛跡が何度目のパターンマッチングで選ばれたかを示す値が減少する。これにより Wire で 8 回, Strip で 6 回である LUT のアクセス数制限を減らしても従来と同等の性能を維持できると考えられる。従来のアルゴリズムにおいて Strip ではパターンマッチングを 6 回以上実行しなければ無視できない大きさの非効率が生じたため、Endcap SL のクロックドメインの中で Strip Segment Reconstruction だけ異なる周波数を用いることが求められた。しかし、LUT のアクセス数制限が 4 回に減らすことができれば Endcap SL のクロックドメインを統一することが可能となる。クロックドメインを統一することにより、長期間の運転に対する安定性が向上する。また、Wire Segment Reconstruction においても LUT のアクセス数制限を 4 回に減らすことができれば従来の論理回路を簡潔にして、新たなアルゴリズムを実装する余地を残すことができる。

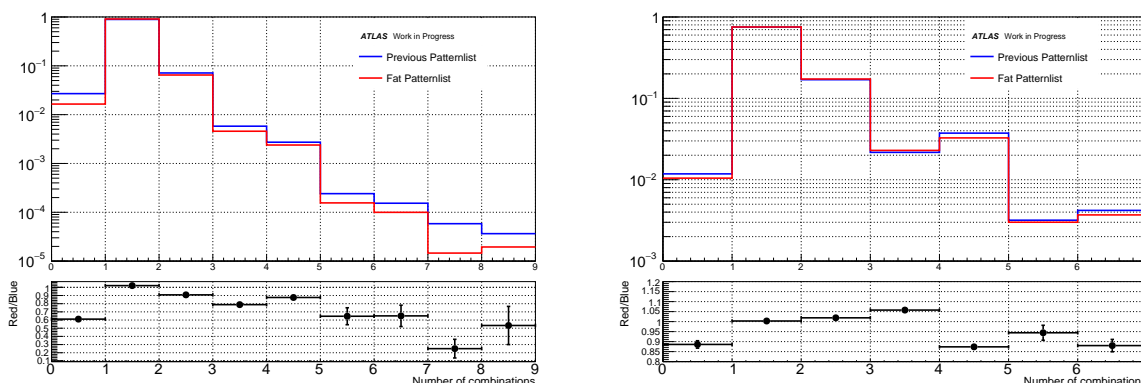


図 5.4: 太らせの前後における Segment Reconstruction で選ばれた飛跡が何度目のパターンマッチングで選ばれたかを示す値の比較. 横軸が0のときは非効率と判定されたイベントを示す.

5.2 改善後のパターンリストによる性能評価

5.2.1 Wire パターンリストの拡張による改善の評価

本節では Wire パターンリストの改善による効果のみを評価する. Sub-unit の範囲の拡張やグループ ID の導入を議論する前に, 従来の sub-unit の範囲のままで全ての直線飛跡を格納したパターンリストと従来のパターンリストを比較する. 図 5.5 にこれら 2 つのパターンリストを用いた場合の Segment Reconstruction の効率の比較を示す. 再構成された η 座標と真のミュオン飛跡の衝突点における向き之差が 0.8 以下であるイベントの割合を再構成効率として定義した. この値は図 5.6 に示すような, 再構成された η 座標と真のミュオン飛跡の衝突点における向き之差の分布から決定した. 図 5.5 より従来のパターンリストには保存していなかった 5 GeV よりも低い p_T のミュオン飛跡の再構成効率は大幅に回復し, それ以外の再構成効率も改善することがわかる. これは従来のパターンリストが意図に反して 20 GeV 以上の p_T のミュオン飛跡の再構成効率を低下させていたことを示している. 図 5.7 に従来の sub-unit の範囲のままで全ての直線飛跡を格納した Wire パターンリストと従来の Wire パターンリストによるミュオン飛跡の再構成レートの比較を示す. 5 GeV よりも低い p_T のミュオン飛跡を再構成するようになったことで p_T 閾値が 5 GeV の場合の再構成レートが増加し, 20 GeV の場合の再構成レートも少し増加する.

Sub-unit の範囲を拡張することによる効果を評価する. 図 5.8 に従来の sub-unit と方法 1-3 で拡張した sub-unit におけるワイヤーの飛跡再構成効率の比較を示す. ただし, 全ての sub-unit の定義において全ての直線飛跡を格納したパターンリストを用いる. 表 5.3 に従来の sub-unit と方法 1-3 で拡張した sub-unit における p_T が 10 GeV 以下のミュオン飛跡の再構成効率を示す. 方法 3 による飛跡の再構成効率の増加は方法 1 による増加よりも大きく, sub-unit における M1 と M2 の範囲の拡張は相補的であることがわかる. 図 5.9 で従来の sub-unit の Wire パターンリストと方法 3 の sub-unit の Wire パターンリストを用いて p_T 閾値が 5 GeV のミュオン飛跡の再構成

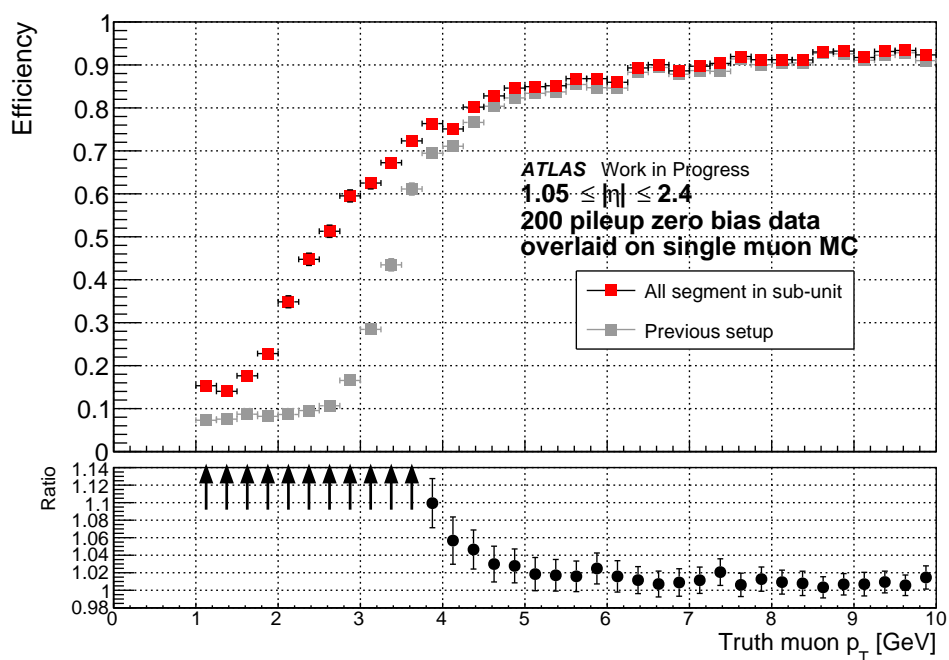


図 5.5 : 従来の sub-unit の範囲のままで全ての直線飛跡を格納した Wire パターンリストと従来の Wire パターンリストによる Segment Reconstruction の効率の比較. p_T が 10 GeV 以下のミュオン飛跡の再構成効率は 65.8% から 73.9% へ 8.1% 改善する.

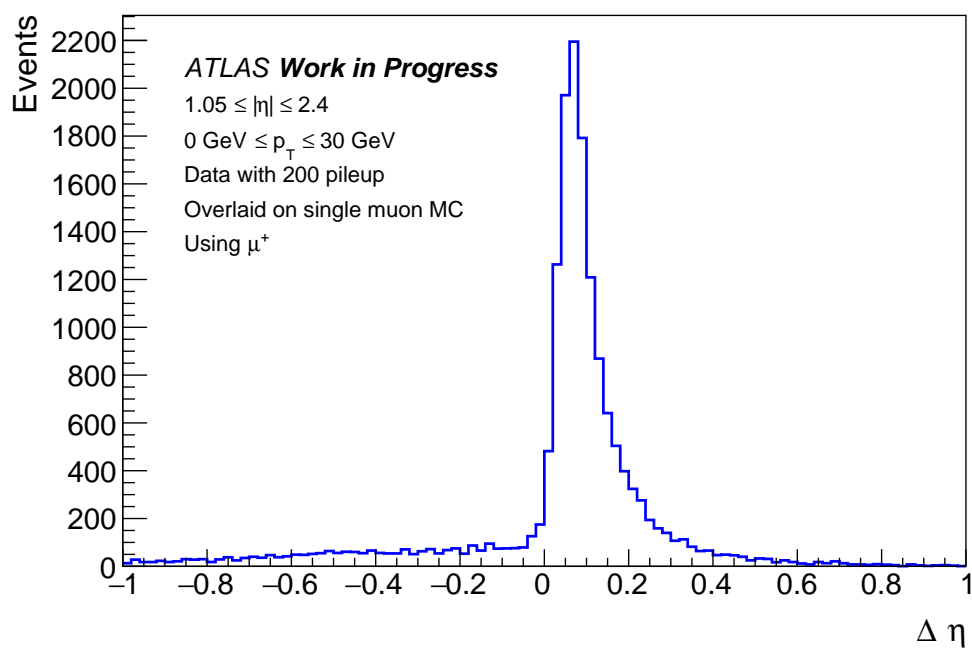


図 5.6 : ワイヤーで再構成された飛跡の η 座標と衝突点における飛跡の η 座標の差.

