

修士論文

LHC アップグレードに向けた
ATLAS 実験のミュオントリガー開発

名古屋大学 理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻
高エネルギー物理学研究室

学生番号 261301179

小野木 宏太

指導教員 戸本誠

2015年1月19日

概要

LHC-ATLAS 実験において、ヒッグス粒子の精密測定や TeV 領域に存在すると考えられてる超対称性や余剰次元の探求を目的として、LHC 加速器の陽子・陽子重心系エネルギー及び衝突頻度 (ルミノシティー) の段階的なアップグレードを実施する。ATLAS 検出器の初段 (L1) トリガーでは、ハードウェアを駆使して 1 GHz の全事象レートから 75 kHz の L1 トリガーレートまで事象選別する。さらに計算機による後段トリガーの事象選別で、100 Hz のレートで、興味のある物理事象を取得する。ルミノシティーの増強に伴い、陽子ビームの交差あたりの興味のない物理事象も増加するため、L1 トリガーには膨大な事象を高速に選別し、かつ L1 トリガーレートを効果的に削減することが求められる。そこで、本研究ではミュオントリガー検出器 (TGC) の L1 トリガーアップグレードに向けた 2 つの研究を行った。

ATLAS 検出器には、磁場が弱いためにミュオンの正確な横運動量測定ができず、L1 トリガーレートを高めてしまう領域が存在する。そこで、横運動量分解能が悪い領域を選別し、L1 トリガーに使用しない手法を構築した。結果、横運動量 20 GeV 以上のミュオン候補の検出効率を約 99 % に維持しつつ、L1 トリガーレートを約 10 % 削減できることを示した。この手法は、2015 年のデータ収集から L1 トリガー回路に導入される。

2 つ目の研究では、TGC の横運動量分解能を向上させた L1 トリガー論理を構築した。本手法では、TGC 全 7 層間のコインシデンスを取る組み合わせ数を最適化した。結果として、横運動量 20 GeV 以上のミュオン候補の検出効率は 95–98 % となり、現行の L1 トリガーより約 3 % の検出効率の向上を達成した。本手法では、更に、最小二乗法フィッティングを用いて飛跡再構成を行い、磁場によるミュオン飛跡の曲がり具合と横運動量の相関関係による横運動量分解能の向上を実現した。結果、横運動量 20 GeV 以上のミュオン候補の検出効率を維持したまま、L1 トリガーレートを約 30 % 削減できる論理の構築に成功した。以上のことから、新しく考案した TGC の L1 トリガー論理は、興味のある物理事象の検出効率を向上し、かつ、ルミノシティー増強後の LHC-ATLAS 実験の L1 トリガーレートを効果的に削減できることを立証した。

目次

第 1 章 序論	1
1.1 LHC-ATLAS 実験で期待される物理事象	1
1.1.1 ミューオントリガーアップグレードと本研究の意義	4
1.2 LHC 加速器の概要	6
1.3 ATLAS 検出器の概要	6
1.3.1 LHC-ATLAS 実験で使用される座標系	7
1.3.2 内部飛跡検出器	8
1.3.3 カロリーメータ	8
1.3.4 ミューオン検出器	9
1.3.5 超電導磁石	12
1.4 ATLAS トリガーシステム	13
1.4.1 L1 トリガー	14
1.4.2 HL トリガー	14
第 2 章 エンドキャップミューオントリガー検出器	16
2.1 TGC 検出器について	16
2.1.1 TGC の基本構成	17
2.2 横運動量測定手法	20
2.2.1 各層間におけるチャンネルコインシデンス	22
2.3 TGC トリガーシステム	24
2.3.1 L1 トリガー制御回路	26
2.3.2 読み出し制御回路	26
2.3.3 制御回路	26
第 3 章 L1 トリガーレート削減手法の構築	28
3.1 phase0 ミューオントリガーアップグレード	28
3.2 L1 トリガーレート削減手法の評価に使用するデータサンプルについて	29
3.3 L1 トリガーレートと偽 L1 ミューオン候補	29
3.4 磁場の不均一性	31
3.5 RoI Mask による L1 トリガーレート削減	33
3.5.1 η 分布と横運動量分布について	34

第 4 章	Run-4 に向けた L1 ミューオントリガー論理の構築	37
4.1	ミューオントリガーアップグレードと新しい L1 ミューオントリガー論理	37
4.1.1	ミューオントリガーアップグレード	37
4.1.2	新しい L1 ミューオントリガー論理	38
4.2	新しい L1 ミューオントリガー論理の評価に使用するデータとモンテカルロサンプル	38
4.3	ワイヤーとストリップのチャンネルコインシデンス	39
4.3.1	チャンネルコインシデンスの条件	40
4.4	最小二乗法を用いた飛跡再構成	48
4.5	オフラインミューオン候補の検出効率	49
4.6	新しい L1 ミューオントリガー論理の角度分解能	52
4.7	$Z \rightarrow \mu\mu$ 事象を用いた検出効率評価	56
4.7.1	Z 粒子事象選別	56
4.8	極角差 (β) を用いた飛跡選別	58
4.9	まとめと今後の展望	63
4.9.1	今後の展望	63
第 5 章	結論	64
	謝辞	65
	参考文献	66

第1章 序論

本論文は、第5章構成で書かれており、第1章の前半で LHC-ATLAS 実験で期待される物理事象と検出器アップグレードにおける本研究の意義を示し、後半で LHC 加速器と ATLAS 検出器の概要を説明する。第2章にミュオントリガー検出器と新たな L1 ミュオントリガー論理の説明を示す。第3章に、2015年に導入される L1 トリガーレート削減手法を示し、第4章では、新たに構築した L1 トリガー論理について説明する。

1.1 LHC-ATLAS 実験で期待される物理事象

2012年のヒッグス粒子の発見 (図 1.1) ^[1] ^[2] など様々な実験と高い精度で一致している素粒子物理学の標準理論には、まだいくつかの未解決な問題が残されている。その中の1つは、階層性問題である ^[3]。標準理論におけるヒッグス粒子は実スカラー場であることから、4点相互作用を考えた時、ヒッグス粒子の自己エネルギーを計算すると、図 1.3(a) に示すファイマンダイアグラムが質量 (m) のずれ (δm^2) を与える。 δm^2 は式 (1.1)¹ のようにかける。この時、 Λ は標準理論が有効であるエネルギースケールの限界値であり、運動量積分すると、2次発散してしまう。そこで、くりこみ理論を導入すると、ヒッグス粒子の裸の質量 (m_0^2) が2次発散を相殺するため、 m は式 (1.2) のようになる。この2次発散を抑えるために裸の質量を導入したが、次の階層性問題が発生する。標準理論が最終的に大統一理論に統一される場合、 $\Lambda \sim M_{\text{GUT}} \sim 10^{15}$ GeV となる。しかし、ヒッグス粒子のくりこまれた質量は電弱統一理論において真空期待値程度 ($m^2 \sim 10^2$ GeV) にならなければならない。すると、ヒッグス粒子の裸の質量 (m_0^2) と Λ^2 との間で、 $\frac{m^2}{\Lambda^2} \sim 10^{-26}$ という微調整が必要となる。

$$\delta m^2 = \frac{\lambda}{32\pi^2} (\Lambda^2 - m^2 \log \frac{\Lambda^2}{m^2}) \quad (1.1)$$

$$m^2 = m_0^2 + \delta m^2 = m_0^2 + \frac{\lambda_0}{32\pi^2} \Lambda^2 \quad (1.2)$$

そこで、階層性問題を解決する1つの有力な方法として、超対称性パートナーの導入である (図 1.2 ^[4])。ボソンのスカラー粒子であるヒッグス粒子の超対称性パートナーであるフェルミオンにおけるヒッグス粒子 (ヒグシーノ) が導入されることにより、フェルミオンにおける質量補正項 (図 1.3(b) ^[5]) が追加されることにより、2次発散を相殺できかつ、くりこみ理論で導入された裸の質量におけるエネルギースケール間の微調整を行う必要がなくなる。

2011-2012年の LHC-ATLAS 実験において、超対称性粒子の探索はすでに行われている。図 1.4 に示すのは、トップクォークの超対象性パートナーであるトップスクォーク (\tilde{t}_1) の質量と超対称性粒子が崩壊した時に最終的に現れるヒッグス粒子の超対称性パートナーである最も質量の小さい安定な超対称性粒子 (LSP: Lightest Supersymmetry Particle) のニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_1^0$) の質量の探索結果である ^[6]。色の違いは、トップスクォークからの崩壊過程

¹ λ は実スカラー場の自己相互作用項における定数。オーダー 1 の量。

を変えた場合を示しており、この結果から、 ~ 1 TeV までのほとんどの領域に超対称性粒子は存在しない事がわかる。したがって、今後の目標としては、LHC 加速器のアップグレード (節 1.1.1) を行い、重心系エネルギーを高める事によりトップスクォークの断面積を大きくし、より膨大なデータから物理解析をすることで、現在探索できない領域 (背景事象との区別が難しい領域やエネルギーが足りない数 TeV 領域) の探索を行うことが求められる。

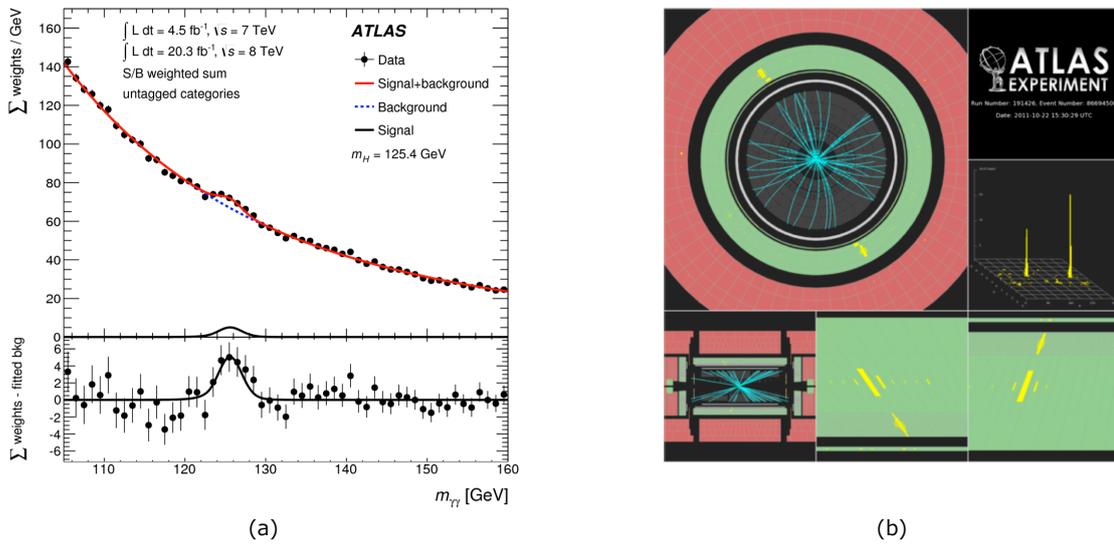


図 1.1 (a) 7 TeV と 8 TeV の重心系エネルギーの実データを用いて得られた 2 つの光子に崩壊するヒッグス粒子の不変質量 ($M_{\gamma\gamma}$) 分布図。ヒッグス粒子生成過程におけるカテゴリー識別を行っていない場合の分布図であり、 $pp \rightarrow ggH$ 生成過程が支配的な寄与を持つ。
(b) ヒッグス粒子が 2 つの光子に崩壊した事象における 2 つの光子の検出例。

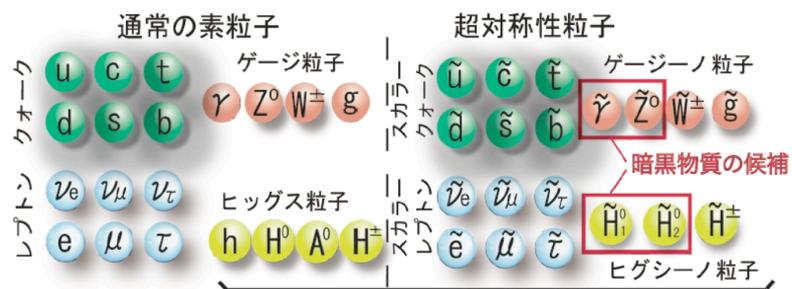


図 1.2 標準理論における粒子と超対称性理論における超対称性パートナー。

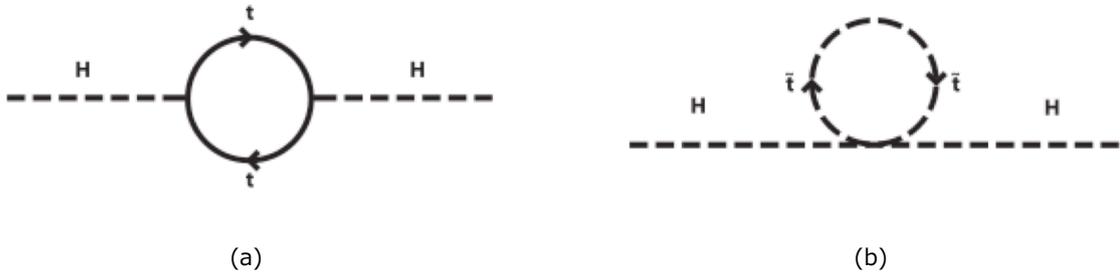


図 1.3 (a) 4 点相互作用理論における 1 ループ近似での質量補正項。(b) 超対称性で質量補正項の 1 ループ近似に現れるフェルミオンループ。

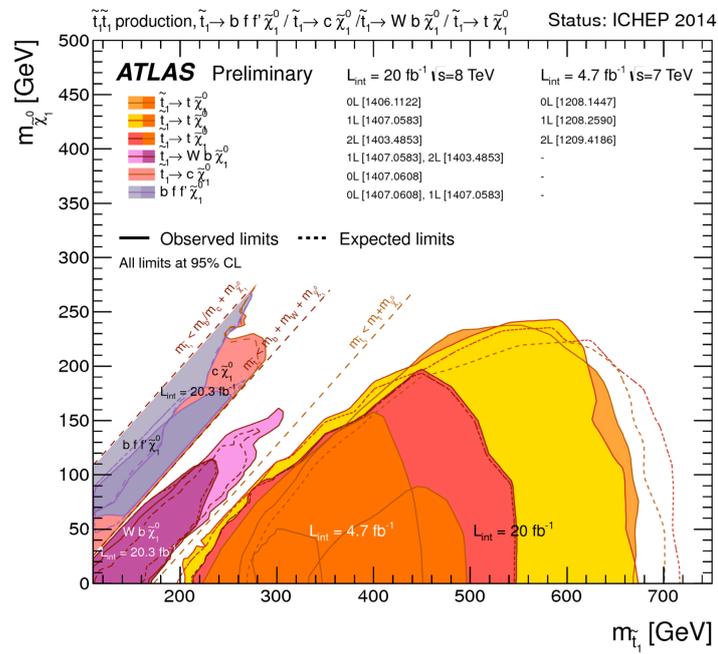


図 1.4 \tilde{t}_1 と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量相関図。2 つの粒子の存在を 95 % の信頼度で棄却する質量領域を示す。

