修士学位論文

LHC-ATLAS 実験における第三期運転に向けた 初段ミューオントリガーアルゴリズムの開発

令和3年2月5日

専攻名 物理学専攻学籍番号 199S103S氏 名 塩見崇宏

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

LHC は欧州原子核研究機構 (CERN) に設置された陽子–陽子衝突型加速器である。ATLAS 検出 器は LHC に設置された大型汎用検出器の一つであり、陽子衝突により発生する粒子を計測する。衝 突により発生した未知の新粒子の崩壊を捉える、あるいはヒッグボソンやトップクォーク等の標準理 論粒子を精密に測定することにより、標準理論を超える新物理の発見を目指す。

LHC における陽子–陽子衝突の頻度は 40 MHz であるが、ATLAS 実験では記録レートの制限のた め全事象を記録することはできない。そのため、物理として重要な事象を選択(トリガー)し、デー タを取得する必要がある。本研究で扱うミューオントリガーは、ミューオンの横運動量に閾値を設け ることで、W ボソンの崩壊等による高運動量ミューオンを終状態に含む事象を選択する。トリガー は 2 段階に分けて行われ、初段のレベル 1 トリガーでは全事象に対しトリガー判定を行う。ここでは 2.5 µs 以内に 100 kHz 以下までイベントレートを落とす、という厳しい制約がある。このため、初 段トリガーでは高速処理が可能なハードウェアベースで実装されている。

LHC は 2019 から 2021 年に加速器の改良を行い、重心系エネルギーを 13~14 TeV、瞬間ルミノ シティを 2×10³⁴ cm⁻²s⁻¹ で 2022 年から第三期運転を開始する (LHC Run-3)。ルミノシティが増 加して興味のある物理事象の発生数が増える一方で、初段トリガーに対する制約は変わらない。重要 な物理事象を最大限有効に集めるために、ATLAS 検出器でも大規模なアップグレードが行われ、初 段トリガーに関しても新検出器の導入、電子回路の改良が行われる。本研究では、初段トリガーにお ける改良から Run-3 にむけたトリガーアルゴリズムの開発とトリガー性能の評価を行った。

一つ目に、電子回路の改良による Run-3 に向けたトリガーアルゴリズムの開発を行った。まず、 増大したリソースを用いた新しい横運動量閾値の決定を行った。第二期運転 (Run-2) では初段トリ ガーで判定できるミューオン候補の横運動量閾値は 6 段階だった。Run-3 では電子回路の改良によ り 15 段階まで増設することが可能になる。従って、Run-3 に向けて新しい 15 段階の横運動量値を 決定し、より詳細な横運動量閾位置の判定を可能にした。次に、Run-3 に向けたダイミューオンの 誤検出に関する改良を行った。具体的には、ATLAS 検出器の重なっている領域に入射したシングル ミューオンが、ダイミューオンとして誤検出されてしまうイベントを正しくシングルミューオンとし て判定されるように改良した。これにより、Run-3 ではダイミューオンのトリガーレートを大きく 抑えられることを示した。そして Run-3 からは各電子回路間で送受信できる情報量の増加により、 ミューオン候補の位置情報をより細かく正確にやり取りすることが可能になる。そこで初段トリガー における不変質量分解能の向上を評価し、不変質量を用いたトリガーへの影響を評価した。

二つ目に、アップグレードによるトリガー性能の見積もりから、Run-3 におけるトリガーの運用方 針について提案した。ATLAS 検出器では初段トリガーに対し 100 kHz という制約がある。従って、 Run-3 に向けた様々な可能性を考慮し、各トリガー要求に対するトリガーレートの評価を行った。ま た、限られたトリガーレートの中に抑えつつトリガー効率を向上させた不変質量トリガーを用いて、 低運動量ミューオンに関する物理の感度がどれくらい向上するかを評価した。

本研究では上記に挙げた様々な研究を通じ、Run-3 における初段ミューオントリガーの改良を踏ま えたトリガーアルゴリズムを ATLAS 実験で初めて確立した。

目次

第 1章	序論		2
第 2章	LHC-A	、TLAS 実験	4
2.1	LHC t	加速器	4
2.2	ATLA	S 実験	6
	2.2.1	ATLAS 検出器	6
	2.2.2	ATLAS 実験における座標系	7
	2.2.3	超伝導磁石	9
	2.2.4	ATLAS 実験で探求するミューオンを含む物理	10
2.3	第3期	運転に向けた改良	13
	2.3.1	ATLAS 実験における改良の必要性	14
	2.3.2	問題を踏まえた改良点...............................	15
第3章	初段ミ	ューオントリガーシステム	19
3.1	トリガ	ー用ミューオン検出器	19
	3.1.1	Thin Gap Chamber (TGC)	21
	3.1.2	Resistive Plate Chamber (RPC)	23
	3.1.3	RPC BIS78	23
	3.1.4	New Small Wheel (NSW)	24
	3.1.5	small-strip TGC (sTGC)	26
	3.1.6	Micromegas (MM)	27
3.2	ミュー	オントリガーシステム	27
	3.2.1	トリガーシステムの概要	28
	3.2.2	初段トリガー	28
	3.2.3	トリガーコンセプト	29
	3.2.4	インナーコインシデンス..........................	30
	3.2.5	トリガー単位	33
3.3	初段ミ	ューオントリガーにおける電子回路	34
	3.3.1	初段エンドキャップ Sector Logic	34
	3.3.2	初段バレル Sector Logic	40
	3.3.3	Muon to CTP Interface (MUCTPI)	41
	3.3.4	L1 Topology Processor (L1Topo)	42
	3.3.5	Central Trigger Processor (CTP)	45
3.4	本研究	の目的	46

第4章	初段ミ	ューオントリガーの性能の評価	47
4.1	初段ミ	ューオントリガーの性能の向上........................	47
	4.1.1	NSW の導入によるフェイクミューオンの削減	47
	4.1.2	TGC における Look-UP Table を用いた電荷識別の導入........	48
	4.1.3	TGC における <i>p</i> _T 値の増設	50
	4.1.4	オーバーラップリムーバルの改良	52
	4.1.5	不変質量分解能の向上	53
4.2	TGC	における p_{T} 値の増設	53
	4.2.1	Coincidence Window の作成	54
	4.2.2	Coincidence Window の選別と $p_{\rm T}$ の決定	56
	4.2.3	15 段階 measured- $p_{\rm T}$ 評価	59
4.3	RPC (における Run-3 に向けた新しい p_{T} 値の決定	72
4.4	新しい	オーバーラップリムーバルの開発と評価	73
	4.4.1	オクタントバウンダリーにおけるオーバーラップリムーバル	75
	4.4.2	バレル–エンドキャップ間におけるオーバーラップリムーバル	77
	4.4.3	Run-3 に向けたオーバーラップリムーバルの評価	78
4.5	TGC	におけるミューオン候補の増加によるトリガーレートへの影響の見積もり	82
4.6	Run-3	における L1Topo のパフォーマンスの評価	83
	4.6.1	L1Topo における不変質量を用いた評価..................	84
第5章	Run-3	に向けた初段ミューオントリガーの運用方針	87
5.1	トリガ	*-х=	87
5.2	初段シ	シグルミューオントリガー	87
	5.2.1	Tile カロリメータを用いたトリガー	90
	5.2.2	EIFI とのインナーコインシデンス	90
	5.2.3	RPC におけるトリガーレート	92
	5.2.4	Run-3 のシナリオを考慮したトリガーレート	92
5.3	ダイミ	ューオントリガー	96
5.4	不変質	量を用いたミューオントリガー............................	97
	5.4.1	Run-2 における不変質量を用いたトリガーメニュー	97
	5.4.2	Run-3 に向けた不変質量を用いたトリガー	98
	5.4.3	Run-3 における不変質量を用いたトリガーによる $B_s o \mu \mu$ 析への影響	102
第6章	結論と	展望	108

参考文献

113

第1章

序論

標準理論は、物質を構成する最小単位である素粒子とその相互作用を記述する理論である。図 1.1 に示すように標準理論では 12 種類のフェルミオンと 4 種類のゲージボソン、ヒッグス粒子の計 17 種類の粒子が導入されている [1]。標準理論は現在までの実験結果のほとんどを説明することに成功 している一方で、重力の導入、ダークマターの存在の説明、ヒッグス粒子の階層性問題、ニュートリ ノの質量の起源等、説明できない現象も観測されている [2]。これらの現象を説明するために、標準 理論を超えた新しい物理理論が必要であり、世界中で様々な方法で新物理の手がかりを探索する実験 が行われている。



Standard Model of Elementary Particles

図 1.1 標準理論で導入されている粒子の図 [1]。

これらの新物理を探索するための一つの手法として、高エネルギーの粒子衝突実験が行われてい

る。その内の一つがスイスのジュネーブ郊外にある欧州原子核研究機構 (CERN)[3] 地下にある 円形加速器 Large Hadron Collider (LHC)[4] である。LHC は現在、2022 年から始まる第 3 期運 転 (Run-3)に向けたアップグレードが行われている。ATLAS 実験は LHC の衝突点の一つに設 置された ATLAS 検出器を用いて高エネルギーの陽子–陽子衝突から TeV 領域までの新粒子探索や ヒッグス粒子の精密測定などを行う実験である [5]。

ATLAS 実験では陽子のバンチを 40 MHz の頻度で衝突させている。しかし計算リソース等の観 点から、その高頻度の衝突事象を全て物理データとして保存することができない。そのためトリガー システムを用いることで興味のある物理事象を選別し、保存可能なデータ量まで事象を減らしてから 保存している。ATLAS 実験は 2 段階のトリガーシステムを採用している [6]。1 段目がハードウェ アを用いて短時間でトリガー判定を行う初段トリガー (L1) で、2 段目がソフトウェアを用いて精 密なトリガー判定を行う後段トリガー (HLT) である。その中でも、ミューオンを用いたトリガー は重要な役割を担う。ATLAS 検出器のミューオン検出器は、衝突点から飛来したミューオンが検出 器最外層まで飛来するため、粒子の同定が容易であり、限られた時間内にトリガーを計算することが できる。また、ヒッグスの重要な崩壊先である Z ボソンや W ボソンの終状態として、高い運動量の ミューオンが観測されやすい。それに加えて、ボトムクォークやチャームクォークが含まれる粒子の 終状態には複数の運動量が低いミューオンが含まれる。そのためミューオンは LHC において様々な 物理事象の明瞭なサインとして、トリガーに用いられやすい。

Run-3 における LHC のルミノシティの増加に伴い、ミューオン検出器に飛来するミューオンの量 はバックグランドの量と共に増加する。したがって、初段トリガーにおいても新しい検出器の導入や 既存のハードウェアの改良を行い、ミューオンの精密な運動量の測定や、トリガー判定のパフォーマ ンス向上を実現する必要がある。Run-3 開始時から興味のある物理事象を最大限取得するためにた めに、改良したミューオントリガーアルゴリズムの確立がとても重要になる。本論文では、ミューオ ン検出器におけるトリガーシステムの改良を踏まえた、トリガーアルゴリズムの開発、性能評価につ いてまとめている。

本論文は、2 章で ATLAS 実験の概要と ATLAS 実験で探求する物理について述べ、3 章では ミューオン検出器と初段ミューオントリガーについて詳しく説明する。4 章では、Run-3 における 初段ミューオントリガーの性能の評価について、5 章では、本研究で見積もった初段ミューオントリ ガーの性能から Run-3 における運用方針について提案し、トリガー性能の向上による物理感度への 評価について述べ、それらを6 章にまとめている。

3

第2章

LHC-ATLAS 実験

LHC-ATLAS 実験は、LHC (Large Hadron Collider)[4] を用いた陽子–陽子衝突によって生成 された粒子を ATLAS (A Troidal LHC ApparatuS)検出器によって検出し、標準模型の精密測定 や新粒子探索などを行う実験である [5]。LHC は 2018 年に Run-2 を終了し、2022 年から Run-3 を 開始する。2019 年から 2021 年にかけて、LHC 及び ATLAS 検出器のアップグレードが行われる。 本章では、LHC の概要、運転計画、ATLAS 実験と Run-3 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・ジュネーブにある欧州原子核機構 (CERN) [3] の地下に建設された Large Hadron Collider (LHC) は、周長 27 km の陽子–陽子衝突型の加速器であり、高いエネルギーで陽子を衝 突させることにより、高い質量の新粒子を見つける、またはヒッグス粒子やトップ粒子のような質 量の重い粒子を大量に生成し、結合定数等の精密な測定を行っている。前段加速器も含めた LHC 加速器全体像を図 2.1 に示した [7]。陽子は LHC に入射される前に 4 つの前段加速器によって加速 される。初めに線形加速器である Linear Accelerator 4 (Linac4) [8] で陽子はおよそ 50 MeV ま で加速される。さらに、次の Proton Synchrotron Booster (PSB) [9] により 1.4 GeV まで加速 され、Proton Synchrotron (PS) [10] で 25 GeV まで加速される。さらに、次の Super Proton Synchrotron (SPS) [11] で 450 GeV まで加速され、最後に LHC に陽子が入射されておよそ 6.5 TeV まで加速される。LHC では、陽子を周回させるため 1232 基の超電導双極電磁石を用いて陽子の進行 方向を曲げている。この超電導双極電磁石は高エネルギーの陽子を制御するために、最大で 8.33 T もの磁場を供給する物もある [12]。LHC にはリング内に衝突点が 4 箇所あり、その衝突点の一つに ATLAS 検出器が設置され、陽子同士の衝突から生成される粒子を検出する。

その他3箇所にも検出器が設置されており、それぞれ CMS (Compact Muon Solenoid)、 LHCb(Large Hadron Collider b)、ALICE(A Large Ion Collider Experiment)である。CMS 実験では、ATLAS 実験と同様の物理を対象にしている。ATLAS 実験と比べ検出器が小さく、その 分磁場が強い。また ATLAS 検出器と異なりミューオン検出器でソレノイド磁石を使用しているた め、磁場が簡単な構造をしている [13]。LHCb 実験では、陽子衝突の際に前方領域に生成される、ボ トム、チャームクォークの崩壊をターゲットとしている。これらの崩壊事象によって CP 対称性の破 れ [14] を精密に測定することで、標準模型を超える物理の探索を目指している [15]。ALICE 実験で は、重イオン同士を加速衝突させることで高温状態を作り出し、QGP(Quark Gluon Plasma) [16] などの相転移やその振る舞いを詳しく調べることで、クォーク閉じ込め機構 [17] や質量の起源の解 明を目指している [18]。



図 2.1 前段加速器も含めた LHC 加速器の全体像 [7]。LHC には、ATLAS、ALICE、CMS、 LHCb の四つの検出器が設置されている。

図 2.2 に LHC の運用スケジュールを示した。LHC は 2010 年より本格的な運転を開始し、2010 年から 2012 年まで運転を続けた。この期間の陽子–陽子の重心系エネルギーは 7 TeV から 8 TeV であり、瞬間ルミノシティは最大で 0.77 × 10³⁴ cm⁻²s⁻¹ であった。ここでルミノシティの定義を 式 (2.1) に示す。

$$L = \frac{N}{\sigma} \tag{2.1}$$

ここで、*L* はルミノシティ、*N* はビーム粒子の単位時間あたりの反応数、σ は全反応断面積を表す。 従って、ルミノシティとは衝突型加速器における衝突点での粒子同士の衝突頻度を表している。瞬間 ルミノシティが毎秒あたりの衝突頻度で、時間で蓄積したものが積算ルミノシティになる。観測され るデータ量はこの積算ルミノシティに比例し、積算ルミノシティの単位は fb⁻¹ が用いられる。例え ば LHC での ATLAS 実験が 7 TeV から 8 TeV の衝突で貯めた積算ルミノシティは約 25 fb⁻¹ であ る。この 2010 年から 2012 年までの期間を LHC Run-1 と呼ぶ。その後、2013 年から 2015 年まで 運転を休止し、加速器のアップグレードを行った。2015年から 2018年まで、LHC Run-2 が行われ ており、重心系エネルギーは 13 TeV まで増加し、瞬間ルミノシティは $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ であった。 また、Run-1 と Run-2 期間において LHC が供給した積分ルミノシティは、190 fb⁻¹ である。そし て、2019 年からの Long Shutdown 2 (LS2) において LHC 及び ATLAS 検出器のアップグレード を経て、2022 年から開始予定の Run-3 では重心系エネルギーが 13~14TeV、瞬間ルミノシティは $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ で3年間運転する予定である。Run-3終了までに積分ルミノシティが350 fb⁻¹ の統計量が得られる予定である。新粒子に対してさらなる感度向上や、高統計のデータを用いた精密 測定により、新物理に迫ることが期待される。また、Run-3 は 2024 年の終わりまでの予定であり、 そこから Long Shutdown 3 (LS3) を挟み、より高ルミノシティの High Luminosity (HL) LHC と して 2027 年から運転再開される予定である。

	LHC /	HL-LH	C Plan			H	
L			HL-LHC				
Run 1		R	ın 2		Run 3		Run 4 - 5
7 TeV 8 TeV 2011 2012 75% nominal Luni 1	LS1 spilce consolidation button collimators R2E project 2013 2014 experiment beam pipes	13 TeV 2015 2016 nominal Lumi	cryolimit interaction regions 2017 2018 2 x nominal Lumi	LS2 Diodes Consolidation LIU Installation Civil Eng. P1-P5 2019 2020 2021 ATLAS - CMS upgrade phase 1 ALICE - LHCD upgrade	13 - 14 TeV	LS3 HL-LHC installation 2025 2026 202 ATLAS - CMS HL upgrade	14 TeV energy 5 to 7.5 x nominal Lumi 7 2040
30 fb ⁻¹ HL-LHC TECHNIC/ DESIG	AL EQUIPMENT:		190 fb ⁻¹ PROTOTYPES	co	350 fb ⁻¹	INSTALLATION & COMM.	integrated luminosity 3000 fb-1 4000 (ultimate)
	HL-LHC CIV	VIL ENGINEERIN DEFI	G: NITION	EXCAVATION / BUILDIN	GS		

図 2.2 LHC 運用スケジュール [19]。2022 年から第3期運転を開始する予定である。

2.2 ATLAS 実験

ATLAS 実験は LHC の衝突点に設置された ATLAS 検出器を用いて陽子–陽子衝突から TeV ス ケールまでの高エネルギー物理事象を探求する実験である。2012 年には、同じ LHC の CMS 実験と 共にヒッグス粒子を発見し、標準理論の完成の大きな役割を担った [20]。現在では標準理論の精密測 定、また標準理論を超える物理の探索を行っている。

2.2.1 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は、LHC の衝突点の一つに設置された、直径 25 m、長さ 44 m の大型汎用検出器 である [21]。図 2.3 に示したように、ATLAS 検出器は内側から飛跡検出器、カロリメータ、ミュー オン検出器という順に構成されている。ATLAS 検出器は円筒形をしており、側面部分と、底面部分 で検出器の配置や種類が大きく異なる。この側面部分をバレル領域、底面部分をエンドキャップ領域 と呼ぶ。これらの検出器からの情報を組み合わせることで衝突点で生じた粒子の種類、エネルギー、 運動量を計測する。

図 2.4 に ATLAS 検出器の断面図とそこを通過する粒子の振る舞いを示した [22]。最も衝突点に近 い飛跡検出器はソレノイド磁石の磁場内にあるため、荷電粒子の飛跡を計測し、その曲がり具合から 粒子の運動量を計測することができる。高いルミノシティ環境では1回の陽子バンチ交差で複数の 陽子衝突事象が発生するため、精密な飛跡測定によりどの衝突点から生じた粒子であるかを識別する ことは非常に重要である。また、B 中間子等の長寿命の粒子の場合、再構成された飛跡から2 次崩壊 点を観測することができるので、これらの長寿命粒子を識別する際にも重要な役割を果たす [23]。

ソレノイド磁石の外側にあるカロリメータは、電磁カロリメータとハドロンカロリメータの2種 類からなる [21]。電磁カロリメータでは、主に電子及び光子のエネルギーを計測し、ハドロンカロリ メータでは強い相互作用によりシャワーが生じるハドロンのエネルギーを計測する。図 2.5 にカロリ



図 2.3 ATLAS 検出器の側面図 [21]。直径 25 m、長さ 44 m、重さ 7000 トンの大型汎用検出 器。円筒形の側面をバレル領域、円盤面をエンドキャップ領域と呼ぶ。

メータの配置図を示した。

電磁カロリメータは内部飛跡検出器のすぐ外側に設置された、鉛と液体アルゴンによるサンプリン グ型カロリメータである。電子と光子のエネルギーの測定に用いられる検出器であり、検出器の厚さ はバレル・エンドキャップ部でそれぞれ放射長の 22 倍・24 倍以上になるように設計されている。

ハドロンカロリメータは電磁カロリメータの外側に設置されており、π中間子等のハドロンのエネ ルギーを測定し、クォークやグルーオンから生じるジェットの再構成を行う。ハドロンカロリメー タはバレル部を覆う Tile カロリメータと、バレル部の LAr ハドロンカロリメータの 2 種類に分け られる。Tile カロリメータは鉄とプラスチックシンチレータによるカロリメータである。LAr ハド ロンカロリメータはさらにハドロンエンドキャップカロリメータ (HEC) とフォワードカロリメー タ (FCal) に分けられ、これらは吸収体として銅またはタングステンを使用したカロリメータであ る。ハドロンカロリメータの厚さは、最も薄い部分でも相互作用長の 11 倍になっている。

ミューオン検出器は ATLAS 検出器の最外層に位置する [21]。詳しくは後述するが、カロリメータ を通過してミューオン検出器に入射する粒子は、標準理論の範囲内ではミューオンとニュートリノ のみである。Run-2 におけるミューオン検出器は MDT (Monitored Drift Tube)、RPC (Resistive Plate Chamber)、TGC (Thin Gap Chamber)、CSC (Cathode Strip Chamber) の4 種類からな る。MDT、CSC は精密測定用の検出器であり、高い精度でミューオンの飛跡を再構成するために用 いられる。一方、RPC と TGC は主にデータ取得時の事象選別 (トリガー)を行うために用いら れる。

2.2.2 ATLAS 実験における座標系

ATLAS 実験で使用される座標系を導入する。ビーム軸方向に *z* 軸を取り、検出器中心を原点とする。また、地面に垂直に *y* 軸を取り、上方向に正を取る。*x* 軸は LHC のリングの中心を正の向きに



図 2.4 ATLAS 検出器の断面図とそこを通過する粒子の振る舞い [22]。電磁カロリメータでは電子や光子を、ハドロン カロリメータでは陽子や中性子などのハドロンを、ミューオン検出器では ミューオンを検出する。



図 2.5 カロリメータの断面図 [21]。電磁カロリメータはバレル・エンドキャップの 2 種類、ハド ロンカロリメータはバレル領域の Tile、エンドキャップ領域の HEC と FCal の 3 種類で構成さ れる

取る。ATLAS 検出器は円筒形をしているため、直交座標系と共に円筒座標系もよく用いられる。図 2.6 のように動径方向を R、方位角を ϕ で表す。

また、図 2.6 の θ 方向を表す際には擬ラピディティ η がよく用いられ、 $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ で定義される。例えば、ミューオン検出器においてはバレル領域は $|\eta| < 1.05$ 、エンドキャップ領域は $|\eta| > 1.05$ に対応する。また、 $\eta > 0$ を A-side、 $\eta < 0$ を C-side と呼ぶ。

粒子のエネルギー、運動量を表す際にビーム軸に垂直な成分 $E_{\rm T}$ 、 $p_{\rm T}$ を利用する。これは、陽子-陽子衝突実験において、衝突するクォーク・グルーオンの z 軸方向のエネルギー・運動量は陽子内の パートン分布により不定であるため保存則を用いることはできない一方で、ビーム軸に垂直な方向に はエネルギー・運動量の保存則がほぼ成り立つためである。ビーム軸に垂直な成分の保存則を用いる と、ニュートリノ等検出できなかった粒子によるエネルギーの2次元的なベクトルの和を得ることが できる。この見えないエネルギーの和を $E_{\rm T}^{\rm miss}$ (missing- $E_{\rm T}$ 、MET) と呼ぶ。



図 2.6 ATLAS 実験における座標系 [24]。x, y, z軸の直交座標系と R, z, ϕ を用いた円筒座標系 が用いられる。 θ 方向を表す量としては擬ラピディティ $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ が用いられる。

2.2.3 超伝導磁石

ATLAS 検出器では、荷電粒子の運動量測定のために内部に磁場がかかっている [21]。磁場を発生 させるための超伝導磁石は 2 種類あり、一方は衝突点付近で発生した荷電粒子の運動量測定のための ソレノイド磁石を、他方はミューオンの運動量測定のためのトロイド磁石である。図 2.7 に、ATLAS 検出器内の磁石の配置を示した。トロイド磁石はバレル領域とエンドキャップ領域で分けられて設置 されており、それぞれ ϕ 方向に 8 回対称で設置されている。また、 η の関数で見たトロイド磁石によ る分布では、 η によって磁場が均一でないことが見て取れる。また、 $\phi = 0$ と $\phi = \pi/8$ における磁場 の比較から、 ϕ 方向でとっても磁場が均一でないことがわかる。



図 2.7 ATLAS 検出器における超伝導磁石の構成 (右) とトロイド磁石による磁場の分 布 (左)[21]。衝突点付近のソレノイド磁石と、外側にあるトロイド磁石の二種類で構成され る。トロイド磁場はエンドキャップ領域とバレル領域で 8 回対称で設置されている。トロイド磁 石による磁場は η によっても、φ によっても均一でないことがわかる。

2.2.4 ATLAS 実験で探求するミューオンを含む物理

ATLAS 実験の目的は、LHC よる高エネルギー陽子–陽子衝突を用い、標準理論を超える物理の探 索を行うこと、そして標準理論粒子の生成断面積・崩壊分岐比を精密に測定することである。以下 では、特にミューオンを終状態に持つヒッグス粒子の第二世代への崩壊、*B* 中間子、*τ* レプトンの ミューオンへの崩壊について取り上げる。

$H \rightarrow \mu \mu$ の精密測定

2012 年に ATLAS 実験においてヒッグス粒子が発見された [20]。素粒子がヒッグス場との相互作 用によって質量を獲得するというヒッグス機構 [25] の実証のためには、ヒッグス粒子の生成や崩壊 の反応を精密に測定する必要がある。これまでの先行研究によって第三世代のトップクォーク、ボト ムクォーク、*τ*レプトンとヒッグス粒子の反応は観測されてきた。これにより、第三世代の素粒子に 関して質量が生成される仕組みがヒッグス機構であることが示された。従って、第二世代の粒子であ るミューオンとヒッグス粒子との相互作用を測定することは、第二世代の素粒子に関してもヒッグス 機構によって質量が生成されていることを示す重要な証拠となる。図 2.8 (左) にヒッグス粒子との カップリングの強さと粒子の質量の相関関係を示した。ミューオンは第三世代粒子に比べ遥かに軽 く、ヒッグス粒子との相互作用は弱く、観測が難しいチャンネルである。

図 2.8 (右) に CMS 実験における $H \to \mu\mu$ 解析の結果を示した [26]。Run-2 の全データを用いた 解析によって 3.0 σ の統計的精度で発見している。図 2.9 に ATLAS 実験における $H \to \mu\mu$ 解析の結 果を示した [27]。ATLAS 実験ではこのヒッグス粒子からミューオン対へ崩壊する稀な事象を 2.0 σ の統計的精度で発見している。今後はさらなる高統計のデータを用いることで CMS 実験の 3.0 σ を 超える感度を実現することが重要となる。

$B_s \rightarrow \mu \mu$ の物理

 B_s 粒子は s クォークと \bar{b} クォークからなるメソンである [28]。質量は、5366.3 ± 0.6 MeV で寿命は、 $(1.472^{+0.024}_{-0.026}) \times 10^{-12}$ s である [29]。崩壊はほとんどが D_s メソンを含むモードで、93 ± 25%



図 2.8 ヒッグス粒子のカップリングと粒子の質量の相関 (左) [26]。ヒッグス粒子との相互作用 の強さは粒子の質量に対し線形の相関を持つ。従って、質量の重いボソン、第三世代粒子と比べ ミューオンなどの第二世代粒子はヒッグスとの相互作用が弱く観測が難しい。CMS 実験における $H \rightarrow \mu\mu$ の不変質量分布 (右) [26]。CMS 実験において Run-2 の全データを用いた解析で 3.0 σ の統計精度で観測された。



図 2.9 ATLAS 実験における $H \rightarrow \mu\mu$ の不変質量分布 [27]。Run-2 の全データを用いた解析で 2.0 σ の統計的精度で発見している。