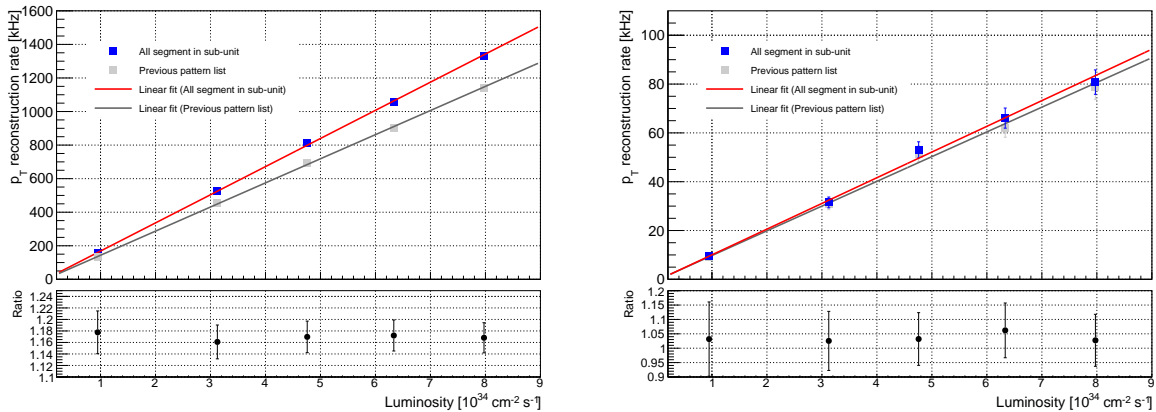


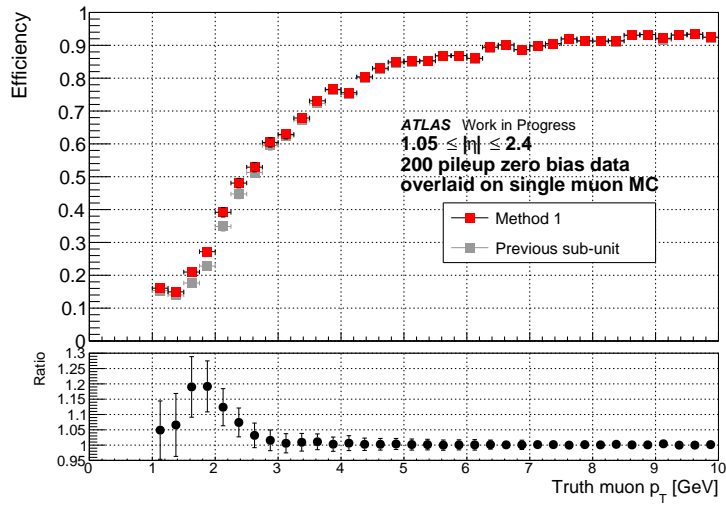
図 5.7 : 従来の sub-unit の範囲のままで全ての直線飛跡を格納した Wire パターンリストと従来の Wire パターンリストによる (a) p_T 閾値が 5 GeV (b) p_T 閾値が 20 GeV の飛跡の再構成レートの比較.

表 5.2 : 方法 1-3 で拡張した sub-unit における p_T が 10 GeV 以下のミュオン飛跡の再構成効率の比較.

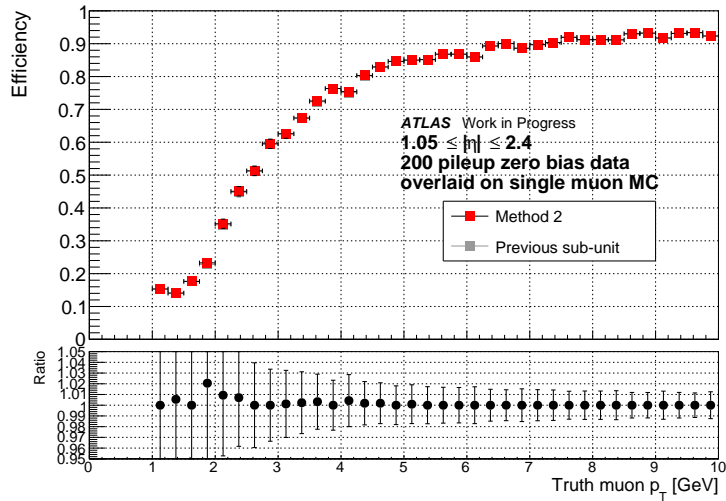
	方法 1	方法 2	方法 3
$p_T < 10 \text{ GeV}$ における飛跡の再構成効率 [%]	74.6	74.0	75.8
従来の sub-unit に対する増加 [%]	0.7	0.1	1.9

レートを比較する. 図 5.9 からわかるように, 方法 3 による sub-unit の範囲の拡張は再構成レートに影響を与えない. つまり, 先行研究が示したように従来の sub-unit の範囲は TGC BW 全領域において 5 GeV 以上のミュオン飛跡を再構成するのに十分であることが直接的にわかる.

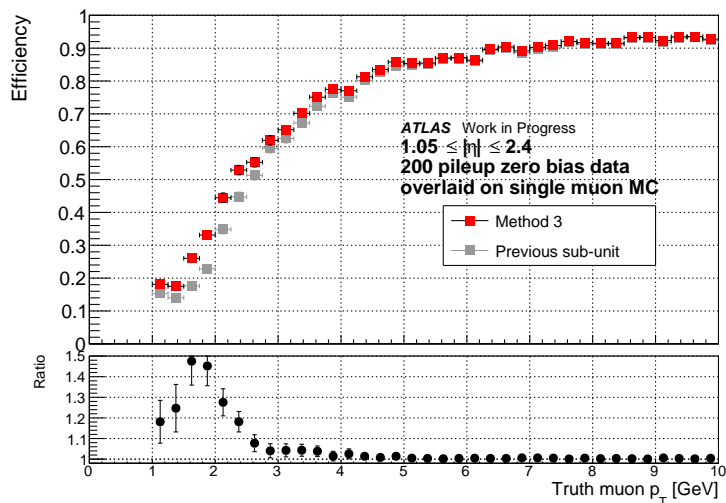
グループ ID の導入による飛跡の再構成効率の改善を評価する. 図 5.10 に従来の sub-unit と方法 3 で拡張した sub-unit について, グループ ID の有無に対するワイヤーによる飛跡の再構成効率の比較を示す. また, 表 5.3 にグループ ID の導入による飛跡の再構成効率の改善を示す. なお ID の数に関する制限は M1 で 3 ID (1 層ヒット, 2 層ヒット, 3 層ヒットそれぞれ 1 ID) まで, M2 で 4 ID (1 層ヒット, 2 層ヒットそれぞれ 2 ID) まで, M3 で 4 ID (1 層ヒット, 2 層ヒットそれぞれ 2 ID) までである. グループ ID の導入によって増加する飛跡の再構成率は従来の sub-unit を用いても方法 3 で拡張してもほとんど変わらない. すなわち, 10 GeV 以下の低い p_T のミュオン飛跡の再構成効率の改善については, 方法 3 による sub-unit の拡張の効果にグループ ID の導入による効果を上乗せできる. また, 3.4.1 節で示した Wire Segment Reconstruction のアルゴリズムに由来する非効率 1.2 % のうちの 0.9 % を改善することができる. この方法は飛跡の再構成レートの増加を抑えながらも飛跡の再構成効率を改善することができるという長所がある.