1.1.1 ミューオントリガーアップグレードと本研究の意義

LHC-ATLAS 実験は、長期間に渡る実験であり、実験を行う期間と検出器アップグレードに焦点を置いたシャットダウン期間が存在する。図 1.5 [7] [8] に示すのが、今後の ATLAS 実験の計画である。Run-2 (2015–2018 年) では、13–14 TeV の重心系エネルギー及び $1-2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の瞬間ルミノシティー、Run-3 (2020–2022 年) では、 $2-3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の瞬間ルミノシティー、Run-4 (2025 年～) では $5-7 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ の瞬間ルミノシティーで稼働する予定であり、それに合わせて LHC 加速器及び検出器アップグレードのためのシャットダウン期間が、phase0 (2013–2014 年)、phase1 (2018–2019 年)、phase2 (2023–2024 年) に予定されている。

段階的な LHC 加速器アップグレードに重ね、重心系エネルギーと瞬間ルミノシティーを高めることから、興味のある物理事象だけでなく、1 回の陽子・陽子交差から出現する興味のない物理事象が増大し、その結果、L1 トリガーレート (節 1.4.1) が増大する。L1 トリガーレートは、HL トリガー (節 1.4.2) で処理可能な範囲であることが求められ、Run-2 のミューオントリガーを例に上げると、L1 トリガーレートは、25kHz 以内という要求がある。しかし、Run-1 と同様の L1 トリガーを使用する場合、横運動量 (p_T) 閾値 20 GeV の場合に想定される L1 トリガーレートの最大値は 34 kHz であり、これは要求値よりはるかに大きい。

図 1.6 [8] に示すのは、ミューオンの p_T とミューオンを生成する物理過程の取得率を示している。結果、ミューオンの p_T が低ければ低いほうが、超対称性過程などの探索が行えることを示唆している。したがって、L1 トリガーにおけるミューオンの p_T 閾値は、出来る限り低くすることが望ましく、このことから、L1 トリガー検出器及びトリガー回路には、 p_T 閾値を低く保ちつつ、増大する事象発生頻度で安定に稼働し、かつ L1 トリガーレート削減できることが要求される。

そこで、本研究は、新物理探索において重要な要素であるミューオンの L1 トリガーアップグレードに関する 2 つの研究を行う。

-2012				2013				2014				2015				2016				2017				2018			
Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4
Run-1(2011-2012) 7 TeV $0.7 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$				Long Shutdown for detector upgrade (phase0)								Run-2 13–14 TeV $1-2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$															
2019				2020				2021				2022				2023				2024				2025–			
Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4	Q1	Q2	Q3	Q4
Long Shutdown for detector upgrade (phase1)				Run-3 14 TeV $2-3 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$								Long Shutdown for detector upgrade (phase2)								Run-4 14 TeV $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$							

図 1.5 今後の LHC-ATLAS 実験計画。青色の領域が LHC 加速器が稼働している期間予定とその時の重心系エネルギーと瞬間ルミノシティーが示してあり、橙色の領域が検出器アップグレードのためのシャットダウン期間予定を示す。

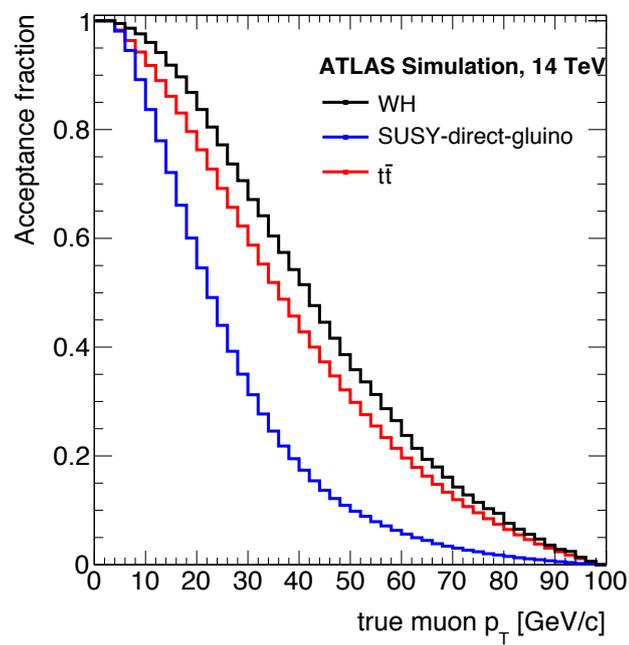


図 1.6 ミューオンの横運動量 (true muon p_T) と生成過程の取得率 (acceptance fraction) の関係。超対称性粒子のグルイーノからミューオンが生成される過程の取得率は、 $t\bar{t}$ や WH 生成過程における取得率より、横運動量に対して指数関数的に減少していく。L1 ミューオントリガーにおけるミューオンの L1 p_T 閾値を 20 GeV にした場合は、約 0.5 となる。

1.2 LHC 加速器の概要

図 1.7 示してあるのが、Large Hadron Collider (LHC 加速器) の全容である^[9]。LHC 加速器は、周長約 27 km の陽子衝突型の円形加速器である。陽子は水素ガスに磁場を与えることで陽子を取り出して生成しており、5 段階の加速器を用いて、陽子ビームを 4(7) TeV まで加速させる。表 1.1 に LHC 加速器の性能を示す。Run-1 では、7 TeV または 8 TeV の重心系エネルギー、25 ns または 50 ns の陽子ビームの時間間隔 (バンチ間隔=1/衝突頻度) から $0.7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の瞬間ルミノシティーで運転が行われた。Run-2 以降では、13–14 TeV の重心系エネルギー及び 25 ns のバンチ間隔で、瞬間ルミノシティーを段階的に向上させていく (節 1.1.1)。

LHC 加速器には、主に 4 つの衝突箇所があり、それぞれの箇所で行われている。高エネルギー実験を行っているのは、ATLAS と CMS である。ALICE と LHCb は重イオン衝突の物理や B 中間子の物理に焦点を置く。

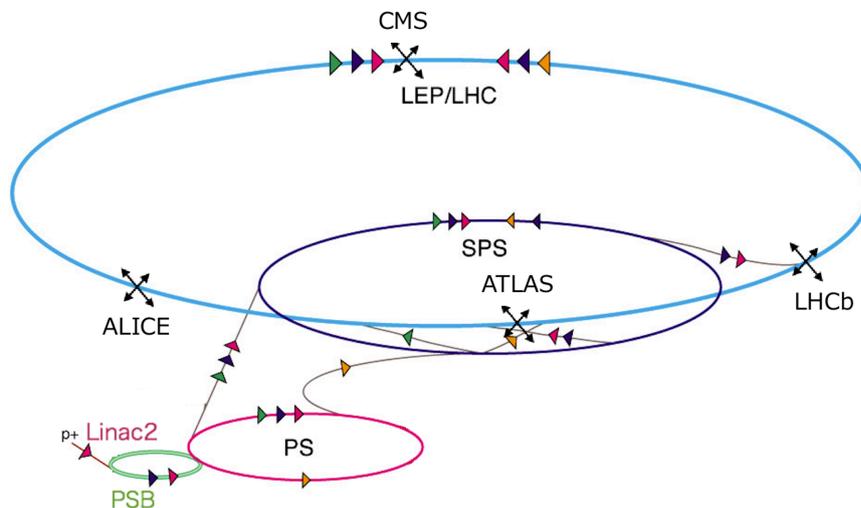


図 1.7 LHC 加速器の全容。Linac 2: 50 MeV → PSB: 1.4 GeV → PS: 25 GeV → SPS: 450 GeV → LHC: 4(7) TeV の 5 段階で陽子ビームを加速させる。

表 1.1 Run-1 における LHC 加速器の性能表。

重心系エネルギー	バンチ間隔	瞬間ルミノシティー
8 (7) TeV	25 (50) ns	$0.7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

1.3 ATALS 検出器の概要

図 1.8 に ATLAS 検出器の全体図を示す^[10]。ATLAS 検出器は、直径 25 m、長さ 44 m の円筒形汎用検出器である。最内層から順に、内部飛跡検出器、ソレノイド磁石、カロリメータ、トロイド磁石、ミュオン検出器が設置されている。以下、LHC-ATLAS 実験に使用される座標系及び各検出器について説明する。

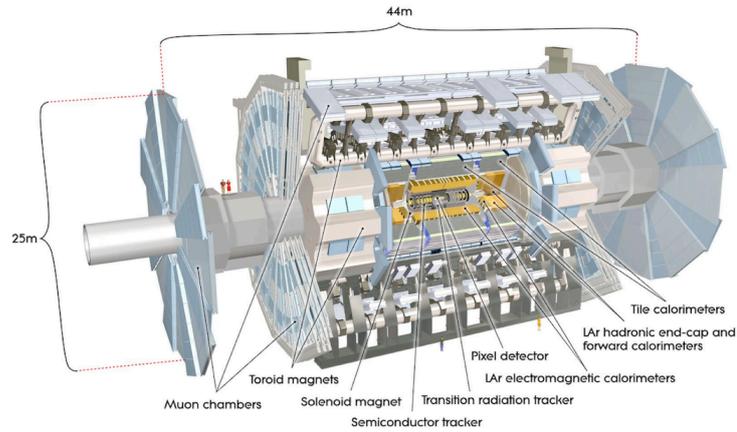


図 1.8 ATLAS 検出器の断面図。直径 25 m、長さ 44 m、重さ 7000 tons の円筒形汎用検出器。

1.3.1 LHC-ATLAS 実験で使用される座標系

以下に LHC-ATLAS 実験で使用される座標系を示す (図 1.9) [11]。LHC-ATLAS 実験における原点は相互作用点 (IP) であり、 z 軸はビーム方向、 x 軸は、LHC トンネルの中央に向かう水平方向、 y 軸は地上へ向かう垂直方向である。 x - y 平面を表す際、 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ が使用される。 x - y 平面と z 軸との角度は $\theta = (-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2})$ で表され、 x 軸と y 軸の角度は $\phi = (0 < \phi < 2\pi)$ で表される。

高エネルギー加速器実験では、擬ラピディティ ($\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$) や x - y 座標平面上の運動量 (横運動量: p_T) やエネルギー (横エネルギー: E_T) というパラメータがよく使用される。

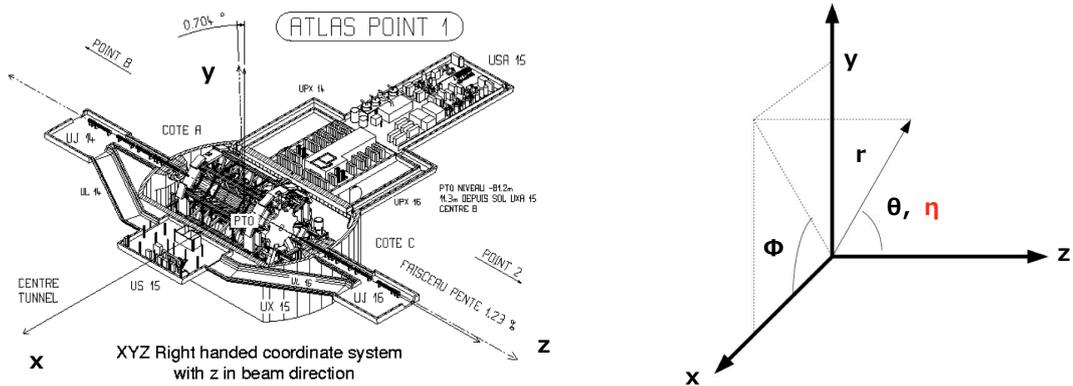


図 1.9 ATLAS 検出器の座標系。

1.3.2 内部飛跡検出器

$|\eta| < 2.5$ の領域内において、25 ns のバンチ間隔で、陽子陽子衝突点から膨大な数の飛跡が発生する。興味のある物理事象を精密に測定するためには、運動量と崩壊点測定の分解能が重要な要因となることから、内部飛跡検出器には精密な飛跡を再構成できる能力が要求される。現在使用されている内部飛跡検出器はピクセル検出器、Semiconductor Tracker (SCT) および Transition Radiation Tracker (TRT) で構成されている (図 1.10)。内部飛跡検出器は、ソレノイド磁石により作られる 2 T の磁場領域内に設置されており、磁場の影響を受けて曲がる荷電粒子の飛跡を再構成する検出器である。また、検出可能領域は $|\eta| < 2.5$ である。パレル領域 ($|\eta| < 2.0$) では、ビーム軸の周りに同心円筒の検出器が設置されており、一方、エンドキャップ領域 ($|\eta| > 2.0$) では、ビーム軸に垂直にディスク状の検出器が設置されている。3 層で構成されているピクセル検出器は、最も精密な飛跡検出器であり、崩壊地点領域に設置されている。最小のピクセルサイズは $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ 、分解能は、パレル領域で R- ϕ 方向に $10 \mu\text{m}$ と z 方向に $115 \mu\text{m}$ 、エンドキャップ領域で R- ϕ 方向に $10 \mu\text{m}$ と z 方向に $115 \mu\text{m}$ である。ピクセル検出器における読み出しチャンネル総数は約 80.4 万数である。SCT は、2 枚のシリコンストリップセンサーが 40 mrad の角度で貼り合わされており、4 層で構成されている。分解能は、パレル領域で R- ϕ 方向に $17 \mu\text{m}$ と z 方向に $580 \mu\text{m}$ 、エンドキャップ領域で R- ϕ 方向に $17 \mu\text{m}$ と R 方向に $580 \mu\text{m}$ である。読み出しチャンネルは合計で約 6.3 万数となる。直径 4 mm のストロー管で構成されている TRT は、 $|\eta| < 2.0$ 領域で R- ϕ の情報のみを出力し、飛跡あたり典型的に 36 ヒットを出力する。ストロー当たりの分解能は $130 \mu\text{m}$ となる。

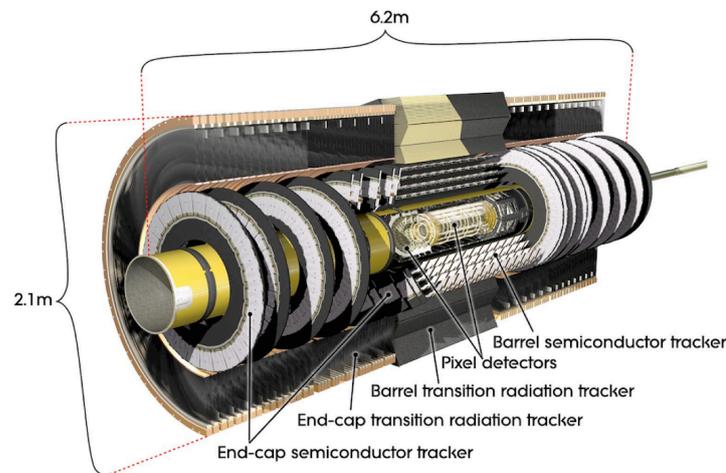


図 1.10 内部飛跡検出器の断面図。

1.3.3 カロリメータ

ATLAS 実験では、様々な物理目的や放射線環境への要求を満たすべく、 $|\eta| > 4.9$ の広い範囲をいくつかの種類のカロリメータで覆っている。電磁カロリメータは、電子と光子のエネルギーの精密測定が可能であり、ハドロンカロリメータは、ジェットの再構成が可能である。電磁シャワーやハドロンシャワーを効率よく吸収し、かつミュオンは吸収しないようにする。そのために、荷電粒子及びジェットが通過する方向に対する深さは設計の