となっている。しかし、稀にレプトンに崩壊することがあり、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊分岐比は理論値で (3.2 ± 0.2) × 10⁻⁹ と非常に小さい。これは、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ が標準理論においてフレーバーを変える中性 カレント反応 (FCNC: Flavor Changing Neutral Current) [30] であり、このような崩壊は GIM 機構 [30] による制限がされているためである。ただし、高次のループ過程では禁止されていないた め、標準理論ではこのような過程を経て B_s が $\mu\mu$ に崩壊すると理解されている。また、ヘリシティ による抑制も働くため、崩壊分岐比は非常に小さくなっている。

ここで SUSY の寄与について考える。SUSY のモデルのうち MSSM (Minimum Supersymmetric Standard Model)[31] で考えると、CP 対称な h^0 、 H^0 、CP 非対称な A^0 、荷電ヒッグスの H^{\pm} の計 5 種類のヒッグス粒子が導出される。

ここで、未知の粒子が *B_s* の崩壊に寄与する場合、図 2.10 のような崩壊過程が考えられる。この 際、崩壊の分岐比は標準理論が予測する値を上回ることが考えられる。従って、*B_s→µµ* の崩壊モー ドの解析は標準理論を超える物理の検証に重要な役割を担っている。



図 2.10 $B_s \rightarrow \mu \mu$ の BSM を考慮したファインマンダイアグラム [32]。

図 2.11 に ATLAS 実験と CMS、LHCb の B⁰_(s)→µµ チャンネルの最新結果を示した。非常に崩 壊分岐比の小さいチャンネルの探索であるが故に、Run-2 の結果を用いても統計量が足りていない。 従って、Run-3 に向けてさらなる統計量、トリガー効率の向上が重要になる。

 $\tau \rightarrow 3\mu$ の探索

 $\tau \nu プトンは、素粒子標準模型の第三世代の荷電レプトンである [34]。 <math>\tau$ 粒子の質量は 1776.99 MeV で、平均寿命は 2.90 × 10⁻¹³ s である [35]。 τ 粒子は弱い相互作用によってハドロン に崩壊しうる唯一のレプトンである。17.84% の τ 粒子は ν_{τ} と電子と ν_{e} に崩壊し、17.36% の τ 粒 子は ν_{τ} と μ と ν_{μ} に崩壊する。

ニュートリノが質量を持たない標準理論においては、三つのレプトンフレーバーは保存される。しかし、ニュートリノ振動 [36] の観測によって荷電レプトンのフレーバーの破れが可能になる。従って、 $\tau \to 3\mu$ などの崩壊が可能になるが、その分岐比は非常に小さい。しかし、図 2.12 に示したように MSSM などの BSM を導入することで、BSM 粒子を介在した $\tau \to 3\mu$ への崩壊が考えられ、分岐比が増加し 10⁻⁹ 程度の分岐比と見積もられる。2020 年現在の最新結果では、BaBar[37] で $Br(\tau \to 3\mu) < 5.3 \times 10^{-8}$ の結果が得られている [38]。

図 2.13 に ATLAS 実験における $\tau \to 3\mu$ 探索の最新結果を示した。Run-1 のデータを用いて解 析を行った結果であり、シグナルは観測できず $Br(\tau \to 3\mu) < 3.76 \times 10^{-7}$ の上限を得ている。 Run-3 に向けて、より統計量を増やし、トリガー効率を向上させることは、BSM の物理探索におい て $\tau \to 3\mu$ という特徴的な過程の探索を行うことに関して、ATLAS 実験でも非常に重要になる。



図 2.11 LHC で行われている 3 実験における $B^0_{(s)} \rightarrow \mu \mu$ の最新の探索結果 [33]。Run-3 における高統計量のデータを用いて、より精密な測定が求められる。



図 2.12 $\tau \rightarrow 3\mu$ の BSM を考慮したファインマンダイアグラム。

2.3 第3期運転に向けた改良

LHC の増加するルミノシティに対応し、2.2.4 に示した物理の測定感度を向上させるために、 Run-3 に向けた ATLAS 検出器の改良が現在行われている。この章ではその概要とルミノシティの 増加による問題点、そして問題点に対する具体的な改良について説明する。



図 2.13 ATLAS 実験における Run-1 のデータを用いた $\tau \to 3\mu$ の探索結果 [39]。シグナルは 観測できず、 $Br(\tau \to 3\mu) < 3.76 \times 10^{-7}$ の上限を得た。

2.3.1 ATLAS 実験における改良の必要性

LHC における 2022 年からの Run-3 では、LHC のアップグレードによりルミノシティが増加する が、その恩恵を受けるためには ATLAS 検出器のアップグレードも必要である。

ルミノシティの増加により、大きく影響を受けるのがトリガーである。イベントレートが増加する 一方で記録できるレートは変わらないため、従来と同じトリガーシステムでは閾値を上げる、トリ ガーしたイベントを間引く等の対策を講じることでトリガーレートを下げなければならなくなる。そ れよって物理のアクセプタンスを失うことにつながる。以下では、具体的に Higgs の精密測定を例に 説明する。

Higgs 粒子の結合定数の精密測定は、様々な生成・崩壊モードを網羅的に調べて、標準理論からの ズレ及び新物理への示唆を得ることが目的である。数ある生成・崩壊過程のうち、レプトンを終状態 に含む過程は QCD ジェットによる背景事象から区別しやすいため系統誤差を抑えた精密な測定がで きる重要なチャンネルとなる。特にミューオントリガーが重要な役割を果たす、 $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ チャン ネルでは、W の崩壊によるレプトンを用いてトリガーをかけることで、Higgs の崩壊過程によらず データ取得ができるという強みをもつ (図 2.14)。Higgs の崩壊した先の粒子よるトリガーがかけづ らいチャンネルにおいては、この生成過程を用いることで感度を大きく上げることができる。特に Higgs の $b\bar{b}$ への崩壊は、他の生成モードでは QCD による背景事象と区別することが難しく、系統 誤差が大きくなってしまう。Higgs と b-quark との結合定数の精密な測定には $WH \rightarrow \mu\nu b\bar{b}$ チャン ネルが重要になる。

図 2.15 に、WH 生成過程によって生じた W が崩壊したミューオンの $p_{\rm T}$ 分布を示す。シングル ミューオントリガーの閾値を Run-2 における 20 GeV に保った場合は、信号収集効率は 93% である のに対し、仮に閾値が 40 GeV まで上がった場合は収集効率が 61% になることがわかる [40]。 $p_{\rm T}$ 閾 値 40 GeV とは、ミューオントリガーのアップグレードを行わなかった場合の Run-3 でのレートを 保つために設定しなければならなくなる p_T 閾値である。WH →µνbb チャンネルのアクセプタンス を落とさないためには、ミューオントリガーの改良が必須となる。



図 2.14 $WH \rightarrow \mu\nu \overline{b}b$ のファインマンダイアグラム。



図 2.15 WH による生成において W $\rightarrow \mu \nu$ に崩壊した場合のミューオンの $p_{\rm T}$ 分布 [40]。 $p_{\rm T}$ 閾値が 20 GeV の場合、信号収集効率は 93% であるのに対し、40 GeV の場合は 61% ほどになってしまう。

2.3.2 問題を踏まえた改良点

以下では、2.3.1 節で挙げた問題点を踏まえた Run-3 に向けた改良を説明する。具体的には、Run-3 から導入される新検出器の New Small Wheel (NSW) と RPC BIS78、そして刷新される LAr カ ロリメータの読み出し回路について述べる。 New Small Wheel

Run-3 におけるミューオントリガーでは、ルミノシティが増加する一方で p_T 閾値を低く維持し、重要な物理のアクセプタンスを維持したい。そのために Run-3 から新たに New Small Wheel (NSW) という新検出器を導入し、フェイクミューオンを取り除くことでトリガーレートを大きく抑える [40]。

Run-2では、ミューオントリガーにおいて多くのフェイクトリガー存在することがわかっている。 図 2.16 にミューオン検出器の断面図の4分の1におけるフェイクミューオンの軌道を描いている。 衝突点由来でないミューオンが磁場によって曲げられて TGC 検出器を通過することによりトリガー が発行されてしまう。このフェイクミューオンを落とすために磁場より内側に NSW という検出器 を設置し、磁場の内外でコインシデンスを取ることにより衝突点由来でないフェイクミューオンを 削減する。図 2.17 にミューオントリガーが発行されたイベントのη分布を示す。ここでは、Run-2 のデータを用いている。ヒストグラムの黒線が 2017 年におけるシングルミューオントリガーでトリ ガーされたイベントを表しており、そのうち黄色で示した領域が NSW と TGC のコインシデンスで 削減することができるイベントを示している。NSW を導入することで Run-2 ではコインシデンス を取ることができなかった領域をカバーできるようになるため、大きくトリガーレートを抑えること ができる。



図 2.16 ミューオン検出器の断面図の4分の1。磁場の内側の 1.3 < |η| < 2.4 をカバーする領 域に NSW 設置し、衝突点由来でないフェイクミューオンを削減することでトリガーレートを抑 える。

RPC BIS78

BIS は Barrel Inner Small sector の略である。この検出器は RPC の最内層に設置される検出器 である [41]。RPC の最内層の検出器は z 軸の小さい衝突点側から 1, 2, 3... とナンバリングされてお



図 2.17 Run-2 におけるトリガーの発行数の η 分布 [24]。赤い領域が実際のミューオンで緑の領域が $p_T \ge 20$ GeV のミューオン。黄色い領域が NSW と TGC のコインシデンスによって落ちる領域。水色の領域が RPC BIS78 と TGC のコインシデンスによって落ちる領域。

り、その7番目と8番目の位置に新たに導入される検出器である。RPC BIS78 により NSW では カバーしきれなかった領域 (1.0 < |η| < 1.3) における磁場の内外でのコインシデンスを可能にする。 図 2.17 のミューオントリガーが発行された RoI のη分布からわかるように、NSW ではカバーしき れていない領域に関して RPC BIS78 とのコインシデンスによってイベントを削減できることがわ かる。

LAr カロリメータ読み出し

1回のバンチ交差で起こる陽子衝突の数をパイルアップという。Run-2での平均パイルアップは 40程度であるが、Run-3では 60以上になると予想されている。パイルアップが大きくなると、1イ ベントあたりに興味のある反応以外の衝突からの粒子でカロリメータ検出器に残るヒット情報が多く なる。従って、カロリメータによるトリガーのレートは、ルミノシティに比例した増加ではなく、パ イルアップの影響により急激に増加することが予想される。

現在のLAr カロリメータの読み出し情報は、検出器のもつ本来の位置精度より粗い単位で読み出 している。この読み出しを最大の細分化情報を用いることができれば、トリガー段階でのエネルギー 分解能を改善でき、トリガーレートを削減できる。これを実現するために、第3期運転に向けた改良 ではLAr カロリメータの読み出し回路が刷新される予定である [42]。本研究ではこのアップグレー ドを扱わないため、結果の予想のみを図 2.18 に示す(電子トリガーの例)。Run-3 におけるシステム で様々なカットをかけた場合と、Run-2のトリガーシステムとを比較すると、同じ閾値を設定した場合のトリガーレートは 50% 削減される。もしくは、同じトリガーレートを要求した場合には閾値を 10% ほど下げることができることがわかる。



Offline electron pT for which this set of cluster cuts is 95% efficient [GeV]

図 2.18 第3期運転に向けた改良前後の電子トリガーのレート [42]。横軸はトリガー効率を 95% に保つように設定した閾値。

ミューオントリガーにおける改良点のまとめ

NSW や RPC BIS78 はミューオントリガーにおけるトリガーロジックにも活用できる。NSW や RPC BIS78 のハードウェアやトリガーロジックの説明は 3 章で説明する。第 3 期運転に向けた改良 では、これら新検出器の導入と同様に電子回路の改良も行われ、Run-3 におけるトリガー性能の向上 が期待される。3 章ではトリガー用ミューオン検出器に関してより詳しく説明し、Run-3 に向けどん な改良が施されるのか述べる。

第3章

初段ミューオントリガーシステム

第2章で説明したようにミューオンを含む物理の精密測定は非常に重要であり、その感度向上のために Run-3 に向けて新検出器の導入、電子回路の改良が行われる。本章ではミューオンを検出する ミューオン検出器の中でも特に本研究と関わりが深いトリガー用のミューオン検出器について説明 し、Run-3 に向けてどのような改良が施されるのか詳細を述べる。

3.1 トリガー用ミューオン検出器

ミューオン検出器は ATLAS 検出器の最外層に位置する。カロリメータを通過してミューオン検出 器に入射する粒子は、標準模型の範囲内ではミューオンとニュートリノのみである。図 3.1 に Run-2 におけるミューオン検出器を示した。Run-2 では MDT (Monitored Drift Tube)、RPC (Resistive Plate Chamber)、TGC (Thin Gap Chamber)、CSC (Cathode Strip Chamber) の 4 種類からな る。MDT、CSC は精密測定用の検出器であり、高い精度でミューオンの飛跡を再構成するために用 いられる。一方、RPC と TGC は主にデータ取得時の事象選別 (トリガー)を行うために用いら れる。

図 3.2 に、Run-2 におけるミューオンシステムの配置図を示す。エンドキャップ領域において検出 器は 3 つの円盤状のステーション上に配置されており、衝突点に近い方から Inner、Middle、Outer と呼ぶ。バレル領域において検出器は 3 層の筒状のステーション上に配置されており、衝突点に近い 方からエンドキャップと同様に Inner、Middle、Outer と呼ばれる。これらのステーションを示すと きには、Endcap Inner ならば EI、Barrel Outer ならば BO というように略して表記する。また、図 3.2 のエンドキャップの MDT と CSC では、 ϕ 方向の全域を覆うために大きなチェンバー (Large Chamber、図中の紫色)と小さいチェンバー(Small Chamber、図中の黄色)を組み合わせている。 バレル部でも図 3.3 のように、Large Chamber と Small Chamber を組み合わせている。これらを 表す際には、先ほど説明した表記の最後に"L"または"S"をつけて表記する。例えば、Endcap Outer の Large Chamber を示す際には EOL、Barrel Inner の Small Chamber を示す際には BIS と表す。

Run-3 からは、BIS78 領域に新たな RPC を設置し、CSC、EI TGC、フォワード部 MDT を新し い検出器 New Small Wheel (NSW) に置き換えて、ミューオンスペクトロメータとミューオントリ ガーシステムのパフォーマンスを維持する。以下に、トリガーに用いる TGC、RPC、RPC BIS78、 NSW の構造を説明する。



図 3.1 ミューオン検出器の断面図 [21]。ATLAS 検出器の最外層に位置し、トロイド磁場の前後 に複数層の検出器を配置することでミューオンの飛跡を測定する。



図 3.2 ミューオン検出器の配置図 [21]。エンドキャップ、バレル領域において検出器は 3 層のス テーションからなり、衝突点に近い方から Inner、Middle、Outer と呼ぶ。これらのステーショ ンを示すときには、Endcap Inner ならば EI、Barrel Outer ならば BO というように略して表 記する。また、 ϕ 方向の全域を覆うために大きなチェンバーと小さいチェンバーを組み合わせて 配置しており、先ほど説明した表記の最後に"L"または"S"をつけて表記する。例えば、Endcap Outer の Large Chamber を示す際には EOL、Barrel Inner の Small Chamber を示す際には BIS と表す。



図 3.3 バレル部におけるミューオン検出器の配置図 [21]。Small Chamber と Large Chamber を組み合わせて配置することで ϕ 方向を隙間なく埋めている。

3.1.1 Thin Gap Chamber (TGC)

TGC は、ATLAS 検出器エンドキャップ部に設置されたトリガー用検出器である。TGC は図 3.4 に示したように、ガスギャップ 2.8 mm の MWPC (Multi Wired Proportional Chamber)の構造 をしている。動作ガス CO₂ 55%、n-pentane 45% の混合ガスで、アノードワイヤーにかける電圧は 約 2.8 kV、この時のガスゲインは 3 × 10⁵ である。アノードワイヤーとして、直径 50 μm の金メッ キタングステンワイヤーを使用している。ワイヤー間隔は 1.8 mm と小さく設計されており、電子の ドリフト距離を小さくすることで時間応答を向上させている。カソードはエポキシガラス板の片面 に 1 MΩ/cm² のカーボンを塗布したものを使用している。エポキシガラスの反対の面には銅のスト リップがアノードワイヤーと直行するように配置されている。ストリップ間隔は検出器上の位置によ り異なり、15 mm~53 mm である。ワイヤー・ストリップの情報を用いて、粒子の飛跡の 2 次元読 み出しが可能である。ガスギャップ及びワイヤー間隔が小さいことで検出器の時間応答は高く、特に ワイヤーでは 90% 以上の確率で粒子が通過してから 25 ns 以内に信号が得られる。

図 3.5 に示すように、TGC チェンバーには 2 層構造の doublet チェンバーと 3 層構造の triplet チェンバーの 2 種類がある。doublet はワイヤー面 2 層・ストリップ面 2 層、triplet はワイヤー面 3 層・ストリップ面 2 層からなる。TGC の配置図を図 3.6 に示す。TGC は磁場の内側のステーショ ンに 1 層、外側のステーションに 3 層の計 4 層からなる。磁場の内側のステーションは η 方向に分 割された 2 つのチェンバーから構成され、 $|\eta|$ が小さい方のチェンバーが EI チェンバー、大きい方 のチェンバーを FI チェンバーと呼ぶ。磁場の外側のステーションの 3 層は衝突点に近い側から順に M1、M2、M3 と呼ぶ。EI/FI、および M2、M3 は doublet チェンバーであり、ワイヤー・ストリッ プ面をともに 2 層持っている。M1 はトリプレットチェンバーでワイヤー 3 層、ストリップ 2 層持っ ている。EI/FI と M1, M2, M3 の間に磁場がかかっており、図 3.6 に示したように低い横運動量を 持つミューオンは大きく曲げられ、高い横運動量を持つミューオンはあまり曲げられない。



図 3.4 TGC 検出器の構造 [21]。ガスギャップ 2.8 mm、ワイヤー間隔 2.8 mm の MWPC (Multi Wired Proportional Chamber) の構造をしている。



図 3.5 TGC 検出器の doublet・triplet の構成 [21]。各ガスギャップの間はハニカム構造のパネ ルで隔てられている。



図 3.6 TGC の配置 [21]。磁場内側に EI 及び FI チェンバー、外側に M1、M2、M3 が設置されている。磁場によって低い横運動量をもつミューオンは大きく、高い横運動量をもつミューオンは小さく曲げられる。

3.1.2 Resistive Plate Chamber (RPC)

RPC はバレル領域で使用されている検出器で、位置分解能は精密測定に用いられている MDT ほど高くない (約 10 mm) が、応答速度がバンチ交差よりはるかに小さい (~1 ns) ため、初段トリ ガー用として使用されている。図 3.7 に示すように Middle Station では MDT を挟むように 2 枚、 Outer Station では Large 部の MDT の外側、Small 部の MDT の内側に 1 枚設置されている。ま た、それぞれの RPC は独立した 2 層 (各層をレイヤーと呼ぶ) から構成されている。各層の構造を 図 3.8 に示す。各層はベークライト製の高抵抗板 2 枚を 2 mm の隙間を空けて設置し、その隙間に $C_2H_2F_4/Iso - C_4H_{10}/SF_6$ (94.7:5:0.3) ガスを封入する。

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

3.1.3 RPC BIS78

BIS78 とは BIS の 7 と 8 の位置を指す。現在この場所には精密測定用検出器の MDT が設置され ている。初段トリガーの判定には MDT で得られた情報を用いることができないため、バレル部分の この領域には初段トリガー用検出器が存在しない。またエンドキャップ部分ではバレルトロイド磁石 があるため、検出器を設置できない。

Run-3 以降の BIS78 に設置される検出器の概要を図 3.9 に示す。MDT では新たにチューブの直



図 3.7 RPC 検出器の構造 [21]。高抵抗のプレートによりガスギャップが形成されている。スト リップはガスギャップの両面に、互いに直行するように配置されている。



図 3.8 RPC 検出器の構造 [21]。高抵抗のプレートによりガスギャップが形成されている。スト リップはガスギャップの両面に、互いに直行するように配置されている。

径が約 15 mm の small-MDT に置き換えられる。図 3.10 に RPC BIS78 の断面図を示す。RPC BIS78 は 1.0 < |η| < 1.3 の領域の Small Sector を覆っている。基本的な構造としては現行の RPC と同じであるが、バックグランドを減らすため 3 層構造になっている。この領域はカロリメータと バレルトロイド磁石に挟まれており、検出器を設置するためのスペースが小さい。そのため現行の RPC よりガスギャプは小さく約 1 mm である。この新しい RPC BIS78 を用いたトリガーロジック の開発と性能評価については岡崎さんの修士論文を参考にして欲しい [43]。

3.1.4 New Small Wheel (NSW)

エンドキャップ領域にある磁場の内側の検出器ステーションのことを Small Wheel と呼ぶ。 Run-3 からこの Small Wheel に新たな検出器 New Small Wheel (NSW)が導入される。New



図 3.9 BIS78 ステーションの概要図 [44]。sMDT と 3 層の RPC BIS78 で構成される。



図 3.10 RPC BIS78 の断面図 [41]。ガスギャップの両面に設置されたストリップで $\eta \geq \phi$ の情報を読み出す。

Small Wheel 導入の主な目的は、高レート環境での飛跡測定精度の向上とミューオントリガーのアップグレードである。

現在の Small Wheel の位置と、New Small Wheel の概要図を図 3.11 に示した。New Small Wheel は 8 回対称にデザインされており、Large セクターと Small セクターを組み合わせて ϕ 方向に隙間 のない円盤型の構造を成す。この構造を Wheel 構造と呼んでいる (磁場の外側は Big Wheel と呼 ばれている。)。それぞれのセクターは、small-strip TGC (sTGC) と Micromegas (MM) の 2 種 類のトリガー用検出器で構成されている。図 3.12 に示すように、New Small Wheel は 4 層構造の sTGC (sTGC quadruplet) 2 つの間に 4 層構造の MM が 2 つ挟まれた構造になっている。以下 で、それぞれの検出器の構造及び性能を説明する。



図 3.11 New Small Wheel の概要 [40]。エンドキャップ部のトロイド磁石の内側に円盤型の検 出器が配置される。



図 3.12 New Small Wheel の 1 セクターの構成 [40]。4 層構造の sTGC の間に 8 層構造の Micromegas が挟まれた構造になっている。

3.1.5 small-strip TGC (sTGC)

トリガー用検出器にはイベントが生成された衝突の特定のために速い応答が求められる。同時に、 Run-3 においては数 100 μm 以下の高い位置分解能も求められる。

sTGC は、時間応答を良くするために現行の TGC と同じくガスギャップ 2.8 mm、アノード間隔 1.8 mm の MWPC 構造を採用している。現行の TGC と sTGC とで大きく異なる点は、ストリッ プの情報を用いて η 方向を測るという点である。MWPC では、ストリップに誘起される信号の電 荷情報を用いて重心を計算する事で、ストリップ間隔よりもはるかに高い位置分解能を得ることが できる。sTGC は、ストリップ間隔が 3.2 mm と、現行の TGC でのストリップ間隔 15 mm に比べ て小さく設計されている。この細かいストリップの電荷情報を用いて位置分解能を向上させること ができる。sTGC quadruplet によるストリップ方向の位置分解能は粒子の飛来する角度に依存し、 60~150 μm である [40]。 もう一つの現行の TGC と異なる点は、パッドと呼ばれる読み出しカソードがあるという点であ る。図 3.13 に示すように、sTGC はアノードワイヤーを 2 枚のカソードで挟む構造になっており、 片側は 3.2 mm ストリップを用いてもう片方はパッドを用いて読み出す。パッドの大きさは η の値 によって異なるが、典型的には 80 mm 程度であり、ストリップに比べると粗い読み出し単位となる。 sTGC ではまずパッドを用いて粗いコインシデンスを取ることで粒子の通った大まかな位置を計算 し、その後、その領域のストリップの情報のみを用いて精密な位置計算を行う。狭い領域に限った飛 跡再構成をすれば良いため、短時間に精密な位置計算をすることが可能になる。



図 3.13 sTGC の検出器の構造 [40]。アノードワイヤーと垂直にストリップとパッドの読み出し が配置されている。

3.1.6 Micromegas (MM)

Run-3 において、|η| の大きい領域の MDT では、粒子の飛来レートは 300 Hz/cm² を超えると予 想される [40]。MDT の分解能が保証されるレートは 150 Hz/cm² であるため、新たな検出器を導入 する必要がある。Run-3 では NSW 領域に MDT と同等の位置分解能を持ち、レート耐性の高い検 出器として、Micromegas が導入される予定である。

Micromegas は図 3.14 に示すような検出器である。Micromegas の特徴は、増幅をメッシュの後 の短い区間で行うため、発生したイオンがメッシュに到達するまでの時間が短くなることにある。こ れによりレートに対する耐久力が高い。また、MM のストリップはおよそ 400 μm ピッチと非常に 細かくなっており、高い位置分解能を実現している。時間情報・電荷情報を組み合わせ、磁場による 影響も考慮した場合、1 層の Micromegas における位置分解能は 90 μm である [40]。

3.2 ミューオントリガーシステム

ATLAS 実験の高ルミノシティ環境下では、時間あたりに処理・記録できるイベント数の上限から、 全ての衝突事象を記録して物理解析に用いることはできない。そのため、膨大な情報の中からいかに 興味のある事象を選別してデータとして記録するかが重要である。このデータ取得時に事象選別を行 う部分をトリガーと呼ぶ。以下では、ATLAS のトリガーシステムについて説明する。



図 3.14 Micromegas の検出原理の概要 [40]。メッシュ後の短い区間で電子増幅が行われるため、 レート耐性が高い。また、MM のストリップはおよそ 400 µm ピッチと非常に細かくなっており、 高い位置分解能を実現している。

3.2.1 トリガーシステムの概要

ATLAS 実験における陽子バンチの衝突頻度は 40 MHz である。一方で、データとして記録できる イベントレートは約1 kHz である。この制限を満たすために、ATLAS 実験では図 3.15 に示すよう に Level-1 (初段トリガー) と High Level Trigger (後段トリガー)の大きく2段階に分けてトリガー をかけている。初段トリガーについてはのちに詳しく説明する。後段トリガー (HLT) は、初段ト リガーでトリガーが発行されたイベントに対し、ソフトウェアを用いて高精度な粒子再構成を行いト リガーを発行する。HLT では、飛跡検出器の情報も用いて荷電粒子の飛跡再構成を行い、検出器の 全情報を用いて横運動量や横エネルギーを計算し、トリガーレートの削減を行う。HLT は衝突から 約1 s の時間内でイベントレートを1 kHz まで落とし、物理データを保持する。

3.2.2 初段トリガー

初段トリガー(L1)では、図 3.15 に示すように ATLAS から 40 MHz で送られてくる全てのイベ ントに対してトリガー判定を行い、2.5 μs 以内に 100 kHz までイベントを選別することが求められ る。これを満たすために、初段トリガーシステムは高速処理が可能な ASIC 及び FPGA などの論理 集積回路からなるハードウェアで実装されている。FPGA とは、Field Programmable Gate Array の略称で、使用者が中の論理回路を自由に書き換えることができる集積回路である。L1 システムが トリガー判定を行っている間、データは検出器上のフロントエンド回路 (FE) の Buffer に保持され ている (L1Buffer)。

L1 はカロリメータの情報を用いて発行される L1Calo、ミューオン検出器の情報を用いて発行さ れる L1Muon に加え、それらを組み合わせた複合的なトリガー L1Topo の 3 種類に分類される。L1 では、まずカロリメータ及びミューオン検出器の情報からそれぞれ単独にトリガー判定を行う。この とき用いることができる情報は検出器からの全情報ではなく、トリガー用に用意された情報のみで ある。ミューオンのトリガーは検出器のバレル部とエンドキャップ部で別々に判定されるので、そ れらの情報を MUCTPI (Muon to CTP Interface) に送り、まとめた後にトリガー判定を行う。 L1Calo と L1Muon はそれぞれ Central Trigger Processor (CTP) に送られると同時に、Topology Processor (L1Topo) に送られる。L1Topo では L1Muon と L1Calo の情報を組み合わせて、それ ぞれの数や位置関係から複合的な L1 トリガーを発行する。最後に L1Muon、L1Calo、L1Topo の情 報は CTP に集められ、100 kHz に収まるようにプリスケールをかけられた後に L1Accept (L1A)