(a) 従来と方法1のsub-unitの比較



(b) 従来と方法2のsub-unitの比較



(c) 従来と方法3のsub-unitの比較

図 5.8 : 従来のsub-unitの範囲と (a) 方法1, (b) 方法2, (c) 方法3で拡張したsub-unitの範囲におけるワイヤーの飛跡再構成効率の比較。

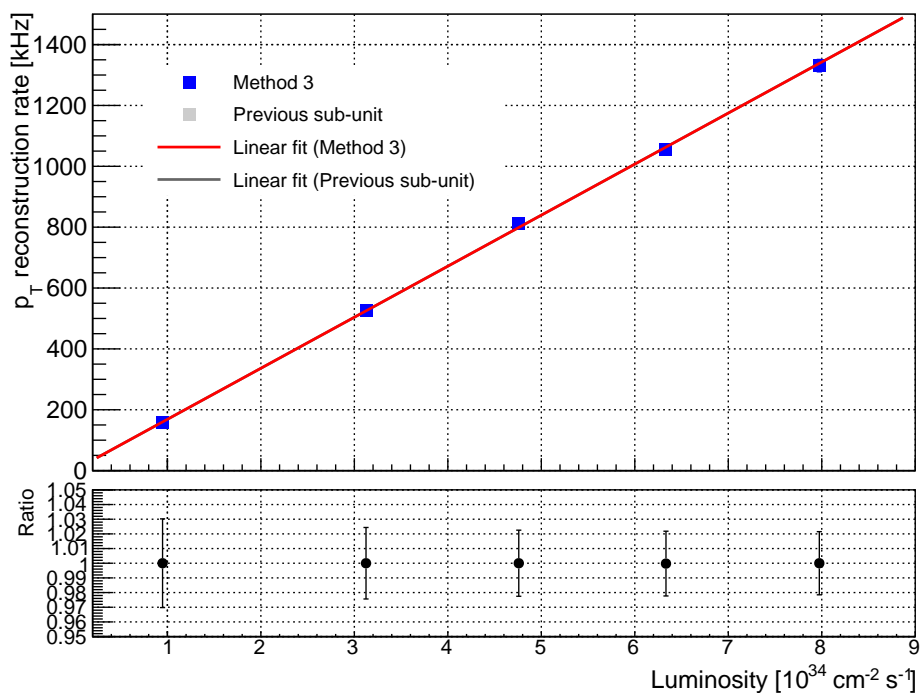
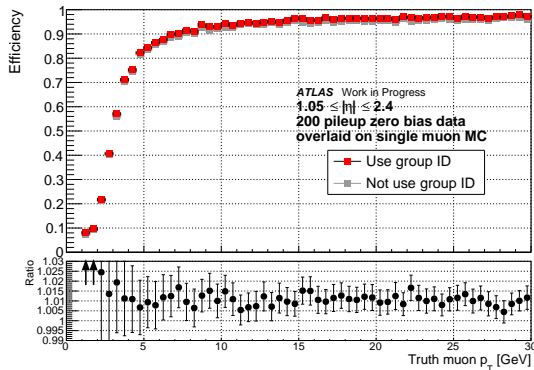


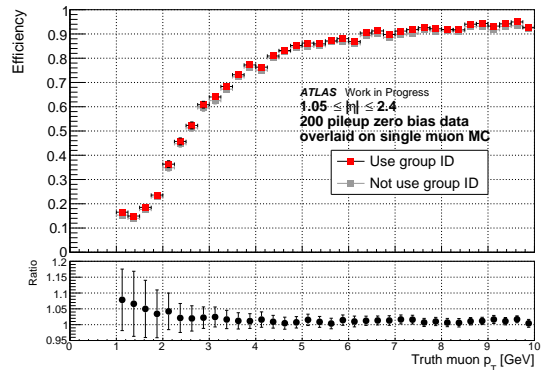
図 5.9 : 従来の sub-unit の Wire パターンリストと方法 3 の sub-unit の Wire パターンリストを用いたときの p_T 閾値が 5 GeV のミュオン飛跡の再構成レートの比較. 2 つの手法の再構成レートは同程度である.

表 5.3 : 従来の sub-unit と方法 3 で拡張した sub-unit におけるグループ ID の導入による飛跡の再構成効率の改善.

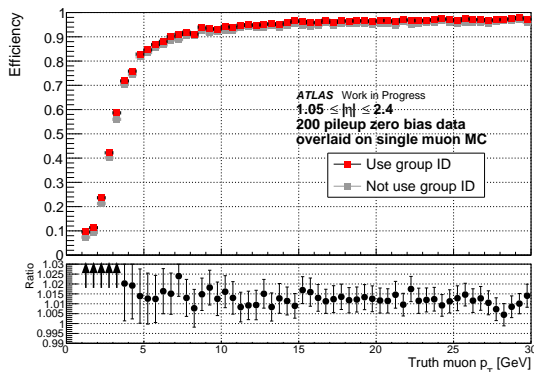
	従来		方法 3	
	$p_T < 10 \text{ GeV}$	$p_T > 20 \text{ GeV}$	$p_T < 10 \text{ GeV}$	$p_T > 20 \text{ GeV}$
再構成効率 [%]	73.9	96.5	75.8	96.6
グループ ID の導入後の効率 [%]	74.9	97.3	77.0	97.5
効率の増加 [%]	1.0	0.8	1.2	0.9



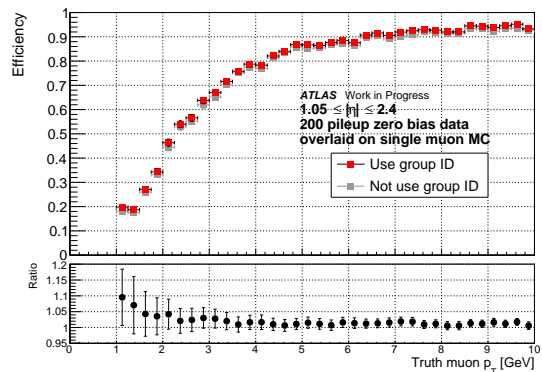
(a) 従来の sub-unit を用いた場合におけるグループ ID の有無に対するワイヤーによる飛跡の再構成効率



(b) 従来の sub-unit を用いた場合におけるグループ ID の有無に対するワイヤーによる低い p_T の飛跡の再構成効率



(c) 方法3の sub-unit を用いた場合におけるグループ ID の有無に対するワイヤーによる飛跡の再構成効率



(d) 方法3の sub-unit を用いた場合におけるグループ ID の有無に対するワイヤーによる低い p_T の飛跡の再構成効率

図 5.10 : (a, b) 従来の sub-unit を用いた場合, (c, d) 方法3の sub-unit を用いた場合におけるグループ ID の有無に対するワイヤーによる飛跡の再構成効率の比較. (b, d) は低い p_T の飛跡の再構成効率を示している. 灰色のプロットは従来の sub-unit でグループ ID を用いていない場合で, 図 5.5 における赤色のプロットと同じものである.

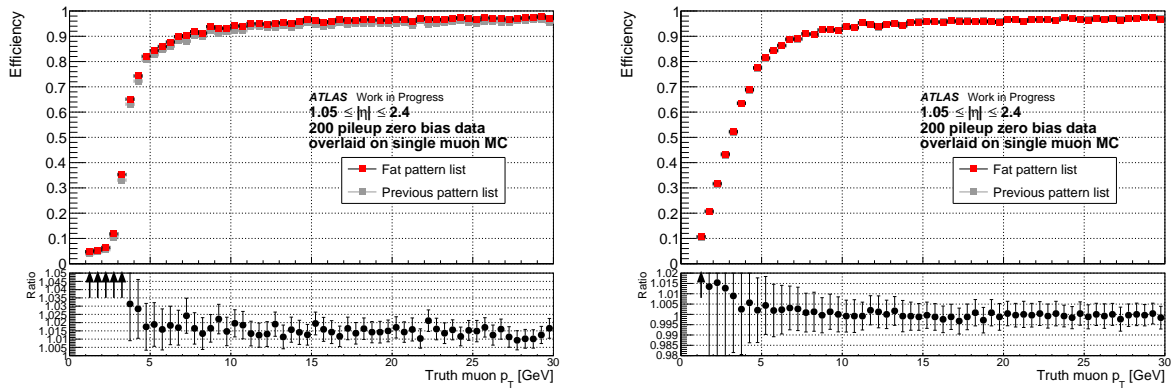


図 5.11 : (左) ワイヤ (右) ストリップにおける太らせの前後での飛跡の再構成効率の比較. 横軸が0のときは非効率と判定されたイベントを示す. $p_{T\mu}$ 20 GeV のイベントにおいてワイヤは 95.9% から 97.4% まで増加しストリップでは 97.1% から 97.0% まで減少する.

5.2.2 パターンリストにおける直線判定の緩和による改善の評価

本節ではパターンリストの太らせによる効果のみを評価する. 図 5.11 に太らせの前後での飛跡の再構成効率の比較を示す. ただし, 太らせたパターンリストを用いる場合には LUT のアクセス数制限を Wire, Strip とともに 4 回に設定する. LUT のアクセス数制限が減るだけであれば再構成効率は低下するが, 太らせがあれば再構成効率は増加する. その結果として, Wire では再構成効率が 95.9% から 97.4% まで増加し, Strip では再構成効率が 97.1% から 97.0% まで減少する. 3.4.1 節で示した Wire Segment Reconstruction のアルゴリズムに由来する非効率は 1.2 % であるが, それを超えて再構成効率が増加することがわかる. これは多重散乱などによって真のミュオンが直線飛跡を残さないようなイベントも太らせによって再構成されるためと考えられる.