上で重要なパラメータである。電磁カロリメータは、バレル領域で厚さ > 22 の放射長 (X_0) かつ約 9.7 の吸収長、エンドキャップ領域で厚さ $> 24 \times X_0$ かつ約 10 の吸収長の精密な分解能を持っており、高エネルギーを持つジェットの精密な再構成が可能となる。液体アルゴン電磁カロリメータは、バレル領域 ($|\eta| < 1.475$) とエンドキャップ領域 ($1.375 < |\eta| < 3.2$) に分けて設置してある。カロリメータに使用される材質の性能を劣化させないために、ソレノイド磁石と同様の真空を使用している。このカロリメータは、鉄の吸収板とカプトン電極によるアコーディオン構造となっている。 $|\eta| < 1.8$ の領域には、電子または光子の逆行によるエネルギー損失を収集するためのプレサンプラーが設置されている。ハドロンシャワーを吸収するタイルカロリメータは、液体アルゴン電磁カロリメータの外側、 $0.8 < |\eta| < 1.7$ の領域に設置されている。このカロリメータは、スチールの吸収板とタイルシンチレータで構成されている。エンドキャップ用ハドロンカロリメータは、エンドキャップの液体アルゴン電磁カロリメータの外側に設置されており、これも液体アルゴンカロリメータである。フォワード用ハドロンカロリメータは、銅とタングステンで構成されており、後段のミュオン検出器への背景放射を削減する役割も持っている。

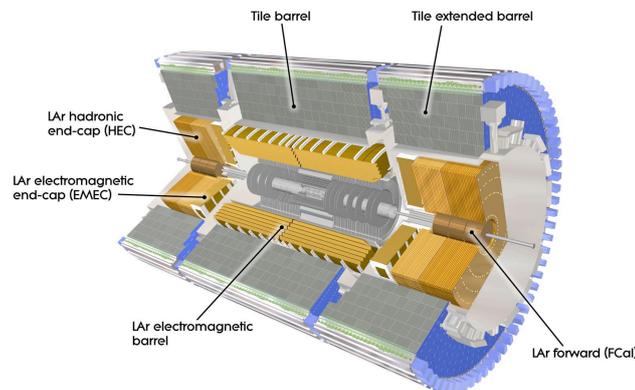


図 1.11 カロリメータの断面図。

1.3.4 ミュオン検出器

ATLAS 検出器は、ミュオンだけで単独にトリガーが行えるようにミュオン検出器 (図 1.12) が最外層に設置されている。ミュオン検出器は、主に 4 種類あり、トリガー検出器は、バレル領域には Resistive Plate Chamber (RPC)、エンドキャップ領域には Thin Gap Chamber (TGC) が設置されており、精密の位置及び横運動量測定が行える Monitored Drift Tube (MDT) とフォワード領域には、Cathode Strip Chamber (CSC) が設置されている。各検出器の性能について、表 1.2 に示す。TGC については、2 章にて詳細に説明する。

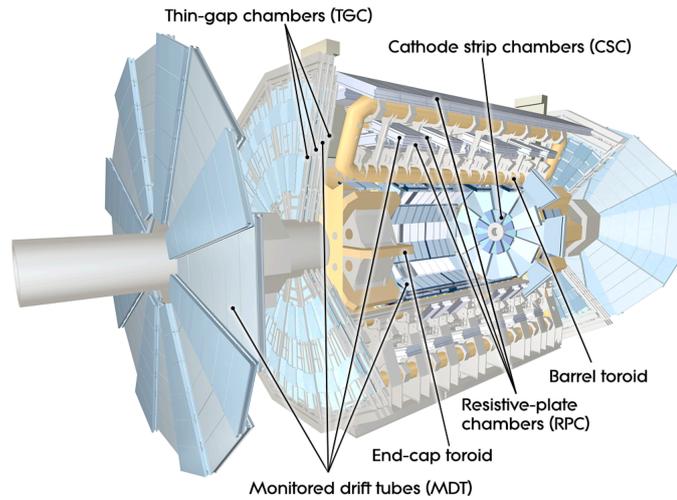


図 1.12 ミューオン検出器の断面図。

表 1.2 ミューオン検出器の分解能。

Type	Function	Chamber resolution (RMS) in			Measurements/track		Number of	
		z/R	ϕ	time	barrel	end-cap	chambers	channels
MDT	tracking	$35 \mu\text{m} (z)$	—	—	20	20	1088 (1150)	339k (354k)
CSC	tracking	$40 \mu\text{m} (R)$	5 mm	7 ns	—	4	32	30.7k
RPC	trigger	10 mm (z)	10 mm	1.5 ns	6	—	544 (606)	359k (373k)
TGC	trigger	2–6 mm (R)	3–7 mm	4 ns	—	9	3588	318k

Monitored Drift Tube (MDT)

MDT は、 $|\eta| < 2.7$ の領域に設置されている直径 29.970 mm のドリフトチューブである。ミューオンがチューブ内に侵入することで、中のガス (Ar, CO₂, CH₄の混合物) の電離を起こし、発生した電子をアノードワイヤーで読み取り、ヒット情報を得る。最大のドリフト時間は、およそ 700 ns である。

Resisive Plate Chamber (RPC)

RPC は、バレル領域 ($0 < |\eta| < 1.05$) におけるミューオンのトリガー検出器である。検出器は、図 1.14 に示すように、ビームパイプから、R 方向に 3 層設置されており、すべての ϕ 領域をカバーしている。最外層と内層のチェンバーを使用し、飛行距離を稼ぐことにより、高い横運動量 (9–35 GeV) を持つミューオンを検出でき、内側のチェンバー 2 つを使用する事により、低い横運動量 (6–9 GeV) を持つミューオンを検出可能である。

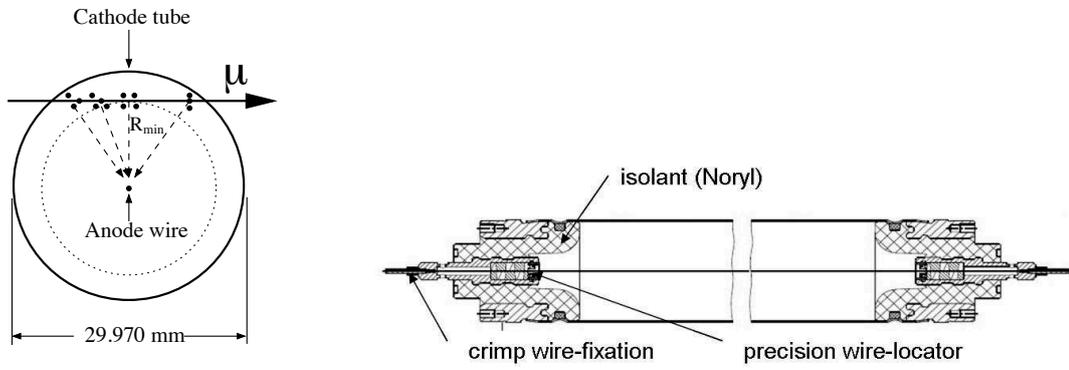


図 1.13 MDT チューブの断面図。左図: チューブの直径方向の断面図。右図: チューブの長さ方向の断面図。

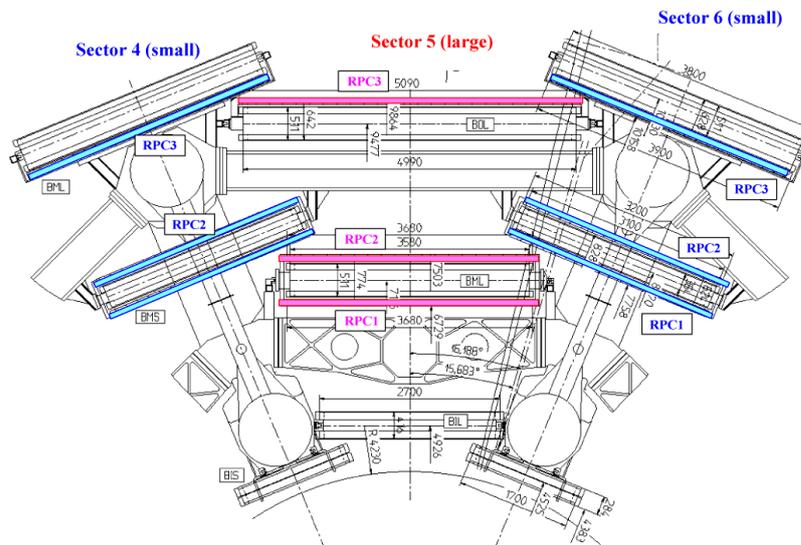


図 1.14 ATLAS 検出器における RPC の配置図。

Cathode Strip Chamber (CSC)

MDT が安定に稼働できる単位面積当たりのヒットレートは、約 150 Hz/cm^2 であり、 $|\eta| > 2$ の衝突点に近いフォワード領域では、衝突時に発生する背景事象の膨大なジェットや検出器や構造物に高エネルギー粒子が当たることで発生する中性子により、これを上回るおそれがある。したがって、内部のフォワード領域には、MDT の代わりに、ヒットレート耐性が強い、CSC が使用されている。CSC は、TGC と同様の多線式比例計数管であり、ワイヤーは、 R 方向にはられており、ストリップは、 η 方向にはられている。CSC は、ストリップのみの読み出しを行っており、 η 分解能は、 $60\text{--}80 \mu\text{m}$ である。また、CSC の安定に稼働するヒットレートは、約 1000 Hz/cm^2 である。

1.3.5 超電導磁石

ATLAS 検出器は、2つの超電導磁石を用いて磁場を形成している (図 1.15 (a))。内部飛跡検出器とカロリメータの間には、ソレノイド磁石があり、カロリメータの外側には、ミュオン検出器用のトロイド磁石がバレル領域 (バレルトロイド) とエンドキャップ領域 (エンドキャップトロイド) に独立に設置されている。

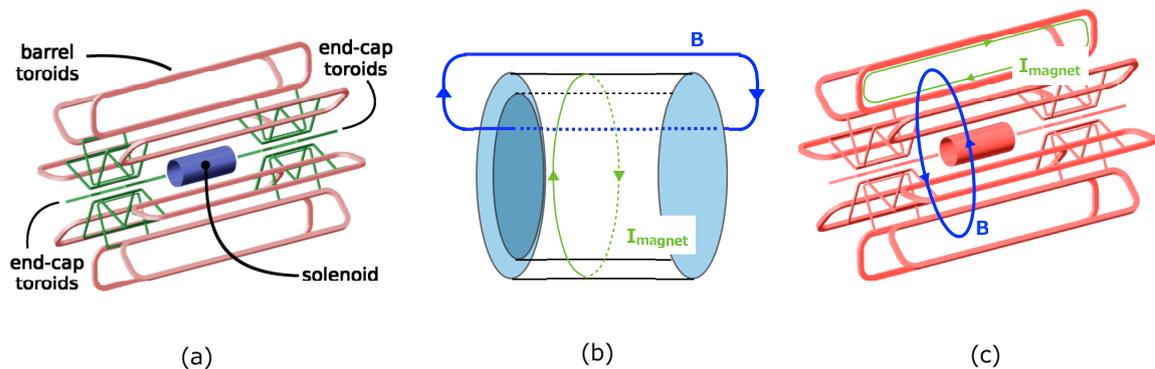


図 1.15 超電導磁石の配置 (a) と磁場構造。(b) はソレノイド磁石の磁場を示しており、(c) はトロイド磁石の磁場を表す。

ソレノイド磁石

ソレノイド磁石は、図 1.15 (b) に示すように、内部飛跡検出器内に、ビーム軸に沿った 2 T のソレノイド磁場を発生させる。ソレノイド磁場により、衝突点から発生した荷電粒子は、 ϕ 方向に曲がる運動をする。ソレノイド磁石による電子やジェットのエネルギー損失を可能な限り下げることが目的として、物質量を抑えている。コイルや構造物による合計の X_0 は、約 0.66 となっている。

トロイド磁石

トロイド磁石は、図 1.15 (c) に示すように、 ϕ 方向に沿ったトロイド磁場を生成するために、コイルを ϕ 方向に対し、8 回対称になるように設置しているユニークな磁石である。したがって、磁場の強さは、一様ではなく、基本的にコイルの配置と同様に 8 回対称になる。 $0 < |\eta| < 1.4$ 領域の強さは 1.5–5.5 Tm、 $1.6 < |\eta| < 2.7$ 領域の強さは約 1–7.5 Tm となる。トロイド磁石により、ミュオンは η 方向へ曲がる。トロイド磁石の磁場の強さを図 1.16 を示す [12]。

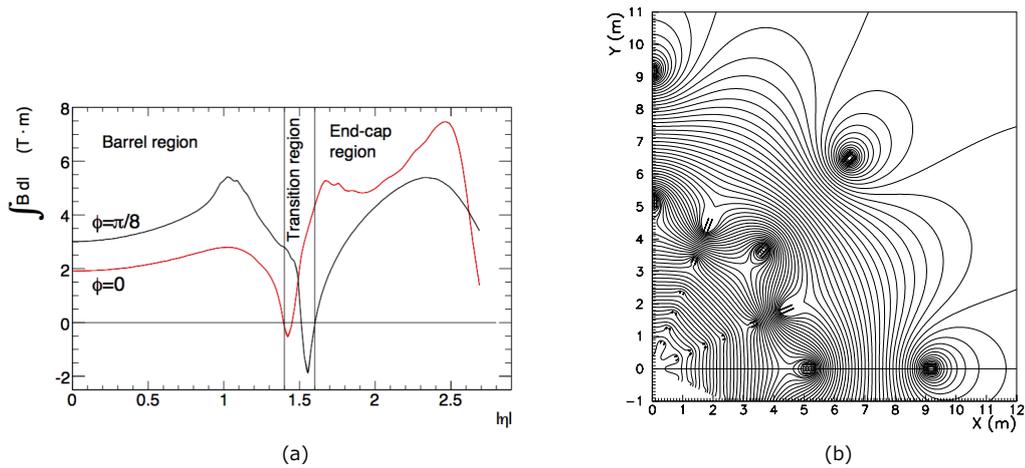


図 1.16 (a) トロイド磁石のビーム軸方向の磁場分布。(b) トロイド磁石の x - y 平面における磁場分布。

1.4 ATLAS トリガーシステム

LHC が計画どおりのルミノシティかつ 25 ns のバンチ衝突で稼働するときの陽子・陽子反事象レートは、約 1 GHz となる。このデータは、興味のある物理事象以外の事象がほとんどの割合を占めており、すべて読み出し保存する事は、コンピューティングリソースの関係上不可能である。したがって、ATLAS 実験では、興味のある物理事象のみを選別し、コンピューティングリソースを無駄にしないように効率的にデータ取得を行う事を目的として、3 段階のトリガーシステムを採用している (図 1.17 [10])。1 段目のトリガーはレベル 1 トリガー (L1 トリガー) と呼ばれ、ASIC や FPGA を駆使したハードウェアのトリガーである。2 段目は、レベル 2 トリガー (L2 トリガー) と呼ばれ、ソフトウェアによるトリガーである。3 段目もレベル 2 トリガーと同様に、ソフトウェアによるトリガーであり、イベントフィルタと呼ばれている。レベル 2 トリガーとイベントフィルタは、まとめてハイレベルトリガー (HL トリガー) とも呼ばれる。

1.4.1 L1 トリガー

L1 トリガーは、検出器から来る 1 GHz のレートから来る事象数から興味のある事象と背景事象を選別し、興味のある物理事象レートを低下させること無くデータを取得しなければならない。出力する L1 トリガーレートへの要求は 75 kHz であり、この処理を $2.5 \mu\text{s}$ 以内で行う必要がある。したがって、高速に処理が可能な ASIC 及び FPGA などの論理集積回路からなるハードウェアで L1 トリガーを行う。そのために、ATLAS 実験では、パイプライン構造を採用している。パイプライン構造というのは、データを保持する電気回路とトリガーを発行する電気回路の二種類が、並列に動作し、同期しているシステムの事を指す。この機構の動作は、検出器からのすべてのデータを一度メモリ (FIFO) に保存し、その間に、データから横運動量などの簡易的な計算を行い、それが興味のある物理事象からくるものなのか判定し、その結果を FIFO に渡し、最終的にデータを HL トリガーに流すか捨てるかの選択するというものである。L1 トリガーに許される処理時間は $2.5 \mu\text{s}$ であり、この時間内に L1 トリガーの受諾信号 (L1A) を発行しなければならない。