図 3.15 Run-3 におけるトリガーの流れ [45]。L1 では、2.5 µs 以内にイベントレートを 100 kHz まで落とす。HLT ではさらに詳しいトリガーを行い数秒以内にイベントレートを 1 kHz まで落 とし、これを通過したものをデータとして記録する。L1 には L1Calo、L1Muon、L1Topo の 3 種類が存在する。

としてトリガー発行される。

3.2.3 トリガーコンセプト

エンドキャップ部のミューオントリガーのコンセプトを図 3.16 に示す。衝突点で生成された ミューオンは磁場の内側の検出器を通過した後、トロイド磁場領域に侵入する。トロイド磁場は ϕ 方向にかかっているため、ミューオンの飛跡は η 方向に曲げられる。飛跡の曲がり具合によって $p_{\rm T}$ を計算する。ここで注意したいのが、ミューオンの軌道が ϕ 方向へも曲げられるということである。 衝突点付近のソレノイド磁場に加え、トロイド磁場も完全に ϕ 方向のみの成分を持つわけではなく、 特に磁石の近くでは R 方向の磁場成分も持つ。これらの影響で、得られるミューオンの飛跡は ϕ 方 向、 η (*R*)方向の両方に軌道の変更を受ける。

具体的な $p_{\rm T}$ 判定について説明する。トロイド磁場によって曲げられたミューオンは TGC BW の M1, M2, M3 にヒットを残す。ここで、衝突点と M3 のヒット位置を結んだ直線から M1 における ヒット位置の R 方向と ϕ 方向のずれ ΔR 、 $\Delta \phi$ を計算し、あらかじめ ΔR 、 $\Delta \phi$ に対応する $p_{\rm T}$ を図 3.17 のような Coincidence Window (CW) という Look-Up Table を作成しておき、CW を参照 するだけで短時間の $p_{\rm T}$ 判定を実現している。CW は図 3.17 の色によって判定される $p_{\rm T}$ は異なり、 基本的に中心に行くほど $p_{\rm T}$ が高いと判断される。エンドキャップ領域のトロイド磁場や TGC は理 想的には八回対称だが、場所によっては磁場の向きや、チェンバーのずれがあるため、CW は TGC BW のすべての単位位置情報で独立に作成されている。また、図のマスの中の数字は表 3.1 に示す pt number と対応している。Run-2 では 6 段階の $p_{\rm T}$ 閾値を判定することができたが、pt number に pT 判定以外の役割を与えていたため、実質 4 段階の pT 閾値しか判定することができなかった。



図 3.16 エンドキャップ部のトリガーコンセプト [24]。M1、M2、M3 でのヒットの位置から ミューオンの曲がり具合を測定し、その情報を用いてトリガー判定を行う。

pt number	Threshold	Status
1	L1_MU4	$p_T \ge 4 \text{ GeV}$
2	L1_MU6	$p_T \ge 6 \text{ GeV}$
3	L1_MU10	$p_T \ge 10 \text{ GeV} \text{ (barrel 2-station)}$
4	L1_MU11	$p_T \ge 10 \text{ GeV}$
5	L1_MU20	$p_T \ge 20 \text{ GeV}$
6	L1_MU21	$p_T \ge 20 \text{ GeV} \text{ (barrel no feet)}$

表 3.1 Run-2 における p_T 閾値 [46]。値は 2017、2018 年に使われていたもの。L1_MU10 と L1_MU11、L1_MU20 と L1_MU21 は TGC では同じ CW だが、RPC の状態が異なる。

3.2.4 インナーコインシデンス

Run-1 では TGC BW 単体でトリガー判定を行なっていた。そこで問題になったのは、図 3.18 に 示すように、 $|\eta| > 1$ の領域で再構成されないトリガー判定が多いことであった。その主な原因は衝 突点由来でない荷電粒子によるフェイクであった。従って、Run-2 からは EI/FI や Tile カロリメー タとコインシデンスをとることで、衝突点由来でない荷電粒子を排除し、フェイクトリガーを大きく 削減することができた。Run-3 からはさらに NSW と RPC BIS78 をを導入し、より広範囲に正確 なインナーコインシデンス要求できるようにする。これにより、増加するルミノシティに対し $p_{\rm T}$ 閾 値を保ったままトリガーレートを抑えることが期待される。

Tile カロリメータとのインナーコインシデンス



図 3.17 Run-2 での TGC における Coincidence Window の例 [46]。それぞれの色が $p_{\rm T}$ 閾値に 対応している。赤が $p_{\rm T} \ge 20$ GeV のミューオンに、緑、薄青、濃青がそれぞれ $p_{\rm T} \ge 10, 6, 4$ GeV のミューオンに対応する。それぞれの位置にヒットがあった時にこれを参照し、 ΔR 、 $\Delta \phi$ から $p_{\rm T}$ を見積もる。

Tile カロリメータと TGC BW のコインシデンスには、図 2.5 に示したハドロンカロリメータの Tile extended barrel という部分がカバーする。図 3.19 に Extended Barrel Tile カロリメータの *R-Z* 断面図を示している。一つのモジュールもいくつかのセルに分かれており、粒子が落としたエネ ルギーはセル単位で再構成される。Tile カロリメータは主に 1.05 < |η| < 1.3 の領域において BW とのコインシデンスを取ることができ、η ごとに 1 つのモジュールを区切ると、複数のセルにまた がったタワー (これをトリガータワーという) ができるが、実際のコインシデンスに用いるのは、最 外層の D5、D6 セルである。これは D5、D6 セルには初段トリガー用の信号読み出しが用意されて いるからで、ミューオンがカロリメータ内で落としたエネルギー損失の情報を使ってコインシデンス を取る。

Tile カロリメータからのアナログ信号は、Tile Muon Digitizer Board (TMDB) に集められ、そ こでデジタル信号に変換されて Sector Logic へ送られる。1 つの Sector Logic は 4 つの TMDB モ ジュールを処理することができる。図 3.20 に TMDB から Sector Logic へ送られる情報のデータ フォーマットを示した。Sector Logic へは Tile カロリメータのモジュールごとに測定したエネル ギーを 3 bit の情報として、8 bit ずつに分けて送信する。送信の際に 8 B/10 B encoding を行って 10 bit のデータに変換してから送信する。データ送受信には Xilinx の GTX を使用し、データ転送 は 160 MHz を用いているため、転送速度は 1.6 Gbps となる。



図 3.18 Run-1 におけるトリガー発行数の η 分布 [47]。赤い領域がオフラインで再構成された ミューオンであり、 $|\eta| > 1$ の領域では衝突点由来でない荷電粒子が原因のフェイクトリガーが多 くを占めている。



図 3.19 Extended Barrel Tile カロリメータの R 方向と Z 方向の断面図 [21]。
TMDB																
				Secon	d Byte				First Byte							
Bits	15 14 13 12 11 10 9 8 7 6 5 4											4	3	2	1	0
Word-0	BCID[3:0] TMDB[3:0]							Comma(K29.5)								
Word-1	Mod3[2:0] Mod2[2:0]						0]	N	lod1[2:	0]	N	lod0[2:	0]	Cable	e[1:0]	
Data form	at															

Bits	2	1	0
ModX	D5+D6	D6	D5

図 3.20 TMDB モジュールから 1 つの Sector Logic に送られるデータフォーマット [48]。 ModX が各モジュールで測定したエネルギーの情報をもつ。TMDB はどの TMDB ボードから のデータであるか、Cable は TMDB ボードのどのポートから出力されたデータであるかを示す。

EI/FI とのインナーコインシデンス

図 3.21 に TGC の EI/FI (EIFI) を示した。FI は全ての ϕ を覆っているが、EI はトロイド磁石 との干渉を避けるため全ての ϕ を覆っているわけではない。Run-2 における EI/FI のヒット情報は Sector Logic で処理される。詳しくは後述するが、EIFI ののヒット情報は最大 64 ビットの情報を 出力し、EIFI に 2-bit、wire と strip に 2-bit、セクターに 4-bit、PS ボードの組み合わせの 4-bit で あった。これにより、BW とコインシデンスをとり、フェイクミューオンの削減を行なっていた。



図 3.21 TGC EI/FI[46]。 FI は全ての ϕ を覆っているが、EI はとロイド磁石との干渉を避けるため全ての ϕ を覆っているわけではない。

3.2.5 トリガー単位

図 3.22 にエンドキャップにおけるトリガー単位を示す。TGC でのトリガー発行は、トリガーセク ターと呼ばれる単位ごとに行われる。トリガーセクターは 1.05< $|\eta|$ <1.9 の領域を ϕ 方向に 48 分 割、1.9< η を ϕ 方向に 24 分割したものである。以下では、1.05< $|\eta|$ <1.9 のものをエンドキャップ トリガーセクター、1.9< η のものをフォワードトリガーセクターと呼ぶことにする。

1つのトリガーセクターは η 、 ϕ 方向にさらに分割され、Region of Interest (RoI) という単位に 分割される。エンドキャップトリガーセクターの RoI は1トリガーセクターを η 方向に 37 分割、 ϕ 方向に 4 分割したものであり、大まかに $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.02 \times 0.03$ に対応する。フォワードトリガー セクターの RoI は 1 トリガーセクターを η 方向に 16 分割、 ϕ 方向に 4 分割したものであり、大まか に $\Delta \eta \times \Delta \phi = 0.03 \times 0.06$ に対応する。RoI が初段ミューオントリガーの最小単位であり、これよ り細かい分解能の情報は L1 では用いることができない。また、 $p_{\rm T}$ 判定に用いる CW もこの RoI ご とに用意しており、磁場の強弱の違いによる曲率の違いに対応している。



図 3.22 TGC のトリガーセクターと RoI[42]。緑の線で囲まれた部分が 1 トリガーセクターを 表す。赤線で囲まれたマスが 1 RoI を表す。

図 3.23 にバレルにおけるトリガーセクターと RoI の分布を示す。バレル領域ではトリガーセク ターが 0< η <1.05 に 32 個、-1.5< η <0 に 32 個の計 64 個、各トリガーセクターに RoI は 23~31 個と各トリガーセクターで異なる。

3.3 初段ミューオントリガーにおける電子回路

3.2.2 で触れたように初段トリガーでは、ATLAS 検出器から送られてくる情報に関して Sector Logic、MUCTPI、L1Topo、CTP という電子回路を経て初めてトリガーが発行される。ここでは、 その各電子回路についてと Run-3 向けて施される改良を述べる。

3.3.1 初段エンドキャップ Sector Logic

TGC のエレクトロニクスの全体像を図 3.3.1 に示す。赤い線はトリガー系を示し、初段トリガー 判定の用いるデータの流れを示している。青い線はリードアウト系を示しており、初段トリガーの発 行に応じて、データを渡す流れを表している。以下では Sector Logic を含めた各エレクトロニクス



図 3.23 RPC におけるトリガーセクターと RoI のマップ。横軸が η 、縦軸 ϕ になる。

について説明する。



図 3.24 TGC エレクトロニクスの全体像 [21]。

Amplifier Shaper Discriminator $\vec{\pi} - \vec{F}$

Amplifier Shaper Discriminator (ASD) ボードは TGC のアナログ信号をデジタル化するために

用いられる。ASD ボード上の ASIC で TGC からのアナログ信号を増幅、整形し、閾値電圧を超え た信号だけを LVDS 信号で出力する。ASD ボードは TGC の側面に設置されている。1 枚のボード に 4 つの ASD ASIC を搭載し、合計 16 チャンネルの信号を処理する。

Patch Panel ASIC

Patch Panel ASIC (PP ASIC) の役割は TGC の各チャンネルで得られた信号のタイミング調整 とバンチ識別である。バンチ交差が起きて生成された粒子が検出器まで到達する時間やケーブルなど による遅延が各チャンネルで異なるため、PP ASIC でタイミング調整を行う。タイミング調整され た信号は LHC Clock と同期され、バンチ交差識別が行われる。

Slave Board ASIC

Slave Board (SLB) ASIC で行われる処理には読み出し用とトリガー判定用の2種類がある。図 3.25 のように2つのパスに分けて独立した処理を行う。

トリガー判定用の処理として、各チャンネルの情報を持ちてコインシデンスを取る。Triplet の M1 ではワイヤーの 3 層中 2 層にヒットがあることを要求し、ストリップの 2 層中 1 層にヒットがある ことを要求してコインシデンスをとる。Doublet の M2、M3 では計 4 層の情報を用いて、ワイヤー とストリップで独立に 4 層中 3 層にヒットがあることを要求する。これらのコインシデンス結果は LVDS で HPT ボードへ送信される。また、Doublet の EI/FI では 2 層中 1 層のコインシデンスを とり、G-Link というシリアル通信で Sector Logic へと送られる。PP ASIC と SLB ASIC がのった ボードを Patch Panel and SLB ASIC (PS) ボードと呼ぶ。



図 3.25 Doublet ワイヤー用の SLB ASIC で行われる処理の全体図 [49]。上側が読み出し用の パス、下側がトリガー用のパスを表す。

High PT ボード

High PT(HPT) ボードは M1 の SLBM2-M3 の SLB で処理されたコインシデンス結果を用いて、 M1-M3 の 3 ステーション間のコインシデンスを行う。M1 と M3 の位置情報から位置の差 (ΔR や

 $\Delta \phi$) を計算し、結果を Sector Logic へ送信する。HPT ロジックの全体図を図 3.26 に示す。HPT ボードで得られたコインシデンス結果は Sector Logic へ G-Link 通信を用いて送信する。Run-2 で はデータ通信速度の制限から、1 つの HPT AISC から最大 2 候補を選んで送信している。



図 3.26 HPT ボードで行われる処理の全体図 [49]。上側が読み出し用のパス、下側がトリガー 用のパスを表す。

Sector Logic

Sector Logic (SL) の主な役割は HPT ボードから受け取った TGC BW のワイヤーとストリップ の情報を用いてミューオンの *p*_T を計算し、トリガーを発行することである。SL にはエンドキャッ プセクター用とフォワードセクター用の 2 種類があり、どちらも 2 トリガーセクター分のトリガー判 定を行う。図 3.27 にエンドキャップセクター用の SL と主なチップを示す。

SL でのトリガー判定について説明する。SL での $p_{\rm T}$ 計算は HPT ボードから受け取ったワイ ヤー (*R*) とストリップ (ϕ) の情報を用いたコインシデンスによって計算される。SL 上の 2 枚の FPGA はそれぞれ1トリガーセクターのトリガー判定を担当しており、独立してトリガー判定を行 なっている。*R-\phi* コインシデンスで判定されたミューオン候補は磁場の内側の検出器 (TGC EI/FI や Tile カロリメータ) とコインシデンスをとる。最後に1トリガーセクターの中で最大 2 つのミュー オントラックを選び、バンチ ID (BCID) などの ID 情報と一緒に MUCTPI ボードへ送信する。以 下では各処理について説明する。

SL はトリガー判定に用いる TGC BW、TGC EI/FI、Tile カロリメータの飛跡情報を G-Link 通 信を用いて受け取る。G-Link 通信の 1 本のファイバーで 1 バンチ交差ごとに 16-bit もしくは 17-bit のデータを受け取る。G-Link 通信で受け取った各検出器の情報はデコードされ、*p*T の計算に用いら れる。

 $p_{\rm T}$ の計算には HPT ボードから受け取った (R, ϕ) の位置情報と $(\Delta R, \Delta \phi)$ の曲がり具合の情報を用いる。 (R, ϕ) の情報を用いて、初段ミューオントリガーでミューオンのヒット位置を表す最小単位の RoI を決定する。 $(\Delta R, \Delta \phi)$ の曲がり具合の情報は、RoI ごとに定義された Coincidence Window (CW)を用いて $p_{\rm T}$ に変換する。CW は SL の FPGA 上で Look-Up Table (LUT) として

実装している。この LUT の実装には入力パターンに対応した出力パターンを出力するメモリを用いている。



図 3.27 エンドキャップセクター用 Sector Logic の写真 (左) と主なチップ (右)[24]。2 枚の FPGA、2 枚の SLB ASIC が搭載されている。

New Sector Logic

Run-3 では、NSW の導入に伴いトリガー判定に用いるデータ量が増え、従来の SL では処理で きないため、新たなトリガー判定回路として NSL (New Sector Logic)が導入される。NSL の 写真とダイヤグラムを図 3.28 に示す。NSL は TGC-BW の HPT からトリガー情報を受け取るた めに、G-Link 規格に対応した SFP 規格の光通信モジュールを搭載している。TGC-BW 以外の検 出器の情報を受け取るために、GTX 規格に対応した SFP+ 規格の光通信モジュールを搭載して いる。FPGA (Kintex-7 FPGA XC7K410T-1FFG900, Xilinx inc)をメインプロセッサーとして 搭載しており、ファームウェアを記録するための BPI メモリ、VME バスコントロールのための CPLD (Xilinx CoolRunner-II XC2C256-7Q208C)などが搭載されている。



図 3.28 New Sector Logic ボードの写真 (左) とそのダイアグラム (右)[24]。

Run-3 で実装される NSL は、TGC-BW とトロイド磁石の内側にある検出器の情報を統合して トリガー判定を行う、NSL のトリガーロジックの外観を図 3.29 に示す。TGC-BW の HPT から、 ミューオン候補の情報が G-Link 規格で送られてくる。HPT の情報から、M3 のヒット位置を表す η 、 ϕ 及びコインシデンスが取れた M1 とのヒット位置のずれ ΔR 、 $\Delta \phi$ が入力される。RPC BIS78、 Tile カロリメータ、EI TGC からは、検出器におけるヒット情報が送られてくる。NSW からは通過 したミューオンの飛跡情報が送られてくる。NSW の情報には、ヒット位置を表す η 、 ϕ 及びミュー オンが飛来した角度 θ が含まれる。NSL はこれらの情報をもとにトリガー判定を行い、トリガー判 定の結果を MUCTPI に送信する。



Newly developed for Run-3

図 3.29 NSL のトリガーロジック [24]。NSL には TGC-BW 以外に NSW、RPC BIS78、タイ ルカロリメータ、EI からの入力がある。TGC-BW からくる飛跡情報と、NSW の飛跡情報や他 検出器におけるヒット情報等を用いてコインシデンスをとり、トリガー判定を行う。

Run-2 における SL から MUCTPI へ送るデータフォーマットを図 3.30 に、Run-3 における NSL から MUCTPI へ送るデータフォーマットを図 3.31 に示す。Run-2 では MUCTPI へ送る信号は 32-bit であった。この 32-bit で最大 2 個のミューオン候補の情報を送ることができ、一つのミュー オン候補に対し、RoI に 8-bit、 $p_{\rm T}$ に 3-bit が割り当てられており、BC はバンチ識別番号、Sign は 二つのトラックが R 方向に曲がった方向を示している。Run-2 に対し、Run-3 では各トリガーセク ターごとに最大4個のミューオン候補の情報を送ることができる。また、各ミューオン候補には電荷 識別に 1-bit、フラグに 3-bit、p_T に 4-bit、位置情報 (RoI) に 8-bit の合計 16-bit が割り当てられて いる。フラグの 3-bit には、3 ステーションコインシデンスフラグ、hot roi フラグ、インナーコイ ンシデンスフラグが割り当てられる。3 ステーションコインシデンスフラグは TGC の 3 層のステー ションにヒットした粒子かどうか判定するフラグである。これにより、偶然2ステーションでヒット のコインシデンスが取れたバックグランドを除去できる。hot roi フラグは、図 2.7 に示したように TGC には磁場の弱い部分が存在し、その領域の TGC にヒットを残したかどうかを判定するフラグ である。これにより、磁場の悪い部分に入射しうまく pT 判定できなかったイベントを取り除く。イ ンナーコインシデンスフラグは磁場の内側の検出器とコインシデンスを取ることによって、衝突点由 来でない粒子によるヒットを取り除くことができる。以上から、Run-3 では pr のより詳細な情報と フラグという新しい情報を MUCTPI へ送ることが可能になる。

Bit	Endcap	Forward	Bit	Endcap	Forward
0	0	0	16	ROI2[6]	1
1	ROI1[0]	ROI1[0]	17	ROI2[7]	1
2	ROI1[1]	ROI1[1]	18	0	1
3	ROI1[2]	ROI1[2]	19	$p_T 1[0]$	$p_T 1[0]$
4	ROI1[3]	ROI1[3]	20	$p_T 1[1]$	$p_{T}1[1]$
5	ROI1[4]	ROI1[4]	21	$p_T 1[2]$	$p_T 1[2]$
6	ROI1[5]	ROI1[5]	22	$p_T 2[0]$	$p_T 2[0]$
7	ROI1[6]	1	23	$p_T 2[1]$	$p_T 2[1]$
8	ROI1[7]	1	24	$p_T 2[2]$	$p_T 2[2]$
9	0	1	25	1	1
10	ROI2[0]	ROI2[0]	26	1	1
11	ROI2[1]	ROI2[1]	27	BC[0]	BC[0]
12	ROI2[2]	ROI2[2]	28	BC[1]	BC[1]
13	ROI2[3]	ROI2[3]	29	BC[2]	BC[2]
14	ROI2[4]	ROI2[4]	30	Sign1	Sign1
15	ROI2[5]	ROI2[5]	31	Sign2	Sign2

図 3.30 SL から MUCTPI へ送るデータフォーマット (Run-2)[50]。

Data format from Sector Logic to MuCTPi

Words(16 bit)				first	byte				second byte								
	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0	
Word-0							N	luon Ca	ndidate	1							
Word-1							N	luon Ca	ndidate	2							
Word-2		Muon Candidate 3															
Word-3		Muon Candidate 4															
Word-4		Globa	l flags							BC	D						
Word-5				CI	RC							comma	a (0xfd)				
Word-6				0x	c5				comma (0xbc)								
Word-7				0x	c5				0xc5								

8b/10b encoding $\,\times\,$ 8 bytes = 6.4 Gbps

Muon Candidate										
charge	flag	рТ	Rol							

図 3.31 New SL から MUCTPI へ送るデータフォーマット [43]。

3.3.2 初段バレル Sector Logic

図 3.32 (左) に示したように、RPC は三層のステーションから構成されている。Barrel Middle (BM) に RPC1 と RPC2、Barrel Outer (BO) に RPC3 の計 3 ステーションからなる。まず、 トリガーアルゴリズムについて説明する。もし、RPC の 2 層目にヒットが確認された場合、RPC の 1 層目に同じミューオンによるヒットを探す。この時、2 つのダブレット構造の RPC のうち 3 層 でコインシデンスを取ることで、偶然にヒットを残したバックグランドを削減する。この RPC2 と RPC1 のコインシデンスからミューオンの飛跡を再構成し、低い 3 つの p_T 閾値を判定する。そして、RPC3 ダブレットとも 2 つのうち 1 つにヒットを要求しミューオンの飛跡を再構成することにより、3 つの高い p_T 閾値を判定している。RPC ではこの計 6 段階の p_T 閾値を判定することができる。



図 3.32 RPC における初段バレルトリガーの概要 (左) とセグメント (右)。左図に関して、RPC は RPC1、RPC2、RPC3 の三つのステーションからなり、RPC1 と RPC2 を用いて低い $p_{\rm T}$ の ミューオンのトリガー判定を行い、RPC3 も用いることで高い $p_{\rm T}$ のミューオンのトリガー判定 を行っている。右図は、 η と ϕ の Coincidence-Matrix (CM) ボード、RoI、Pad ロジックボード、およびセクターロジックでカバーされる領域を示している [21]。

続いて、初段バレルトリガーのトリガーシステムについて説明する。ミューオンが RPC を通過する と RPC からのアナログ信号は RPC に取り付けられている Amplifier Shaper Discriminator (ASD) ボードによって増幅、整形されデジタル信号へ変換される。Low- $p_{\rm T}$ トリガーでは、RPC1、RPC2 ダ ブレットの信号が η, ϕ ごとに Coincidence Matrix (CM) ボードへ送られる。 CM ボードで信号の整 列、コインシデンス操作が行われ、3 つの Low- $p_{\rm T}$ 値が適用される。その後、Low- $p_{\rm T}$ Pad Logic ボー ドへ送られ、RPC1、RPC2 の η, ϕ 情報が結合される。Low- $p_{\rm T}$ Pad Logic ボードは、Low- $p_{\rm T}$ トリ ガーの結果と RoI 情報を計算し、High- $p_{\rm T}$ Pad ボードへ送られる。 High- $p_{\rm T}$ トリガーでは、RPC3 ダ ブレットの η, ϕ 情報のそれぞれに関して Low- $p_{\rm T}$ と同じように CM ボードを介して、High- $p_{\rm T}$ Pad Logic ボードへ送られる。High- $p_{\rm T}$ Pad Logic ボードで η, ϕ ごとに Low- $p_{\rm T}$ からの情報と組み合わせ る。High- $p_{\rm T}$ Pad ボードでの結果は SL へ送られる。各 SL は 7 つの Low- $p_{\rm T}$ (6 つの High- $p_{\rm T}$)Pad ボードからの情報を受け取り、一つのトリガーセクターの結果を組み合わせてエンコードする。その 後、各バンチごとの情報を MUCTPI へ送信する。

3.3.3 Muon to CTP Interface (MUCTPI)

MUCTPI はバレルの SL とエンドキャップの SL から送られてくるミューオン候補の情報を受け 取る。MUCTPI は Run-2 では 208 のトリガーセクターごとに最大二つのミューオン候補を受け取 ることが可能だった。そして、全てのトリガーセクターから情報を集め、最終的なミューオントラッ クの情報を CTP に送っている。Run-2 では MUCTPI は 16 の MIOCT と呼ばれるボードから構成 され、1 つの MIOCT ボードはバレルの 4 セクター、エンドキャップの 6 セクター、フォワードの 3 セクターをカバーしている。そして、その MIOCT 単位ごとに検出器の重なりから生じるフェイ クミューオンを取り除く操作を行っている。これをオーバーラップリムーバルと呼んでいる (第 4.4



図 3.33 初段バレルトリガーのトリガー・読み出しシステムの全体像 [21]。

節)。また、MIOCT ごとに最大 2 個のミューオン候補を L1Topo へ送っていた。表 3.2 に L1Topo へ送るミューオン候補のデータフォーマットを示す。 η 、 ϕ 共に 3-bit、 $p_{\rm T}$ は 2-bit という制限が存在 していた。

Bit position	7	6	5	4	3	2	1	0
Trigger output		η			ϕ		p	Т

表 3.2 MIOCT から送られてくるトリガーアウトプットのデータフォーマット。

Run-3 におけるルミノシティの増加に対応し、より多くのミューオン候補、より詳細な情報のやり とりを可能にするために、MUCTPI の電子回路が改良される [51]。改良後は今まで MIOCT ごとに 行っていた検出器の重なりによるフェイクミューオンの削減を、全領域で行うことを可能にし、SL からのミューオン候補、L1Topo へ送るミューオン候補が増加する。また、Run-3 からは L1Topo へ RoI 単位での位置情報を送ることが可能になる。

図 3.34 に Run-3 における MUCTPI のブロック図を、図 3.35 に Run-3 における MUCTPI の ボードを示した。Run-2 における電気ケーブルと 18 個のモジュールからなる VME ベース [52] のシ ステムから、最新の FPGA を使用した光ケーブルと単一モジュールを備えた ATCA ベースのシス テムに刷新される。

3.3.4 L1 Topology Processor (L1Topo)

L1Topo は Run-2 から実装されたトリガーオブジェクト間 ($e, \gamma, \mu, jet, \tau$ など) の幾何学的、運 動学的関係からリアルタイムのイベントセレクションを行うハードウェアである。図 3.36 に Run-2 の L1Topo モジュールを示した。Run-2 では、二つ以上の L1Topo プロセッサモジュールを備えた 単一の ATCA クレートである。L1Calo と L1Muon システムから、それぞれのバックプレーンとフ ロントパネルの parallel-optical ribbon fiber を介してトリガーオブジェクト (TOB) データを受信 し、光信号から電気信号へ変換され、モジュールごとに二つの大きな Virtex-7 FPGA に送られ、二



図 3.34 Run-3 における MUCTPI のブロック図 [51]。



図 3.35 Run-3 における MUCTPI の ATCA ボード [51]。

つの FPGA はデータを並行して処理する。データ処理後、L1Topo システムはセレクション結果を 電気、光信号を用いて CTP へ送信する。

Run-2 における L1Topo ではトポロジカルな情報に基づき、FPGA ごとに 32、最大 128 のセレク ションを行うことができた。各 FPGA は L1Calo および L1Muon システムからのデータを個別に処 理し、図 3.37 のような計算を行う。