パターンリストを太らせることでミュオンの飛跡がある程度曲がっても直線と見做すため, 角度分解能の低下が懸念される. TGC で再構成した飛跡に要求される角度分解能は 4 mrad である [30] が, 図 5.12 に示すように太らせによって TGC BW の θ 方向の角度分解能の低下はそれに比べて小さい. 角度分解能の算出方法は付録 B.2 で述べる.

図 5.13 と表 5.4 に太らせの前後での p_T の再構成率とフィッティングにより得られた横運動量分解能などのパラメータを示す. 表 5.5 に示した従来のアルゴリズムのパラメータと比較すると太らせによって横運動量分解能はほとんど低下しないことがわかる. これは角度分解能が低下しないことから理解できる. 飛跡の p_T 再構成効率はパターンリストの太らせの前後で改善しているが, 図 5.11 からわかるようにこの効果は Wire パターンリストの太らせによる影響である. 図 5.14 で Wire パターンリストだけを太らせたとき, Strip パターンリストだけを太らせたとき, 両方のパターンリストを太らせたときそれぞれの飛跡の p_T 再構成レートを従来のアルゴリズムと比較する. 図 5.11 より Strip パターンリストを太らせても飛跡の再構成効率は改善しないが, p_T の再構成レートは少し増加する.

TGC BW にミスアライメントがあるときの再構成効率の改善を評価する. 図 5.15 にに太らせた

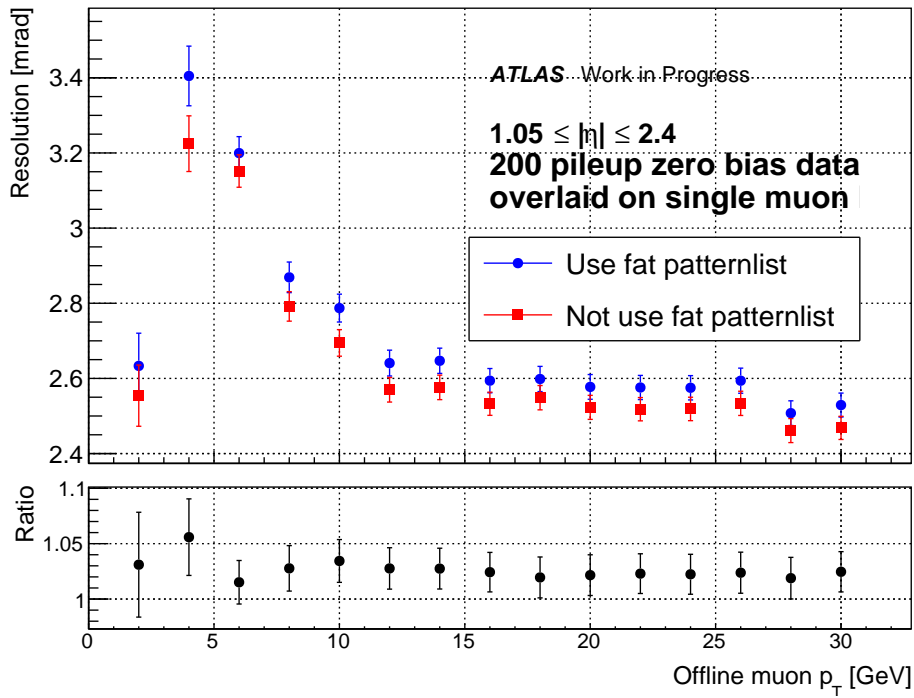


図 5.12 : 太らせの前後での θ 方向の角度分解能の比較.

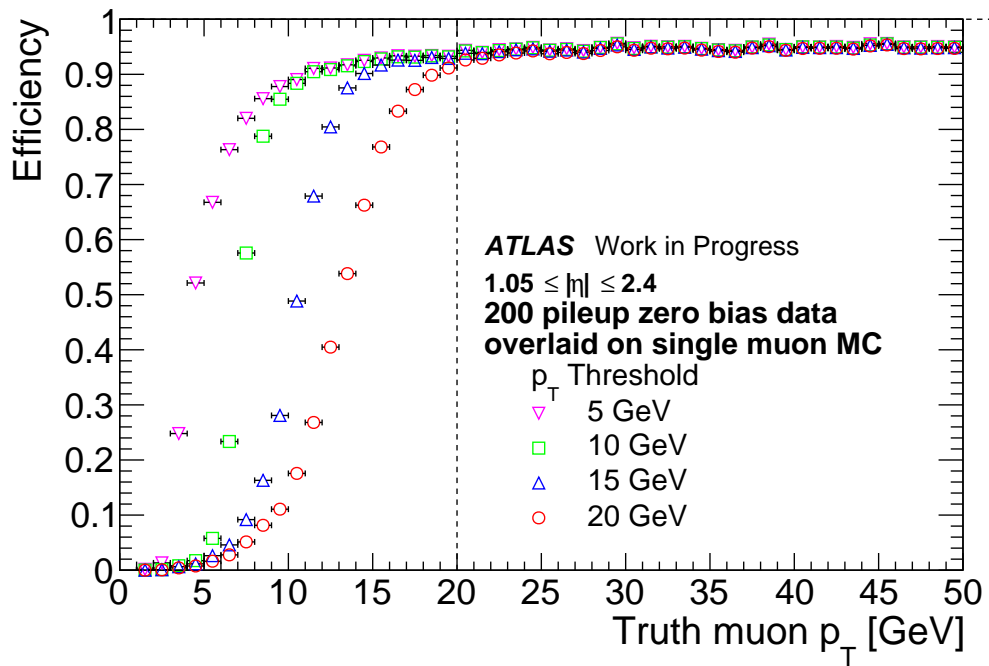
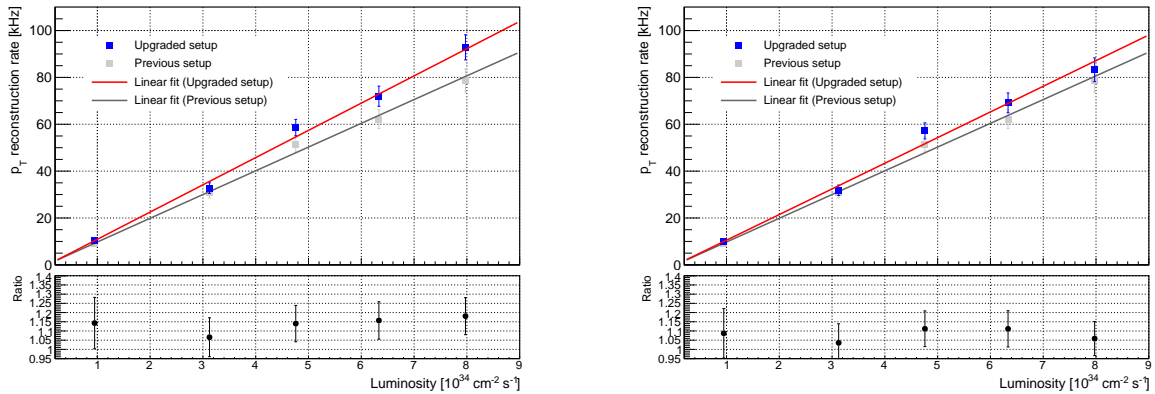
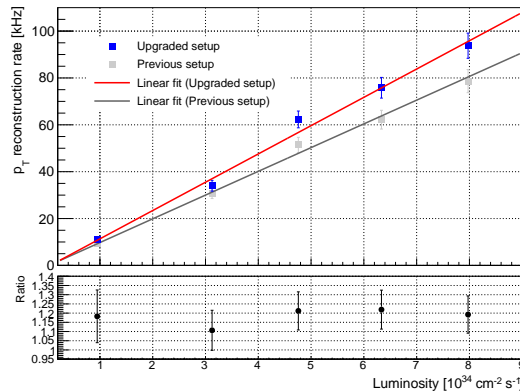


図 5.13 : 太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の p_T 再構成効率.



(a) ワイヤだけ太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レート

(b) ストリップだけ太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レート



(c) どちらも太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レート

図 5.14 : パターンリストを太らせていない飛跡の再構成レートと (a) ワイヤだけ太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レート (b) ストリップだけ太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レート (c) どちらも太らせたパターンリストを用いたときの飛跡の再構成レートの比較. 灰色のプロットは図 5.7 (b) における赤色のプロットと同じものである.