L1 トリガーは、ミュオントリガー検出器の RPC と TGC 及び、精度を落とし、高速演算に焦点を当てたカロリメータのトリガー回路 (L1Calo) の 2 つで行う。よって、L1 トリガーでは、ミュオン、電子、光子、ジェット及び、タウレプトンによる崩壊から生まれたハドロンの高い横運動量、横エネルギーを計算し、選別を行う (図 1.18)。各検出器により選別されたトリガー情報は、Region-of-Interest (RoI) と呼ばれる η と ϕ の領域分割した単位で読み出され、中央トリガー処理回路 (CTP) に送られる。CTP により、総合的な判断を行い、トリガー発行となる場合は、CTP から各検出器へ、データの読み出し指令が出され、各検出器の FIFO に保存してあるデータを HL トリガーへ流す。トリガーを発行する際、各検出器のデータが同じ陽子・陽子衝突から来たことを保証しなければならない。そのために、ATLAS 実験では、データをトリガー及び読み出すタイミングを制御するシステム (TTC) が使用されており、TTC により、バンチ間隔のタイミングをすべての回路に伝達する。

1.4.2 HL トリガー

L2 トリガーは、L1A 後に各検出器から出力される RoI とデータを元に、ソフトウェアを用いて L1 トリガーより高精度に粒子の横運動量及び横エネルギーを計算選別を行っている。L2 トリガーへの要求は、約 40 ms の処理時間内で 75 kHz の L1 トリガーレートを 3.5 kHz の L2 トリガーレートまで落とすことである。

イベントフィルタは、L2 トリガーより更に物理過程に準じたトリガーであり、荷電粒子の飛跡再構成などを行い、全検出器の最高精度で横運動量や横エネルギーを計算し、トリガーレート削減を行う。イベントフィルタへの要求は、約 1 s の処理時間内で 3.5 kHz の L2 トリガーレートを 200 Hz のまで落とし、物理データとして保存することである。

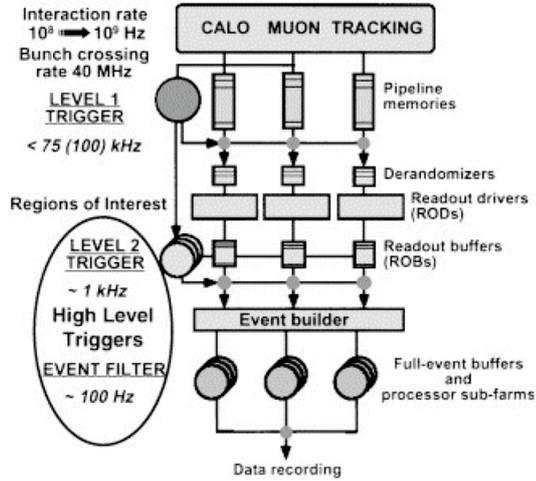


図 1.17 ATLAS 実験における 3 段階のパイプライン構造を持つトリガーシステム。

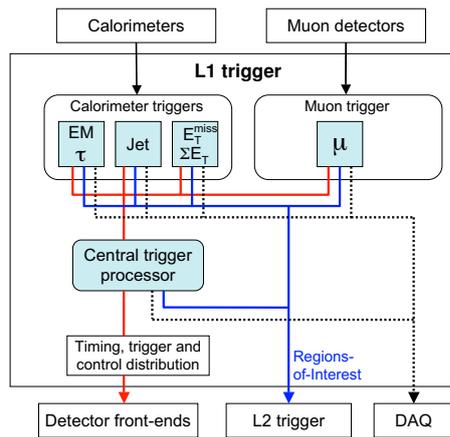


図 1.18 ATLAS 実験における L1 トリガーシステム。カロリメータとミュオントリガー検出器の情報を駆使して、ATLAS 検出器全体の L1 トリガーを発行している。

第2章 エンドキャップミュオントリガー検出器

2.1 TGC 検出器について

Thin Gap Chamber (TGC) とは、高エネルギー実験においてよく使用される Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) 型検出器の一つ (図 2.1^{[13][7]}) であり、アノードワイヤーとカソードストリップのヒットから 2 次元情報を取得する。25 ns バンチ衝突間隔の中で、高速にミュオントリガーを行う事を目的として、ワイヤーとストリップ間の間隔が極めて狭く設計されているため、TGC 内部に入射してきたミュオンが充填してあるガスに衝突することで発生する陽イオンと電子が素早くワイヤー及びストリップに到達し、チェンバーの不感時間が短くなる検出器である。ATLAS 実験において、TGC はエンドキャップ領域 ($|\eta| > 1.05$) のミュオントリガー検出器として設置されている。

TGC は、カロリメータ後に 1 層 (SWTGC) とトロイド磁石後に 3 ステーション (BWTGC) 設置されている。以下、BWTGC の事を TGC と呼ぶ。最も IP に近いステーション (M1) は 3 層構造 (Triplet) になっており、残り 2 ステーション (M2 及び M3) は 2 層構造 (Doublet) になっており、全 7 層から (Z、R、 ϕ) の 3 次元飛跡情報を取得することで、ミュオンの横運動量を算出する。

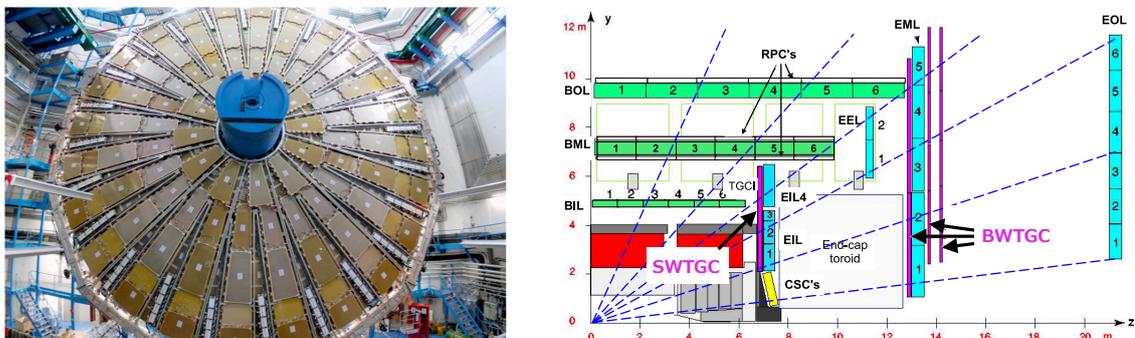


図 2.1 TGC 検出器。SWTGC は、カロリメータ後に設置されている内部の TGC。BWTGC は、トロイド磁石後に設置されている外部の TGC。Run-1 において、SWTGC はミュオントリガーとして使用されていない。

2.1.1 TGCの基本構成

TGCの断面図を図2.2 (a)に示す^[15]。ワイヤーは、金メッキが施された $50\ \mu\text{m}$ のタングステンが $1.8\ \text{mm}$ 間隔で張られている。ストリップは、ガラスエポキシ板の内面に表面抵抗が $1\ \text{M}\Omega/\text{cm}^2$ のカーボンを塗布し、読み出し側に $30\ \mu\text{m}$ の厚さの銅板をワイヤーと垂直になるように敷き詰めている。ワイヤー間の間隔より、ワイヤーとストリップ間の間隔を狭めることで、不感時間が短くなる。図2.2 (b)にTGCに荷電粒子を入射した時に発生する信号の到達時間分布及び検出効率を示しており、 $25\ \text{ns}$ のゲート幅で99%の信号を取得できる^[15]。

TGCは、 CO_2 とn-Pentane ($\text{n-C}_5\text{H}_{12}$)が55:45の混合されたガスを使用しており、 CO_2 が電離の役割を果たし、n-Pentaneが放電を防ぐ、クエンチガス¹の役割を果たしている。

ワイヤーには、 $2.9\ \text{kV}$ の高電圧が印加されており、ガス中にミュオン(荷電粒子)が通過すると、ガスが電離されてイオン化する。電離された電子は印加電圧により加速しながらワイヤーに向かってドリフトしていく。その結果、電子が更にガスを電離させ、タウンゼントなだれと呼ばれる電子なだれを形成し、ワイヤーを取り囲む。TGCは、その電子なだれによる負の信号をワイヤーから読み取る。同時に、高抵抗のカーボン面に電荷が誘起されることにより、ストリップにも電荷が誘起され、それを正の信号として読み取る。電子なだれにより生じたイオンなどの再結合による紫外線は、2次電子を発生させ、自己放電を起こす可能性がある。そこで、n-Pentaneを含む混合ガスを使用することにより、2次電子の発生を防いでいる。

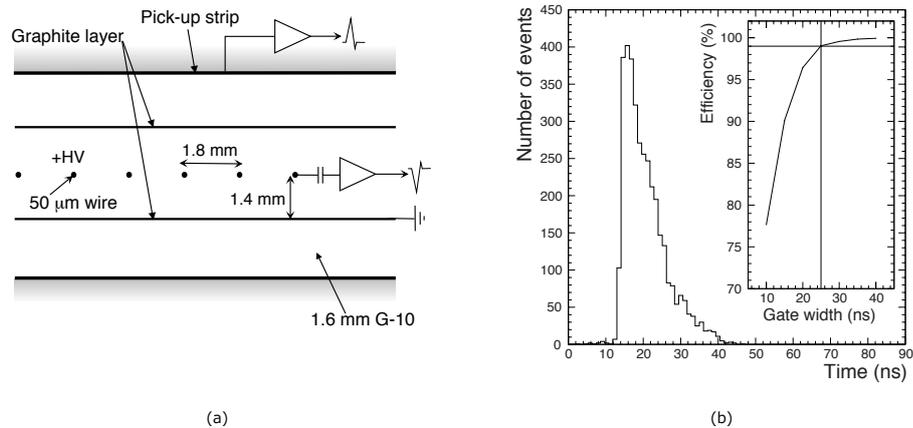


図 2.2 (a)TGC の断面図。金メッキされた $50\ \mu\text{m}$ のタングステンワイヤーは $1.8\ \text{mm}$ 間隔ではられている。ストリップは、外部の読み出しに表面がワイヤーに垂直になるように敷き詰められている厚さ $30\ \mu\text{m}$ の銅板である。

(b)TGC より発生した信号の到達時間分布及び検出効率を示す。ワイヤーとストリップの間隔を狭くすることにより、 $25\ \text{ns}$ のバンチ間隔以内で、TGC の検出効率が 99 %になる。

¹紫外線を吸収する効果を持つガス。

TGCの構造と配置

TGCは、図2.3(a)に示すように扇型である^[14]。ストリップは ϕ 方向の読み出しに使用され、ワイヤーは η (R)方向の読み出しに使われる。ストリップにおける1チェンバーの信号読み出しチャンネル数は32個に固定されている。一方、ワイヤーは4~33本を1つの読み出しチャンネルにまとめており、ワイヤーにおける1チェンバーの読み出しチャンネル数は、 η に応じて変化する。チェンバーのタイプは図2.3(b)に示すように2種類あり、ワイヤー及びストリップが2層構造になっている Doublet と、ワイヤーが3層構造であり、ストリップが2層構造の Triplet である^[10]。

TGCは、 η 方向に5(6)枚のチェンバーで構成されており、この組をトリガーセクターと呼ぶ(図2.4^[10])。エンドキャップ領域(EC)ではトリガーセクターを η 方向に37分割と ϕ 方向に4分割、フォワード領域(FW)では、 η 方向に16分割と ϕ 方向に4分割し、この最小単位をRegion of Interest (RoI)としてL1トリガーに使用している。表2.1に全TGCの座標、チェンバー数、ワイヤー及びストリップのチャンネル数の情報を示す。

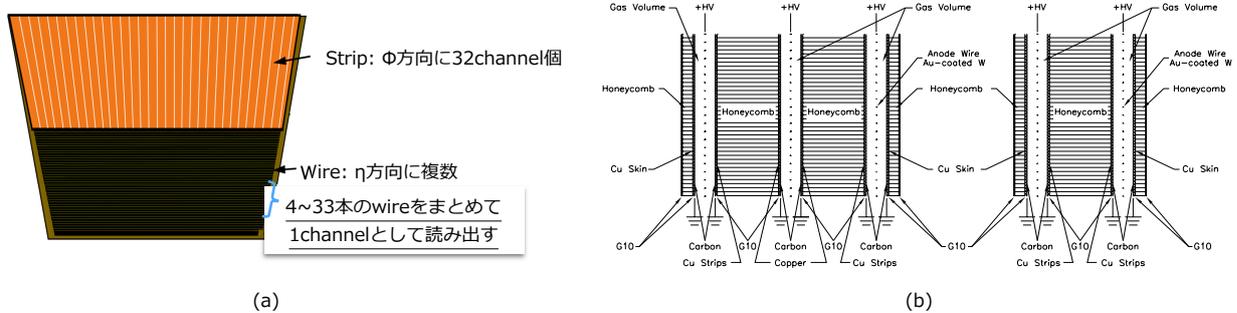


図2.3 (a) TGCの形状。ワイヤーは、 η (R)方向にはられており、4-33本の複数ワイヤーをまとめて、1つの読み出しチャンネルとする。ストリップは、 ϕ 方向に敷き詰められており、すべてのチェンバーで、32チャンネル数存在する。
 (b) Triplet 及び Doublet チェンバーの構成図。各層間は、ハニカム構造を持つスペーサで仕切られている。

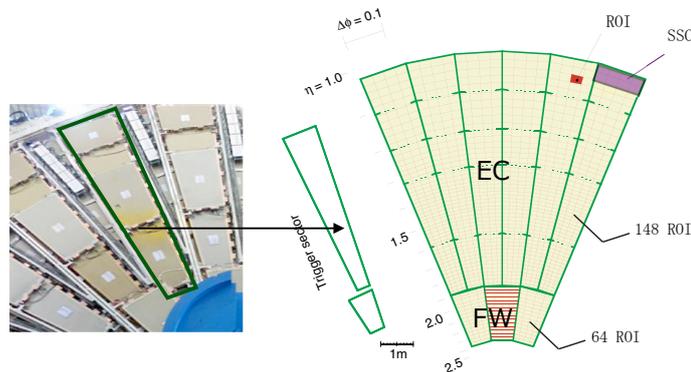


図2.4 チェンバーの配置とTGC検出器で使用する単位(名称)。チェンバーは η 方向に5(6)枚を並べて一つのトリガーセクターを表し、このトリガーセクターを ϕ 方向に48組配置することで、全 ϕ 領域をカバーする円形型の検出器にしている。L1トリガーを行うための最小単位(RoI)は、 $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.03 \times 0.03$ と定義されている。

表 2.1 各ステーションにおけるチェンバー数、レイヤー数、ワイヤーとストリップのチャンネルと η 、 ϕ の関係表。

	chamber数	layer数
M1	5 Endcap: 4 Forward: 1	wire: 3 strip: 2
M2	6 Endcap: 5 Forward: 1	wire: 2 strip: 2
M3	6 Endcap: 5 Forward: 1	wire: 2 strip: 2