表 3.2 に MIOCT から L1Topo へのトリガーアウトプットのデータフォーマットを示した。 η 、 ϕ に 3-bit、 $p_{\rm T}$ に 2-bit が割り当てられている。Run-2 では MIOCT ごとに最大 2 候補を下記のデー タフォーマットで L1Topo に送ることができた。図 3.38 に MIOCT ごとに η 、 ϕ の情報が 3-bit し か送れない時の位置分解能を示した。各色が 1-bit 分の領域であり、ミューオン検出器の最大の位置 分解能である RoI ごとの位置情報を用いることができないことがわかる。

図 3.39 に Run-3 における L1Topo ボードを示した。新しい L1Topo システムは 3 つのボードで



図 3.36 Run-2 における L1Topo モジュール [53]。

Type	Name	Details
Angular Separation	$\Delta \phi$	$\Delta \phi(\text{TOB}_1, \text{TOB}_2)$
0 1	$\Delta \eta$	$\Delta \eta (\text{TOB}_1, \text{TOB}_2)$
	ΔR	$\sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$
Invariant Mass	M	$\sqrt{E_{\mathrm{T}}^{1}E_{\mathrm{T}}^{2}(\mathrm{cosh}\Delta\eta-\mathrm{cos}\Delta\phi)}$
Transverse Mass	$M_{ m T}$	$\sqrt{E_{\mathrm{T}}E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}(1-\mathrm{cos}\Delta\phi)}$
Interaction hardness	H_{T}	$\Sigma p_{\mathrm{T}}(\mathrm{jets})$



図 3.37 Run-2 の 2016 年における L1Topo セレクションの例 [53]。

図 3.38 Run-2 において MIOCT から L1Topo へ送られてくる η 、 ϕ 情報の粒度 [54]。

構成され、それぞれアルゴリズム計算と処理用の2つの Xilinx UltraScale+ FPGA と各 FPGA に 118 のインプットと24 のアウトプットファイバーをもつ。L1Topo の改良により、A-side、C-side ごとに最大 16 個の TOB を MUCTPI から L1Topo へ送ることができ、そのデータフォーマットを 図 3.40 に示した。一つの TOB に対し、 η 、 ϕ に 5-bit、 $p_{\rm T}$ に 4-bit が割り当てられている。これに より、ミューオン検出器最大の位置分解能である RoI 単位ごとの位置情報と、15 段階全ての $p_{\rm T}$ 情 報を用いることができる。また、フラグに割り当てられた 4-bit では、インナーコインシデンスフラ グ、3 ステーションコインシデンスフラグ、hot roi フラグ、電荷の情報をフラグの形で用いることが できる。これにより L1Topo におけるイベントセレクションのパフォーマンス向上が期待できる。



図 3.39 Run-3 における L1Topo モジュール [53]。

Word #	31:28	27:24	23:20	19:16	15:12	11:8	7:4	3:0					
0			Muon ⁻	TOB #1			Muon 1	ГОВ #2					
1		Muon ⁻	TOB #2			Muon 1	TOB #3						
2				Muon TOB #3									
3		Muon TOB #5 Muon TOB											
4		Muon ⁻	TOB #6			Muon 1	TOB #7						
5			Muon ⁻	TOB #8			Muon [•]	TOB#7					
6	Flags		BCID		C-8	0xBC							
				Muon TOB Format									
			Flags	рТ	et	ta	phi						

図 3.40 MUCTPI から L1Topo へ送るデータフォーマット。

3.3.5 Central Trigger Processor (CTP)

Central Trigger Processor の役割は、異なるオブジェクトの情報を組み合わせ、全体としてのL1 アクセプトの決定を行うことである。トリガーメニューが 96 アイテムまでプログラムされ、そのい ずれかがなった時にL1 アクセプトが発行される。CTP ではメニューアイテムのそれぞれについて プリスケールファクターが設定されている。これにより、高いレートのトリガーに関してそのレート を下げることが可能になる。また、CTP はデットタイムコントロールの役割ももつ。デットタイム は後段トリガーや読み出しシステムの処理が追いつかない時、フロントエンドシステムでオーバーフ ローしそうな時に生成される。

3.4 **本研究の目**的

Run-3 に向けて、3.1.3 節や 3.1.4 節で述べた RPC BIS78 や NSW の導入、3.3.1 節で述べた SL、 3.3.3 節で述べた MUCTPI、3.3.4 節で述べた L1Topo といった電子回路の改良が行われる。

これにより初段ミューオントリガーの性能が向上する。その一つに、各ハードウェア間をやり取り する情報のリソースが増大がある。リソースの増大により Run-2 では 3-bit だった $p_{\rm T}$ 情報が Run-3 では 4-bit となり、判定可能な $p_{\rm T}$ 値が 6 段階から 15 段階に増加する。従って、15 段階の $p_{\rm T}$ 判定に 対応したトリガーアルゴリズムが必要になる。また、リソースの増大は $p_{\rm T}$ 情報だけでなく L1Topo へ送る位置情報に関してもより詳細な位置情報のやり取りを可能にする。より詳細な $p_{\rm T}$ 情報、位置 情報を送ることができれば L1Topo における不変質量や、ミューオンの位置関係を用いたトリガーの 性能の向上が期待される。故に、それを正しく評価し活用するアルゴリズムを開発する必要がある。 本研究では、ハードウェアの改良による新たなオーバーラップリムーバルや様々なフラグ、電荷識別 などの性能を評価すること、そして $p_{\rm T}$ 値の増設や、不変質量を用いたトリガーなどの性能を最大限 活用するためのトリガーアルゴリズムの開発を行う。

4章では主に初段トリガーアルゴリズムの開発として、TGC における新しい *p*_T 閾値の決定と評価、ダイミューオンに関するオーバーラップリムーバルの改良、不変質量分解能の評価について述べる。それらを踏まえ5章では、ミューオンに関するトリガーレートの見積もりとトリガーメニューの決定、そしてミューオンを含む物理結果の感度に対する影響を評価する。

第4章

初段ミューオントリガーの性能の評価

4.1 初段ミューオントリガーの性能の向上

初段ミューオントリガーは Run-3 から第 3 章で説明したように、新検出器の導入・電子回路の改 良によって様々な性能の向上が期待される。本研究では、Run-3 に向けた初段ミューオントリガー の改良から、トリガーアルゴリズムの開発、トリガー性能の評価を行うことを目的としている。従っ て、本章では Run-3 に向けた初段ミューオントリガーアルゴリズムの開発と性能評価について述べ る。具体的な Run-3 における初段ミューオントリガーの性能の向上を以下に挙げる。

- NSW の導入によるフェイクミューオンの削減
- TGC における Look-Up Table を用いた電荷識別の導入
- TGC における *p*_T 値の増設
- オーバーラップリムーバルの改良
- 不変質量分解能の向上

まず、本節では各性能のアップグレードの概要を説明し、4.2 節で *p*_T 値の増設について、4.4 節で オーバーラップリムーバルの改良について、4.6 節で不変質量分解能の向上のについて詳細を述べる。

4.1.1 NSW の導入によるフェイクミューオンの削減

第3章で説明したように、Run-3からは NSW という新しい検出器が導入される。第2.3.2節で述 べたように Run-3では NSW をトリガーに用いて衝突点由来でないフェイクミューオンを削減する ことが可能になる。この NSW を用いたトリガーの性能評価はすでに評価されている [55]。ここでは その NSW を用いたトリガーアルゴリズムの性能について紹介する。

まず、NSW を用いることで TGC とのポジションマッチングを取ることが可能になる。具体的に はもし TGC でトリガー候補があった場合、磁場の内側の NSW にもヒットを残していることを要求 することでポジションマッチングを行う。図 4.1 に示したように、ポジションマッチングはフェイク トリガーを削減するだけでなく、分解能が十分に高いので低い *p*T のミューオン候補も削除すること が可能である。これにより、トリガーレートを大きく削減し、Run-2 と同じトリガー閾値を維持でき ることが期待される。

また、位置だけでなく角度でもマッチングを取ることができる。NSW において、*dθ* を検出器の中 心に対するセグメントの角度として定義する。例えば、検出器の中心からまっすぐの軌道で NSW に 入射したミューオンの *dθ* は 0 である。しかし、全てのミューオンが検出器の中心から来ることはな



図 4.1 NSW を用いたポジションマッチングの概要 [55]。NSW を用いることで磁場の内外でコ インシデンスを取ることが可能になるだけでなく、高い分解能により、低い *p*_T を持つミューオン 候補のイベントレートも削減することができる。

く、陽子の衝突位置により衝突点付近のビームスポットでは z 方向に (O(10 cm)) ほどのサイズを持 つこと、またカロリメータによる multiple scattering を考慮しなければならない。これにより、低 い $p_{\rm T}$ のミューオンが誤って高い $p_{\rm T}$ と判定されてしまう。図 4.2 の青い線で示した低い $p_{\rm T}$ の軌跡は カロリメータで多重散乱し、TGC に高い $p_{\rm T}$ のミューオンの軌跡としてヒット位置を残してしまう フェイクトリガーを示した。この時、NSW において $d\theta$ の角度情報を用いることでこのようなフェ イクトリガーを削除することが可能になる。

図 4.3 にオフラインで再構成されたミューオンの *p*_T を関数としたトリガー効率を示した。この 図は Run-2 のトリガー効率に対する NSW を用いた時のトリガー効率を示している。この結果から NSW トラックセグメントの再構成効率は 97% であり、低い *p*_T のミューオン候補のイベントを大き く削減できていることがわかる。位置マッチングだけでなく、角度マッチングも適用することで低い *p*_T のミューオン候補をさらに削減可能であることも示した。

さらに、図 4.4 にトリガーレートの見積もりを示した。これは 2016 年のデータを用いて *p*_T ≥ 20 GeV のトリガーを通過したミューオン候補の *p*_T 分布である。NSW を用いることで運動量分解 能が向上することにより Run-3 では大きくトリガーレートを削減できることが期待される。

4.1.2 TGC における Look-UP Table を用いた電荷識別の導入

Run-3 では TGC における SL の改良により、ミューオン候補の電荷識別が可能になる。電荷識別 を導入することでフェイクトリガーの削減、L1Topo における不変質量分解能の向上が期待される。 電荷識別の導入に関してもすでに先行研究で行われている [56]。従って、ここではその概要と性能に ついて説明する。

図 4.5 に初段エンドキャップトリガーにおける電荷識別の概要を示した。電荷識別は磁場によって



図 4.2 NSW を用いた角度マッチングの概要 [55]。位置と角度の情報を組み合わせることで、衝 突点由来でないフェイクミューオンを削減できるだけでなく、*p*_T をもつミューオンも削減でき、よりトリガーレートを抑えることが可能になる。



図 4.3 $p_{\rm T}$ の関数とした Run-2 トリガーに対する NSW を用いたトリガーの効率 [47]。NSW セ グメントの再構成効率は 97% である。"BW+NSW $(d\eta:d\phi)$ ""は位置マッチングアルゴリズムを 適用した結果、"BW+NSW $(d\eta:d\phi \& d\eta:d\theta)$ ""は位置マッチングと角度マッチングを適用した 結果を示す。



図 4.4 初段ミューオントリガーにおいて $p_{\rm T} \ge 20$ GeV のトリガーを通過したミューオン候補の $p_{\rm T}$ 分布 [47]。2016 年のデータを用いて作成した。"BW+NSW $(d\eta:d\phi)$ ""は位置マッチングア ルゴリズムを適用した結果。"BW+NSW $(d\eta:d\phi \& d\eta:d\theta)$ ""は位置マッチングと角度マッチン グを適用した結果を示す。

ミューオンが曲げられた方向によって判定する。具体的には、図 4.6 に示したようにシングルミュー オンのモンテカルロシミュレーション (MC) サンプルを用いてミューオンの電荷別に R 方向、 ϕ 方 向にどれだけ曲げられたかを ΔR 、 $\Delta \phi$ の分布として作成する。この分布から、正電荷と負電荷の分 布の境界に直線を引くことによって各 RoI ごとに正負を判定する境界を設定する。この ΔR と $\Delta \phi$ は $p_{\rm T}$ 判定に用いている CW と同じであるので、CW に電荷識別の境界を導入することによって電 荷識別を可能にする。

続いて、電荷識別の性能について説明する。電荷識別を要求した時の $p_{\rm T}$ の関数とした初段エンド キャップミューオントリガーのトリガー効率を図 4.7 に示した。この分布は MC のシングルミュー オンサンプルから、TGC において $p_{\rm T} \ge 4$ GeV の閾値を通過したミューオン候補と真のミューオン 情報からトリガー効率を求めている。青の分布が電荷識別を要求した時の分布で、赤い分布が電荷識 別を要求しなかった時の結果である。電荷識別を要求した時、ミューオンの $p_{\rm T}$ が大きくなるほどト リガー効率が下がっている。これは高い $p_{\rm T}$ になればなるほどミューオンが磁場によってあまり曲が らず、電荷正負を誤判定してしまう割合が増加するためである。しかし、この電荷識別は 20 GeV よ り小さい $p_{\rm T}$ を持つミューオン候補に関する電荷識別をターゲットにしている。20 GeV 以下では十 分な効率を維持したまま電荷識別が可能であることが確認された。

4.1.3 TGC における *p*_T 値の増設

ATLAS 検出器では、初段エンドキャップミューオントリガーにおいて短時間での $p_{\rm T}$ 判定を可能 にするために CW を用いて $p_{\rm T}$ 判定を行なっている。Run-2 ではこの CW において判定できる $p_{\rm T}$



図 4.5 初段エンドキャップミューオントリガーにおける電荷識別の概要。ミューオンが磁場に よって曲げられた向きによって電荷を識別する。



図 4.6 ある RoI における負電荷のヒット分布と正電荷のヒット分布 [56]。赤が正の電荷、青が 負の電荷のミューオンの Δ*R*、Δφ 分布を示している。磁場によって曲げられる方向が反対であ るので、正電荷と負電荷のミューオンの分布に違いが見える。この境界に直線を引き、それを正 負の電荷識別を行う境界と定める。磁場の分布が均一でないため、各 RoI ごとに電荷識別の境界 を設定し、CW に導入する。



図 4.7 *p*_T の関数とした初段エンドキャップミューオントリガーのトリガー効率 [47]。初段トリ ガーにおける電荷識別を要求した結果が青、電荷識別を要求しなかった結果が赤の分布である。

閾値が 6 段階だった。これは電気信号を用いた通信によって MUCTPI において受信できる *p*_T 情報 が 3-bit と制限されていたためである。

TGC において Run-3 に向けた SL、MUCTPI、L1Topo の改良により、各電子回路間の通信を従 来の電気信号から光信号に改良される。それにより、後段へ送る情報のリソースが増大する。図 3.31 に NewSL から MUCTPI へ送られるデータフォーマットを、図 3.40 に MUCTPI から L1Topo へ 送るデータフォーマットを示した。どちらにおいてもミューオン候補の $p_{\rm T}$ に関して 4-bit が割り当 てられる。その結果、 $p_{\rm T}$ 閾値に関して 6 段階から 15 段階へ増設される。4.2 節では 15 段階に増設 される $p_{\rm T}$ 値の決定とその評価を報告する。

4.1.4 オーバーラップリムーバルの改良

図 4.8 に示すように TGC 検出器には各トリガーセクター間のつなぎ目が物理的に重なっている部 分が存在する。このとき、重なっている部分にミューオンが通過するとトリガーセクターの両方で トリガーが発行される。ゆえに、実際は1つのミューオンしか通過していないのに、2つのミューオ ンが通過したと誤検出される。このフェイク2ミューオントリガーを取り除くアルゴリズムをオー バーラップリムーバルという。

オーバーラップリムーバルは以前からバレル-バレル、エンドキャップ-エンドキャップ、エン ドキャップ-フォワード、フォワード-フォワード間で導入されていた。しかし、第 3.3.3 節で述べ たように Run-2 では MUCTPI においてオーバーラップリムーバルを担当する MIOCT ボードが A-side、C-side で 8 個ずつ存在した。その結果、各 MIOCT ボードが担当する領域の境界でオー バーラップリムーバルが適用できなかった。Run-3 からは MUCTPI の改良によって一枚の ATCA ボードに刷新されることでに全領域でオーバーラップリムーバルを適用できるようになる。従って、 新しいオーバーラップリムーバルによるトリガーレートの削減について評価した。また、Run-2 では



図 4.8 TGC 検出器の写真 (左)。閉じた検出器にするために各トリガーセクターの境界で重なっている。従って、検出器の重なっている部分をミューオンが通過することで謝って 2 つのミューオンが通過したと誤検出される (右)。

実装されていなかったバレル–エンドキャップ間も検出器の重なりが存在し、オーバーラップリムー バルが必要である。従って、Run-3からは完全なオーバーラップリムーバルを導入するためにバレ ル–エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルの開発を行ったのでその報告を行う。

4.1.5 不変質量分解能の向上

第3章で説明したように L1Topo ではマルチミューオンの不変質量やミューオン間の位置関係 (ΔR)を計算することが可能で、それを用いてトリガーを要求することができる。Run-2 においては表 3.2 に示すように MUCTPI から L1Topo $\wedge \eta \ge \phi$ に関して 3-bit、 $p_{\rm T}$ に関して 2-bit しか送ることができなかった。その結果、位置分解能、運動量分解能に関して検出器最大の分解能を用いることができなかった。Run-3 では、L1Topo、MUCTPI の電子回路の改良により、MUCTPI とL1Topo 間を GTX を用いた光通信へ変更され、図 3.40 に示したデータフォーマットになることにより、位置分解能に関しては検出器最大の分解能を、運動量分解能に関しては 15 段階の $p_{\rm T}$ 値を全て活用して不変質量、 ΔR を計算しトリガーに活用できるようになる。また、それだけでなく Run-3から実装される電荷識別、hot roi フラグ、3 ステーションコインシデンスフラグ、インナーコインシデンスを用いることで不変質量分解能の向上が期待される。4.6 では不変質量分解能の向上の評価を行ったので報告する。

4.2 TGC における *p*_T 値の増設

初段エンドキャップミューオントリガーでは CW を用いて短時間での $p_{\rm T}$ 判定を可能にしている。 3.3.1 で述べたようにエンドキャップ領域において SL と MUCTPI 間を光通信を用い流ことによっ て $p_{\rm T}$ 閾値が 15 段階に増設される。従って、 $p_{\rm T}$ 判定を行う CW を作成し直す必要がある。ここで は CW の作成から選別、その結果決定された 15 段階の $p_{\rm T}$ 値を用いた評価を行う。

4.2.1 Coincidence Window の作成

ここでは、 $p_{\rm T}$ 値が 15 段階に増設されることに伴う、新しい Coincidence Window (CW) の開発 について説明する。

初段エンドキャップミューオントリガーではあらかじめ作成された CW を New SL に Look-Up Table (LUT) として実装しておく。検出器にヒットがあったときにこれを参照すれば良いので短時間でのトリガー判定が可能になる。図 4.9 に New SL におけるトリガー判定の概要を示す。まず、TGC-BW Coincidence で TGC BW から受信した情報を用いて RoI と $p_{\rm T}$ を判定する。その後、磁場の内側の検出器から得られた信号とともに BW-Inner Coincidence に送られて $p_{\rm T}$ の計算を行う。これらの処理は 8 つの RoI をひとまとめにした Sub-Sector-Cluster (SSC) ごとに並列に処理され、最終的にトリガーセクターあたり最大 4 つのトラックを選び出し、MUCTPI に送信される。図 4.10は SSC 単位の TGC BW の信号を用いた $R - \phi$ コインシデンスの概要である。SSC はワイヤー方向に 2 行、ストリップ方向に 4 列をひとまとめにしたものになっている。ここに 2 ステーションか 3 ステーションの情報と HPT ボードから送られてきたコインシデンス情報の $R - \phi$ を入力して LUT を参照し $p_{\rm T}$ の情報を 4-bit で出力する。

Run-3 からは、それとは別に電荷の情報を 1-bit で出力するようになる予定である。TGC BW で $p_{\rm T}$ 判定を行った後、EI/FI や NSW 等の磁場内側の検出器から送られてきた情報をもとに、最終的 なトリガーを行う。



図 4.9 New SL のトリガー部分の概要 [43]。赤は位置を表す RoI 情報。青は TGC BW 単体 で判定した p_{T} 。TGC BW の RoI 情報と磁場の内側に設置された検出器で得られたミューオン の飛跡情報から p_{T} を計算する。これらの処理は各 SSC ごとに並列で行われ、track selector で MUCTPI へ送信するミューオンの候補を選ぶ。

続いて、Coincidence Window の作成手順を説明する。シングルミューオンの MC サンプルを用 いてミューオンの運動量と TGC におけるヒット位置の関係から CW を作成していく。ミューオン の $p_{\rm T}$ を用いて 1 GeV から 40 GeV まで 1 GeV 刻みに CW を作成し、その中から 15 段階の CW を選定し、15 段階の CW と判定される $p_{\rm T}$ を決定する。



図 4.10 SSC 単位の $R - \phi$ コインシデンスの概要 [43]。SSC はワイヤー方向に 2 行、ストリッ プ方向に 4 列をひとまとめにしたものになっている。ここに 2 ステーションか 3 ステーションの 情報と HPT ボードから送られてきたコインシデンス情報の $R - \phi$ を入力して LUT を参照し $p_{\rm T}$ の情報を 4-bit で出力する。

TGC 検出器の M1 から M3 における R 方向と ϕ 方向のヒット位置のズレを dR、 d ϕ と表し、こ の dR と d ϕ が大きくなる、すなわち TGC のヒット位置が 3 層で大きくズレが生じているほど小さ い $p_{\rm T}$ として判定され、逆に dR、 d ϕ が小さいほど大きな $p_{\rm T}$ として判定される。また、CW にはコ インシデンスのタイプによって 4 種類存在する。一つ目は M1 から M3 まで 3 つのステーション全 てにおいてワイヤーとストリップともにヒットが確認された 3-3 ステーションコインシデンス、二 つ目がワイヤーは 3 ステーションにヒットが確認されたが、ストリップに関しては 2 ステーション (M2 と M3) しかヒットが確認できなかった 3-2 ステーションコインシデンス、三つ目がワイヤーは 2 ステーションにしかヒットが確認されなかったが、ストリップでは 3 ステーションにヒットが確認 された 2-3 ステーションコインシデンス、四つ目がワイヤーとストリップともに 2 ステーションしか ヒットが確認できなかった 2-2 ステーションコインシデンス、である。3 ステーションコインシデン スフラグはストリップ、ワイヤー共に 3 ステーションでヒットがあった場合に立つフラグである。

2 ステーションコインシデンスか 3 ステーションコインシデンスかでズレを計算するヒット位置が M2-M3 か、M1-M3 か変わってくるため、dR、 $d\phi$ の範囲も変わってくる。2 ステーションの場合、 $-7 \le dR \le 7$ 、 $-3 \le d\phi \le 3$ 、3 ステーションの場合、 $-15 \le dR \le 15$ 、 $-7 \le d\phi \le 7$ の範囲で定 義される。

ーつ一つの RoI に対して $p_{\rm T}$ がある閾値よりも高いミューオンについて dR、 $d\phi$ の二次元ヒスト グラムを作成する。これをヒットマップと呼び、このヒットマップをもとに CW を作成していく。 ヒットマップ作成のために 1500 万イベントのシングルミューオンを TGC の A-side に打った MC サンプルを作成し、RoI ごとにヒットマップを作成した。エンドキャップセクター 0 の RoI 番号 0 における $p_{\rm T} = 8$ GeV を閾値としたヒットマップと $p_{\rm T} = 9$ GeV 閾値としたヒットマップを図 4.11 に示す。この $p_{\rm T} \ge 8$ GeV の領域と $p_{\rm T} \ge 9$ GeV の領域を重ね合わせたときに残った $p_{\rm T} \ge 8$ GeV の領域が $p_{\rm T} = 8$ GeV として判定される領域である。これを 1 GeV から 40 GeV まで同様に行い、 一枚の CW を作成する。

また、図 4.11 から孤立している部分、穴の空いている部分、偶然ヒットした部分が存在する。し



図 4.11 エンドキャップセクター 0 の RoI0 における $p_{\rm T} \ge 8 \text{ GeV}$ (左) と $p_{\rm T} \ge 9 \text{ GeV}$ (右) のヒットマップ。この差分が $p_{\rm T} = 8 \text{ GeV}$ として判定される領域である。

たがって、ヒットマップクリーナーというアルゴリズムを動かし、ヒットマップの最適化を行う。以 下にヒットマップクリーナーのアルゴリズムを説明する。

- 1. エントリー数が3以下のビンは削除する。(偶然ヒットしたマスを削除する。)
- 2. 隣接するビンのヒットが2つ以下であるとき、そのビンは削除する。(孤立したヒットを削除 する。)
- 3. 周囲にヒットがあるビンが 6 つ以上のとき、そのビンのエントリーは 1 とする。(穴の開いた 部分を埋める。)

上記のヒットマップクリーナーのアルゴリズムを1番から順番に要求し、ヒットマップを最適化を 行った結果を図 4.12 に示す。また、図 4.13 に p_T 閾値が1 GeV から 40 GeV までヒットマップを 重ね合わせた CW を示す。

4.2.2 Coincidence Window の選別と $p_{\rm T}$ の決定

続いて、作成した 40 段階の $p_{\rm T}$ 判定が可能な CW から 15 枚の最終的に用いるヒットマップを選 別し、15 段階の $p_{\rm T}$ 値の決定を行う。

図 4.13 にあるような CW を各 RoI ごとに作成する。実際に Run-3 で用いることができるのは 15 段階の判定であるので、40 段階の判定ができる CW から用いる 15 枚のヒットマップを選ばなけれ ばならない。また、Run-3 では $p_{\rm T}$ 値の決定方法を Run-2 とは異なる方法を導入した。これはより $p_{\rm T}$ 判定を正確にし、不変質量トリガーにおける性能を向上させるためである。以下では、CW の選 定方法と $p_{\rm T}$ 値の決定方法の違いを説明する。

各 RoI ごとに磁場の影響や検出器のアライメントが異なるのでヒットマップの形も変わってくる。



図 4.12 エンドキャップセクター 0 の RoI0 の $p_T \ge 8$ GeV のヒットマップ。左図が修正前、右 図が Hit Map Cleaner をかけた後。孤立した部分や穴の開いた部分がなくなっていることが見て 取れる。

本来であれば各 RoI ごとに用いる 15 枚のヒットマップを選ぶことが最も丁寧なやり方ではあるが、 本研究では全ての RoI をまとめて評価し、用いる 15 段階のヒットマップを選定した。具体的には、 ヒットマップを作成したサンプルとは別にシングルミューオンの MC サンプルを用意し、各ヒット マップに入る *p*^{offline} 分布を作成する。これをガウスでフィットし、その Mean 値をそのヒットマッ プで判定される *p*_T 値として設定し、そこから 15 段階の *p*_T 値を判定できる 15 枚のヒットマップを 選別する。

これにより決定された $p_{\rm T}$ 値は Run-2 における $p_{\rm T}$ 閾値とは少し異なる。Run-2 ではそのヒッ トマップにおけるトリガー効率を基準に $p_{\rm T}$ 閾値を決定していた。すなわち、表 3.1 における pt number=6 は $p_{\rm T} \ge 20$ GeV のミューオンの効率が十分にあるという基準で $p_{\rm T} \ge 20$ GeV を設定し ていた。しかし、Run-3 からはそのヒットマップに入る最も多いミューオンの $p_{\rm T}$ 値をそのヒット マップの $p_{\rm T}$ 値とする。これにより、Run-2 では効率から閾値が判定されていたが、Run-3 からは そのヒットマップに入るより正確なミューオンの $p_{\rm T}$ 値が判定できるようになる。さらに、初段トリ ガーにおける不変質量の計算をより正確に行えるようになる。従って、ここからは Run-2 で判定さ れる $p_{\rm T}$ 値と Run-3 で判定される $p_{\rm T}$ 値を区別するために、前者を $p_{\rm T}$ 閾値、後者を measured- $p_{\rm T}$ と 呼ぶ。この $p_{\rm T}$ の決定方法をトリガー効率から決めるのか、各ヒットマップに入るミューオンの $p_{\rm T}$ から決めるのかによる違いの評価は 4.2.3 節で行なっている。

続いて、measured- $p_{\rm T}$ の決定を行う。図 4.14、図 4.15、図 4.16、図 4.17、図 4.18 は 1~40 ま でのヒットマップに入る $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布を示した。この図のフィットの mean 値から各ヒットマッ プで判定できる measured- $p_{\rm T}$ 値を設定する。表 4.1 は 40 枚のヒットマップに入る $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布 をフィットした mean 値の表である。この表から 15 枚のヒットマップを選別する。選別方法は Run-2 におけるシングルミューオンの閾値である $p_{\rm T} \ge 20$ GeV を基準にそれ以下の $p_{\rm T}$ 値を詳細