表 5.4 : 太らせたパターンリストを用いたときの 5–20 GeV の各 p_T 閾値における飛跡の p_T 再構成効率のフィッティングの結果.

p_T 閾値 [GeV]	5	10	15	20
Plateau efficiency [%]	94.7	94.6	94.6	94.5
Effective threshold [GeV]	5.0	8.1	11.0	13.2
Resolution [GeV]	2.16	1.48	1.51	1.85

表 5.5 : 従来のアルゴリズムを用いたときの 5–20 GeV の各 p_T 閾値における飛跡の p_T 再構成効率のフィッティングの結果.

p_T 閾値 [GeV]	5	10	15	20
Plateau efficiency [%]	93.7	93.6	93.6	93.6
Effective threshold [GeV]	5.1	8.1	10.9	13.2
Resolution [GeV]	2.77	1.42	1.47	1.84

パターンリストを用いたときの Wire Segment Reconstruction および Wire-Strip coincidence の再構成効率を示す. 4.1.1 節で述べたように, 従来のアルゴリズムはヒット位置の補正を行っていないパターンリストを使用した場合, ミスアライメントに対して飛跡の再構成効率を大きく低下させる. しかし, 図 5.15 よりパターンリストを太らせることでミスアライメントに対するロバスト性は大幅に改善することがわかる.

Wire パターンリストの拡張とパターンリストによる直線判定の緩和の両方を合わせた効果の評価

太らせと sub-unit の範囲の拡張の両方を行った場合の効果の評価する. 図 5.16 にパターンリストの太らせと方法 3 による Wire sub-unit の拡張の両方を行った場合の飛跡のワイヤーによる飛跡の再構成効率を示し, 従来のアルゴリズムと比較する. パターンリストの太らせおよび Wire sub-unit の拡張によって Wire Segment Reconstruction のアルゴリズムに由来する非効率を大幅に回復できる. 図 5.17 と表 5.6 に p_T の再構成率とフィッティングにより得られたパラメータを示す. 表 5.5 の従来のアルゴリズムのパラメータと比較して横運動量分解能や effective threshold をほとんど低下させずに飛跡の再構成効率を改善できることがわかる. 図 5.19 に飛跡の p_T 再構成レートを示し, 従来のアルゴリズムと比較する. 飛跡の再構成効率の改善に伴って再構成レートは増加するが, その増加に対しては磁場内部の検出器を用いたトリガーロジックの改善などによる削減を目指す.

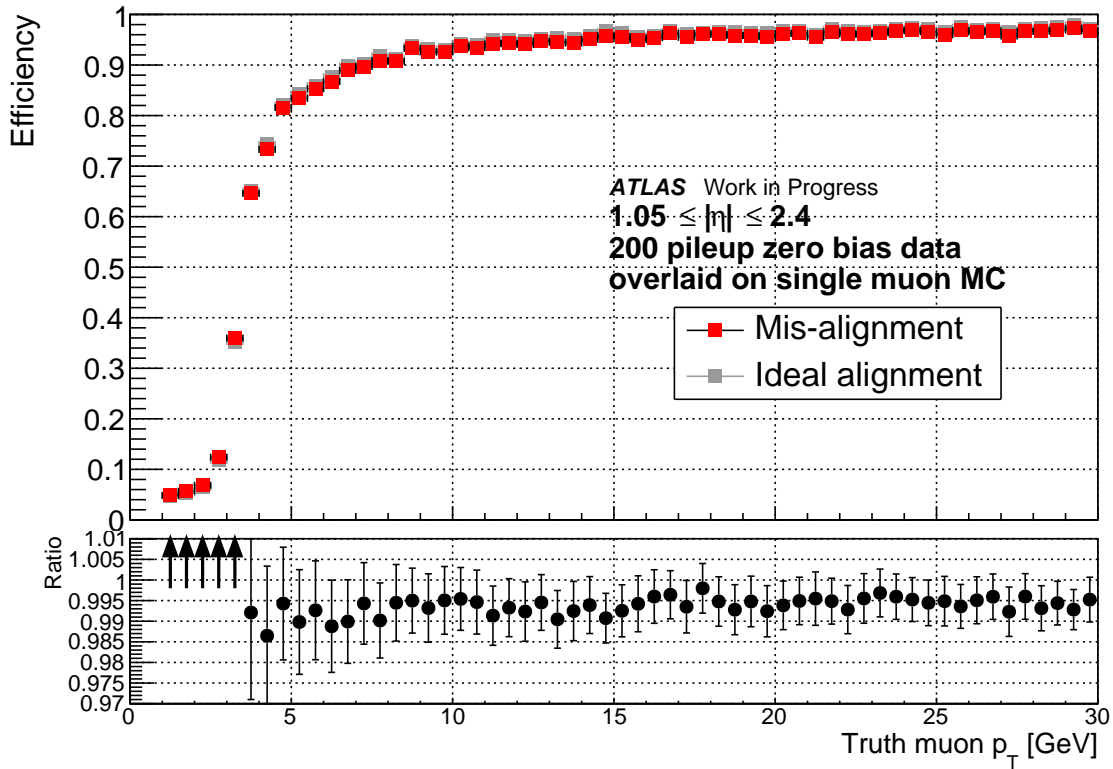


図 5.15 : ワイヤーにおける飛跡の再構成効率におけるミスアライメントの有無に対する比較. p_T が 20 GeV 以上での再構成効率は 97.4% から 96.8% へ 0.6% しか低下しない.

表 5.6 : 改善したアルゴリズムを用いたときの 5 – 20 GeV の各 p_T 閾値における飛跡の p_T 再構成効率のフィッティングの結果.

p_T 閾値 [GeV]	5	10	15	20
Plateau efficiency [%]	94.6	94.5	94.5	94.4
Effective threshold [GeV]	4.9	8.1	10.8	13.1
Resolution [GeV]	2.18	1.44	1.48	1.82

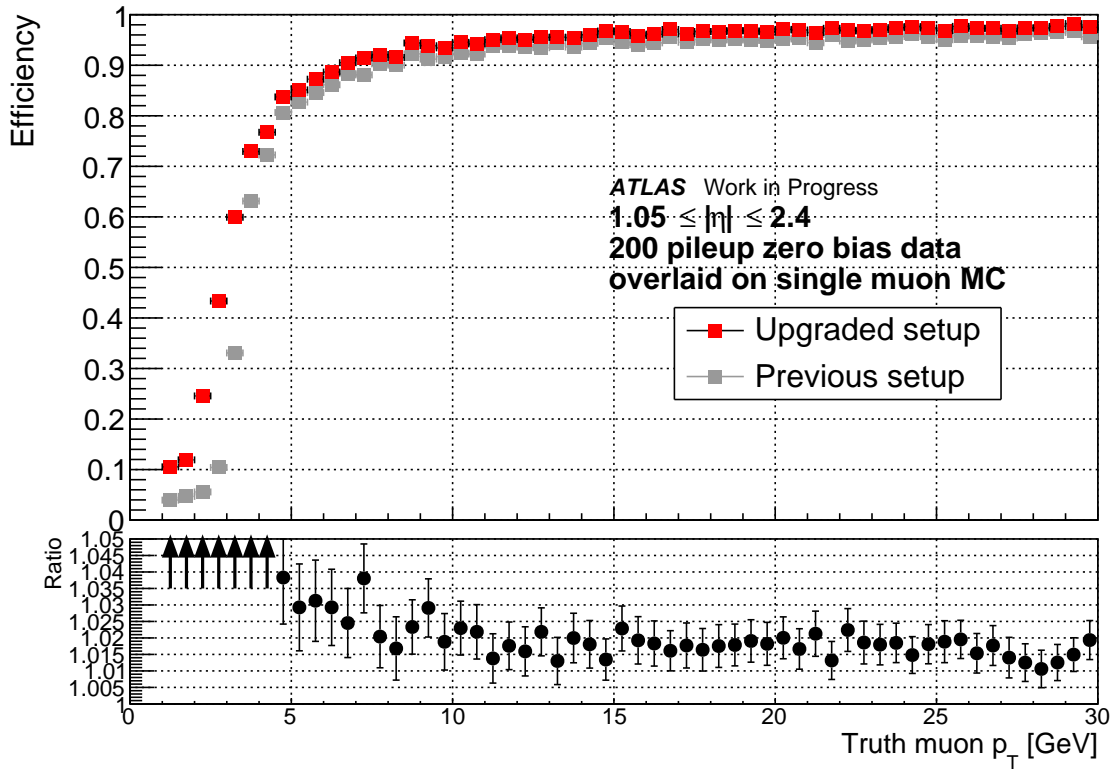


図 5.16 : 従来のアルゴリズムと改善したアルゴリズムを用いたときのワイヤーによる飛跡の再構成効率の比較. 20 GeV 以上の p_T において従来のアルゴリズムによる再構成効率は 95.9% であったが, アルゴリズムの改善によって 97.8% まで回復する.