	$\sim\eta^*$ (min,max)	wire ch	Φ (min,max)	strip ch
layer1	1.05	299	2 π	1536*
	2.70	1	0	1
layer2	1.05	298	-	
	2.70	1		
layer3	1.05	299	2 π	1536*
	2.70	1	0	1

	$\sim\eta^*$ (min,max)	wire ch	Φ (min,max)	strip ch
layer4 layer5	1.05	422	2 π	1536*
	2.40	1	0	1
layer6 layer7	1.05	412	2 π	1536*
	2.40	1	0	1

* strip ch は、Forwardの場合、半分の値になる。
* η とwire chの関係は正確な値ではなく、およその値である。

チャンネルスタッガリング

TGCは、ミュオン飛跡を正確に検出できるように、ワイヤーのチャンネルは、 η 変化させて見た時に一様になるように互い違いに配置されている (スタッガリング)。つまり、実際のチャンネル位置は、 R 方向で見た場合のようになっている。

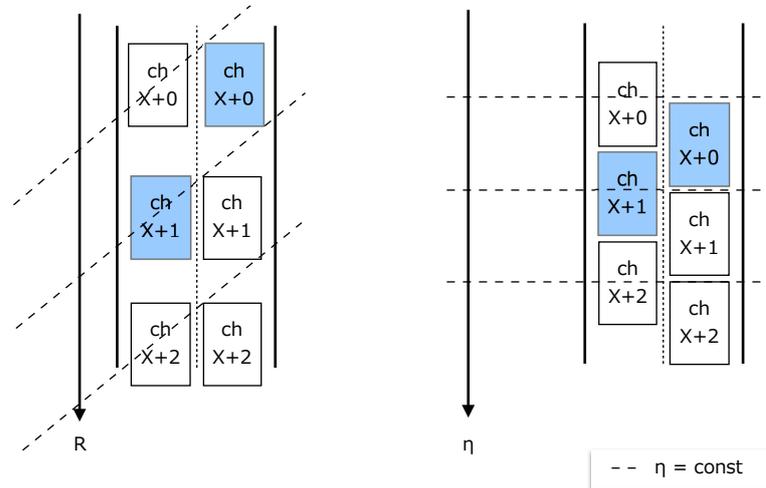


図 2.5 ワイヤーチャンネルのスタッガリング。左図は、実際の R 方向におけるワイヤーチャンネルの位置を示す。ワイヤーチャンネルは、 η から見た場合一様になるように右図のように各層におけるチャンネルをスタッガリングしている。

2.2 横運動量測定手法

ミュオンの横運動量の測定方法を図 2.6 に示す。Interaction Point (IP) から、飛来するミュオンの横運動量を測定する為に、IP と M3 ステーションのヒットした RoI を直線で結んだ時の横運動量を無限大横運動量を持つミュオン飛跡 (Infinite Momentum line) と仮定し、無限大横運動量と磁場により曲がった実際のミュオン飛跡 (muon path) の差 ($\Delta ch_{\text{wire}}, \Delta ch_{\text{strip}}$) を M2 及び M1 ステーションで算出し、最終的に Sector Logic でワイヤーとストリップのチャンネルコインシデンスから 6 GeV 以上 30 GeV 以下の 6 段階の横運動量を算出し、その飛跡の RoI と横運動量の情報を CTP へ送り、ATLAS 検出器全体でトリガー判定する。

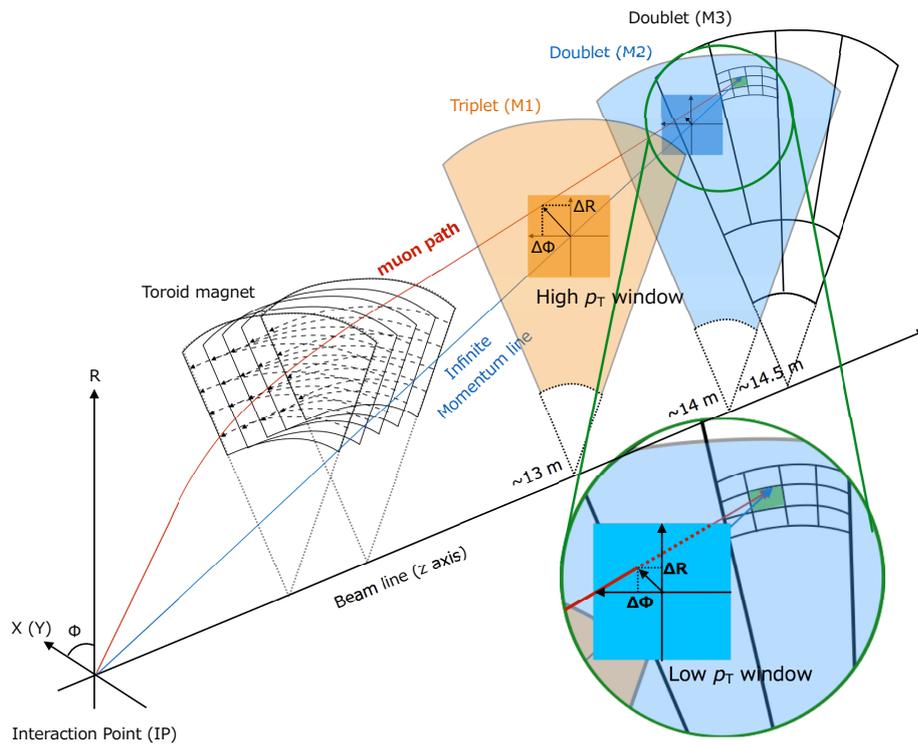


図 2.6 TGC を用いたミュオンの横運動量測定手法の概要図。ヒットした M3 の RoI と IP を直線で結んだ飛跡を無限大運動量を持つミュオン飛跡とする。実際のミュオン飛跡は、トロイド磁場により飛跡が曲がる。そこで、各層において、無限大運動量のミュオンがヒットした位置と実際のミュオンがヒットした位置の差 ($\Delta R, \Delta\phi$) から横運動量を測定する。 $(\Delta R, \Delta\phi) = (\Delta ch_{wire}, \Delta ch_{strip})$ と定義可能であるため、本文では、ワイヤー及びストリップのチャンネル差で示している。

2.2.1 各層間におけるチャンネルコインシデンス

ミュオンの飛跡を検出するために、ASIC 及び FPGA を駆使して、ワイヤーとストリップのチャンネルコインシデンス判定を行っている。

2Doublet (M2,M3) 及び M1 内部におけるチャンネルコインシデンス

1 段階目は、2Doublet (M2,M3) 及び M1 内部の層間でワイヤーとストリップ独立にチャンネルコインシデンスを行う (図 2.7、2.8)^[17]。チャンネルコインシデンスは、PS-Board (節 2.3) 内に設置されている Slave Board を用いて行う。2Doublet の 4 層におけるチャンネルコインシデンスは、ワイヤー及びストリップそれぞれ独立に 3 out of 4 を要求する。ワイヤーに対するステーション間のチャンネルコインシデンスの要求は、z 軸方向に開き (約 0.5 m) があるため、M3 にヒットしたワイヤーチャンネル ($ch_{wire(M3)}$) から、 $-7 \leq \Delta ch_{wire(M2-M3)} \leq +7$ の範囲内で M2 のワイヤーチャンネル ($ch_{wire(M2)}$) へのヒット要求を行う。トロイド磁石の磁場は、 ϕ 方向に対しても磁場が変化する。つまり、ミュオンは ϕ 方向にも曲がりながら飛来するため、ワイヤーのチャンネルコインシデンスと同様にストリップチャンネルも、 $-3 \leq \Delta ch_{strip(M2-M3)} \leq +3$ の範囲内で、チャンネルコインシデンスの要求を行う。チャンネルコインシデンスがとれた場合、4 層のチャンネル情報と ($\Delta ch_{wire}, \Delta ch_{strip}$) 情報を後段の M3 と M1 のチャンネルコインシデンスに送る。

一方、M1 内部におけるチャンネルコインシデンスは、ワイヤーに 2 out of 3 の要求、ストリップに 1 out of 2 の要求をする。ステーション内の各層間におけるチャンネルコインシデンスを要求するため、チャンネルコインシデンスの範囲要求は存在せず、各層間のチャンネルはスタッガリングされているため、図 2.8 のようなチャンネル配置に対し、先ほどのチャンネルコインシデンスを要求する。チャンネルコインシデンスがとれた場合、3 層のチャンネル情報を後段の M3 と M1 のチャンネルコインシデンスに送る。

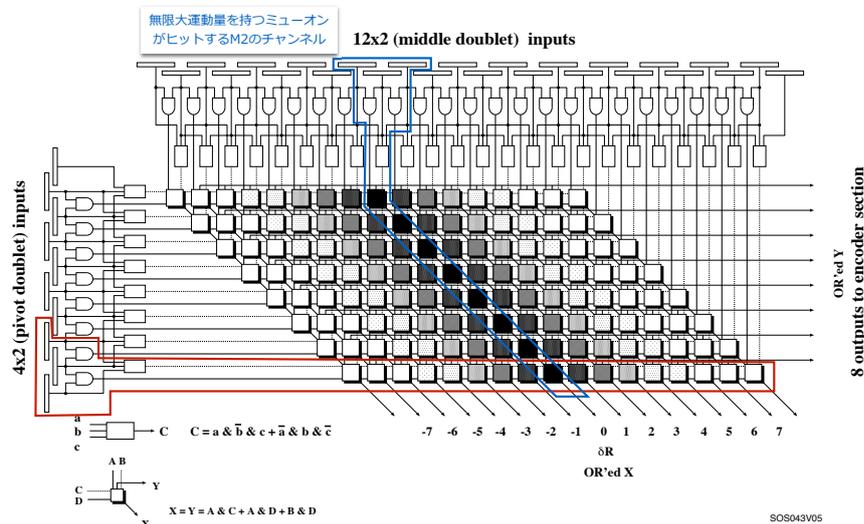


図 2.7 2Doublet 間におけるワイヤーチャンネルコインシデンスを示す。横方向は、M3 における 2 層の入力チャンネルを示しており、縦方向は、M2 における 2 層の入力チャンネルを示す。枠線のチャンネルを例にとると、M3 でヒットしたチャンネルと無限大運動量のミュオン飛跡が通る M2 のチャンネルを中心に、3 out of 4 のワイヤーコインシデンスを取り、 $|\Delta ch_{wire}| < \pm 7$ の範囲内におけるヒットチャンネルを取得し、チャンネル情報及び RoI の情報を後段の M3 と M1 のチャンネルコインシデンスへ送る。

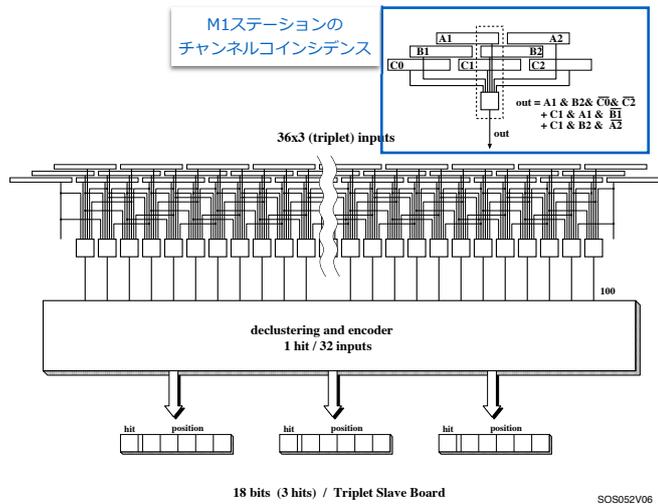


図 2.8 M1 内部におけるワイヤチャンネルコインシデンスを示す。M1 内部では、2 out of 3 のワイヤコインシデンスをとり、そのチャンネル情報を後段のチャンネルコインシデンスに送る。

M3 と M1 のチャンネルコインシデンス

2Doublet (M2,M3) 及び M1 内部におけるチャンネルコインシデンスにより取得したチャンネル情報を駆使し、Mini-Rack (節 2.3) に設置されている H-Pt Board で、M3 と M1 のチャンネルコインシデンスをワイヤー及びストリップで独立に要求する。この際、2Doublet の場合と同じように、ステーション間に開き (約 1.5 m) があるため、ワイヤーに対し $-15 \leq \Delta ch_{wire}(M1-M3) \leq +15$ 、ストリップに対し $-7 \leq \Delta ch_{strip}(M2-M3) \leq +7$ のコインシデンスウィンドウ範囲内でコインシデンスの要求をする (図 2.9)。その後、コンピューティング室 (USA15) に設置されてある Sector Logic (節 2.3) に $(\Delta ch_{wire}, \Delta ch_{strip})$ と RoI の情報を送る。

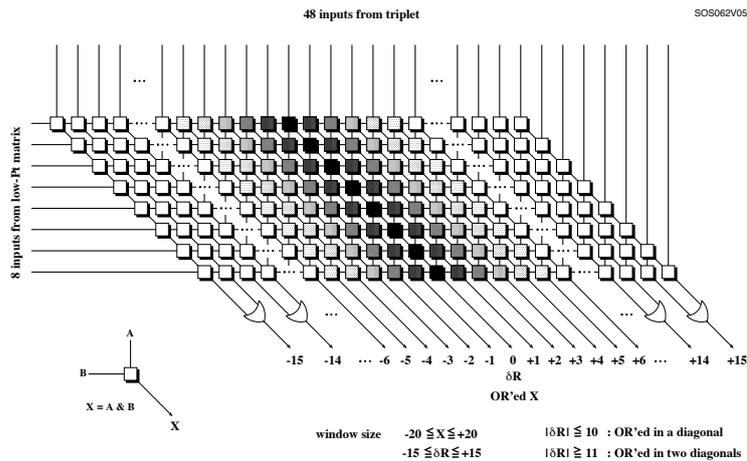


図 2.9 M3 と M1 間のワイヤチャンネルコインシデンスを示す。横方向は、2Doublet のワイヤコインシデンスから取得したチャンネル情報であり、縦方向は、M1 から取得したチャンネル情報である。 $|\Delta ch_{wire}| < \pm 15$ の範囲内におけるワイヤのヒットチャンネルを取得し、Sector Logic に送る。

$\Delta ch_{wire}, \Delta ch_{strip}$ コインシデンス判定

M3 と M1 のチャンネルコインシデンスにより取得した $\Delta ch_{wire}, \Delta ch_{strip}$ から、2次元ヒストグラム (図 2.10) を作成する [16][18]。無限大運動量飛跡との差と横運動量の相関関係から、6段階の横運動量測定を行う。測定したミュオンの横運動量と飛跡のヒットした RoI を全ミュオントリガーを総括する中央制御装置 (MUCTPI) に送る。