図 4.13 エンドキャップセクター 0、RoI0 における $p_{\rm T}$ 閾値が 1 から 40 GeV までのヒットマッ プを重ね合わせた CW。この CW を各 RoI ごとに作成し最終的に用いる 15 枚のヒットマップを 選別し 15 段階の $p_{\rm T}$ 判定が可能な CW を作成する。

に判定できるようにする。従って、1 GeV 刻みで $p_{\rm T}$ 判定を行えるように用いるヒットマップを 1,3,5,6,7,9,10,12,13,15,17,19,21,23 の 14 枚を選別し、残り 1 枚はより大きな $p_{\rm T}$ 値を判定できるよ うにヒットマップの 29 枚目を採用した。これにより、Run-3 から判定可能な measured- $p_{\rm T}$ 値は 3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14,15,18,20 GeV となった (表 4.2)。Run-2 における $p_{\rm T}$ 閾値は表 3.1 に示 している。

図 4.19 に Run-3 で用いる CW の例を示す。各数字が Run-3 で判定される pt number に対応する。真ん中に引かれた白い線は電荷識別の境界線である。実際に CW に白い線が引かれているわけではなく、pt number の正負によって電荷を識別する。電荷識別は白線より上の $\Delta R, \Delta \phi$ を持つミューオン候補の電荷はマイナス、反対に白線より下のミューオン候補はプラスの符号と判定される [56]。

同様の作成手順で2ステーションコインシデンスの場合の CW も作成する。2ステーションのイ ベントは磁場によって大きく曲げられた低い $p_{\rm T}$ のイベントだと考えられるので、ワイヤー、スト リップのどちらか一方だけが2ステーションコインシデンスの場合、CW の作成には measured- $p_{\rm T}$ が 3~6 GeV のヒットマップのみを用い、ワイヤーとストリップがどちらも2ステーションコイン シデンスの場合、CW の作成には measured- $p_{\rm T}$ が 3, 4 GeV のヒットマップのみを用いて2ステー ションにヒットを残したイベントから同様の方法で CW を作成する。



図 4.14 1~8 番目のヒットマップに入る p_{T}^{offline} 分布。このフィットの Mean 値から各ヒット マップが判定できる p_{T}^{L1} 値を設定する。



図 4.15 9~16 番目のヒットマップに入る $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布。このフィットの Mean 値から各ヒット マップが判定できる $p_{\rm T}^{\rm L1}$ 値を設定する。

4.2.3 15 段階 measured-p_T 評価

続いて、Run-3 に向けて決定した 15 段階の measured- $p_{\rm T}$ を用いてトリガー効率の評価を行う。ト リガー効率 ϵ は式 (4.1) で計算する。今回はシングルミューオンの MC サンプルを用いて評価する。 TGC の新しい $p_{\rm T}$ 値のトリガー効率を評価したいので、式 (4.1) の全ミューオン数は TGC にヒッ トした全オフラインミューオンを指す。そのうち、調べたい $p_{\rm T}$ 値以上の RoI が発行されたオフライ ンミューオン数を調べ、効率を計算する。図 4.20 に 2 ステーションコインシデンスと 3 ステーショ ンコインシデンスを含めた TGC のトリガー効率の Turn-on curve を、図 4.21 が 3 ステーションコ インシデンスのみを含めた Turn-on curve、図 4.22 にが 3 ステーションコインシデンスのみで hot roi フラグを要求した結果の Turn-on curve を示した。比較のため、図 4.23 に Run-2 の Turn-on curve を示している。Run-2 と比較して Run-3 では同程度の効率を維持し、より細かい粒度で $p_{\rm T}$ 判



図 4.16 17~24 番目のヒットマップに入る $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布。このフィットの Mean 値から各ヒット マップが判定できる $p_{\rm T}^{\rm L1}$ 値を設定する。



図 4.17 25~32 番目のヒットマップに入る $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布。このフィットの Mean 値から各ヒット マップが判定できる $p_{\rm T}^{\rm L1}$ 値を設定する。

定が可能なことがわかる。図 4.24 には Run-2 の各閾値と同程度のパフォーマンスである Run-3 の Turn-on curve を示した。Run-2 における $p_T \ge 4$ GeV と Run-3 における $p_T = 3$ GeV、Run-2 に おける $p_T \ge 6$ GeV と Run-3 における $p_T = 5$ GeV、Run-2 における $p_T \ge 10$ GeV と Run-3 にお ける $p_T = 8$ GeV、Run-2 における $p_T \ge 20$ GeV と Run-3 における $p_T = 14$ GeV が最も近い対応 関係であり、Run-2 と同程度に鋭く立ち上がっていることが見て取れる。Run-3 では CW の作成を 1500 万イベントのシングルミューオンサンプルを用いて行なったが、より多くの統計量を用いて作 成することでより狙った p_T で立ち上がり、高効率を維持する CW の作成が期待できる。

続いて、 $p_{\rm T}$ 分解能を $p_{\rm T}$ residual を用いて評価する。 $p_{\rm T}$ residual は式 (4.2) で表される。RoI で 判定される $p_{\rm T}^{\rm L1}$ とマッチしたオフラインミューオンの $p_{\rm T}^{\rm offline}$ が近ければ 0 に近づく。0 から離れる だけ RoI で判定される $p_{\rm T}^{\rm L1}$ が $p_{\rm T}^{\rm offline}$ とずれていることになる。Run-3 では判定可能な $p_{\rm T}$ 値が 15



図 4.18 33~40 番目のヒットマップに入る $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布。このフィットの Mean 値から各ヒット マップが判定できる $p_{\rm T}^{\rm L1}$ 値を設定する。

ヒットマップ No.	$p_{\rm T} ~[{\rm GeV}]$	ヒットマップ No.	$p_{\rm T} \; [{\rm GeV}]$
<u>1</u>	3.6	<u>21</u>	15.0
2	2.8	22	15.4
<u>3</u>	3.5	<u>23</u>	15.9
4	4.3	24	16.5
<u>5</u>	5.2	25	17.0
<u>6</u>	6.0	26	17.6
<u>7</u>	6.7	27	18.8
8	7.4	28	19.4
<u>9</u>	8.1	<u>29</u>	20.6
<u>10</u>	8.8	30	21.4
11	9.4	31	21.9
$\underline{12}$	10.1	32	22.3
<u>13</u>	10.6	33	22.8
14	11.2	34	23.1
$\underline{15}$	11.8	35	23.6
16	12.3	36	24.0
<u>17</u>	12.8	37	24.4
18	13.3	38	24.9
<u>19</u>	13.8	39	25.3
20	14.4	40	×

表 4.1 40 枚のヒットマップに入る $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布をフィットした mean 値の表。この表から 3~20 GeV までの 15 枚のヒットマップを選別した。

$p_{\rm T}$ Number	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
measured- $p_{\rm T}$ [GeV]	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	18	20

表 4.2 Run-3 における 15 段階の measured-pT の値。3~20 GeV まで 15 段階で判定できるようになった。



図 4.19 Run-3 における CW の一例。各数字が Run-3 で判定される pt number に対応する。 真ん中に引かれた白い線は電荷識別の境界線であり、白線より上の $\Delta R, \Delta \phi$ を持つミューオン候 補の電荷はマイナス、反対に白線より下のミューオン候補はプラスの符号と判定される。

段階に増設されたので、細かい粒度でより正確な $p_{\rm T}$ 判定が可能であると期待される。従って、こ の $p_{\rm T}$ residual を $p_{\rm T}^{\rm offline}$ に関して 1 GeV ごとに作成し、細かい $p_{\rm T}$ の範囲における分解能の向上 を見る。トリガー効率と同様にシングルミューオンの MC サンプルを用いて評価する。図 4.25、図 4.26 に Run-3、Run-2 における $p_{\rm T}^{\rm offline}$ に関して 1 GeV ごとに作成した $p_{\rm T}$ residual 分布を示した。 Run-2 では飛び飛びの $p_{\rm T}$ 値しか判定できないため、分布も飛び飛びとなっているのに対し、Run-3 では 15 段階に増設されることにより 1 GeV 刻みでも 0 を中心とした分布が得られている。図 4.27 には 1 GeV 刻みの $p_{\rm T}$ residual 分布の Mean 値と Sigma を示した。Run-2 と比べ Run-3 ではなだ らかで良いパフォーマンスが得られる。



図 4.20 Run-3 における 15 段階の measured- p_T を用いた Turn-on curve。2 ステーション、3 ステーションコインシデンスを用いた Turn-on curve。15 段階の measured- p_T の分離が見て取れる。



図 4.21 Run-3 における 15 段階の measured- $p_{\rm T}$ を用いた Turn-on curve。3 ステーションコ インシデンスのみを用いた Turn-on curve。



図 4.22 Run-3 における 15 段階の measured- $p_{\rm T}$ を用いた Turn-on curve。3 ステーションコ インシデンスのみかつ、hot roi フラグを用いた Turn-on curve。



図 4.23 Run-2 における TGC の p_T 閾値を用いた Turn-on curve [47]。Run-2 では CW に p_T 判定以外の役割もあったため、実質判定できる p_T 閾値は 4 段階しかなかった。



図 4.24 Run-2 の TGC における Turn-on curve と同程度のパフォーマンスである Run-3 の measured- $p_{\rm T}$ の比較。Run-2 と Run-3 の $p_{\rm T}$ 値の対応関係を示す。Run-2 の MU4 と Run-3 の MU3、MU6 と MU5、MU10 と MU8、MU20 と MU14 が対応する。



 $p_T \ residual = \frac{p_T^{\text{L1}} - p_T^{\text{offline}}}{p_T^{\text{offline}}}$ (4.2)

図 4.25 TGC における 1 GeV 刻みの p_T residual 分布 (1~8 GeV)。青が Run-3 のおける新し い measured- p_T を用いた結果、オレンジが Run-2 における 6 段階の p_T 閾値を用いた結果であ る。Run-2 は実質 4 段階しか判定できなかったため、飛び飛びの分布であるが、Run-3 では 15 段階に増設されることにより 0 を中心とした分布が得られている。

新しく 15 段階の measured-pT を定め、pT 分解能は Run-2 の 6 段階よりも向上することを示し



図 4.26 TGC における 1 GeV 刻みの p_T residual 分布 (9~16 GeV)。青が Run-3 のおける新 しい measured- p_T を用いた結果、オレンジが Run-2 における 6 段階の p_T 閾値を用いた結果で ある。Run-2 は実質 4 段階しか判定できなかったため、飛び飛びの分布であるが、Run-3 では 15 段階に増設されることにより 0 を中心とした分布が得られている。



図 4.27 Run-2 における p_T 閾値と Run-3 における measured- p_T の p_T residual の Mean (左) と標準偏差 (右) の比較。Run-2 に比べ Run-3 の方がなだらかで良いパフォーマンスが得られる ことを示した。

た。続いて、 $p_{\rm T}$ 値の決定方法を変更したことによる効果も示しておく。より正確な $p_{\rm T}$ 値を判定可能になるので、 $p_{\rm T}$ 分解能の向上、不変質量分解能の向上が期待される。以下で、実際に 15 段階のmeasured- $p_{\rm T}$ をトリガー効率をもとに $p_{\rm T}$ 閾値に変更し、 $p_{\rm T}$ 分解能、不変質量分解能を調べる。

まず、15 段階の measured- $p_{\rm T}$ をトリガー効率から Run-2 と同様の $p_{\rm T}$ 閾値に変更する。図 4.28 に Run-2 の TGC における $p_{\rm T} \ge 20$ GeV をトリガーとした時の Turn-on curve を示した。この分 布を誤差関数でフィットし、 $p_{\rm T}$ が 20 GeV の時のトリガー効率から、90% を $p_{\rm T}$ 閾値を決める基準 とする。式 (4.3) に Turn-on curve のフィットに用いた誤差関数を示す。[A]~[D] は自ら設定するパ ラメータを表している。[A] がオフセット、[B] がプラトー、[C] が Turn-on curve の半値、[D] が Turn-on curve の傾きのパラメータである。

Error Function =
$$[A] + 0.5 \cdot [B] \cdot \left(1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int e^{-\frac{x - [C]}{\sqrt{x \cdot [D]}}}\right)$$
 (4.3)



図 4.28 Run-2 の TGC における $p_T \ge 20$ GeV をトリガーとした時の Turn-on curve。Turn-on curve を誤差関数 (Error Function) でフィットし、閾値の 20 GeV の時のトリガー効率を 90% と求めた。

続いて、15 段階 $p_{\rm T}$ 値の Turn-on curve を用いてトリガー効率 90% における $p_{\rm T}$ 閾値を決定する。 図 4.29 に 15 段階 $p_{\rm T}$ 値を用いた Turn-on curve とトリガー効率 90% の閾値線を示した。ここから、 15 段階の $p_{\rm T}$ 閾値を表 4.3 のように決定した。トリガー効率が 90% では低い $p_{\rm T}$ で Turn-on curve が重なってしまうので同じ 8 GeV と設定した。ここから measured- $p_{\rm T}$ と比較を行う。



図 4.29 Run-3 の 15 段階 pT 値を用いた Turn-on curve とトリガー効率 90% の閾値線。

$p_{\rm T}$ No.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$p_{\rm T}$ 閾値 [GeV]	6	8	8	8	9	10.5	11	12.5	13.5	15	17	18.5	20	21.5	28.5

表 4.3 トリガー効率 90% における 15 段階の pT 閾値。この閾値と measured-pT を比較する。

まず、 $p_{\rm T}$ residual を評価する。先ほどと同様にオフラインで再構成されたミューオンの $p_{\rm T}$ を 1 GeV ごとに区切りに 20 GeV まで $p_{\rm T}$ residual 分布を作成する。それから Mean と標準偏差を評価 する。図 4.30 に measured- $p_{\rm T}$ を用いた $p_{\rm T}$ 値と $p_{\rm T}$ 閾値を用いた $p_{\rm T}$ 値の $p_{\rm T}$ residual の Mean (左) と標準偏差 (右)の比較を示した。measured- $p_{\rm T}$ を用いた時の方が Mean も標準偏差も0 に近い値が 得られることから、再構成されたミューオンの $p_{\rm T}$ に近いのより正確な値が得られること示した。

同様に初段トリガーの情報を用いた不変質量分解能でも評価を行う。不変質量の計算式などの詳細 は 4.6.1 章に示している。今回 $B_s \rightarrow \mu\mu$ の MC サンプルを用いてダイミューオンとトリガーされた イベントから不変質量を計算する。その際に、 $p_{\rm T}$ の値だけを変更し、measured- $p_{\rm T}$ を用いる方が良 いのか、 $p_{\rm T}$ 閾値を用いた方が分解能が良いのかを Mass residual で評価する。Mass residual の計 算式は式 (4.5) に示したが、 $p_{\rm T}$ residual の計算式を不変質量の値に変更しただけである。すなわち、 0 に近い方が真のミューオンの不変質量に近い値が計算できていると言うことになる。図 4.31 に 15 段階 measured- $p_{\rm T}$ を用いた Mass residual と 15 段階の $p_{\rm T}$ 閾値を用いた Mass residual の比較を示 した。両分布をガウシアンでフィットしたところ measured- $p_{\rm T}$ を用いた Mass residual(緑) では、 Mean が 0.01、標準偏差が 0.25 に対し、 $p_{\rm T}$ 閾値を用いた Mass residual では、Mean が 0.45、標準 偏差が 0.33 であることから measured- $p_{\rm T}$ を用いる方が正確な不変質量も計算でき、measured- $p_{\rm T}$ を用いることの有用性を示した。



図 4.30 measured- p_T を用いた p_T 値と p_T 閾値を用いた p_T 値の p_T residual の Mean (左) と 標準偏差 (右) の比較。measured- p_T を用いた時の方が Mean も標準偏差も 0 に近い値が得られ ることがわかる。

今までの評価は MC サンプルのフラットな p_T 分布における p_T residual 分布の Mean と標準偏差 を評価し、Run-2 よりも良い結果が得られた。しかし、実際のデータではミューオンの p_T 分布はフ ラットではない。従って、Run-2 データを用いて同様に p_T residual を評価したとき MC の場合と 大きくパフォーマンスがずれるようなことが起きないか確認する必要がある。

Run-2 データに Run-3 用の CW を用いて measured- $p_{\rm T}$ を判定し、MC と同様に 1 GeV 刻みで $p_{\rm T}$ residual 分布を作成する。この時、Run-2 データはトリガーを通過したものだけが保存されてお り、各トリガーには閾値があるためバイアスが存在する。これにより、例えば $p_{\rm T}$ が 10 GeV を境に イベント数が急増するということが起きる。その結果、residual 分布にも影響を及ぼす。そこで、Z ボソン、 J/ψ 由来のミューオンを用いた Tag&Probe 法を用いて低い $p_{\rm T}$ でピークとなり高い $p_{\rm T}$ に


図 4.31 15 段階 measured- p_T を用いた Mass residual と 15 段階の p_T 閾値を用いた Mass residual の比較。measured- p_T を用いた結果 (緑) の方が 0 を中心とした分布となっており、 measured- p_T を用いることが良いと言うことがわかる。

かけてイベント数が連続的に減少していく分布や、反対に低い *p*_T から高い *p*_T にかけてイベント数が増加していく分布を用いて評価を行う。

Tag&Probe 法では内部飛跡検出器とミューオン検出器でそれぞれ独立に再構成され、その後飛跡 が結合できたミューオン候補を用いる。1回のバンチ衝突においてこのようなミューオンが二つ以上 存在するイベントのみを用いて行う。それらのミューオン内、任意の二つの電荷が異符号のミューオ ンを選び、二つのミューオンが 0.1 < $\Delta \phi$ < 3.0 とミューオン間の距離が 0.2 より大きいペアで不変 質量 $M_{\mu\mu}$ を計算する。この二つのミューオン間の距離でカットをかけることで、近接しすぎている ミューオンペアを取り除く。図 4.32 に J/ψ の $M_{\mu\mu}$ の分布を示す。その不変質量が J/ψ の質量の 3.1 GeV に近い、2.8 < $M_{\mu\mu}$ < 3.4 GeV のミューオンペアを選択する。選ばれたミューオンペアは J/ψ 由来であり、これらのミューオンは正しく再構成されたミューオンであることが保証される。

こうして選ばれたミューオンペアの内、どちらか一方を Tag ミューオンとする。Tag ミューオン の衝突点での運動量方向を $\eta_{\text{Tag}}, \phi_{\text{Tag}}$ とする。続いてこの Tag ミューオンがトリガーを通過した ミューオンであることを確かめる。 HLT_mu20_2mu2noL1_JpsimumuFS という J/ψ 由来の p_{T} が高 いミューオンに対するトリガーが発行された飛跡の衝突点における運動量方向を $\eta_{\text{HLT}}, \phi_{\text{HLT}}$ とした とき、 $\Delta \eta = \eta_{\text{Tag}} - \eta_{\text{HLT}}, \Delta \phi = \phi_{\text{Tag}} - \phi_{\text{HLT}}$ を用いて、オフラインミューオンとの運動量方向の 差 $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2}$ を定義する。図 4.33 に Tag ミューオンと HLT の ΔR を示す。ここで $\Delta R < 0.005$ ならば Tag ミューオンが HLT を発行したとみなす。この時、HLT に要求するトリガー が J/ψ 由来の p_{T} が 20 GeV 以上のミューオンであるため、Tag ミューオンに対し、 $p_{\text{T}} > 20$ GeV の条件を要求しておく。Tag ミューオンが HLT を発行しているとみなされた時、もう一つのミュー オンを Probe ミューオンとする。

Tag ミューオンが HLT を発行していると見なされているため、Probe ミューオンは正しく再構成 されたミューオンであり、発行されたトリガーとは独立なミューオンであるということになる。こ の Probe ミューオンを用いて *p*_T residual を計算することで、低い *p*_T でピークを持ち、高い *p*_T に



図 4.32 オフラインミューオンペアの不変質量分布。2.8 < $M_{\mu\mu}$ < 3.4 GeV の範囲を J/ψ 由来 のミューオンペアとする。



図 4.33 Tag ミューオンと HLT の ΔR 分布。 $\Delta R < 0.005$ ならば Tag ミューオンが HLT を発行したものとする。

かけてイベント数が連続的に減少していく $p_{\rm T}$ 分布で評価できる。TGC の $p_{\rm T}$ residual を評価する ため、TGC 方向のものに限定し、Probe ミューオンの方向を $\eta_{\rm Probe}$, $\phi_{\rm Probe}$ 、L1 が発行された RoI の方向を $\eta_{\rm L1}$, $\phi_{\rm L1}$ とすると、 $\Delta \eta = \eta_{\rm Probe} - \eta_{\rm L1}$, $\Delta \phi = \phi_{\rm Probe} - \phi_{\rm L1}$ を用いて ΔR を計算すること ができる。図 4.34 に Probe ミューオンと L1 との ΔR を示す。ここで、 $\Delta R < 0.03$ ならば Probe ミューオンが L1 を通過しているものとする。

このようにして J/ψ 由来のミューオンペアで Tag&Probe を行った結果、図 4.35 に示すような $p_{\rm T}$ 分布となった。この結果を用いて、TGC における 15 段階の $p_{\rm T}$ 値を用いた $p_{\rm T}$ residual を評価



図 4.34 Probe ミューオンと RoI 間の ΔR と Probe ミューオンの $p_{\rm T}$ との相関。 $\Delta R < 0.03$ な らば Probe ミューオンが L1 を通過したものとする。

する。

また、Z ボソン由来のミューオンペアについても Tag&Probe を行い、同様に p_T residual を評価 する。Z ボソンについての Tag&Probe は過去の吉田さんの修士論文を参考に行ったのでそちらを参 考にして欲しい [46]。



図 4.35 L1 を通過した Probe ミューオンの $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布。この分布を用いて $p_{\rm T}$ residual を計算する。

図 4.36 と図 4.37 に $p_{\rm T}$ residual の Mean と標準偏差の結果を示した。 J/ψ の Tag&Probe を行った結果の $p_{\rm T}$ residual も Z の Tag&Probe を行ったどちらも MC の結果と同程度の性能を得ること ができた。故に、データに対しても良い $p_{\rm T}$ 分解能を持つことが確認された。



図 4.36 Run-3 における TGC の measured- p_T を用いた MC の p_T residual とデータ (J/ψ) の Mean (左) と標準偏差 (右) の比較。データの分布が途中までしかないのは低い p_T しかイベン トがないためである。



図 4.37 Run-3 における TGC の measured- p_T を用いた MC の p_T residual とデータ (Z) の Mean (左) と標準偏差 (右) の比較。MC の結果と同程度の性能が得られた。

4.3 RPC における Run-3 に向けた新しい $p_{\rm T}$ 値の決定

Run-3 において RPC では TGC のように p_T 閾値が増設されることはないが、新しい CW が導入 され Run-2 と異なる p_T 判定が可能になる。従って、RPC においても新しい CW によって判定さ れる measured- p_T を決めなければならない。TGC と同様の方法で RPC における measured- p_T の 決定を行った。図 4.38 に各 CW に入る p_T^{offline} 分布とその Fit を示した。CW=3 の分布だけ他の分 布と異なるのは、CW=3 まで 2 ステーションコインシデンスの Low- p_T 判定を行うことができる。 従って、オフラインで再構成されたミューオンが High- p_T にも関わらず、RPC に 2 ステーションし かヒットを残さなかった場合、CW=3 とトリガー判定されてしまうため、High- p_T まで分布が広がっ ている。また、図 4.38 に示したように 1 番大きな measured- p_T は TGC の Turn-on curve との比較 から最も近いパフォーマンスのものを採用した。この結果から RPC で判定できる measured- p_T の 値を 4,6,7,8,12,14 GeV とした。図 4.39 に RPC の新しい CW を用いた Turn on curve を示した。

新しい RPC の p_T 値に関して p_T 分解能の評価を TGC の場合と同様に行った。図 4.40、図 4.41、図 4.42 に RPC における Run-2、Run-3 の p_T 値を用いた p_T residual を示す。青が Run-3 の measured- p_T を用いた結果、オレンジが Run-2 の閾値を用いた結果である。Run-3 では最大が 14GeV になるので p_T residual の範囲も 1~14 GeV で作成している。ただし、1~2 GeV は 0 イベ ントだったのでグラフは載せていない。青の分布では Run-3 の p_T 値である 4、6、7、8、12、14 GeV で 0 を中心とした分布が見て取れる。図 4.43 に p_T residual を 1 GeV 刻みで作成した時の



図 4.38 RPC における新しい CW に入る p_T^{offline} 分布。図に示した Fit から各 CW の p_T 値 を決定する。CW=3 の分布だけ他の分布と異なるのは、CW=3 まで 2 ステーションコインシ デンスの Low- p_T 判定を行うことができる。従って、オフラインで再構成されたミューオンが High- p_T にも関わらず、RPC に 2 ステーションしかヒットを残さなかった場合、CW=3 とトリ ガー判定されてしまうため、High- p_T まで分布が広がっている。RPC における最も大きな p_T 値 は TGC の Turn-on curve と比較し、最も近いパフォーマンである MU14 と決定した。

Mean と標準偏差の分布を示す。Run-2 では p_T 閾値が 4,6,10,20 GeV だったのに対し、Run-3 から は measured- p_T が 4,6,7,8,12,14 GeV となるので p_T residual の範囲を 1~14 GeV の範囲で 1 GeV 刻みに作成した。Mean、標準偏差ともに Run-2 よりも良い結果が得られた。

4.4 新しいオーバーラップリムーバルの開発と評価

本章の初めに述べたようにミューオン検出器には物理的に重なっている部分が存在し、そのオー バーラップした部分にミューオンが通過すると誤って2ミューオンと誤判定されてしまう。そのフェ イク2ミューオンを取り除くアルゴリズムがオーバーラップリムーバルである。Run-2においても オーバーラップリムーバルは実装されていた。しかし、MUCTPI が 16 台の MIOCT からなるこ とにより MIOCT の境界でオーバーラップリムーバルを要求できない領域が存在していた。また、



図 4.39 RPC における新しい CW を用いた Turn on curve。



図 4.40 RPC における p_T residual 分布の比較。青が Run-3 の measured- p_T を用いた結果、 オレンジが Run-2 の閾値を用いた結果である。1~2 GeV は 0 事象だったのでグラフは載せてい ない。



図 4.41 RPC における $p_{\rm T}$ residual 分布の比較。青が Run-3 の measured- $p_{\rm T}$ を用いた結果、 オレンジが Run-2 の閾値を用いた結果である。

Run-2 においてはバレルとエンドキャップの境界ではオーバーラップリムーバルのアルゴリズムが 存在しなかった。Run-3 からは MUCTPI が一枚の ATCA ボードに改良にされ、取り除けなかった 領域に関してもオーバーラップリムーバルを適用できるようになる。また、それと同時に今までは実 装されていなかったバレル–エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルの開発も行ったので以下 で報告する。

4.4.1 オクタントバウンダリーにおけるオーバーラップリムーバル

図 4.44 に一つの MIOCT がカバーする領域と適用されるオーバーラップリムーバルを示した。た だし、Run-2 ではバレル–エンドキャップのオーバーラップリムーバルは適用されていない。Run-2 では MIOCT ごとにオーバーラップリムーバルを行なっていたため、検出器の A-side、C-side でそ れぞれ 8 個の境界線でオーバーラップリムーバルが適用できなかった。これをオクタントバウンダ リーと呼ぶ。Run-3 では MUCTPI が一枚の ATCA ボードへ刷新されるのでオクタントバウンダ リーでもオーバーラップリムーバルを適用できるようになる。従って、この MUCTPI の改良により トリガーレートの削減が期待される。

図 4.45 の左図に 2018 年の Run-2 データに対し、MUCTPI において 10 GeV 以上の *p*_T をもつ ミューオン候補が二つ以上検出されたイベント (L1_2MU10) を η、φ の二次元でプロットした。η が 1.05 より大きい TGC 領域でオクタントバウンダリーが確認できる。RPC では MIOCT の境界で検 出器の重なりが存在しないため、オクタントバウンダリーも存在しない。

図 4.45 の右図にオクタントバウンダリーにもオーバーラップリムーバルを適用した結果を示した。 オクタントバウンダリーにおけるイベント過多を取り除けていることがわかる。オクタントバウンダ



図 4.42 RPC における p_T residual 分布の比較。青が Run-3 の measured- p_T を用いた結果、オレンジが Run-2 の閾値を用いた結果である。Run-3 では最大が 14 GeV になるので p_T residual の範囲も 1~14 GeV で作成している。