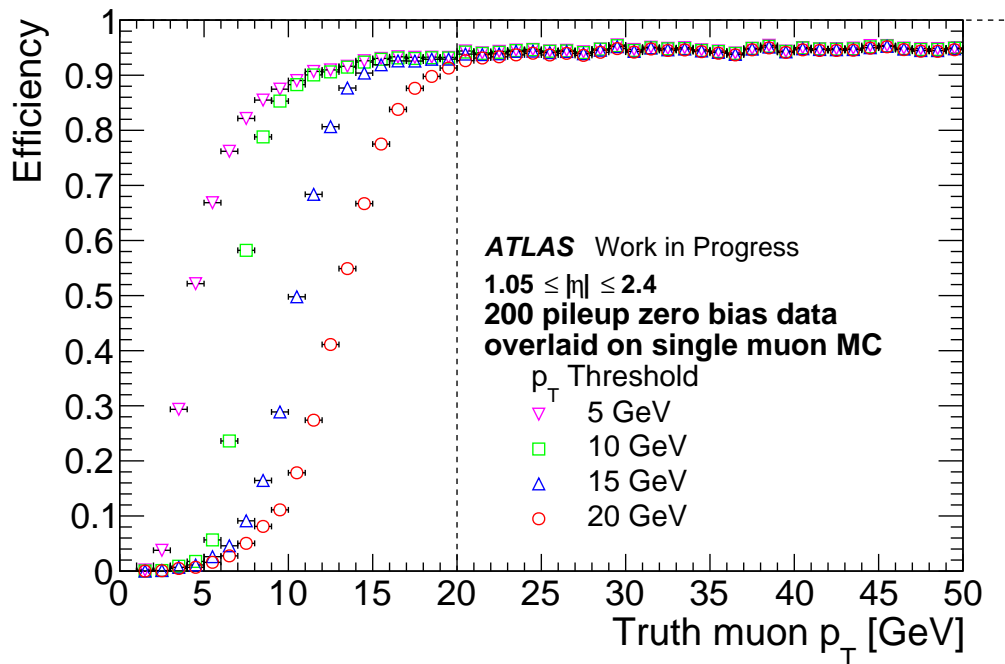


図 5.17 : 改善したアルゴリズムを用いたときの飛跡の p_T 再構成効率.

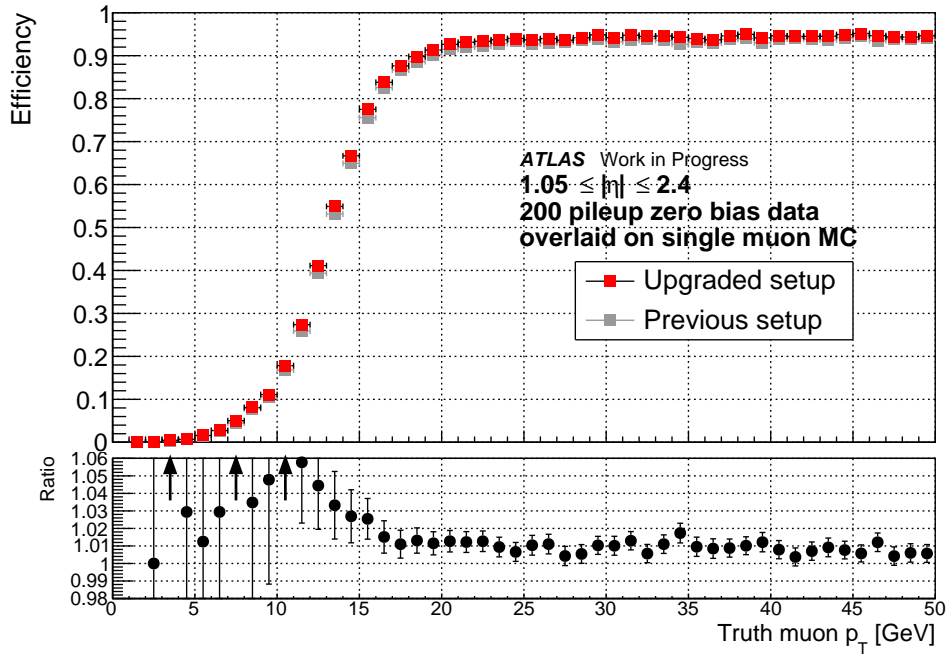


図 5.18 : 改善したアルゴリズムを用いたときの p_T 閾値が 20 GeV の飛跡の p_T 再構成効率と従来のアルゴリズムを用いたときの再構成効率との比較. 従来のアルゴリズムによる再構成効率は 93.7%であったが, アルゴリズムの改善によって 94.4%まで回復する.

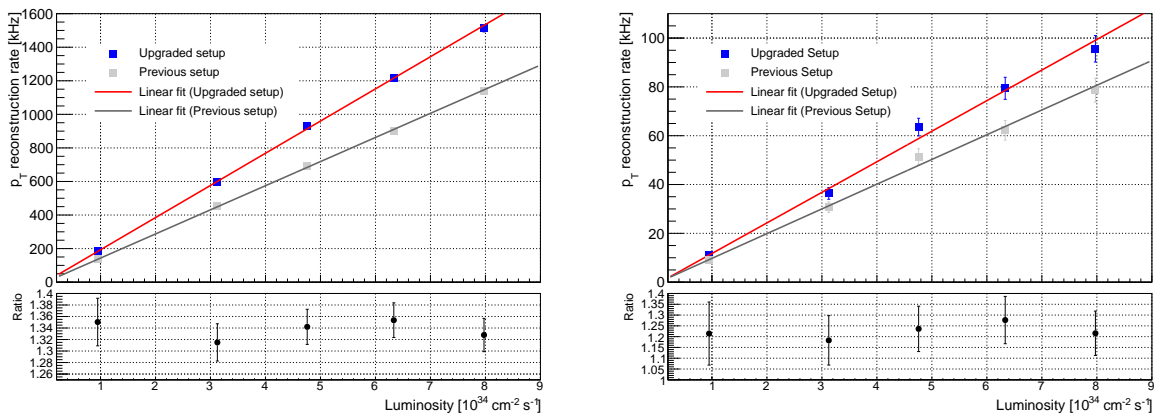


図 5.19 : 従来のアルゴリズムと改善したアルゴリズムを用いたときの (左) p_T 閾値が 5 GeV (右) p_T 閾値が 20 GeV の飛跡の再構成レートの比較.

第6章 結論と今後の展望

2030年からの開始が予定されている高輝度LHCでは瞬間ルミノシティがこれまでの約3倍に増強される。LHC-ATLAS実験ではこのルミノシティの増加に伴って生じるトリガーレートの増加に対応するため、トリガーシステムを刷新する。エンドキャップ部初段ミュオントリガーでは通信帯域の拡張によってTGC BWの全ヒット情報をEndcap Sector Logic (SL)に送信し、飛跡の再構成と p_T の判定を行う。そしてレイテンシーが $2.5\mu\text{s}$ から $10\mu\text{s}$ に増加したことで複雑なアルゴリズムの実装が可能となる。本研究ではシミュレーションによるエンドキャップ部初段ミュオントリガーのアルゴリズムの最適化を行った。

LHC-ATLAS実験におけるミュオン飛跡の角度の再構成では、ヒット情報の組み合わせに対する角度情報($\Delta\theta$, $\Delta\phi$)をそれぞれ前もって計算しておく。この対応表のことをパターンリストと呼び、LUTとしてFPGA上に実装する。本研究によってワイヤーによる角度の再構成における非効率4.1%のうち、Endcap SLのアルゴリズムに由来する非効率が1.2%とストリップの0.1%と比較してとても大きいことがわかった。トリガーロジックは限られた処理時間の中で行う必要があるため、全てのヒットの組み合わせに対して飛跡の再構成を行うことができない。そのため、飛跡再構成アルゴリズムではヒットの組み合わせに対して優先順位をつけていくつかの組み合わせに対してのみ飛跡再構成を行う。従来のワイヤー飛跡再構成アルゴリズムでは、飛跡再構成に用いるヒットの組み合わせの選別による非効率が存在した。改善したワイヤーのパターンリストには従来のアルゴリズムと比べてより多くのパターンを格納することができ、これによって10 GeV以下の低い p_T のミュオン飛跡の再構成効率は65.8%から73.9%に改善できることを示した。さらに、飛跡の角度再構成の最小単位であるsub-unitの範囲を拡張する場合、それに伴うパターンリストの変更に加えてワイヤーの飛跡再構成アルゴリズムを改善することで、低い p_T のミュオンだけでなく20 GeV以上の高い p_T のミュオンの再構成効率も95.9%から97.8%に改善できることを示した。このワイヤーのアルゴリズムの改善はミュオンの再構成レートをほとんど増加させずに再構成効率を向上させることができる。

また、先行研究でも示されていたように、ワイヤーによる角度の再構成のアルゴリズムはTGC BWのミスアライメントに対して再構成効率を大きく低下させる^[29]。これはパターンリストに格納されているヒット情報の組み合わせが直線上にあることを要請していることに由来する。この問題は、パターンリストに格納するヒット情報のうちM2ステーションのヒット判定を大きくすることで解決できることを示した。これにより、データ取得開始直後やメンテナンスでTGC BWを移動した後に生じるミスアライメントを補正できない期間でも高い効率で飛跡の再構成を行える。そして、このパターンリストを用いることでヒットの組み合わせの数により強い制限を課しても、飛