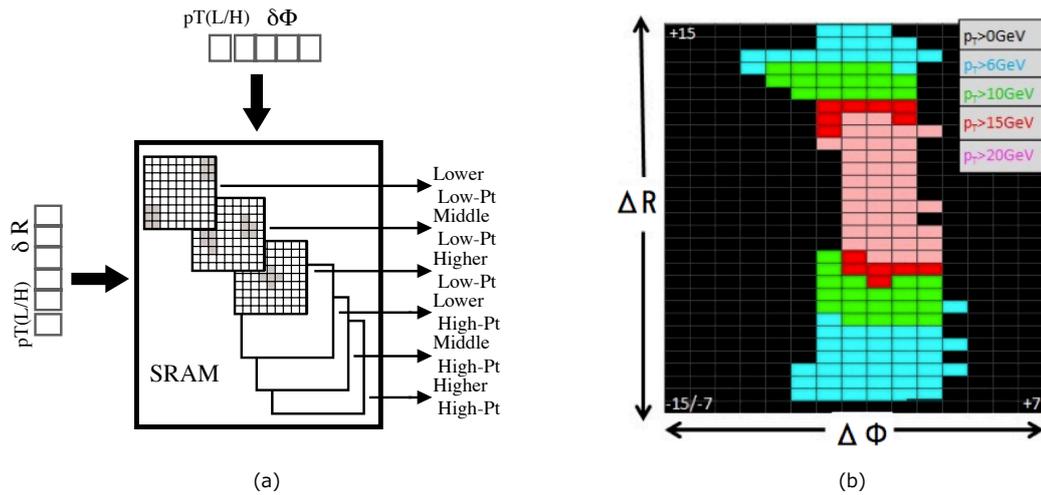


図 2.10 (a) Sector Logic における $\Delta ch_{wire}, \Delta ch_{strip}$ のチャンネルコインシデンスを示す。(b) 実際の Sector Logic が出力した一例を示す。

2.3 TGC トリガーシステム

この横運動量測定手法を行うために、TGC の電気回路システムは以下のように構成されている。

- L1 トリガー制御回路
- 読み出し制御回路
- 制御回路

そのシステムを図 2.11 に示す。TGC のワイヤー及びストリップからきたアナログ信号は、アナログ・デジタル変換回路 (ASD) により、デジタル信号として出力される。その後、出力信号は PS-Board → Mini-Rack → Computing room (USA15) に流れていき、L1 トリガー及び読み出しを行う。

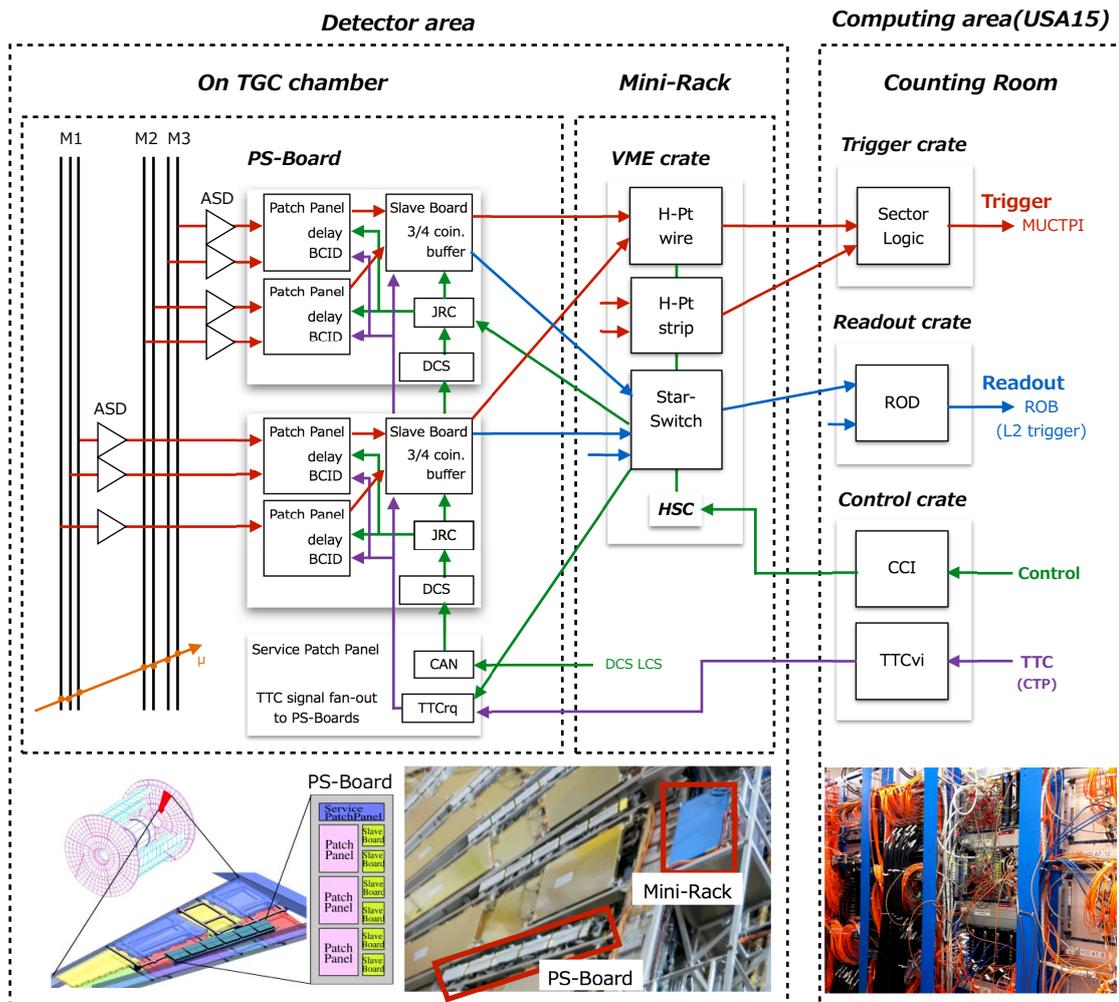


図 2.11 TGC 検出器における L1 トリガーシステムの概要図。赤線がトリガーライン、青線が読み出しライン、紫線がタイミング及び L1A のクロックライン、緑線が各電気回路の制御ラインを示す。写真は各電気回路が設置されている箇所を示す。

PS-Board

PS-Board は、チェンバーの脇に設置されている。Patch Panel ASIC は、ASD から出力されるデジタル信号を ATLAS のバンチ衝突間隔 (クロック) に同期させるための可変遅延及びバンチ衝突識別を行う。Slave Board は、TGC のデータを L1 トリガー判定するまで蓄えるバッファと Low p_T コインシデンスを行う機能を兼ね備えている。Service Patch Panel は、Patch Panel ASIC 及び Slave Board にクロックを共有するラインと各回路のコンフィグレーションを行うための制御ラインを兼ね備えた制御回路である。

Mini-Rack

Mini-Rack は、TGC のエッジ部分に設置されている VME クレートのことである。このクレートには、High p_T コインシデンスを行う HPT Board と L1 トリガーが発行された際にデータ読み出すための Star-Switch Board が設置されている。

Computing room (USA15)

USA15 には、 ΔR , $\Delta\phi$ コインシデンス判定を行い、その結果を MUCTPI に送る Sector Logic Board が設置されている。その他に、Star-Switch からのデータを受け取り、L2 トリガーに送る ROD、各 Mini-Rack に存在する VME クレート内の HPT 及び SSW を制御する CCI が存在する。

2.3.1 L1 トリガー制御回路

TGC のヒットチャンネルのデータを L1 トリガーにかけるハードウェア。Slave Board に入力されたワイヤーおよびストリップのチャンネル情報を駆使してそれぞれ独立に、2Doublet 及び M1 内部のチャンネルコインシデンスを行い、その結果を Mini-Rack 内の H-Pt に出力する。H-Pt では、M3 と M1 のチャンネルコインシデンスを行い、その結果を Sector Logic に送る。Sector Logic では、ワイヤーおよびストリップの結果から、横運動量を算出する。

2.3.2 読み出し制御回路

TGC から来るチャンネル情報及び L1 トリガー情報を L2 トリガーへ送るためのハードウェア。TGC のワイヤー、ストリップから来る信号をチェンバー付近に設置されている ASIC (ASD) を用いたデジタルライザー、ミュオン飛行時間及び各電気回路へ送るケーブル長の遅延を吸収するための可変遅延回路、TGC のチャンネル情報及び L1 トリガー情報を L2 トリガーへ送信する電気回路 (SSW 及び ROD) で構成されている。

2.3.3 制御回路

TGC の L1 トリガー制御回路及び読み出し制御回路全体のシステム制御を行う制御回路。制御回路には、各電気回路の ASIC 及び FPGA のコンフィグレーションや動作テストを行うためのラインと ATLAS 検出器から配布

される全システム共通クロックを各電気回路に供給するラインを備えている。全システム共通クロックを使用することで、バンチ衝突当たりのタイミングの位相を合わせることでバンチ衝突の識別が可能となり、生成されたミュオンのバンチ衝突を理解することが可能となる。

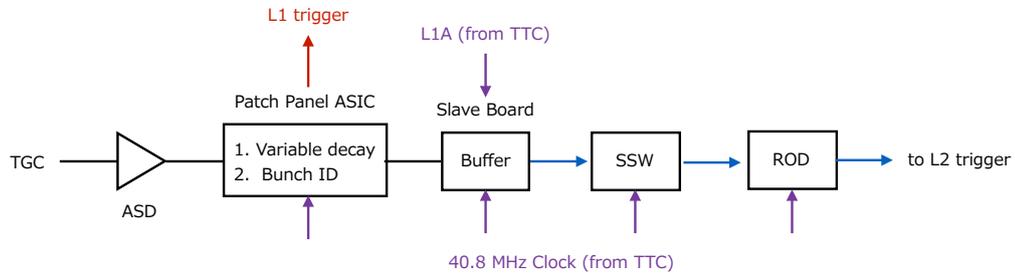


図 2.12 TGC の読み出し制御回路の流れを示す。TGC のチャンネル情報は ASD でデジタル信号変換を行い、Patch Panel ASIC に出力される。Patch Panel ASIC では、25 ns のバンチ間隔に信号を同期させるために、32 段階の可変遅延回路を用いて各信号を遅延させる。その後、信号識別するためのバンチ識別回路で Bunch ID される。バンチ識別後に、Slave Board 内のバッファに L1A を受け取るまで一時保存される。L1A を受け取ると、クロックのタイミングに同期して、SSW→ROD の順に信号が流れ、データが読み出される。

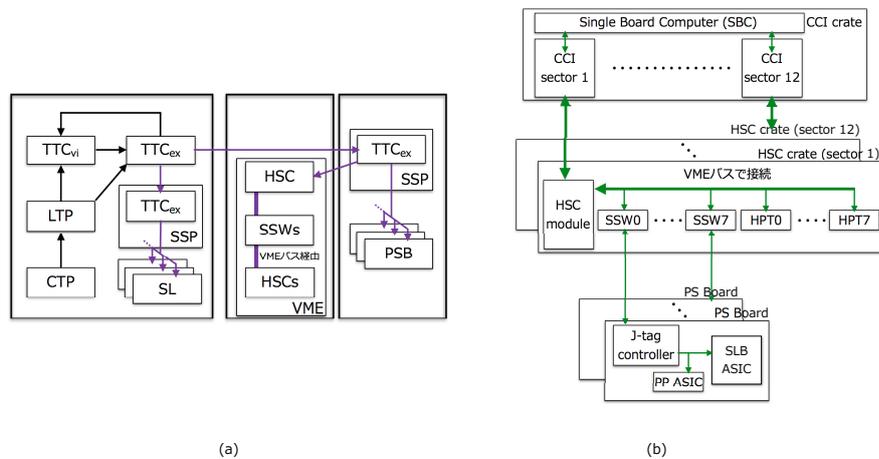


図 2.13 (a)CTP から配られる L1A 及びクロックの情報の流れを示す。CTP から出力される情報は、TGC の Local Trigger Processor (LTP)→TTC の順にクロックに同期して流れる。TTC から各電気回路にクロック及び L1A の情報を流す。
(b)TGC の各電気回路のコンフィグレーションや動作テストを行うための制御ライン。USA15 に設置されている CCI クレートの SBC を返して各 CCI にアクセスする。一つの CCI は、TGC の 4 つのトリガーセクターをまとめて制御しており、CCI から、各トリガーセクター内の電気回路にアクセスできる。

第3章 L1 トリガーレート削減手法の構築

第3章、第4章でよく使用される名称を以下に定義する。

- L1 ミューオン候補
 ミューオントリガー検出器にヒットしたミューオンの横運動量が、L1 トリガーで定められる横運動量閾値より高く、L1 トリガーで選択されたミューオン候補のこと。
- 偽 L1 ミューオン候補
 L1 ミューオントリガーで選択された L1 ミューオン候補が、実は誤った横運動量測定をされたミューオン、もしくはミューオンではない荷電粒子である場合、それを偽 L1 ミューオン候補と定義する。偽 L1 ミューオン候補は、L1 ミューオン候補の背景事象となる。
- L1 p_T 閾値
 L1 トリガーで定められる横運動量閾値のこと。
- オフラインミューオン候補
 高速に処理するトリガーの事象選別では、物理解析で使用するための粒子の精密な物理量を決定できない。そこで、取得後の事象に対して、全検出器の情報を用いて精密な再構成を行う。このことをオフライン再構成と呼ぶ（トリガーによる事象の再構成のことをオンライン再構成と呼ぶ）。したがって、オフラインミューオン候補とは、トリガーで選別されたミューオン候補とは無関係に、オフライン再構成できたミューオン候補のことである。

3.1 phase0 ミューオントリガーアップグレード

2015 年から開始される Run-2 では、瞬間ルミノシティが 2、3 倍増大することで、L1 トリガーレートも増大する。アップグレード後の許容できる L1 ミューオントリガーレートは、25 kHz 以内と ATLAS 全体で決定している。しかし、現状の L1 トリガーを用いると約 34 kHz と予測され、許容レートを超過してしまうおそれがある。そこで、エンドキャップの L1 ミューオントリガーでは、主に 2 つのアップグレードを行い、L1 トリガーレート削減を行う。

- 内部トリガー検出器及び一部のタイルカロリメータの L1 トリガーへの導入。
- トロイド磁場の不均一性由来の低い横運動量を持つ L1 ミューオン候補の削減。

内部トリガー検出器 (SWTGC) 及びタイルカロリメータを L1 トリガーに導入することにより、BWTGC と飛跡のコインシデンスを取ることが可能となる。その結果、IP 由来ではない荷電粒子 (図 3.1(a)) による L1 トリガーレートを大きく削減する事が可能である。

本研究では、2つめのトロイド磁場の不均一性由来の低い横運動量を持つ L1 ミューオン候補の削減について着目し、L1 トリガーレート削減手法をこの章で示す。

3.2 L1 トリガーレート削減手法の評価に使用するデータサンプルについて

L1 トリガーレート削減手法の評価を行う為に、以下のデータサンプルを使用した。

- 2012年に L1 ミューオントリガーで取得した実データサンプル

L1 ミューオントリガーを課し、HLT を課さないで取得したデータ。比較的低い瞬間ルミノシティーで運転することで、HLT なしでデータ取得が可能となる。バンチ間隔は Run-2 のデザイン値 25 ns に合わせた。更に、phase0 アップグレードに導入される SW 及びタイルカロリメータの L1 トリガー仮定の要求をする。

- 重心系エネルギー: 8 TeV
- 瞬間ルミノシティー $5.8 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- バンチ間隔: 25 ns
- 全 η, ϕ 領域カバー
- トリガー: L1 ミューオントリガーのみ

3.3 L1 トリガーレートと偽 L1 ミューオン候補

図 3.1(b) にエンドキャップ領域における L1 ミューオン候補の η 分布を示す。赤破線のヒストグラムが、Run-1 に取得した実データの L1 p_T 閾値 15 GeV を超える L1 ミューオン候補における η 分布図である。緑破線のヒストグラムは、オフラインミュオン候補における η 分布図である。前者に対し後者は、 η に対し一様に分布しており、事象数が圧倒的に少ない事がわかる。つまり、L1 ミューオン候補の多くが、不要な背景事象であることがわかる。図 3.1(a) に示してある [B] 及び [C] の IP 由来ではない荷電粒子由来の偽 L1 ミューオン候補が原因である。 $1.3 < |\eta| < 1.7$ に対し、L1 ミューオン候補が増大する原因は、トロイド磁場の不均一性に由来するものである。 $1.9 < |\eta| < 2.4$ に対しては、SWTGC が存在しないために、偽 L1 ミューオン候補を削減できず、L1 ミューオン候補数が増大する。