図 4.43 RPC における p_T residual 分布の Mean と標準偏差の分布。オレンジが Run-2、青が Run-3 のパフォーマンス。Run-3 では RPC で 4~14 GeV まで判定可能であるので p_T residual も 1 GeV 刻みに 1~14 GeV まで作成し、その Mean と標準偏差を比較した。Run-3 の方が Mean も標準偏差も小さく良い結果が得られた。



図 4.44 1MIOCT におけるオーバーラップ領域。MIOCT 間の境界は Run-2 までオーバーラッ プリムーバルを実装できなかった (オクタントバウンダリー)[59]。

リーを取り除くアルゴリズムは、隣り合うトリガーセクターの隣接する RoI においてダイミューオ ンと判定されたイベントをオーバーラップによるフェイクミューオンとして取り除いた。詳しくは Run-2 におけるオーバーラップリムーバルを開発した門田さんの修論を参考にして欲しい [58]。



図 4.45 2018 年の Run-2 データにおいて、 $p_{\rm T}$ が 10 GeV 以上のミューオン候補が二つあるイベントの η 、 ϕ の二次元分布。左図がオクタントバウンダリーのオーバーラップリムーバルを適用する前で、右図が適用後。

4.4.2 バレル-エンドキャップ間におけるオーバーラップリムーバル

Run-2 において、バレル-エンドキャップ間でのオーバーラップリムーバルは適用されていなかっ た。しかし、図 4.46 に示したように磁場によって曲げられたミューオンは RPC と TGC の境界で はどちらも通過する可能性がある。従って、バレル-エンドキャップ間でもオーバーラップリムーバ ルを適用することでトリガーレートを抑えられることが期待される。しかし、バレル-エンドキャッ プ間は他の領域と異なり検出器が水平に重なっていないのでオーバーラップする領域がわからない。 従って、バレルとエンドキャップの境界付近にシングルミューオンを飛ばした MC サンプルを作成 し、ダイミューオンと検出されたイベントの多い領域をオーバーラップする領域とした。また、検出 器は磁場によって 8 回転対象とし、A-side と C-side で別々にサンプルを作成し調べた。



図 4.46 バレル–エンドキャップ間のオーバーラップの図。磁場によって曲げられたミューオン は TGC と RPC のどちらも通過する可能性があり、オーバーラップリムーバルが必要である。

図 4.47 にシングルミューオンの MC サンプルを用い、バレル–エンドキャップの境界でダイミュー オンと検出されたイベントの η、φ 分布を示した。各ビンが TGC、RPC における RoI を示してい る。この結果から、バレル–エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルを行う対象の RoI を以下 のように定めた。

- TGC と RPC の境界から 3 列目までの RoI である。
- 低運動量から高運動量のミューオン候補がダイミューオンとして誤判定されている。
- A-side と C-side、 η 、 ϕ で対称になる。

表 4.4 に図 4.47 における分布からバレル–エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルを行う対象 の RoI を示した。表 4.4 と対応する RoI を他の領域でも同様にオーバーラップリムーバルの対象と した。

4.4.3 Run-3 に向けたオーバーラップリムーバルの評価

オクタントバウンダリーとバレル-エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルによるトリガー レートへの影響を調べた。Run-2 の 2018 年のデータに対し、MUCTPI でダイミューオン候補が検 出されたイベントに対し、新しいオーバーラップリムーバルを適用し、イベントレートの減少割合か ら Run-3 から期待されるトリガーレートを見積もる。ただし、ここではオーバーラップリムーバル の効果だけを評価するために、Run-2 の *p*T 閾値を用いて評価している。

図 4.48 に 2 ミューオンが p_T 閾値 4 GeV でトリガーされたイベント (2MU4) に対して新しいオー バーラップリムーバルを適用した結果である。緑色と黄色、赤色を全て合わせた部分が Run-2 にお いて 2MU4 のトリガーで検出されたダイミューオン候補の η 分布で、赤色の部分がオクタントバウ ンダリーにおけるオーバーラップリムーバルで取り除くことができるイベント、黄色の部分がバレ ル-エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルで取り除くことができるイベントである。従って、 Run-3 では MUCTPI において 2MU4 と検出されたダイミューオンイベントの η 分布は緑の分布と



図 4.47 シングルミューオンがバレルとエンドキャップの境界で 2 ミューオンと判定されたイベ ントの分布。-1.05 が TGC と RPC の境界でありその付近でダイミューオンと誤判定されている イベントが多い。

バレルセクター	バレル RoI	エンドキャップセクター	エンドキャップ RoI
	27	0	1,2,3,5,6,7,9,10,11
		1	3,7,11
	25	1	0~11
31		2	0,4,8
	22	0	$1,\!2,\!3,\!5,\!6,\!7$
		1	3,7
	20	1	0~7
		2	0,4
	26	2	3,7,11
		3	1,2,3,5,6,7,9,10,11
	24	1	0,4,8
0		2	0~11
	23	2	3,7
		3	1,2,3,5,6,7
	21	1	0,4
		2	0~7

表 4.4 C-side、図 4.44 におけるバレル–エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルの対象と なる RoI の表。これに対応する RoI を他の領域にも同様に適用する。

期待される。図 4.49 は 2 ミューオンが $p_{\rm T}$ 閾値 6 GeV でトリガーされたイベント (2MU6) に対し て新しいオーバーラップリムーバルを適用した結果で、図 4.50 が 2 ミューオンが $p_{\rm T}$ 閾値 10 GeV でトリガーされたイベント (2MU10) に対して適用した結果である。



図 4.48 2018 年の Run-2 データにおいて MUCTPI で 2MU4 でトリガーされたダイミューオ ン候補の η 分布 (緑 + 黄 + 赤) と、新しいオーバーラップリムーバルを適用した結果 (緑)。黄色 がバレル–エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルで取り除かれるイベントで、赤色がオク タントバウンダリーで取り除かれるイベントである。

新たなオーバーラップリムーバルを用いた各トリガーにおいて削減されるイベントレートと、Run-3 から期待されるトリガーレートを表 4.5 に示した。2MU4 に関しては-5.6%、2MU6 では-17.4%、 2MU10 では-15.8% のイベントを削減でき、トリガーレートを大きく抑えることができる。

トリガー L1 アイテム	トリガーレート $(L = 2 \times 10^{-34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1})$
L1_2MU4	$80 \to 75.5 \text{ kHz} (-5.6\%)$
L1_2MU6	$8 \rightarrow 6.6 \ \mathrm{kHz} \ (\text{-}17.4\%)$
L1_2MU10	$2.3 \rightarrow 1.9 \ \mathrm{kHz} \ (\text{-}15.8\%)$

表 4.5 各トリガーメニューに対し新しいオーバーラップリムーバルによって Run-3 から期待さ れるトリガーレートと削減されるイベントレート。

新しいオーバーラップリムーバルによってトリガーレートを大きく抑えることがわかったが、新し く開発したバレル-エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルが J/ψ 由来などの真のダイミュー オンイベントを誤ってオーバーラップによるフェイクミューオンとして取り除いてしまわないか評価 した。具体的には Run-2 の 2018 年のデータを用いて、ダイミューオンイベントから J/ψ の不変質 量を計算する。同様に新しいオーバーラップリムーバルによって取り除かれたイベントを用いて不変 質量を組み、J/ψ の不変質量を持つイベントの何 % を誤って取り除いてしまったのかを調べる。

図 4.51 にその結果を示した。赤線でフィットされている分布がダイミューオンイベントで不変質量を組んだ結果で、J/ψの不変質量付近でピークが見える。紫線でフィットされている分布が新しい オーバーラップリムーバルで取り除かれたイベントの不変質量分布である。この結果から、J/ψ イ



図 4.49 2018 年の Run-2 データにおいて MUCTPI で 2MU6 でトリガーされたダイミューオ ン候補の η 分布 (緑 + 黄 + 赤) と、新しいオーバーラップリムーバルを適用した結果 (緑)。黄色 がバレル–エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルで取り除かれるイベントで、赤色がオク タントバウンダリーで取り除かれるイベントである。



図 4.50 2018 年の Run-2 データにおいて MUCTPI で 2MU10 でトリガーされたダイミューオ ン候補の η 分布 (緑 + 黄 + 赤) と、新しいオーバーラップリムーバルを適用した結果 (緑)。黄色 がバレル–エンドキャップ間のオーバーラップリムーバルで取り除かれるイベントで、赤色がオク タントバウンダリーで取り除かれるイベントである。

ベントを誤って取り除く割合は 0.2% のみであることがわかった。また、Run-2 までに実装されてい たオーバーラップリムーバルでも同様の検証を行なっており、J/ψ イベントを誤って取り除く割合 は約 1.5% と見積もられていた [58]。このことから、新たに開発したオーバーラップリムーバルにお いて誤って物理事象を取り除く割合は十分に小さいと言える。



図 4.51 J/ψ を用いたオーバーラップリムーバルの検証。赤線でフィットされた J/ψ の不変質 量分布が全ダイミューオンイベントで不変質量を組んだ結果で、紫線でフィット分布は新しいオー バーラップリムーバルで取り除かれたイベントの不変質量分布。

4.5 TGC におけるミューオン候補の増加によるトリガーレートへの 影響の見積もり

Run-3 から TGC において SL と MUCTPI の電子回路が改良される。その恩恵の一つに各電子回 路間を従来の電気ケーブルから光リンクへ改良されることにより、送受信できる情報量が増大し各ト リガーセクターごとに送ることができるミューオン候補の数が Run-2 の最大 2 個から最大 4 個へ増 加する。それにより、今までは $\tau \to 3\mu$ などの崩壊過程でミューオンがブーストされ同じトリガーセ クターに入った結果、Run-2 ではそのうち $p_{\rm T}$ の大きい二つしか検出できなかったが、Run-3 からは 三つとも検出可能になる。しかし、同時にバックグランドのイベントが増加し、トリガーレートが増 大する可能性がある。従って、TGC において各トリガーセクターから送ることができるミューオン 候補が 2 から 4 個へ増加した時のトリガーレートへの影響を調べる必要がある。

具体的には、Run-2 の 2018 年のデータを用いて TGC において SL の制約により後段へ送ること ができなかったミューオン候補の情報を用いて、どの程度発行される RoI が増加するかを調べる。こ のとき、MUCTPI へ送ることができなかったミューオン候補の情報を用いるために、TGC の Wire の ID と Strip の ID がすでに発行された RoI のものとは異なる ID の候補を採用することにする。 結果を表 4.6 に示した。3 ミューオンが $p_{\rm T}$ 閾値 4GeV でトリガーされたイベント (3MU4) に関して は 0.8%、4 ミューオンが $p_{\rm T}$ 閾値 4GeV でトリガーされたイベント (4MU4) に関しては 1.5% 程度 のレートの増加に抑えられることがわかった。

トリガー L1 アイテム	トリガーレート $(L = 2 \times 10^{-34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1})$
L1_3MU4	$3.53 \rightarrow 3.56 \text{ kHz} (+0.8\%)$
L1_4MU4	$0.35 \rightarrow 0.36 \text{ kHz} (+1.5\%)$

表 4.6 TGC の各トリガーセクターにおいて SL から MUCTPI へ送るミューオン候補の増加に よるトリガーレートへの影響。

続いて $\tau \to 3\mu$ の MC サンプルを用いてどの程度発行される RoI が増加するかを調べた。図 4.52 にその結果を示した。横軸が RoI が三つ以上発行されたイベントの $p_{T,\tau}$ 分布で、ピンク色が SL か ら最大 4 個ミューオン候補を送ることができる時の分布で、緑色が最大 2 個の時の分布である。この 結果から、TGC において SL から MUCTPI へ各トリガーセクターごとに送ることが可能なミュー オン候補が最大 4 個になることにより、トリガーできる $\tau \to 3\mu$ のイベントは約 11% も増加するこ とがわかった。



図 4.52 $\tau \to 3\mu$ の MC サンプルにおける、ミューオン候補の増加の影響。横軸を RoI が 3 つ以 上発行されたイベントの $p_{\rm T}^{\rm offline}$ 分布。ピンク色が SL から最大 4 候補送ることができる時の分布 で、緑色が最大 2 個の時の分布である。

4.6 Run-3 における L1Topo のパフォーマンスの評価

L1Topo ではマルチミューオン候補の情報を用いて不変質量や、ミューオン間の距離を計算し、 セレクションをかけトリガー判定を行うことができる。3.3.4 節で示したように Run-3 に向けて L1Topo の電子回路が改良され、MUCTPI から L1Topo へのデータフォーマットが表 3.2 から図 3.40 へ刷新される。その結果、L1Topo における不変質量分解能の向上が期待される。以下では、 Run-3 において L1Topo で期待される不変質量分解能を Run-2 との比較を用いて評価を行ったので 説明する。

4.6.1 L1Topo における不変質量を用いた評価

L1Topo における不変質量分解能の評価を行う。Run-2 における L1Topo の不変質量のパフォー マンスを出すために MUCTPI の RoI の情報から、 η 、 ϕ を 3-bit の時の位置情報に修正し、 $p_{\rm T}$ を 2-bit にするために $p_{\rm T}$ number=3 以上のイベントは全て 10 GeV と、MIOCT ごとに最大 2 候補し か L1Topo へ送れないため、各 MIOCT 領域ごとに 2 を超える RoI があったときは $p_{\rm T}$ の高いもの から二つ選び L1Topo へ送るように設定を行い、Run-2 における不変質量分布を作成した。

また、Run-3 に関しては RoI 単位の位置情報、RPC、TGC 共に Run-3 用の mesuared- $p_{\rm T}$ を用 い、不変質量を計算するミューオン候補に対し、新しいオーバーラップリムーバル、電荷識別、hot roi flag を要求し、不変質量を計算する。

具体的には B_s 中間子が二つのミューオンに崩壊する MC sample を用いて不変質量を計算する。 B_s 中間子の不変質量は 5.4 GeV にピークを持つ。また、二体崩壊による不変質量 $M_{\mu\mu}$ は式 (4.4) で計算できる。

$$M_{\mu\mu}^2 = 2p_{\mathrm{T},1}p_{\mathrm{T},2}(\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2)) \tag{4.4}$$

ここで、 $p_{T,i}, \eta_i, \phi_i, (i = 1, 2)$ はそれぞれの粒子の p_T, η, ϕ を表す。図 4.53 に $B_s \rightarrow \mu\mu$ の MC sample を用いて、Run-2 における L1Topo の性能で不変質量を組んだ結果と、Run-3 の性能で不 変質量を計算した結果を示した。Run-2 における不変質量の分布では、どの分布も0の bin にイベ ントが多いことが見て取れる。これは、位置分解能が悪いことにより二つのミューオンが近接した RoI を鳴らした時に、同じ位置情報を L1Topo へ送ることにより、不変質量を計算すると 0 になっ てしまうことが原因である。Run-3のパフォーマンスでは0の bin のイベントが極端に減っている ことがわかる。また、Run-2 では位置分解能、pr 分解能が悪いために、不変質量分布も滑らかでな いが、Run-3では位置分解能、pT分解能の向上により、滑らかな不変質量分布が得られる。さらに、 Run-2 では MIOCT ごとに最大 2 候補しか送れなかったため、もし高い pr と判定されるバックグ ランドやオーバーラップリムーバルがあった場合、正しいミューオンペアで不変質量を組むことがで きなかった。従って Run-3 では MIOCT 単位でなく、A-side、C-side で最大 16 候補を L1Topo へ 送れることから、正しいミューオンペアで不変質量を計算できる割合が増え、エンドキャップで検出 されたミューオンペアの不変質量分布以外で B_s中間子の不変質量付近のイベントが増加している。 逆にエンドキャップで検出されたミューオンペアで組んだ不変質量の分布は、Run-2よりも少なく なっている。これは、エンドキャップのミューオンペアには電荷識別を要求していることで、誤って 発行された RoI と不変質量を組む割合が減少し、不変質量分布全体のイベント数が減少している。

続いてこの不変質量分布を用いて Mass Residual を評価した。Mass Residual は式 (4.5) で表さ れる。ここで、 $M_{\mu\mu}^{L1}$ は RoI の情報を用いて計算した不変質量、 $M_{\mu\mu}^{\text{offline}}$ は真のミューオン情報を用 いて計算した不変質量になる。図 4.54 に Mass Residual の分布を示す。不変質量分布と同様に、エ ンドキャップのミューオンペアで不変質量を計算した分布以外では Run-2 より Run-3 の方が 0 付近 のイベントが増加していることが見て取れる。表 4.7 に Mean と標準偏差を示した。Run-2 と比較 してよい結果が得られた。

Mass residual =
$$\frac{M_{\mu\mu}^{\rm L1} - M_{\mu\mu}^{\rm offline}}{M_{\mu\mu}^{\rm offline}}$$
(4.5)



図 4.53 Run-2 と Run-3 における L1Topo での不変質量分布。左上が全領域における分布、右 上がバレル領域のミューオンペアのみで不変質量を組んだ結果、左下がバレルとエンドキャップ のミューオンペアで不変質量を組んだ結果、右下がエンドキャップのミューオンペアで不変質量 を組んだ結果。



図 4.54 Run-2 と Run-3 における L1Topo での Mass Residual 分布。左上が全領域における ミューオンペアを対象にした結果、右上がバレル領域のミューオンペアのみで不変質量を組んだ 結果、左下がバレルとエンドキャップのミューオンペアで不変質量を組んだ結果、右下がエンド キャップのミューオンペアで不変質量を組んだ結果。

$B_s \to \mu \mu$	Run-2		Run-3	
	Mean	Sigma	Mean	Sigma
All Region	0.025	0.280	0.053	0.252
RPC only	0.078	0.290	0.077	0.252
RPC-TGC pairs	0.130	0.261	0.075	0.244
TGC only	-0.048	0.255	0.013	0.251

表 4.7 図 4.54 における各分布の Mean と標準偏差の表。

第5章

Run-3 に向けた初段ミューオントリガーの運用方針

Run-3 に向けてアップグレードした性能を用いてトリガーメニューの決定を行う。

初段トリガー及び後段トリガーでは、限られたレートの中に必要な情報を収めなければならない。 初段トリガー、後段トリガーにおけるトリガー要求を合わせたものをトリガーチェインを呼び、トリ ガーチェインとトリガーレートの配分をまとめたものがトリガーメニューである。

第4章では Run-3 に向けた初段ミューオントリガーの改良による性能の向上を評価した。この章 では Run-3 における性能を用いて Run-3 に向けた初段トリガーにおけるトリガーメニューの決定を 行う。

5.1 トリガーメニュー

トリガーメニューは初段トリガー、後段トリガーの限られたレートをどのトリガーチェインに配分 するかまとめたものである。図 5.1 に Run-2 の 2018 年におけるトリガーメニューを示した。これに よると、ルミノシティが 2.0 × 10^{34} cm⁻²s⁻¹ において、ミューオンのシングルレプトントリガーで は初段トリガーで、 $p_{\rm T}$ 閾値 20 GeV のトリガーに 16 kHz が配分されている。同様に、Run-3 にお いても Run-3 の性能を用いてトリガーメニューの決定を行わなければならない。

5.2 初段シングルミューオントリガー

初段シングルミューオントリガーのトリガーレートを見積もる。Run-3 では瞬間ルミノシティ が 2.0 × 10³⁴ cm⁻²s⁻¹ であるため、まずこのルミノシティにおける TGC の初段トリガーでの シングルミューオンのトリガーレートを見積もる。2018 年の Run-2 データを用いて Run-3 の 新しい $p_{\rm T}$ 値に設定し、トリガーレートを計算する。Run-2 データにはトリガーにプリスケール によるバイアスが存在するため、バイアスのない状態でトリガーレートを計算するために、まず HLT_noalg_L1MU4 ($p_{\rm T}$ 閾値が 4 GeV でバイアスのないトリガー) というトリガーチェインを要求 する。その後、HLT_noalg_L1MU4 が鳴ったイベントの中で MUx が鳴ったイベントがいくら存在す るかを調べ、ルミノシティが 2.0 × 10³⁴ cm⁻²s⁻¹ の時の L1MU4 のトリガーレート (~ 1700 kHz) をかけることで MUx のトリガーレートを見積もる。式 (5.1) に計算式を示した。Run-2 の 2018 年のデータでは TGC のストリップが 2 ステーションコインシデンスの情報が残っていないため、 Run-3 における 2 ステーションコインシデンスのトリガーレートを正しく見積もれないので、3 ス

		Trigger Selection		L1 Peak	HLT Peak
Trigger	Typical offline selection	L1 [GeV]	HLT [GeV]	Rate [kHz]	Rate [Hz]
				$L=2.0\times10^{3}$	$4 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
	Single isolated μ , $p_{\rm T} > 27$ GeV	20	26 (i)	16	218
	Single isolated tight $e, p_{\rm T} > 27 {\rm GeV}$	22 (i)	26 (i)	31	195
Single leptons	Single μ , $p_{\rm T} > 52 \text{ GeV}$	20	50	16	70
	Single $e, p_{\rm T} > 61 {\rm GeV}$	22 (i)	60	28	20
	Single τ , $p_{\rm T}$ > 170 GeV	100	160	1.4	42
	Two μ , each $p_{\rm T} > 15$ GeV	2 × 10	2×14	2.2	30
	Two μ , $p_{\rm T}$ > 23, 9 GeV	20	22, 8	16	47
	Two very loose e , each $p_{\rm T} > 18 \text{ GeV}$	2 × 15 (i)	2 × 17	2.0	13
Two leptons	One <i>e</i> & one μ , $p_{\rm T} > 8, 25 {\rm GeV}$	20 (µ)	7, 24	16	6
Two reptons	One loose e & one μ , $p_{\rm T} > 18$, 15 GeV	15, 10	17, 14	2.6	5
	One <i>e</i> & one μ , $p_{\rm T} > 27, 9 {\rm GeV}$	22 (e, i)	26, 8	21	4
	Two τ , $p_{\rm T}$ > 40, 30 GeV	20 (i), 12 (i) (+jets, topo)	35, 25	5.7	93
	One τ & one isolated μ , $p_{\rm T}$ > 30, 15 GeV	12 (i), 10 (+jets)	25, 14 (i)	2.4	17
	One τ & one isolated $e, p_{\rm T} > 30, 18 \text{ GeV}$	12 (i), 15 (i) (+jets)	25, 17 (i)	4.6	19
	Three very loose $e, p_{\rm T} > 25, 13, 13 \text{ GeV}$	20, 2 × 10	24, 2 × 12	1.6	0.1
	Three μ , each $p_{\rm T} > 7 {\rm GeV}$	3×6	3×6	0.2	7
Three leptons	Three μ , $p_{\rm T} > 21, 2 \times 5$ GeV	20	20, 2 × 4	16	9
	Two μ & one loose $e, p_{\rm T} > 2 \times 11, 13$ GeV	$2 \times 10 \ (\mu)$	2 × 10, 12	2.2	0.5
	Two loose e & one μ , $p_{\rm T} > 2 \times 13$, 11 GeV	$2 \times 8, 10$	2 × 12, 10	2.3	0.1
Signle photon	One loose γ , $p_{\rm T} > 145$ GeV	24 (i)	140	24	47
	Two loose γ , each $p_{\rm T} > 55 {\rm GeV}$	2 × 20	2 × 50	3.0	7
Two photons	Two γ , $p_{\rm T}$ > 40, 30 GeV	2 × 20	35, 25	3.0	21
	Two isolated tight γ , each $p_{\rm T} > 25 \text{ GeV}$	2 × 15 (i)	2 × 20 (i)	2.0	15
	Jet $(R = 0.4), p_{\rm T} > 435 {\rm GeV}$	100	420	3.7	35
Single jet	Jet $(R = 1.0), p_{\rm T} > 480 {\rm GeV}$	111 (topo: $R = 1.0$)	460	2.6	42
	Jet ($R = 1.0$), $p_{\rm T} > 450$ GeV, $m_{\rm jet} > 45$ GeV	111 (topo: $R = 1.0$)	420, $m_{jet} > 35$	2.6	36
	One <i>b</i> (ϵ = 60%), <i>p</i> _T > 285 GeV	100	275	3.6	15
	Two <i>b</i> ($\epsilon = 60\%$), $p_{\rm T} > 185, 70 {\rm GeV}$	100	175, 60	3.6	11
<i>b</i> -jets	One b ($\epsilon = 40\%$) & three jets, each $p_{\rm T} > 85$ GeV	4 × 15	4 × 75	1.5	14
	Two <i>b</i> (ϵ = 70%) & one jet, <i>p</i> _T > 65, 65, 160 GeV	2 × 30, 85	2 × 55, 150	1.3	17
	Two b ($\epsilon = 60\%$) & two jets, each $p_{\rm T} > 65$ GeV	$4 \times 15, \eta < 2.5$	4 × 55	3.2	15
	Four jets, each $p_{\rm T} > 125 \text{ GeV}$	3 × 50	4 × 115	0.5	16
Multijata	Five jets, each $p_{\rm T} > 95 {\rm GeV}$	4 × 15	5 × 85	4.8	10
wungets	Six jets, each $p_{\rm T} > 80 \text{ GeV}$	4 × 15	6 × 70	4.8	4
	Six jets, each $p_{\rm T} > 60$ GeV, $ \eta < 2.0$	4 × 15	$6 \times 55, \eta < 2.4$	4.8	15
$E_{\mathrm{T}}^{\mathrm{miss}}$	$E_{\rm T}^{\rm miss} > 200 {\rm GeV}$	50	110	5.1	94
•	Two μ , $p_{\rm T} > 11, 6$ GeV, $0.1 < m(\mu, \mu) < 14$ GeV	11,6	11, 6 (di-µ)	2.9	55
Durbanian	Two μ , $p_{\rm T} > 6$, 6 GeV, 2.5 < m(μ , μ) < 4.0 GeV	$2 \times 6 (J/\psi, \text{topo})$	$2 \times 6 (J/\psi)$	1.4	55
B-physics	Two μ , $p_{\rm T}$ > 6, 6 GeV, 4.7 < m(μ , μ) < 5.9 GeV	$2 \times 6 (B, \text{topo})$	$2 \times 6 (B)$	1.4	6
	Two μ , $p_{\rm T}$ > 6, 6 GeV, 7 < m(μ , μ) < 12 GeV	2 × 6 (Y, topo)	2 × 6 (Y)	1.2	12
Main Rate	· · · ·				1750
B-physics and I	light States Rate			86	200
P, Sies and I				1	

図 5.1 Run-2 の 2018 年におけるトリガーメニュー [60]。

テーションコインシデンスと hot roi フラグを要求した時のトリガーレートを見積もった。また、 TGC における Run-3 用の 15 段階 $p_{\rm T}$ 値の判定に用いている CW は MC をもとに作成しており、 TGC の BW の位置は設計上の位置となっている。しかし、図 5.2 に TGC のずれの概要を示した。 実際には BW の内側にかけられた磁場などにより BW の位置が設計上の位置より少しずれている。 従って、データを用いて評価する際、本来はデータのアライメントに合わせて CW を修正し、 $p_{\rm T}$ 判定を行わなければならない。先行研究では、CW の最適化により全体で 10% ~ 20% のトリガー レートの削減が可能になると見積もられている [61]。CW の修正は実際に Run-3 が始まりある程度 のデータを収集してから、再構成されたミューオンの $p_{\rm T}$ と RoI で発行された $p_{\rm T}$ との比較から修正 を行う予定である。今回は MC ももとに作成した CW を使用してトリガーレートを見積もる。

 $MUx のレート [kHz] = \frac{MUx が鳴ったイベント}{HLT_noalg_L1MU4 が鳴ったイベント} \times L1_MU4 のレート (1700 kHz)$ (5.1) 図 5.3 に 3 ステーションコインシデンスの時と hot roi フラグも要求した時の TGC におけるシン



図 5.2 理想的な TGC の位置と実際の TGC の位置にはズレが存在する [61]。ずれによって $p_{\rm T}$ 判定の際など TGC の M3 と M1 のヒット位置が大きく (または小さく)なり、MC を用いて作成した CW では正しい $p_{\rm T}$ が判定できない。

グルミューオンのトリガーレートを示した。Run-2 におけるシングルミューオンのトリガー閾値は $p_{\rm T} = 20 \text{ GeV}$ であり、それに対応する Run-3 の measured- $p_{\rm T}$ は 14 GeV だった。従って、Run-3 でも Run-2 と同程度の閾値と仮定すると TGC だけで 20 kHz 程度のトリガーレートとなることが わかる。



図 5.3 TGC における 3 ステーションコインシデンス (MUxF) と hot roi フラグ (MUxFH) を 要求した時のシングルミューオンのトリガーレート。