跡の p_T 再構成効率を低下させることなくむしろ改善する。従来のアルゴリズムでは p_T が 20 GeV 以上の飛跡の p_T 再構成効率は 93.7% で、ミスアライメントがある場合には 85.9% に低下する。一方、本研究で提案したアルゴリズムでは飛跡の p_T 再構成効率は 94.5% で、ミスアライメントがある場合でも 93.5% までの低下にとどまる。ただし、 p_T 閾値 20 GeV のミュオンの再構成レートは 16% 増加する。ワイヤーのアルゴリズムの改善も含めた場合、 p_T が 20 GeV 以上の飛跡の p_T 再構成効率は 94.6% で、再構成レートは従来より 22% 増加する。再構成レートの増加に対しては Inner Coincidence のアルゴリズムの改善によってフェイクトリガーの削減を行うことで対応する。新たなパターンリストはファームウェアの観点からの利点もある。より少ないヒットの組み合わせで飛跡再構成を行うことができるようなパターンリストを導入することで、従来の論理回路を簡潔にして新たなアルゴリズムを実装する余地を残すことができる。ストリップでは従来の論理回路に置いてヒットの組み合わせの数の制限によって部分的に複数のクロックドメインを用いる必要があったが、このアルゴリズムを導入することでクロックドメインを統一できる。これにより、長期間の運転に対する安定性が向上する。

今後は、Wire-Strip coincidence においてより正確な p_T の算出のために p_T 閾値を現在の 4 段階から 15 段階まで増設するなど、さらなるトリガーロジックの開発や最適化を行う。そして開発したトリガーロジックのファームウェア実装を完了し、Endcap SL 試作機を用いた試験を行う。さらに、MDT TP や MUCTPI との接続を行い、初段ミュオントリガー全体として動作するよう開発を進めていく。

謝辞

本研究を進めるにあたって、多くの方々のご支援をいただきましたことを心より感謝いたします。指導教員である陳詩遠准教授には、研究の指針について多くの助言をいただきました。また CERN 滞在時での研究活動や ATLAS 実験以外の研究活動を積極的に支援していただき、研究の幅を広げることができました。休憩中に frisbee ができるような自由な環境づくりをしていただいたことで、研究に集中できる生活を送ることができました。指導教員が実質的に不在であった期間から非公式ながらも研究を支えていただいた東京大学の奥村恭幸准教授にはミュオントリガーの基本的な知識から、研究の進め方に至るまで多くの助言をいただきました。研究が全くうまくいかない時期も、奥村先生の温かさとの確な指摘によって乗り越えることができました。その他の先生方にもミーティング等、研究発表の場で多くの助言をいただきましたこと感謝いたします。

Phase-2 アップグレードチームの皆様にも大変お世話になりました。ミーティングやワークショップを通じて多くの議論を交わすことができ、研究を推し進めることができました。名古屋大学の大隅悠矢氏には CERN 滞在中に TGC の運転について多くの助言をいただきました。特に東京大学の同期である牧田藍瑠くんに本研究によるシミュレーションがファームウェアを再現していることを検証してもらったおかげで、本研究の信頼性を高めることができました。

京都 ATLAS グループの皆様にもご支援をいただきました。三野裕哉氏と河本地弘氏には本ページでは収まらないほどに多大なるご迷惑をおかけしたかと思えます。本研究で用いたシミュレーターの使い方からお二方の修士論文に載っているような内容、何回も聞いたことのあるようなことまで貴重な時間を割いて何度も教えていただきました。申し訳なさ感謝の気持ちで頭が上がりません。辻川吉明氏には CERN 滞在中も含めて Run-3 のシステムに関して多くの助言をいただきました。佐野高嶺氏にはソフトウェアの視点からミーティングでアドバイスをいただきました。高エネルギー物理学研究室の皆様にも大変お世話になりました。私が京都大学での研究生生活を送ることを決めた理由の一つである温かな空気は皆様との関わりがあってのことだと思います。

最後に私の心身を支え形作ってくれた家族や友人たちに感謝いたします。もう少しだけ皆様に迷惑をかけながら物理をさせていただきます。

参考文献

- [1] ApprovedPlotsTDAQ. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsDAQ>.
- [2] ATLAS MAGNETIC FIELD. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/>.
- [3] integratedluminosity. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun3>.
- [4] LHCschedule. <https://project-hl-lhc-industry.web.cern.ch/content/project-schedule>.
- [5] ATLAS level-1 trigger: Technical Design Report. Technical report, Geneva, 1998.
- [6] Installation of the first of the big wheels of the atlas muon spectrometer, a thin gap chamber (tgc) wheel - cern document server. <https://cds.cern.ch/record/986163>, 2006.
- [7] Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer. Technical report, CERN, Geneva, 2017.
- [8] Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS TDAQ System. Technical report, CERN, Geneva, 2017.
- [9] Additional plots of the atlas higgs physics group. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/HIGGS/>, 2019.
- [10] Trigger menu in 2018. Technical report, CERN, Geneva, 2019.
- [11] Standard Model Summary Plots February 2022. Technical report, CERN, Geneva, 2022.
- [12] K. Aamodt et al. The ALICE experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08002, 2008.
- [13] A. Augusto Alves, Jr. et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, 3:S08005, 2008.
- [14] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3:S08003, 2008.

- [15] ATLAS Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:1, 2012.
- [16] S. Chatrchyan et al. The CMS Experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008.
- [17] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:30–61, 2012.
- [18] ATLAS Collaboration. Projections for measurements of higgs boson signal strengths and coupling parameters with the atlas detector at a hl-lhc - cern document server. <https://cds.cern.ch/record/1956710>.
- [19] ATLAS Collaboration. A search for the dimuon decay of the standard model higgs boson with the atlas detector. <https://arxiv.org/abs/2007.07830>, 2020.
- [20] ATLAS Collaboration. Susy july 2024 summary plot update. <https://cds.cern.ch/record/2904978/files/ATL-PHYS-PUB-2024-014.pdf>, 2024.
- [21] Lyndon R Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3:S08001, 2008. This report is an abridged version of the LHC Design Report (CERN-2004-003).
- [22] T Kawamoto, S Vlachos, L Pontecorvo, J Dubbert, G Mikenberg, P Iengo, C Dallapiccola, C Amelung, L Levinson, R Richter, and D Lellouch. New Small Wheel Technical Design Report. Technical report, 2013. ATLAS New Small Wheel Technical Design Report.
- [23] Fabienne Marcastel. CERN’s Accelerator Complex. 2013. General Photo.
- [24] Sascha Mehlhase. particletrajectory. <https://cds.cern.ch/record/2770815>.
- [25] Konstantinos Ntekas. Performance characterization of the Micromegas detector for the New Small Wheel upgrade and Development and improvement of the Muon Spectrometer Detector Control System in the ATLAS experiment, 2016. Presented 2016.
- [26] Weiming Qian. Design and test performance of the atlas feature extractor trigger boards for the phase-1 upgrade. *Journal of Instrumentation*, 12(01):C01079, jan 2017.
- [27] Are Raklev. Introduction to supersymmetry. https://indico.cern.ch/event/612795/contributions/2529119/attachments/1467242/2268723/intr_susy.pdf, 2017.
- [28] 三野裕哉. 高輝度 LHC ATLAS 実験に向けた初段ミューオントリガーアルゴリズムの開発およびハードウェアへの実装. Master’s thesis, 京都大学理学研究科, 2020.
- [29] 小林蓮. 高輝度 LHC ATLAS 実験に向けた初段ミューオントリガーアルゴリズムの改良とハードウェアへの実装. Master’s thesis, 京都大学理学研究科, 2021.

- [30] 小野木宏太. LHC アップグレードに向けた ATLAS 実験のミュオントリガー開発. Master's thesis, 名古屋大学理学研究科, 2015.
- [31] 岡崎佑太. LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたミュオントリガーの改良とハードウェアへの実装. Master's thesis, 京都大学理学研究科, 2018.
- [32] 川口智美. 高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けたパターンマッチングを用いた TGC 飛跡トリガーの開発. Master's thesis, 名古屋大学理学研究科, 2018.
- [33] 河本地弘. 高輝度 LHC ATLAS 実験に向けた初段ミュオントリガーアルゴリズムの実装と検出器全体への拡張. Master's thesis, 京都大学理学研究科, 2022.
- [34] 藍瑠 牧田. 高輝度 LHC-ATLAS 実験に向けたミュオントリガー回路の開発ー動作検証システムの構築とトリガー性能の評価ー. Master's thesis, 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻, 2025.
- [35] 秋本祐希. 標準模型の基本粒子. <https://higgstan.com/standerd-model/>.
- [36] 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. Master's thesis, 京都大学理学研究科, 2017.