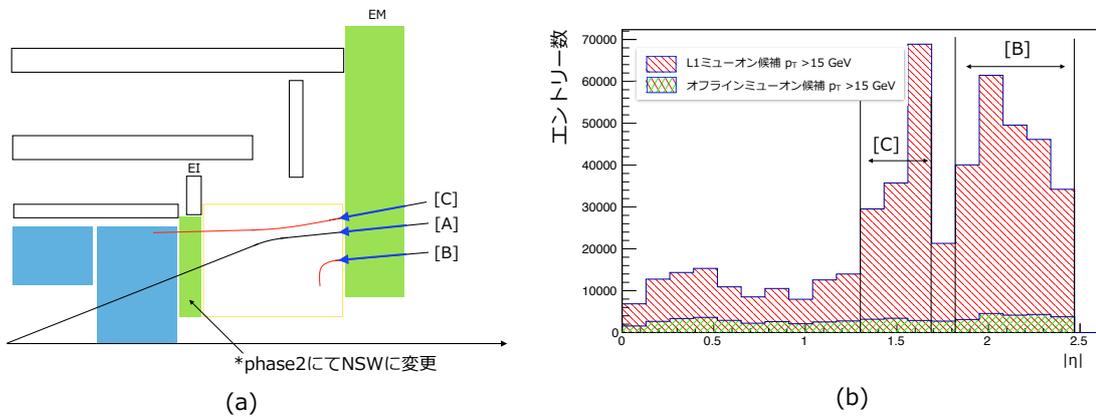


図 3.1 (a) L1 ミューオン候補の飛跡図。[A] は IP 由来の高い横運動量を持つ L1 ミューオン候補の飛跡。検出するべきミューオン候補。[B] は IP 由来ではない荷電粒子が原因である偽 L1 ミューオン候補の飛跡。[C] は磁場の不均一性により誤った横運動量測定されたミューオンが原因である偽 L1 ミューオン候補の飛跡。

(b) L1 ミューオン候補の η 分布。赤破線は、Run-1 に取得した実データの L1 p_T 閾値 15 GeV を超える L1 ミューオン候補に対する結果。緑破線は、 $p_T > 15$ GeV のオフラインミューオン候補に対する結果。

3.4 磁場の不均一性

トロイド磁石による磁場は、 ϕ, η に対して一様に分布することが理想的である。しかし、検出器の幾何学的な配置により磁場の弱い領域が存在する。図 3.2 に示すのが、磁場の η 分布図である。1.3 < $|\eta|$ < 1.7 の領域で、バレルトロイド磁石とエンドキャップトロイド磁石の境界領域があり、この領域の磁場は他の領域の磁場より低くなることがわかっている。TGC は、トロイド磁場により曲げられるミュオン飛跡の曲率から横運動量を導出し、横運動量閾値で L1 トリガーを判断する (第 2 章)。よって、磁場の弱い領域では、低い横運動量を持つミュオンと高い横運動量を持つミュオンの曲率の差がなくなるため、精確な横運動量測定が不可能となり、横運動量閾値を使って L1 トリガーの判断をできなくなる。

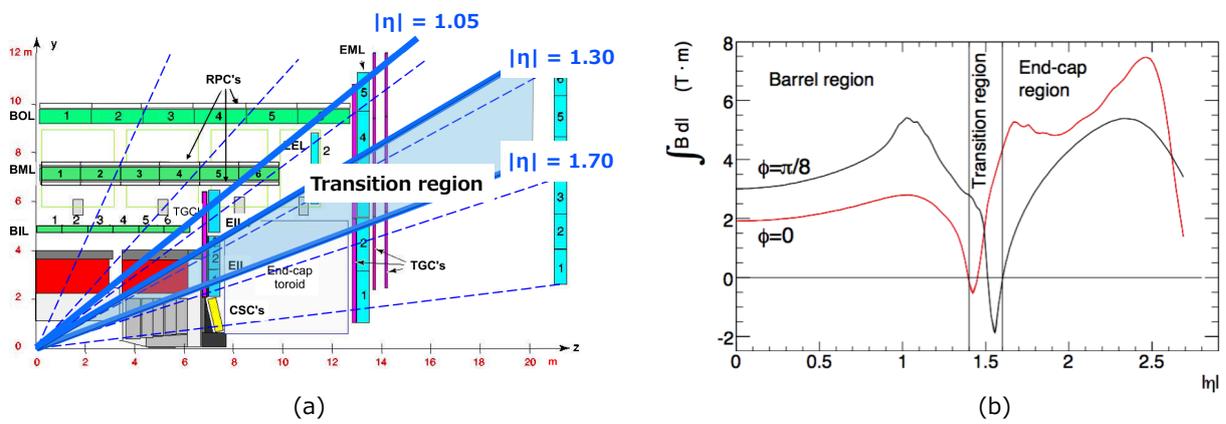


図 3.2 (a) ATLAS 検出器と η の位置関係。

(b) 磁場の η 分布図。赤線は $\phi = 0$ の時の磁場と η との関係を示す。黒線は $\phi = \pi/8$ の時の磁場と η との関係を示す。

L1 ミュオン候補のヒット位置の相対的な分布図

図 3.3 に示すのが、L1 ミュオン候補のヒット位置の相対的な分布図である。R は式 (3.1) で定義する。

$$R = \frac{\text{各 RoI 内部における L1 ミュオン候補数}}{\text{全領域における L1 ミュオン候補の総数}} \quad (3.1)$$

TGC は x-y 平面に対し、48 回対象であり、トロイド磁石は 8 回対象である。そのため、分布図は、TGC を 8 分割した領域に対し、重ねて示してある。磁場分布 (図 3.2) と比較すると、1.3 < $|\eta|$ < 1.7 かつ $|\phi| = 0$ もしくは $|\phi| = \pi/8$ の倍数の磁場が弱い領域で、他の RoI に比べて明らかに相対的な L1 ミュオン候補数が高くなっていることがわかる。

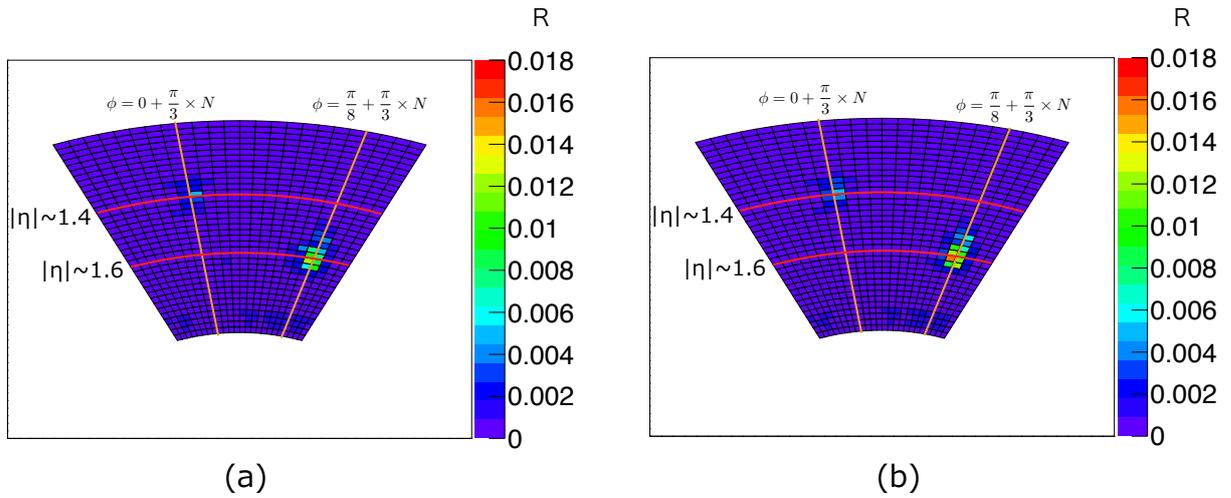


図 3.3 (a) L1 p_T 閾値 15 GeV に対する L1 ミューオン候補のヒット位置の相対的な分布図。
 (b) L1 p_T 閾値 20 GeV に対する L1 ミューオン候補のヒット位置の相対的な分布図。
 各文字は $N = 0 \sim 5$ 、 $R = \frac{\text{各 RoI 内部における L1 ミューオン候補数}}{\text{全領域における L1 ミューオン候補の総数}}$ と定義する。

L1 ミューオンヒット数と η の関係

L1 ミューオン候補がある事象に対して、3つの η 領域に分割し、L1 p_T 閾値 15 GeV に対する、全 TGC のワイヤーとストリップのヒットチャンネル数を図 3.4 に示す。1.3 < $|\eta|$ < 1.7 領域では、TGC ヒットチャンネル数が非常に多い事象が多数存在している。つまり、正常な磁場がかかる領域では L1 トリガーを通過できない低い横運動量を持つミュオンでも、磁場の弱い領域においては、L1 トリガーを通過できる事を示唆する。よって、この磁場の弱い領域をトリガーに使用しない手法 (RoI Mask) を L1 トリガーに導入することで、L1 トリガーレート削減を行った。

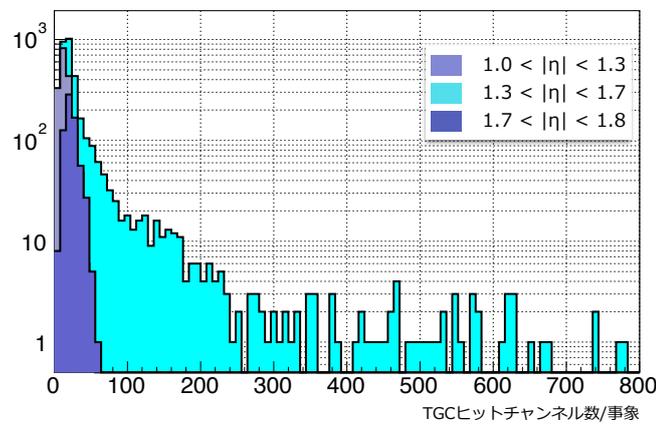


図 3.4 各 η 領域における TGC ヒットチャンネル数分布図。3つの η 領域を色で分割している。

3.5 RoI Mask による L1 トリガーレート削減

RoI Mask は、磁場の弱い領域に対して L1 ミューオントリガーによる選別を行わない手法である。図 3.5 に示すのが、RoI Mask をかけた後の L1 ミューオン候補の分布図である。例として、 $R > 0.003$ 以上の相対的エントリー率を持つ RoI を除いた場合を示した。

RoI Mask をかけることで、式 (3.2) で定義されるオフラインミュオン候補の検出効率 ($\text{efficiency}_{\text{offline}}$) は下がる。オフラインミュオン候補の統計量を大幅に下げるとは、物理実験を行う意味そのものをなくしてしまうので、RoI Mask をかける領域を厳選し、オフラインミュオン候補の検出効率は高い状態を維持しなければならない。そこで、RoI Mask をかける R の値を変化させた場合のオフラインミュオン候補の検出効率と式 (3.3) で定義される L1 トリガーレート削減率 ($\text{reduction}_{\text{L1rate}}$) の関係を導出した (図 3.6)。図よりオフラインミュオン候補の検出効率を $1.3 < |\eta| < 1.7$ の領域で約 90% 以上、全 η 領域で 98% 以上維持したまま、L1 トリガーレート削減率を約 10% とする R の最低値は 0.002 であることがわかる。また、 $R > 0.002$ の場合、L1 トリガーレート削減率よりもオフラインミュオン候補の検出効率の損失の割合が大きくなっていくことから、 R の値は 0.002 以上が好ましい。したがって、オフラインミュオン候補の検出効率との兼ね合いから、RoI Mask 値は $R > 0.003$ に決定した。

$$\text{efficiency}_{\text{offline}} = \frac{\text{RoI Mask 後におけるオフラインミュオン候補数}}{\text{RoI Mask 前におけるオフラインミュオン候補数}} \quad (3.2)$$

$$\text{reduction}_{\text{L1rate}} = 1 - \frac{\text{RoI Mask 後における L1 ミューオン候補数}}{\text{RoI Mask 前における L1 ミューオン候補数}} \quad (3.3)$$

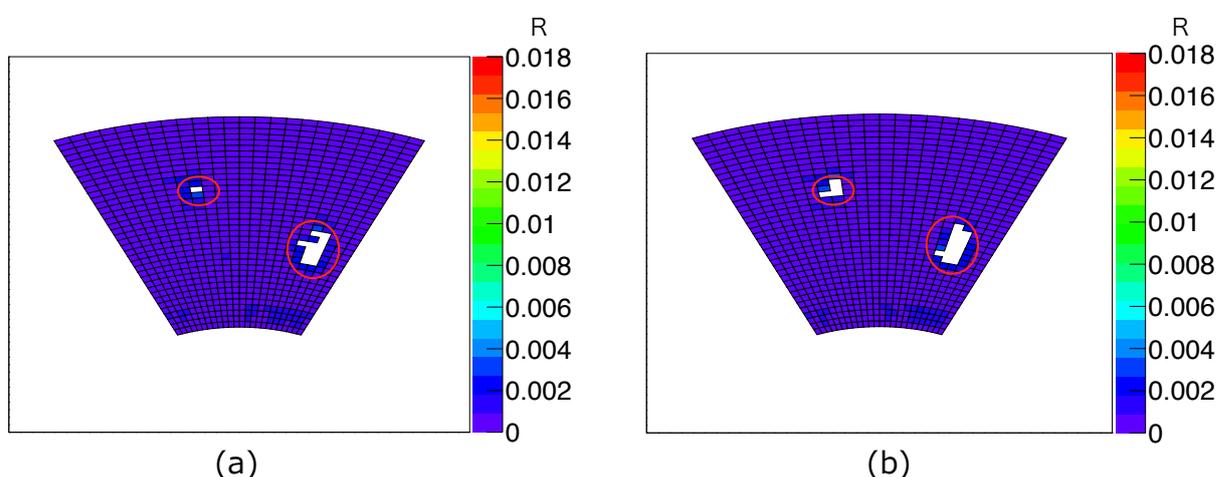


図 3.5 (a) $L1 p_T$ 閾値 15 GeV に対する RoI Mask 後の L1 ミューオン候補のヒット位置の相対的な分布図。

(b) $L1 p_T$ 閾値 20 GeV に対する RoI Mask 後の L1 ミューオン候補のヒット位置の相対的な分布図。

$R > 0.003$ 以上の RoI を除いた箇所を赤丸で示す。

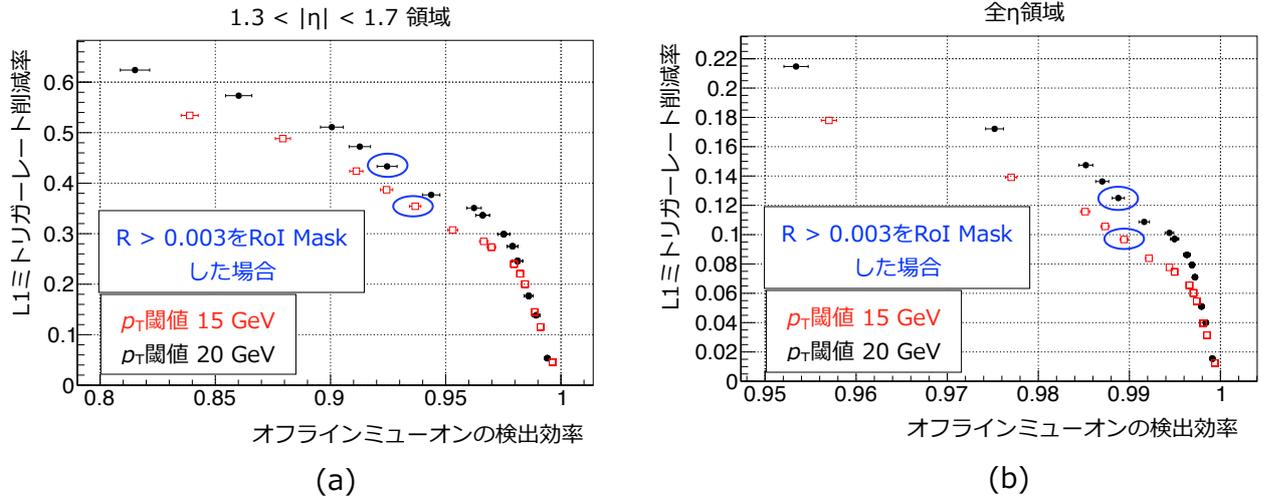


図 3.6 (a) 磁場の弱い $1.3 < |\eta| < 1.7$ の領域におけるオフラインミュオン候補の検出効率と L1 トリガーレート削減率の関係。

(b) 全 η 領域におけるオフラインミュオン候補の検出効率と L1 トリガーレート削減率の関係。

0.0005 刻みで $0.001 \leq R \leq 0.0135$ の範囲における検出効率と削減率を調査した。

3.5.1 η 分布と横運動量分布について

$R > 0.003$ を RoI Mask した場合の L1 p_T 閾値 15 GeV における η 分布図を図 3.7、L1 p_T 閾値 20 GeV における η 分布図を図 3.8 に示す。(a) は L1 ミューオン候補数の RoI Mask 前後における η 分布を示しており、(b) はオフラインミュオン候補数の RoI Mask 前後における η 分布を示している。その結果、L1 p_T 閾値 15 GeV における L1 トリガーレート削減率とオフラインミュオン候補の検出効率は、