によってシングルミューオンのトリガーレートは 14 kHz ($L = 3.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)まで抑えられる ことが先行研究で確かめられている [55]。しかし、2022 年からの Run-3 開始時点で A-side、C-side の両方に NSW を設置し稼働させることが難しくなっている。もし NSW の導入が間に合わなかっ た時、導入されるまでは Run-2 における EI/FI と Tile カロリメータで TGC 領域におけるインナー コインシデンスをとる。従って NSW が間に合わなかった場合を想定し、Tile カロリメータと EIFI を用いたインナーコインシデンスを取った時のトリガーレートも調べておく必要がある。

5.2.1 Tile カロリメータを用いたトリガー

Tile カロリメータと TGC のインナーコインシデンスを要求した時のトリガーレートを調べる。 Tile カロリメータと TGC のインナーコインシデンスについては 3.2.4 節に示したが、Tile カロリ メータと TGC BW のコインシデンスを考える時、TMDB モジュールとトリガーセクター (RoI) の 対応関係が必要になる。つまり、ある RoI が発行された時、どの TMDB モジュールにエネルギー閾 値を超えるエネルギー損失が確認されたらコインシデンスが取れたことにするかを定義しなければな らない。これはすでに先行研究で調べられており、矢ヶ部さんの修士論文を参考にしてほしい [62]。 ここでは簡単に TMDB モジュールとトリガーセクター、そして RoI の対応関係を説明する。

図 5.4 に横軸を初段トリガーのトリガーセクターの番号を、縦軸に TMDB モジュールの番号を取 り、初段トリガーにおいて RoI が発行されたトリガーセクターと、同じイベントに 500 MeV 以上の エネルギー損失が確認された TMDB モジュールを二次元にプロットした図を示した。これにより、 トリガーセクターと対応する TMDB モジュールがわかる。さらに図 5.5 に拡大した図を示した。図 中の赤線で囲まれた部分が 1 つの SL が処理する範囲を示している。従って、1 つのトリガーセク ターに対し、最大 4 つの TMDB モジュールとコインシデンスの要求が可能となる。また、RoI に関 しては Tile カロリメータがカバーする 1.05 < |η| < 1.3 の範囲にある RoI=1~39 までが Tile カロ リメータとコインシデンスを取る領域となる。

Tile カロリメータのカバーする領域には EI と重なっている領域がある。Run-2 では Tile カロリ メータの情報より EI の情報を優先して用いている。従って、Tile カロリメータがカバーする領域で も EI の情報を用いるため、Tile の情報を使用しない領域が存在する。従って、TGC の SSC 単位、 RoI 単位で、Tile の情報を参照するか否かの判定を行うため、Run-2 で用いられていた Look-Up Table を参照しインナーコインシデンスを要求するように設定した。

5.2.2 EIFI とのインナーコインシデンス

Tile とのコインシデンスに続き、EIFI とのコインシデンスも行う。EIFI とのコインシデンスに関 しても、TGC BW の SSC、RoI ごとに EI、もしくは FI を参照するのか、もしくは EIFI がカバー していない領域なのかを判断し、コインシデンスの確認を取らなければならない。従って、EIFI に 関しても Run-2 で用いていた Look-Up Table を用いて TGC BW の RoI ごとに EIFI とコインシ デンスを取るか否かを判定する。図 5.6 に Tile、EIFI とコインシデンスを取る RoI におけるコイ ンシデンスのトリガー効率を示した。母数をオフラインミューオンとマッチングが取れた MU20 の RoI とし、そのうち Tile、EIFI とコインシデンスが取れた RoI とのトリガー効率を計算している。 青から黄色にかけて効率が良くなるので、インナーコインシデンスの取る RoI ではほぼ全ての領域 で Tile、EIFI とコインシデンスが取れていることがわかる。ここから、インナーコインシデンスを 要求し、さらに3 ステーションコインシデンスと hot roi フラグを要求した時のトリガーレートを調



図 5.4 TMDB モジュールとトリガーセクターの対応関係 [62]。



図 5.5 図 5.4 の拡大図 [62]。赤い点線で区切られた部分が一つの SL が処理する範囲を示してい る。従って、一つのトリガーセクターに対し、最大 4 つの TMDB モジュールとコインシデンス の要求が可能である。

べる。

図 5.7 に TGC における 3 ステーションコインシデンス (MUxF) と hot roi フラグ (MUxFH) を 要求した時と、Tile カロリメータ、EIFI とのインナーコインシデンスをとった時のシングルミュー オンのトリガーレートを示した。



図 5.6 Tile カロリメータ、EIFI とコインシデンスを取る RoI におけるコインシデンスのトリ ガー効率。母数をオフラインミューオンとマッチングが取れた MU20 の RoI とし、そのうち Tile カロリメータ、EIFI とコインシデンスが取れた RoI と効率を計算している。青から黄色にかけて 効率が良くなるので、Tile、EIFI とコインシデンスを取る RoI ではほぼすべての領域で Tile コ インシデンスが取れている。

5.2.3 RPC におけるトリガーレート

TGC だけでなく RPC のトリガーレートも見積もり、初段ミューオントリガーにおけるシングル ミューオン全体のトリガーレートを見積もる。しかし、Run-2 データに Run-3 用の RPC の $p_{\rm T}$ 値 を導入できないため、Run-2 の $p_{\rm T}$ 値のままトリガーレートを見積もる。Run-2 における RPC の MU20 は Run-3 における MU14 と同程度のパフォーマンスであるため、そこから Run-3 における ルミノシティ下でのトリガーレートを概算する。

トリガーレートの見積もり方法は TGC と同じである。図 5.8 にルミノシティが 2.0×10³⁴ cm⁻²s⁻¹ での RPC における Run-2 の $p_{\rm T}$ 値を用いたトリガーレートを示す。

5.2.4 Run-3 のシナリオを考慮したトリガーレート

LHC における Run-3 の運転は、2022 年から始まる予定である。それまでにミューオン検出器の 改良を全て実装し、Run-3 の開始から動かすことが目標となる。しかし、現時点ではシングルミュー オンのトリガーレートに関する改良だけをとっても、Run-3 の開始時点に実装され、動かすことが難 しい現状である。また、実装が間に合ったとしても新検出器が正しく動作するか確かめる期間が必要



図 5.7 TGC における 3 ステーションコインシデンス (MUxF) と hot roi フラグ (MUxFH) を要求した時と、Tile カロリメータ、EIFI とのインナーコインシデンスをとった時のシングル ミューオンのトリガーレート。



図 5.8 RPC における Run-2 の $p_{\rm T}$ 値を用いたシングルミューオントリガーレート $(L = 2.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1})_{\circ}$

になる。従って、Run-3 が始まった時に考えられる様々な状況に対し、シナリオを用意し準備して おくことが必要になる。このセクションでは Run-3 に想定される様々なシナリオにおけるシングル ミューオンのトリガーレートを見積もる。そして、Run-3 においてどのような状況下においても対応 できるように戦略を立てる。具体的には、Run-2 のシングルミューオントリガーのプライマリート リガーである MU20 に最も近い Run-3 の MU14 とその次に高い *p*T 値の MU15 に関してトリガー レート見積もり、RPC の MU20 の値と合計した初段シングルミューオントリガー全体のトリガー レートを計算する。そして、各シナリオにおいてどのトリガー要件で対応するかを決定する。Run-2 の 2018 年におけるシングルミューオントリガーのトリガーレートは 16 kHz だったため、Run-3 で も 16 kHz を基準にする。以下に、各シナリオにおけるトリガーレートを記載した。

- A-side、C-side の両方に NSW が実装され、BW とインナーコインシデンスが取れる場合 NSW とインナーコインシデンスを取る場合は、先行研究 [55] の結果を参考にした。トリガー レートは 13 kHz ($L = 2.0 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)と見積もられている。十分にトリガーレートを 抑えることができており、 $p_{\text{T}} \ge 14 \text{ GeV}$ と定める。
- A-side、C-sideの両方に NSW が実装されたが、BW とインナーコインシデンスを取らな い場合

A-side と C-side の両方に NSW が実装されたが NSW が正しく動作するか確認する必要があ り、導入初期は BW とインナーコインシデンスが取らないシナリオが考え得られる。その場 合、TGC では FH のフラグに加え、EI とコインシデンスをとる場合と、EI と Tile でコイン シデンスを取る場合が考えられる。

EI とのみコインシデンスを取る場合のトリガーレート:MU14 (MU15) = 22.3 (19.3) kHz EI と Tile でコインシデンスを取る場合のトリガーレート:MU14 (MU15) = 21.9 (18.9) kHz どちらも $p_{\rm T} \ge 14$ GeV ではトリガーレートが大きくなる。 $p_{\rm T} \ge 15$ GeV では TGC のアラ イメントを考慮することによって 16 kHz 程度にトリガーレートを抑えることができる。従っ て、このシナリオでは、 $p_{\rm T} \ge 15$ GeV と定める。

• A-side にのみ NSW が実装され、BW とインナーコインシデンスを取る場合

Run-3 の開始は、A-side にのみ NSW が導入され、C-side は開始に間に合わないというシナ リオが 1 番濃厚である。従って、A-side にのみ NSW が導入された場合のトリガーレートの 見積もり、トリガー要求の決定を決めることは非常に重要である。このシナリオでは、A-side では NSW、EI、Tile カロリメータとコインシデンスを取り、C-side では Run-2 と同じ Tile カロリメータ、EI/FI とコインシデンスを取ることを仮定する。

A-side で NSW、EI、Tile、C-side で EI/FI、Tile とコインシデンスをとる場合:MU14 = 14.5 kHz

十分にトリガーレートを抑えることができており、*p*_T ≥ 14 GeV と定める。

• A-side にのみ NSW が実装されたが、インナーコインシデンスを取らない場合

A-side にのみ NSW が実装されたが、NSW とインナーコインシデンスを取らない場合、TGC では FH のフラグに加え、A-side では EI と Tile、C-side では EIFI と Tile を用いることがで きる。従って、A-side で EI、C-side で EIFI とコインシデンスをとった場合のトリガーレー トと、A-side で EI と Tile、C-side で EIFI と Tile でコインシデンスをとった場合のトリガー レートを調べる。

A-side で EI、C-side で EIFI とコインシデンスを取る場合: MU14 (MU15) = 21.5 (18.7) kHz

A-side で EI と Tile、C-side で EIFI と Tile でコインシデンスを取る場合:MU14 (MU15) = 20.9 (18.2) kHz

どちらも $p_{\rm T} \ge 14$ GeV ではトリガーレートが大きくなる。 $p_{\rm T} \ge 15$ GeV では TGC のアラ イメントを考慮することによって 16 kHz 程度にトリガーレートを抑えることができる。従っ て、このシナリオでは、 $p_{\rm T} > 15$ GeV と定める。

• A-side も C-side も NSW が入らなかった場合

A-side も C-side も NSW が入らなかった場合、TGC では EIFI とコインシデンスを取る場合 と、EIFI と Tile でコインシデンスを取る場合が考えられる。 EIFI でコインシデンスを取る場合: MU14 (MU15) = 19.9 (17.3) kHz EIFI と Tile でコインシデンスを取る場合: MU14 (MU15) = 19.0 (16.6) kHz このシナリオでは EIFI のみでコインシデンスを取る場合は TGC のアライメントを考慮して もトリガーレートが大きいため $p_T \ge 15$ GeV と定め、EIFI、Tile とコインシデンスを取る場 合は、TGC のアライメントを考慮すると 16 kHz 程度にトリガーレートが抑えられると考え られるので $p_T \ge 14$ GeV で対応すると定める。



図 5.9 Run-3 において想定されるシナリオと各シナリオにおけるトリガー要件。 $p_{\rm T} \ge 14~{\rm GeV}$ もしくは、 $p_{\rm T} \ge 15~{\rm GeV}$ で対応する。

上記のように Run-3 において想定されるシナリオのトリガーレートを見積もり、図 5.9 にまとめた。 ここで、A-side も C-side も NSW が入らなかった場合における EIFI と Tile を用いてコインシデン スを取る条件は、Run-2 における条件と同じである。Run-2 では初段シングルミューオントリガー の MU20 におけるトリガーレートが 16 kHz(*L* = 2.0 × 10³⁴ cm⁻²s⁻¹) であったにもかかわらず、上 記の見積もりでは 19 kHz と大きくなっている。この原因は、TGC における Run-3 の CW がデー タのアライメントに合わせて修正されていないことが主な原因として考えられ、Run-2 におけるアラ イメントの研究 ([61]) では、エンドキャップ領域で約 21%、フォワード領域で約 11% トリガーレー トを削減可能と示されている。従って、Run-3 が開始され、データを十分に集めてから Run-3 にお ける TGC のアライメントを調節することでレートを抑えることが可能であると考えられる。

5.3 ダイミューオントリガー

続いて、ダイミューオンにおけるトリガーレートを調べる。2015 年のトリガーメニューである図 5.1 においては 10 GeV 以上の二つのミューオンというトリガーに対し、2.2 kHz が割り当てられて いた。Run-3 における性能を用いてダイミューオンのトリガーレートを調べる。

トリガーレートはシングルミューオン同様、Run-2 データを用いて評価する。従って、TGC に関 して 2 ステーションコインシデンスのイベントを含めたトリガーレートは見積もることができないの で、3 ステーションコインシデンスのトリガーレートを見積もる。また、用いる CW もデータのア ライメントを考慮しない MC 基準の CW を用いる。さらに、RPC に関しては、データに Run-3 の *p*T 値を現在実装できないため、Run-2 の *p*T 値を用いる。

図 5.10 に TGC におけるダイミューオントリガーレートを、図 5.11 に RPC におけるトリガー レートを示した。トリガーレートを計算する際、TGC、RPC を合わせた全領域で 2RoI が発行さ れるイベントを調べ、そこから、TGC と RPC ごとに各 *p*T 値におけるイベントレートを調べる。 TGC に関しては 3 ステーションコインシデンスを要求した場合、3 ステーションコインシデンスに 加え、hot roi フラグも要求した場合、さらにインナーコインシデンスも要求した場合に分けてトリ ガーレートを調べた。RPC に関してはそういった場合分けはないが、TGC の各条件によって RPC のトリガーレートも影響を受ける。図 5.11 の RPC のトリガーレートは、TGC が FH とインナーコ インシデンスを要求した場合におけるトリガーレートを記載している。TGC のアライメントを考慮 することで、トリガーレートを Run-2 と同程度に抑えられるので、RPC では Run-2 のトリガー要件 と同じ MU11 を、TGC でも Run-2 の MU11 と同程度のパフォーマンスを持つ MU8 をダイミュー オントリガーのトリガー要件とする。



図 5.10 TGC における 3 ステーションコインシデンス (MUxF) と hot roi フラグ (MUxFH) を要求した時のダイミューオンのトリガーレート。



図 5.11 RPC における Run-2 の $p_{\rm T}$ 値を用いたダイミューオントリガーレート ($L = 2.0 \times 10^{34} {\rm cm}^{-2} {\rm s}^{-1}$)。全領域で 2RoI が発行されたイベントを調べ、RPC と TGC で分けてトリガーレートを分けて調べている。この時、TGC は Tile、EIFI とコインシデンスを取る条件でトリガーを要求している。

5.4 不変質量を用いたミューオントリガー

続いて、不変質量を用いたミューオントリガーについて述べる。図 5.1 に B-physics に対するトリ ガーに 8 kHz が割り当てられている。これは、L1Topo における不変質量や ΔR の情報を用いて限 定した不変質量 (B、 J/ψ 、 Υ など)、 ΔR の領域のイベントのみをトリガーすることでダイミュー オントリガーでは拾えない低い $p_{\rm T}$ のイベントに感度を持たせることが目的である。以下では、特に B-physics に特化した Run-2 における不変質量を用いたトリガーについて詳しく述べ、Run-3 の性 能を用いて最適化をした新しいトリガーについて述べる。

5.4.1 Run-2 における不変質量を用いたトリガーメニュー

表 5.1 に Run-2 における *B*-physics に対するトリガーメニューを示す。図中のこのトリガーチェ インは各トリガーの内容を示しており、L1_BPH は Level-1 *B*-physics トリガーを表し、その後の 2M9 などは不変質量の範囲が 2 GeV~9 GeV の範囲を示し、2MU6 は二つのミューオン候補がどち らも 6 GeV の閾値以上の $p_{\rm T}$ をもつことを表す。また、2DR15 などは ΔR の範囲が 0,2~1.5 の間 であることを表す。そして、右のレートが Run-2 において各トリガーで推測されるレートである。 Run-2 における *B*-physics トリガーには不変質量の範囲が二つ存在する。一つが 2 GeV~9 GeV の 範囲でこれは主に *B、J/ψ* が二つのミューオンに崩壊するイベントをターゲットにしている。また、 もう一つの 8 GeV~15 GeV の範囲は Υ が二つのミューオンに崩壊するイベントをターゲットにし ている。

Run-2 における B-physics トリガーに関して 2MU6 の条件のもとでトリガー判定を行う、

初段 B-physics トリガーチェイン	トリガーレート $(L = 2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1})$
L1_BPH-2M9-2MU6_BPH-2DR15-2MU6	1.2 kHz
L1_BPH-8M15-2MU6_BPH-0DR22-2MU6	0.9 kHz

表 5.1 Run-2 における *B*-physics トリガー [63]。L1_BPH は Level-1 *B*-physics トリガーを 表し、その後の 2M9 などは不変質量の範囲が 2 GeV~9 GeV の範囲を示し、2MU6 は二つの ミューオン候補がどちらも 6 GeV の閾値以上の $p_{\rm T}$ をもつことを表す。

L1_BPH-2M9-2MU6_BPH-2DR15-2MU6 と L1_BPH-8M15-2MU6_BPH-0DR22-2MU6 の二つのト リガーについて、Run-2 における性能を用いて B、 J/ψ 、 Υ の MC サンプルからトリガー効率を調 べる。方法としては、B、 J/ψ 、 Υ が二つのミューオンに崩壊する MC サンプルを用いて、全イベン トのうち上記の二つのトリガーが鳴った割合を計算することで、B、 J/ψ 、 Υ に対するトリガー効率 を計算する。

physics	トリガー効率
J/ψ	4.1~%
В	20~%
Υ	19~%

表 5.2 L1_BPH-2M9-2MU6_BPH-2DR15-2MU6 と L1_BPH-8M15-2MU6_BPH-0DR22-2MU6 の二つのトリガーを要求した時の B、 J/ψ 、 Υ のトリガー効率。

5.4.2 Run-3 に向けた不変質量を用いたトリガー

ここからは、Run-3 における *B*-physics トリガーを考える。Run-3 では不変質量分解能の向上、 $p_{\rm T}$ 値の増設、フラグの要求などから Run-2 と比べ *B*-physics トリガーのパフォーマンス向上が期待 できる。従って、Run-3 の性能を用いて不変質量範囲、 ΔR 範囲を定め、*B*-physics トリガーの開発 を行い、Run-2 とトリガーレート、トリガー効率の比較を行う。



図 5.12 $\Upsilon \rightarrow \mu \mu$ サンプルを用いた Υ をターゲットにしたトリガーの不変質量カット後の ΔR 分布。Run-2 が赤、Run-3 が青の分布で、緑の線で囲まれた領域が Run-2 におけるトリガーで拾 う ΔR の範囲。適切な領域に設定されていないことがわかる。



図 5.13 Run-2 における初段トリガーの性能を用いた不変質量分布 (左) と ΔR 分布 (右)。バッ クグランドは 2018 年の Run-2 データを用いて HLT_noalg_L12MU4 のトリガーチェインが鳴っ たイベントにおける不変質量分布と ΔR 分布である、その他の分布は各粒子が二つのミューオン に崩壊する MC サンプルを用いて不変質量と ΔR を計算した分布である。各分布は積分した面積 が等しくなるようにスケーリングしている。

Run-3 に向けた *B*-physics トリガーの不変質量範囲、 ΔR 範囲を決めるにあたり、 $p_{\rm T}$ は Run-2 の 2MU6 と同程度のパフォーマンスが得られる 15 段階 measured- $p_{\rm T}$ の 2MU5 を条件とし、3 ステー ションコインシデンスフラグ、hot roi フラグ、電荷識別、新しいオーバーラップリムーバルを要求 する。その上で、Run-3 における不変質量範囲、 ΔR 範囲はそれぞれ独立に決めるのではなく、横軸



図 5.14 Run-3 における初段トリガーの性能を用いた不変質量分布 (左) と ΔR 分布 (右)。Run-3 の性能を用いるため、位置分解能を RoI 単位に向上させ、TGC は 15 段階の measured- p_T に し、3 ステーションコインシデンスフラグ、hot roi フラグ、電荷識別、新しいオーバーラップリ ムーバルを要求している。また、MC サンプルに関しては RPC も Run-3 用の新しい p_T 値を導入している。各分布は積分した面積が等しくなるようにスケーリングしている。



図 5.15 Run-3 における性能を用いた B (左上)、 J/ψ (右上)、 Υ (左下)、バックグランド (右下) の不変質量と、 ΔR の二次元分布。ピンクで囲まれた部分と緑で囲まれた部分が B-physics トリガーにおける不変質量、 ΔR 範囲とする。

不変質量、縦軸を ΔR とした二次元分布から、最も B、 J/ψ 、 Υ のシグナルを拾い、データから見積 もったバックグランドを取り除ける範囲を選択する。

図 5.15 に B、 J/ψ 、 Υ 、バックグランドの不変質量と ΔR の二次元分布を示した。この分布から、 Run-3 における *B*-physics トリガーに要求する不変質量範囲と ΔR 範囲を表 5.3 のように設定した。 新しく作成した Run-3 に向けた *B*-physics トリガーのトリガーレートとトリガー効率を調べる。 図 5.4 に Run-2 おける *B*-physics トリガーの条件と Run-3 における *B*-physics トリガーの条件を

トリガー	不変質量範囲	ΔR 範囲
J/ψ、B に対するトリガー	$2~{\rm GeV}{\sim}8~{\rm GeV}$	$0.3 \sim 2.0$
Υ に対するトリガー	$8~{\rm GeV}{\sim}13~{\rm GeV}$	$0.5 \sim 2.5$

表 5.3 Run-3 に向けた *B*-physics トリガーの不変質量範囲と ΔR 範囲。二つのトリガーを *B*、 J/ψ に対するトリガーと、 Υ に対するトリガーと分けて表記した。

簡易的に示した。さらに、Run-3 では電荷識別や hot roi などのフラグを加えて要求することができ る。従って、Run-3 の不変質量トリガーには、不変質量と Δ*R* のカットに加え、電荷識別する電荷 識別フラグ、磁場の悪いところを取り除く hot roi フラグ、TGC の 3 層を通過したことを示す 3 ス テーションコインシデンスフラグ、そして新しいオーバーラップリムーバルを要求する。トリガー レートは、2018 年の Run-2 データを用い、HLT_noalg_L12MU4 が鳴ったイベントに図 5.4 に示した Run-3 の条件とフラグを要求し、トリガーレートを見積もる。図 5.16 に、フラグとトリガー条件に よる効果を示した。J/ψ、B をターゲットにしたトリガーの効果 (左) と Υ をターゲットにしたトリ ガーの効果 (右) を示している。黄色が 3 ステーションコインシデンスフラグによってカットされる イベントで、オレンジが hot roi フラグ、ピンクが新しいオーバーラップリムーバル、水色が電荷識 別、黄緑が不変質量、Δ*R* カットで取り除かれるイベントを示している。黄色の 3 ステーションコイ ンシデンスフラグと hot roi フラグでカットされるイベントが約 22%、新しいオーバーラップリムー バルでカットされるイベントが約 6%、また、電荷識別でカットされるイベントも約 6% であった。 その結果、緑色のイベントが Run-3 における不変質量トリガーでトリガーされるイベントになる。

また、トリガー効率は B、 J/ψ 、 Υ の MC サンプルに図 5.4 に示した Run-3 の条件を要求し、トリガー効率を見積もる。

表 5.3 に Run-3 に向けた *B*-physics トリガーのトリガーレートを、表 5.6 に Run-3 に向けた *B*-physics トリガーを要求した時のトリガー効率を示した。表から Run-2 と同程度のトリガー効率 を維持したままトリガーレートを大きく削減できることがわかる。

		不変質量範囲	ΔR 範囲	p_{T} 範囲
Run-2	J/ψ、B に対するトリガー	$2 \sim 9 [\text{GeV}]$	$0.2 \sim 1.5$	$p_{\rm T}$ 閾値 $\geq 6 \; [GeV]$
	Ƴ に対するトリガー	$8{\sim}15~[{\rm GeV}]$	0~2.2	$p_{\rm T}$ 閾値 $\geq 6 \; [GeV]$
Run-3	J/ψ、B に対するトリガー	$2{\sim}8$ [GeV]	0.3~2.0	measured- $p_{\rm T} \ge 5 \; [\text{GeV}]$
	Υ に対するトリガー	$8{\sim}13~[{\rm GeV}]$	$0.5 \sim 2.5$	measured- $p_{\rm T} \ge 5 \; [{\rm GeV}]$

表 5.4 Run-2 における B-physics トリガーの条件と Run-3 における B-physics トリガーの条件。

	Run-2	Run-3
J/ψ、B に対するトリガー	$1.4 \mathrm{~kHz}$	$0.8 \mathrm{~kHz}$
Υ に対するトリガー	1.3 kHz	$0.7 \mathrm{~kHz}$

表 5.5 Run-2 と Run-3 における *B*-physics トリガーのトリガーレート。Run-2 と比べ大きく トリガーレートを抑えることができることがわかる。

Run-3 において *B*-physics トリガーに要求されるトリガーレートは 2.1 kHz である [63]。Run-3 に向けた *B*-physics トリガーの最適化によって Run-2 と同程度のトリガー効率を維持したまま、大 きくトリガーレートを抑えることができた。故に、2.1 kHz の用件のうち 0.6 kHz の余裕ができ、そ



図 5.16 ηの関数とした Run-3 における不変質量トリガーの効果。*J*/ψ、*B*をターゲットにした トリガーの効果 (左)と Υ をターゲットにしたトリガーの効果 (右)。黄色が 3 ステーションコイ ンシデンスフラグによってカットされるイベントで、オレンジが hot roi フラグ、ピンクが新しい オーバーラップリムーバル、水色が電荷識別、黄緑が不変質量、Δ*R* カットで取り除かれるイベ ントを示している。その結果、緑色のイベントが Run-3 における不変質量トリガーでトリガーさ れるイベントになる。

	Run-2	Run-3
J/ψ	4.1~%	4.1~%
В	20~%	20~%
Υ	$19 \ \%$	20 %

表 5.6 Run-2 と Run-3 における *B*-physics トリガーを要求した時のトリガー効率。Run-2 よ りトリガーレートを抑えつつ同程度のトリガー効率が維持できることがわかる。

の分新しいトリガーの導入が可能になる。したがって、より *B*-physics の (特に $B_s \rightarrow \mu\mu$ の) トリ ガー効率を向上させるトリガーの開発を行った。

具体的には、トリガーレートが増大するため *B*-physics トリガーに対し、 $p_T \ge 5$ GeV という閾値 を設定していた。この閾値によって拾うことができなかった $B_s \to \mu\mu$ 事象を拾うトリガーを開発 する。

図 5.17 に Run-3 における *B*-physics トリガーで $p_{\rm T}$ 値のカットにより拾うことができなかった $B_s \rightarrow \mu\mu$ イベントの不変質量と ΔR の二次元分布と、バックグランドイベントの不変質量と ΔR の 二次元分布を示した。この分布から、赤で囲んだ領域を新たに開発する $B_s \rightarrow \mu\mu$ に特化したトリ ガーにおける不変質量と ΔR 範囲とした。この結果、 $p_{\rm T}$ の閾値は 1 番低い $p_{\rm T}$ 値 (TGC は MU3、 RPC は MU4) とし、不変質量範囲を 4~6 GeV、 ΔR の範囲を 0.8~1.1 とする新しいトリガーを作 成した。このトリガーにおけるトリガーレートとトリガー効率を同様に調べたところ、トリガーレー トが 0.6 kHz、トリガー効率が +4% という結果になった。従って、Run-3 における $B_s \rightarrow \mu\mu$ のト リガー効率は 24% であり、Run-2 と比較して +4% 増加することが期待できる。

5.4.3 Run-3 における不変質量を用いたトリガーによる $B_s \rightarrow \mu\mu$ 析への影響

第 5.4.2 節で述べたように、Run-3 に向けた新たな不変質量を用いたトリガーを開発した。こ れにより、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 事象のトリガー効率が Run-2 と比べ 20% 増加すると期待される。従って 本節では、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ 解析への統計誤差への影響を調べる。2.2.4 節に示したように、現時点では $B^0 \rightarrow \mu\mu, B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ の探索は 2.4 σ の統計精度で発見しており、今後は統計量を増やすことで 5 σ