付録A 高輝度LHCにおけるエンドキャップ部 初段ミュオントリガーのアルゴリズム

A.1 Segment Reconstruction におけるパターンリストの作成

ワイヤー、ストリップそれぞれでは各ステーションごとの代表点の組み合わせに対応した飛跡の角度の計算を行う。図 A.1 にパターンリスト作成手法の概要の図を示す。パターンリスト作成手順は以下の通りである。

- 1) 衝突点と TGC を結ぶ直線 (*) と M3 の交点を固定し、直線の角度 $\theta(\phi)$ の周りで Δ を Δ_+ から Δ_- の範囲で M1 と M2 を 1 ID ずつスキャンする。 Δ_+ と Δ_- は sub-unit の範囲によって決まる。
- 2) M1 の代表点と M3 の代表点を結ぶ直線上に M2 の代表点があるかを判定する。
- 3) 代表点が直線上にあると判定された場合、その代表点の位置座標に対して直線でフィッティングを行い、得られた直線の傾きを代表点パターンと紐付けて保存する。

パターンリストの太らせの手順は以下の通りである。

- 1) パターンリストに含まれる代表点の組み合わせについて、ある M1 の代表点と M3 の代表点を固定したときの M2 の代表点 ID の最大値と最小値を取得する。
- 2) その最大値と最小値に 1 ID を足したパターンもパターンリストに追加する。角度情報としては M2 の代表点 ID が最大あるいは最小のときのものを用いる。

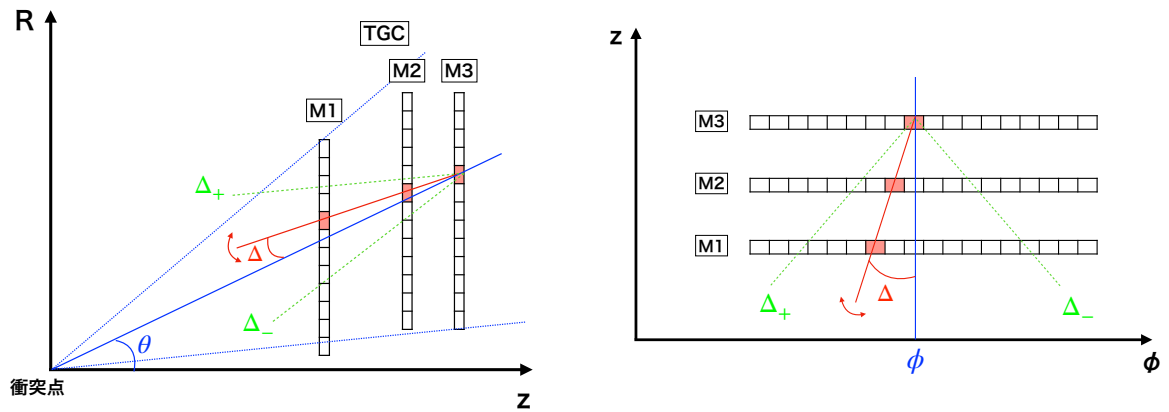


図 A.1: ワイヤ (左) およびストリップ (右) のパターンリスト作成手法の概念図 [28]. 衝突点と M3 を結ぶ直線の角度 θ/ϕ の周りで Δ を Δ_+ から Δ_- の範囲で M1 と M2 を 1 ID ずつスキャンする. パターンが直線上にあると判定された場合に代表点の組み合わせをその角度と共に記録する.

付録B 高輝度LHCにおけるエンドキャップ部 初段ミュオントリガーの性能評価

B.1 先行研究によるフォームウェアの検証

本研究で用いたシミュレーションソフトウェアはC++で記述されており、ファームウェアと相補的に検証を行う役割を担っている。ファームウェアの比較検証は先行研究によって行われ、その結果を [B.1](#) と [B.1](#) に示す。検証においては本研究で用いた Single Muon のサンプルの特定の領域における 6933 イベントのうち 4346 イベントを用いて行われた。なお、実データの重ね合わせは行っていない。また、ファームウェアにおいて Segment Reconstruction の直後には位置情報の算出を行わないため、本研究で行ったような真のミュオンの飛跡との位置の差に関する条件を課していない。ワイヤーとストリップのそれぞれにおいて再構成効率の差は 0.1% であり、本研究のシミュレーションはファームウェアを正確に再現していると言える。

B.2 角度分解能の算出方法

飛跡の角度分解能の評価には TGC BW の M1 と M2 間に配置されている MDT で再構成されたオフライン飛跡を用いた。図 [B.2](#) は従来のセットアップにおいて p_T が 20 GeV のミュオンが通過した際の飛跡の角度分解能を電荷別、ヒットした層数別に示したものである。イベントあたりにヒットした層数が多い飛跡を優先して選択している。この分布をガウス関数でフィッティングすることで分解能を算出する。ヒットした TGC の層数が多いほど飛跡のフィッティングの精度が向

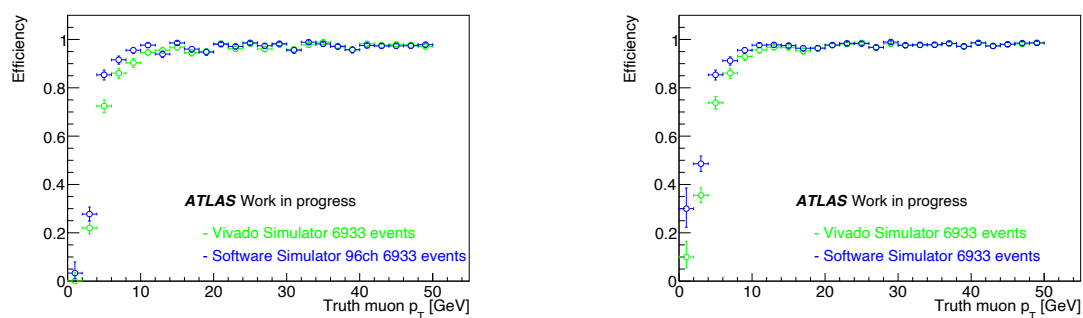


図 B.1 : (左) ワイヤー (右) ストリップの Segment Reconstruction による飛跡の再構成効率のファームウェアとの比較検証 [\[34\]](#).

表 B.1: p_T が 20 GeV 以上の飛跡に対する再構成効率のファームウェアとの比較検証.

	ワイヤー		ストリップ	
	再構成イベント / 全イベント	効率	再構成イベント / 全イベント	効率
本研究	4236 / 4346	97.5%	4258 / 4346	98.0%
ファームウェア	4233 / 4346	97.4%	4255 / 4346	97.9%

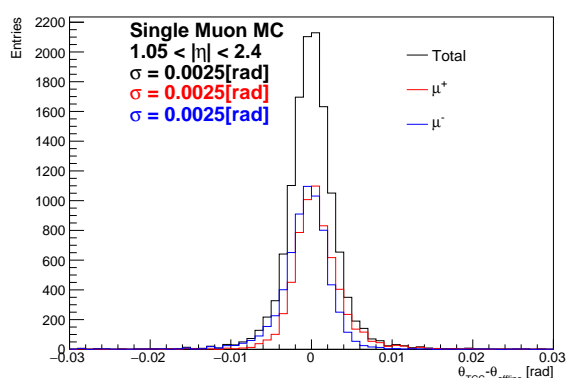
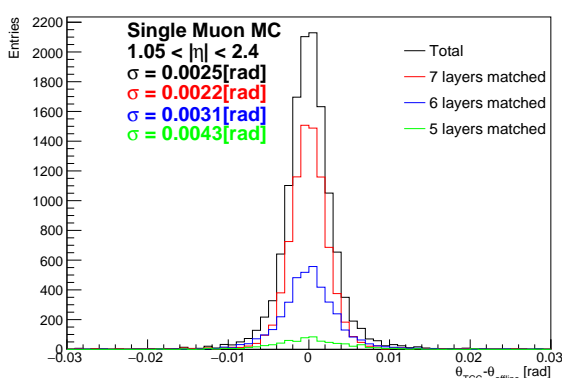
(a) $p_T = 20$ GeV. ミューオンの電荷別.(b) $p_T = 20$ GeV. ヒットした層数別.

図 B.2: p_T が 20 GeV のミュオンが通過した場合に得られる飛跡の角度測定分解能. 左が電荷別, 右が層数別の角度分解能を示している. 左の分布より, 電荷が異なる場合も角度分解能はほぼ変わらないことが分かる. 右の分布より, ヒットした層数が多いほど角度分解能が良いことが分かる.

上し, 角度分解能が良くなることがわかる. 本研究ではミュオンの電荷やヒットした層数の区別をせず, すべての飛跡に対する角度分解能を評価した.