図 5.17 Run-3 における *B*-physics トリガーで $p_{\rm T}$ 値のカットにより拾うことができなかった $B_s \rightarrow \mu \mu \, 4$ ベントの不変質量と ΔR の二次元分布 (右)。また、バックグランドイベントの不変 質量と ΔR の二次元分布 (左)。赤線で囲んだ領域が新たに開発する $B_s \rightarrow \mu \mu$ に特化したトリ ガーにおける不変質量と ΔR 範囲である。

以上の発見を目指している。本節では、Run-1 の結果 [64] と、Run-1 の結果をもとに Run-2 や HL-LHC における見積もり行った論文 [65] を参考に、Run-3 における感度を見積もった。

まず、Run-1 における結果を図 5.18 に示す。 $B_s \to \mu\mu$ に関しては観測されたシグナルイベントが 11 イベントで崩壊分岐比は BR $(B_s \to \mu\mu) = 0.9 \times 10^{-9}$ と得られた。しかし誤差が大きく、より精密な測定が必要である。



図 5.18 $B_{(s)} \rightarrow \mu\mu$ の Run-1の探索結果 [64]。観測された B_s のシグナルイベントは 11 イベントで、崩壊分岐比は BR $(B_s \rightarrow \mu\mu) = 0.9 \times 10^{-9}$ だった。

Run-1 の結果をもとに、Run-2、HL-LHC における統計誤差見積もりを行う。具体的には Run-1 と比べた統計量の増加を式 (5.2) で評価する。

$$N_{\text{signal}}^{\text{project}} = N_{\text{signal}}^{\text{Run1}} \times \frac{\sigma_{B_s}^{\text{project}}}{\sigma_{B_s}^{\text{Run1}}} \times \frac{L^{\text{project}}}{L^{\text{Run1}}} \times \frac{\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{project}}}{\epsilon_{\text{trigger}}^{\text{Run1}}}$$
(5.2)

ここで、 $N_{\text{signal}}^{\text{project}}$ が Run-2 または、HL-LHC におけるシグナルの統計量を表し、 σ_B が生成断面 積、L が各 Run における積分ルミノシティ、そして $\epsilon_{\text{trigger}}$ が各 Run におけるトリガー効率を表し ている。それを各々 Run-1 と比較し、統計量の増加を見積もる。その結果、Run-2 では統計量が 7 倍に、HL-LHC では 75 倍になると求められた。増加した統計量から、Run-2、HL-LHC における感 度の見積もりを図 5.19 に示した。この時、 $B_s \to \mu\mu$ の崩壊分岐比は標準模型の値とし、そこから誤 差がどれだけ小さくなるかを表している。



図 5.19 Run-2 における $B_{(s)} \rightarrow \mu \mu$ 探索の感度の見積もり (左) と HL-LHC における見積も り (右)[65]。標準模型の崩壊分岐比を中心に Run-2 (もしくは HL-LHC) におけるルミノシティ、 断面積、トリガー効率を評価し、Run-1 に対し増加する統計量から見積もりを作成している。

続いて、Run-3 での見積もりを作成する。Run-1 では系統誤差が 12% のみで統計誤差が支配的で あった。さらに、系統誤差を加味して評価すると複雑化してしまうので、本研究では統計誤差のみを 考慮し、Run-3 における新たな *B*-physics に対するトリガーがどの程度統計誤差を減少させるのか 調べる。

まず、Run-1 における統計誤差の効果を評価する。Run-2 や HL-LHC の評価方法を参考に、標準 模型の $B_s \rightarrow \mu\mu$ の崩壊分岐比を中心とした時の尤度を計算する。まず、Run-1 でのシグナルイベン ト (N_{obs})が 11 イベントであったので、それをもとに図 5.20 の左図のように 11 イベントが観測さ れた時の統計誤差をポアソン分布を作成することで加味し、それをもとに横軸を崩壊分岐比 (BR) に 焼き直す。この時、計算された崩壊分岐比のピークが標準模型の理論値である、 3.65×10^{-9} になる ようにファクターをかけておく。図 5.20 の右図の崩壊分岐比の結果から尤度を計算することで、統 計誤差のみを考慮した $B_s \rightarrow \mu\mu$ への感度を評価する。図 5.21 に結果を示した。1 σ 、 2σ 、 3σ に色を つけている。赤い線は標準模型における理論値の線である。

続いて、Run-2 の見積もりを行う。Run-2 では Run-1 より 7 倍の統計量になる。従って、77 イベ ントが観測された時のポアソン分布を Run-1 と同様に作成し、崩壊分岐比の尤度を計算する。結果 を図 5.22 に示した。Run-1 と比較して統計誤差が大きく減少していることがわかる。

同様にして、HL-LHC における見積もりを行う。統計量が Run-1 と比べ 75 倍になることを考慮 して尤度を作成する。図 5.22 に示した。Run-2 と比べても大きく統計誤差が小さくなっていること がわかる。

最後に、Run-3の見積もりを行う。Run-3ではルミノシティのみを増加させた場合と、ルミノシ


図 5.20 Run-1 の $B_{(s)} \rightarrow \mu \mu$ 探索における観測されたシグナルイベント (N_{obs}) のポアソン分 布 (左) と崩壊分岐比 (BR) の分布 (右)。崩壊分岐比は観測されたイベントのポアソン分布を参考 に、ピークが標準模型の $B_s \rightarrow \mu \mu$ の崩壊分岐比となるように焼き直している。



図 5.21 $B_{(s)} \rightarrow \mu\mu$ の Run-1 における探索結果をもとに作成した、統計誤差のみを考慮した 感度予想の分布。1 σ 、2 σ 、3 σ に色をつけている。赤いハッチは標準模型における理論値の線で ある。

ティと共にトリガー効率を向上させた場合でそれぞれ評価し、本研究の成果であるトリガー効率の 向上による効果を評価する。ルミノシティのみを Run-3 のものに向上させた場合を Non-improved シナリオ、ルミノシティとトリガー効率を向上させた場合を Improved シナリオとする。Run-3 に おける質量重心エネルギーは 13 TeV の Run-2 と同じと想定することで、 B_s の生成断面積 (σ_B) は Run-2 の値を用いる。Run-3 における積分ルミノシティは Run-2 における積分ルミノシティ の 139 fb⁻¹ と、Run-3 の見積もりである 160 fb⁻¹ を合計し 299 fb⁻¹ とする。故に、Run-1 の 24.9 fb⁻¹ と比べ 12 倍となる。従って、Run-2 と同じトリガー効率の時、Run-3 の統計量は Run-1 の 15 倍となる。図 5.22 に Non-improved シナリオにおける結果を示した。また、Run-2 の見積も りの際、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ のトリガーは L1Topo を用いた *B*-physics トリガーを用いると仮定している。 従って、Run-3 でも *B*-physics トリガーを用いてイベントを収集するとし、*B*-physics トリガーのト リガー効率の向上を加味する。5.2.4 節より、Run-3 では Run-2 と比べ、 B_s のトリガー効率が 20%



図 5.22 $B_{(s)} \rightarrow \mu\mu$ の各 Run における感度予想。左上が Run-2 の結果、右上が HL-LHC、左 下がルミノシティのみ Run-3 の値にした Non-improved シナリオの結果、右下がルミノシティ と共にトリガー効率も Run-3 の値にした Improved シナリオの結果。1 σ 、2 σ 、3 σ に色をつけて いる。

増加する。従って、Run-3 におけるトリガー効率を Run-2 の 1.2 倍とし、Run-3 におけるルミノシ ティ、トリガー効率を考慮した Improved シナリオでは Run-1 と比べ統計量が 19 倍になると求めら れる。図 5.22 に Improved シナリオにおける $B_s \to \mu\mu$ の崩壊分岐比の感度を示す。

Run-1、Run-2、Run-3、HL-LHC における統計誤差の 1 σ 、2 σ 、3 σ を表 5.7 にまとめた。特に Run-3 のトリガー効率を用いる前と後では 1 σ の範囲の下限で-11%、上限で-7% 小さくできること を示した。さらに、図 5.23 に Run-2 における予測感度と、Run-3 における Non-improved シナリ オ、Improved シナリオの比較を示した。トリガー効率が向上することによって統計誤差が小さく なっていることがわかる。Run-3 ではより精密な崩壊分岐比を求めることが期待できる。

Project	1σ	2σ	3σ
Run-1	[2.66, 4.87]	[1.87, 6.33]	[1.28, 7.96]
Run-2	[3.25, 4.08]	[2.88, 4.55]	[2.55, 5.03]
Run-3 (Non-improved)	[3.37, 3.93]	[3.11, 4.23]	[2.87,4.54]
Run-3 (Improved)	[3.40, 3.91]	[3.17, 4.18]	[2.95,4.45]
HL-LHC	[3.52, 3.78]	[3.40, 3.91]	[3.29, 4.04]

表 5.7 各 Run における $B_s \rightarrow \mu \mu$ 探索の統計誤差の見積もり。 1σ 、 2σ 、 3σ の範囲を示している。



図 5.23 $B_{(s)} \rightarrow \mu\mu$ の Run-2、Run-3 における Non-improved シナリオ、Improved シナリオ の比較。トリガー効率が良くなることで統計誤差が小さくなり、感度が向上することがわかる。

第6章

結論と展望

LHC 第3期運転 (Run-3) において、重心系エネルギーとルミノシティが増加する。それに伴った イベント数の増加に対応すべく、ATLAS 実験のトリガーシステムを改良する必要がある。本研究で は、Run-3 に向けた初段ミューオントリガーの改良、新検出器の導入と電子回路の改良を踏まえて、 Run-3 の運転開始に向けた初段トリガーアルゴリズムの開発と性能評価を行った。

まず、Run-3 に向けて Sector Logic、MUCTPI 間の通信が電気信号から光信号へアップグレー ドされることにより、送受信できる情報のリソースが増大する。それにより、初段トリガーで判定 可能な TGC の $p_{\rm T}$ 値が、Run-2 の 6 段階から Run-3 では 15 段階に増加する。本研究では、初段 トリガーにおいて $p_{\rm T}$ 判定に用いる Look-Up-Table の Coincidence Window の開発から、15 段階 $p_{\rm T}$ 値の決定、その評価を行った。これにより、Run-3 からは Run-2 と同程度のトリガー効率を維 持しながら、より詳細なミューオン候補の $p_{\rm T}$ 値を判定することができることがわかった。さらに、 判定される $p_{\rm T}$ 値の決定方法を新しくすることで、初段ミューオントリガーにおける不変質量分解 能の向上に寄与した。また、RPC に関しても $p_{\rm T}$ 値の数は増設はされないが、新たな Coincidence Window を作成して $p_{\rm T}$ 判定を行う。この RPC に関しても、TGC と同様に $p_{\rm T}$ 値の決定・評価を行 い、Run-3 における初段ミューオントリガーの $p_{\rm T}$ 判定を確立した。

さらに、新しいオーバーラップリムーバル手法を開発した。この手法は、ミューオン検出器の重 なった部分に入射した単一のミューオンが、誤ってダイミューオンと認識されてしまうことを防 ぐアルゴリズムのことを言う。Run-2 においてもオーバーラップリムーバルは導入されていたが、 MUCTPI において処理するハードウェアが全体で 16 個に分割されており、それぞれ領域で処理を 行なっていた。その結果、各ハードウェアの境界でオーバーラップリムーバルを適用できない領域が 存在していた。また、TGC と RPC の境界に関してはミューオンが TGC と RPC の両方も通過する 可能性があるにもかかわらず、オーバーラップリムーバルが導入されていなかった。Run-3 からは、 MUCTPI の刷新により全領域でハードウェアが一つになるので、Run-2 で存在したオーバーラッ プリムーバルが適用できない領域がなくなる。本研究では、MUCTPI の改良によるオーバーラップ リムーバルへの影響の評価と、TGC と RPC の境界におけるオーバーラップリムーバルロジックの 開発を行った。これにより、Run-3 における新しいオーバーラップリムーバルを用いて大きくダイ ミューオンのイベントレートを削減できることを示した。

また、Run-3 からはトリガーオブジェクトの不変質量や、ミューオンの位置関係を用いたトリガー 判定を行う電子回路の L1Topo が改良される。これにより、L1Topo で受信するミューオン候補の位 置情報がより詳細になる。さらに、*p*T 値も Run-2 より細かく判定できることから、L1Topo におけ る不変質量分解能が向上する。本研究では Run-2 における L1Topo が受け取るミューオン候補の位 置分解能と Run-3 における位置分解能を再現し、Run-2 と Run-3 の不変質量分解能を比較・評価した。また Run-3 からは、TGC において検出されたミューオン候補の電荷情報や、磁場の弱い場所で検出されたミューオン候補を識別するフラグが導入される。このフラグも含め評価した結果、Run-3では Run-2 よりも不変質量分解能が向上し、より正確な不変質量の値を見積もることができることを示した。

最後に、Run-3に向けた初段トリガーにおける改良を踏まえた運用方針の策定を行った。ATLAS 検出器では全ての事象を保存することはできず、初段トリガーには 100 kHz という制限がある。従っ て、必要な事象を残すためにトリガー要求を設定し、100 kHz に収まるように各トリガー要求に与え るトリガーレートを決めなければならない。本研究では、Run-3に向けた初段ミューオントリガーの 改良を踏まえ、シングルミューオン、ダイミューオンの Run-3 におけるルミノシティに対するトリ ガーレートを見積もった。シングルミューオンに関しては、Run-3の開始時に新検出器の NSW が 導入される予定だが、開始初期には NSW の動作確認のためトリガーとして用いることのできない状 況や、NSW の導入が間に合わないという可能性がある。従って、Run-3 の開始時に想定されるシナ リオに合わせてシングルミューオンのトリガーレートを見積もり、各シナリオにおいて限られたレー トを維持するためのトリガー戦略を初めて作成した。また、ダイミューオンに関しては、不変質量や ミューオン間の位置関係を用いたトリガーが存在する。従って、Run-3 に向けた L1Topo 性能を踏 まえ、不変質量トリガーのトリガー条件を最適化し、ターゲットとする物理のトリガー効率を維持し たまま、大きくトリガーレートを抑えることを実現した。また B-physics トリガーの効率向上を加味 して、 $B_s \rightarrow \mu\mu$ の統計誤差のみを考慮した感度の向上を評価した。Run-3 におけるルミノシティの 向上のみを評価した場合と比べ、本研究によるトリガー効率の向上も考慮した場合は統計誤差が小さ くなり、感度が良くなることを確認した。

本研究は初段ミューオントリガーの改良を踏まえた Run-3 におけるトリガーアルゴリズムを ATLAS 実験で初めて確立した。2022 年からの第3期運転を無事開始し、より高効率で高統計下に おける標準模型の精密測定、標準模型を超える物理の探索に期待する。

謝辞

本研究をするにあたり、多くの方に支えていただきました。この場を借りて深く御礼申し上げま す。指導教員である前田順平先生には、まず修士1年になるタイミングでATLAS実験グループで 研究してみませんかとお誘い頂きありがとうございます。そこからは目まぐるしい毎日でしたが、何 も知らない私にATLAS実験について、素粒子物理、統計学、ソフトウェアの知識まで様々なことを ご教授して頂きました。また、やりがいのある研究テーマや、多くの発表機会を頂き充実した濃い2 年間を過ごすことができました。さらに、学会等の発表準備の際には何度も発表資料の添削をして頂 き、本修士論文作成にあたっても何度も何度も添削して頂いたおかげでこの論文を書き上げることが できました。本当にありがとうございました。

神戸 ATLAS グループの藏重久弥先生、山崎祐司先生、越智敦彦先生には大学での研究生活に加 え、毎週のミーティングにおいて多くのご指導をしていただきました。竹内康雄先生、身内賢太朗先 生、鈴木州先生、中野佑樹先生、東野聡先生には研究室ミーティングのコロキウムで様々なことをご 指導いただきました。神戸 ATLAS グループの先輩である竹田康亮さん、日比宏明さんには研究面で は朝から夜中まで研究するストイックさと、限られた時間で最大限の成果を上げる能力の高さにただ ただ尊敬していました。それだけでなく、CERN での生活では常識の範疇を超えた飲み方を見せて 頂き、頭のネジも取れてしまう博士課程の大変さを感じさせて頂きました。竹田さんには CERN に 着いた時、迎えに来てくださったことに始まり、最終日には隣人に叱られるほど飲んだにも関わらず 空港まで送り届けてくださり、多くの面でお世話になりました。日比さんには、何度も何度も研究面 でサポートして頂き、日比さんのお力添えのおかげで本研究をやり遂げることができました。また、 生活面でも飲みに連れて行ってくださるだけでなく、何度も口付けして下さるほど可愛がって頂き、 感謝しても仕切れません。他先輩方の水越彗太さん、石浦宏尚さん、上野龍一さんにも研究やそれ以 外の面でも色々とお世話になりました。ありがとうございました。

同期の島田拓弥君、角源一郎君、谷口浩平君、山本祥太郎君、そして、先輩で同期で後輩の末田皓 介君、互いに高め合い、励まし合いながら研究できたおかげで2年間やり遂げることができました。 特に同じ実験グループの角くんには修士2年の時には隣の席でわからないところを教え合い、時には 愚痴を言いながら研究できたことは心の大きな支えでした。谷口くんとは学部1年生の頃から同じ アルバイト先で働き、大学院での研究室も同じで、大学生活の中で最も長く共に過ごした友人です。 優しい人柄から、ずっと仲良くしてくれて感謝しています。末田くんとは共に初めての学会発表へ行 き、共に CERN へ行き、共に CERN から帰りと何かと大学院生活では縁がありました。何事も初 めてで不安な中、末田くんと一緒だったからこそ安心してその場その場を楽しむことができました。 吉長さんはいつも1番近くで支えてくれました。また、神戸 ATLAS グループの後輩の安部草太君、 池森隆太郎君、寺村七都君、野口健太君には先輩らしいことは何もできませんでしたが、共に研究や 飲み会に BBQ などができて良かったです。

Phase-1 グループでは、佐々木修先生、青木雅人先生、齋藤智之先生を初めとする皆様には様々な

ことを教えて頂きました。特に青木さんには研究面で多くの助言やサポートをして頂きました。ま た、先輩の水上敦さん、内田健太さん、野口陽平さん、岡崎佑太さん、林田翔太さん、大石玲誉さ ん、賀雲剣さんには CERN へ行った時に色々なところへご飯に連れて行って下さりありがとうござ いました。また、同期の田中碧人君、杉崎海斗君、山田敏大君、綿井稜太君、小林蓮君、辻川吉明君、 Wickremasinghe Lakmin 君、荘司大志君には、CERN へ行ったときや、AJW の時などであったと きは仲良くしてくれてありがとう。

最後に、研究する機会を与えてくれて、いつも支えてくれていた家族に感謝し、社会人として恩返 ししていきたいと思います。

参考文献

[1]	Wikipedia, Standard Model
	https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model
[2]	素粒子の発見と標準理論, 東京大学 素粒子物理国際研究センター
	https://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/elementaryparticle/standardmodel.html
[3]	CERN: Home
	https://home.cern
[4]	The Large Hadron Collider : CERN
	https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider
[5]	ATLAS Experiment
	https://atlas.cern
[6]	ATLAS Experiment, Trigger and Data Acquisition
	https://atlas.cern/discover/detector/trigger-daq
[7]	Immersive tour of the accelerator complex
	https://home.cern/science/accelerators/accelerator-complex/panoramas
[8]	Linear accelerator 4, CERN
	https://home.cern/science/accelerators/linear-accelerator-4
[9]	The Proton Synchrotron Booster, CERN
	https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron-booster
[10]	The Proton Synchrotron, CERN
	https://home.cern/science/accelerators/proton-synchrotron
[11]	The Super Proton Synchrotron, CERN
	https://home.cern/science/accelerators/super-proton-synchrotron
[12]	L. Rossi, THE LHC SUPERCONDUCTING MAGNETS, Proceedings for 2003 Particle
	Accelerator Conference.
	https://accelconf.web.cern.ch/p03/PAPERS/TOAB001.PDF
[13]	CMS Experiment
	https://cms.cern
[14]	CP 対称性の破れの測定:ハイパーカミオカンデ
	http://www.hyper-k.org/physics/phys-cp.html
[15]	LHCb Experiment
	http://lhcb-public.web.cern.ch/WelcomeGGG.html
[16]	N. Cabibbo, and G. Parisi, Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation.
	Phys. Lett. B 59 (1975) 67-69.

- [17] 土居孝寛, QCD におけるクォークの閉じ込めとカイラル対称性の自発的破れの関係の研究, 京都大学 修士論文, 2014.
 http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~soken.editorial/sokendenshi/vol17/doi.pdf
- [18] ALICE Experiment https://alice-collaboration.web.cern.ch
- [19] LHC Project Schedule https://project-hl-lhc-industry.web.cern.ch/content/project-schedule
- [20] 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 (2012) 1-29.
- [21] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 S08003, 2008.
- [22]【特集】「重さ」の起源は何だろう? ヒッグス粒子の稀な崩壊発見を狙う ATLAS グループと ミューオン検出器

https://www2.kek.jp/ipns/ja/post/2020/09/20200918/

- [23] ATLAS experiment, The Inner Detector. https://atlas.cern/discover/detector/inner-detector
- [24] 赤塚駿一, LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたミューオントリガーの改良, 京都大学 修士論文, 2017.

https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/akatsuka_mt.pdf

- [25] ヒッグス機構 http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/~naga/kogi/handai-honor07/10-vac-mass. pdf
- [26] CMS Collaboration, Measurement of Higgs boson decay to a pair of muons in proton-proton collisions at √s=13TeV, CMS PAS HIG-19-006.
 https://cds.cern.ch/record/2725423
- [27] ATLAS Collaboration, A search for the dimuon decay of the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector, Phys. Lett. B 812 (2021) 135980.
- [28] Wikipedia, B 中間子 https://ja.wikipedia.org/wiki/B 中間子
- [29] P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), B_s^0 meson, Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
- [30] P. Marko, Flavour-Changing Neutral Currents, Ljubljana University, 2008. http://mafija.fmf.uni-lj.si/seminar/files/2007_2008/petricflavour.pdf
- [31] C. Csaba, The Minimal Supersymmetric Standard Model, 1996. https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9606414.pdf
- [32] M. Ghneimat on behalf of the ATLAS Collaboration, The study of rare decays $B_s \rightarrow \mu\mu$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, ATL-PHYS-SLIDE-2020-305. https://cds.cern.ch/record/2728041/files/ATL-PHYS-SLIDE-2020-305.pdf
- [33] ATLAS, CMS and LHCb collaborations, Combination of the ATLAS, CMS and LHCb results on the $B_{(s)}^0 \rightarrow \mu\mu$ decays, ATLAS-CONF-2020-049. https://cds.cern.ch/record/2727216

[34] Wikipedia, タウ粒子

https://ja.wikipedia.org/wiki/タウ粒子

- [35] P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), τ lepton, Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
- [36] ニュートリノとニュートリノ振動, Hyper-Kamiokande http://www.hyper-k.org/neutrino.html
- [37] The BaBar Experiment https://www-public.slac.stanford.edu/babar/default.aspx
- [38] BaBar Collaboration, Improved limits on the lepton-flavor violating decays $\tau \rightarrow lll$, Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 251803.
- [39] ATLAS Collaboration, Probing lepton flavour violation via neutrinoless $\tau \rightarrow 3\mu$ decays with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C **76** (2016) 232.
- [40] ATLAS Collaboration, New Small Wheel Technical Design Report, CERN-LHCC-2013-006, ATLAS-TDR-020, 2013. https://cds.cern.ch/record/1552862/files/ATLAS-TDR-020.pdf
- [41] G. Aielli et al., The ATLAS BIS78 project https://cds.cern.ch/record/2161109/files/ATL-MUON-INT-2016-002.pdf?
- [42] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System, CERN-LHCC-2013-018, ATLAS-TDR-023, 2013. https://cds.cern.ch/record/1602235/files/ATLAS-TDR-023.pdf
- [43] 岡崎佑太, LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたミューオントリガーの改良, 京都大学 修士論文, 2018.

https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/okazaki_mt.pdf

- [44] ATLAS Collaboration, Technical Design Report for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Muon Spectrometer, ATLAS-TDR-026. https://cds.cern.ch/record/2285580/files/ATLAS-TDR-026.pdf
- [45] ATLAS Collaboration, Performance of the ATLAS trigger system in 2015, Eur. Phy. J. C 77 (2017), 317.
 https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3
- [46] 吉田登志輝, LHC-ATLAS 実験 Run-3 に向けたレベル1ミューオントリガー判定システムの改良, 神戸大学 修士論文, 2019.
 http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Yoshida_thesis.pdf
- [47] ATLAS L1 Muon Trigger Public Results https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/L1MuonTriggerPublicResults
- [48] 桶作愛嬉, LHC-ATLAS 実験初段ミューオントリガーの高速・高度化の研究, 東京大学 修士論 文, 2019.
 https://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/download/master/m2018_okesaku.pdf
- [49] ATLAS Collaboration, ATLAS level-1 trigger : Technical Design Report, CERN-LHCC-98-014, ATLAS-TDR-12, 1998.
 https://cds.cern.ch/record/381429?ln=ja
- [50] 田代拓也, ATLAS 実験における新しいミューオントリガー回路の開発と実装, 京都大学 修士論

文, 2013.

https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/tashiro_mt.pdf

[51] R. Spiwoks *et al.*, CentOS Linux for the ATLAS MUCTPI Upgrade, presented at IEEE RT 2020.

https://arxiv.org/abs/2010.08105

[52] A. Armbruster *et al.*, The ATLAS Muon to Central Trigger Processor Interface Upgrade for the Run 3 of the LHC, 2017 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2017.

https://ieeexplore.ieee.org/document/8532707

- [53] I. Riu on behalf of the ATLAS Collaboration, The ATLAS Level-1 Topological Trigger performance in Run-2, J. Phys. Conf. Ser. 898 (2017) 032037.
- [54] S. Aerz *et al.*, The ATLAS Level-1 Muon Topological Trigger Information for Run 2 of the LHC, 2015 JINST **10** C02027, 2015.
- [55] S. Akatsuka on behalf of the ATLAS Collaboration, The Phase-1 Upgrade of the ATLAS Level-1 Endcap Muon Trigger, ATL-DAQ-PROC-2018-007. http://cds.cern.ch/record/2630900
- [56] 日比宏明, LHC-ATLAS 実験アップグレードに向けたレベル1エンドキャップミューオントリガーアルゴリズムの開発, 信州大学 修士論文, 2019.
 http://hepl.shinshu-u.ac.jp/master/18/hibi.pdf
- [57] ATLAS Level-1 Endcap Muon Trigger group, Full Design Report of the ATLAS Level-1 Endcap Muon Trigger in the Phase-I upgrade, AT1-DA-AR-0001, EDMS Id 1915231, 2018.
- [58] 門田隆太郎, ATLAS 実験におけるフェイク2ミューオンの除去による高効率・低バックグラウンドなミューオントリガーアルゴリズムの研究, 京都大学修士論文, 2016. https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/theses/master/monden_mt.pdf
- [59] ATLAS Collaboration, The ATLAS Muon to Central Trigger Processor Interface (MUCTPI) Upgrade, ATL-DAQ-SLIDE-2017-329. https://cds.cern.ch/record/2266932?ln=ja
- [60] ATLAS Collaboration, Trigger menu in 2018, ATL-DAQ-PUB-2019-001. https://cds.cern.ch/record/2693402/files/ATL-DAQ-PUB-2019-001.pdf
- [61] 木戸将吾、ATLAS 実験 Run2 におけるレベル1ミューオントリガーの性能評価及び最適化の研究、神戸大学 修士論文、2016.
 https://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Kido_thesis.pdf
- [62] 矢ヶ部遼太, ATLAS 実験 RUN2 に向けたハドロンカロリメータを用いるレベル 1 ミューオン トリガーの性能評価, 神戸大学 修士論文, 2015.

http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/seminar/pdf/Yakabe_thesis.pdf

[63] A. Ruiz-Martinez and J. Montejo Berlingen, Run 3 trigger menu design, ATL-COM-DAQ-2019-116.

https://cds.cern.ch/record/2683881/files/ATL-COM-DAQ-2019-116.pdf?

- [64] ATLAS Collaboration, Study of the rare decays of B_s^0 and B^0 into muon pairs from data collected during the LHC Run 1 with the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C **76** (2016) 513.
- [65] ATLAS Collaboration, Prospects for the ${\cal B}(B^0_s \to \mu \mu)$ measurements with the ATLAS

detector in the Run 2 and HL-LHC data campaigns, ATL-PHYS-PUB-2018-005. https://cds.cern.ch/record/2317211