$$\begin{aligned} \text{reduction}_{L1\text{rate}} &= 10\% \\ \text{efficiency}_{\text{offline}} &= 99\% \end{aligned} \tag{3.4}$$

であり、L1 p_T 閾値 20 GeV の場合は、

$$\begin{aligned} \text{reduction}_{L1\text{rate}} &= 12\% \\ \text{efficiency}_{\text{offline}} &= 99\% \end{aligned} \tag{3.5}$$

となった。

RoI Mask 前後における L1 ミューオン候補のオフライン再構成により求められた横運動量分布を図 3.9 に示す。(a) は L1 p_T 閾値 15 GeV における L1 ミューオン候補の横運動量分布であり、(b) は L1 p_T 閾値 20 GeV のものである。RoI Mask 導入前後で削減している L1 ミューオン候補は、L1 トリガーの横運動量閾値より低い横運動量を持つミュオンがほとんどであることから、オフラインミュオン候補の損失はほぼないことが確認できる。

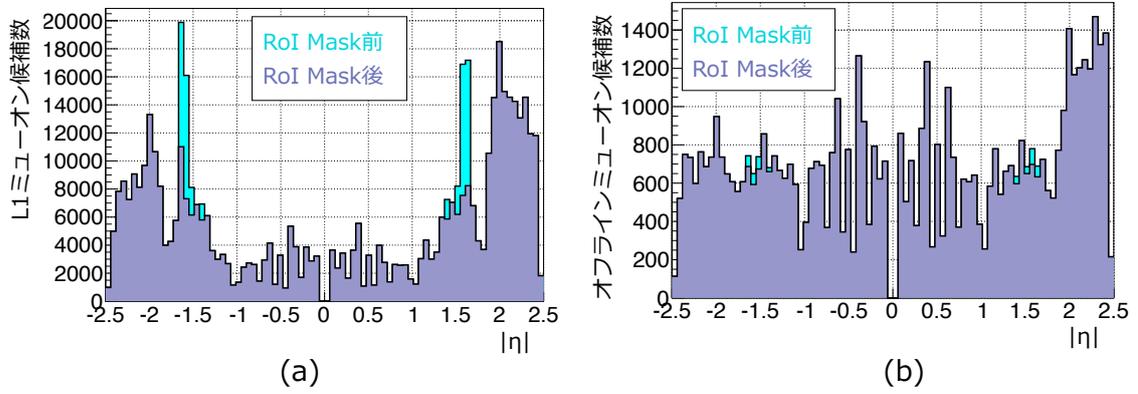


図 3.7 L1 p_T 閾値 15 GeV における

- (a) RoI Mask 前後における L1 ミューオン候補数の η 分布。
- (b) RoI Mask 前後におけるオフラインミューオン候補数の η 分布。

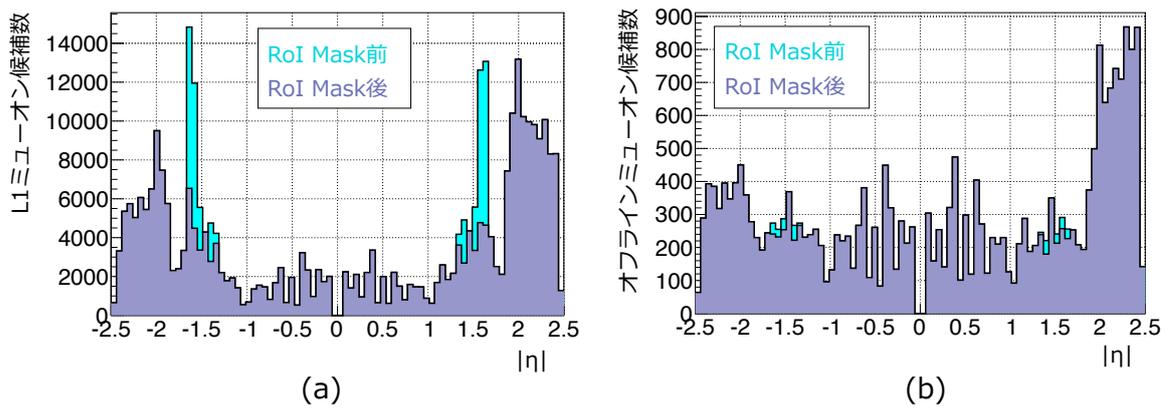


図 3.8 L1 p_T 閾値 20 GeV における

- (a) RoI Mask 前後における L1 ミューオン候補数の η 分布。
- (b) RoI Mask 前後におけるオフラインミューオン候補数の η 分布。

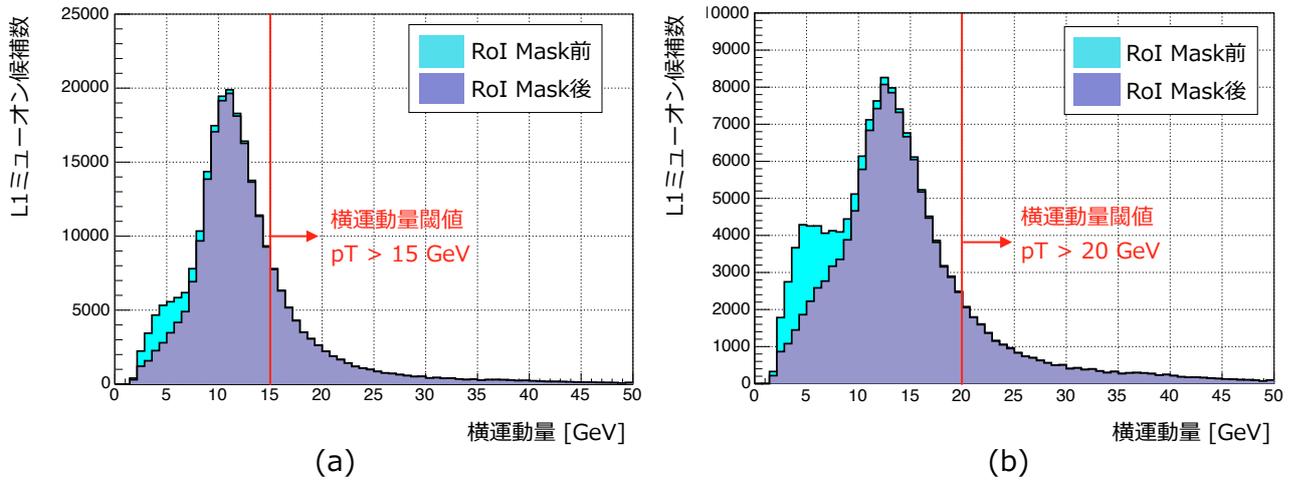


図 3.9 (a) は L1 p_T 閾値 15 GeV の RoI Mask 前後における L1 ミューオン候補のオフライン再構成により求められた横運動量分布。
 (b) は L1 p_T 閾値 20 GeV の RoI Mask 前後における L1 ミューオン候補のオフライン再構成により求められた横運動量分布。

したがって、RoI Mask をかけることによるオフラインミューオン候補の損失が限りなく 0 であり、かつ約 10 % の L1 トリガーレート削減を行える理想的な結果と言える。この研究結果は、ATLAS 実験グループに承認され、Run-2 に向けて、RoI Mask は L1 トリガー回路に導入された。

第4章 Run-4に向けたL1 ミューオントリガー論理の構築

4.1 ミューオントリガーアップグレードと新しいL1 ミューオントリガー論理

Run-4 では、LHC 加速器を 25 ns のバンチ間隔、14 TeV の重心系エネルギー、 $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ の高い瞬間ルミノシティーで運転させることにより、積分ルミノシティーをおよそ 2500 fb まで貯めることが計画されている。Run-4 における ATLAS 検出器の全体のトリガー方針を図 4.1 に示す [8]。Run-4 では高い瞬間ルミノシティーに耐えるために、トリガーの処理時間を増強し、ハードウェアによる L1 トリガーを 2 段階に分ける。初段トリガーは、TGC などのトリガー検出器による高速なトリガーで構成され、L1 トリガーは初段トリガーよりも精密な再構成をハードウェアで行う。

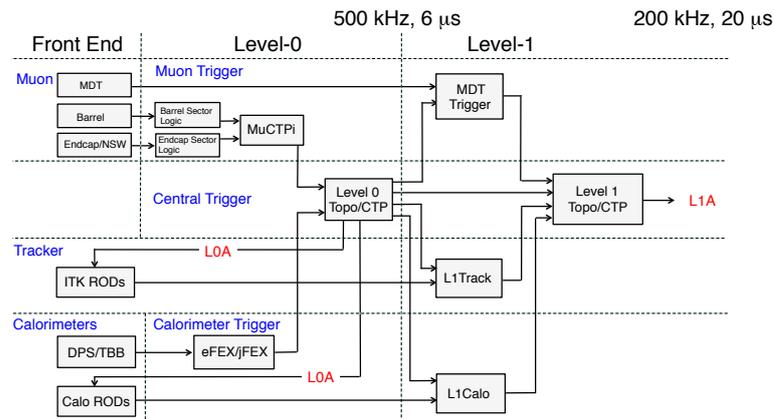


図 4.1 Run-4 における ATLAS 検出器全体のハードウェアによる L1 トリガーの方針。初段トリガーにおける要求は、6 μs の処理時間、500 kHz 以内のトリガーレートであること。後段トリガーにおける要求は、20 μs の処理時間、200 kHz 以内の L1 トリガーレートであること。

4.1.1 ミューオントリガーアップグレード

そのために、phase2 にて ATLAS 検出器のミューオントリガーアップグレードが実施される。アップグレードに対する主な要求は、

- 25 ns のバンチ間隔で出力され続ける全事象を、処理時間の増強した L1 トリガーによる事象選別が終わるまで維持するための、パイプライン構造の強化。

- ルミノシティー向上によるL1 トリガーレート増加の抑制。

である。L1 トリガーにおける処理時間は $20 \mu\text{s}$ であることから、 25 ns のバンチ間隔で出力され続ける全事象をパイプライン構造の強化により、維持する必要がある。また、瞬間ルミノシティーの向上に伴うL1 トリガーレートの増加をL1 p_T 閾値¹を高めずに抑制することが求められる。そのためには、TGCにおけるトリガーシステムの改良を行う必要がある。

4.1.2 新しいL1 ミューオントリガー論理

パイプライン強化のためのトリガーシステムの改良する際に、L1 トリガーレートを抑制するような新たなL1 ミューオントリガー論理を回路による制限なく再構築することが可能となる。そこで、本研究では、現状のL1 ミューオントリガー論理に以下の要素を加え、改良を施すことで、L1 トリガーレートの抑制が可能であるか検証した。

- ワイヤー及びストリップのチャンネルコインシデンスの自由度を高める。
現状よりチャンネルコインシデンスの自由度を高める事によりオフラインミュオン候補の損失を下げる目的で導入する。
- 最小二乗法フィッティングを用いた飛跡再構成を行うことで、正確な飛跡から横運動量を算出する。
無限大運動量を持つミュオン飛跡との差から、再構成した実際のミュオン飛跡に対して、更に最小二乗法フィッティングを行うことで、より正確な飛跡を再構成する事を目的として、導入する。
- L1 トリガーレート削減のために、磁場中での曲がり具合を用いた飛跡選別を行う。
phase1 に導入予定のエンドキャップ領域における内部ミュオントリガー検出器 (NSW)^[7] を用いた時のミュオン飛跡とTGCで再構成したミュオン飛跡から、トロイド磁場前後の飛跡の曲がり具合と横運動量の相関関係より、L1 p_T 閾値で飛跡選別を行うことで、偽L1 ミューオン候補を減少させ、L1 トリガーレート削減するために、導入する。

4.2 新しいL1 ミューオントリガー論理の評価に使用するデータとモンテカルロサンプル

新しいL1 ミューオントリガー論理の構築を行うために、本研究の解析に使用したデータとモンテカルロサンプルについて説明する。

- シングルミュオンモンテカルロサンプル

シングルミュオンモンテカルロとは、IPで一つのミュオンを生成して、そのATLAS検出器内部での運動をシミュレーションしたものである。シミュレーションは、設定した事象数回行われ、ミュオンに与える初期値をモンテカルロ法に従いランダムに変化させる。

– 横運動量: 5 GeV、10 GeV、20 GeV、100 GeV、1 TeV

¹Run-4におけるミュオンのL1 p_T 閾値は20 GeVである [8]。

- η 領域: $1.1 < \eta < 2.7$ ($\eta < 2.4$ まで使用)
 - ϕ 領域: $-0.05 < \phi < 0.85$
- 2012年にL1 ミューオントリガーで取得した実データサンプル (第3章の節 3.2)
L1 ミューオントリガーを課し、HLT を課さないで取得したデータ。比較的低い瞬間ルミノシティーで運転することで、HLT なしでデータ取得が可能となる。バンチ間隔は Run-2 のデザイン値 25 ns に合わせた。phase0 アップグレードによる仮定に加え、phase1 アップグレードに導入される NSW の L1 トリガー仮定の要求をする。
 - 重心系エネルギー: 8 TeV
 - 瞬間ルミノシティー $5.8 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
 - バンチ間隔: 25 ns
 - 全 η, ϕ 領域カバー
 - トリガー: L1 ミューオントリガーのみ
 - 2012年にL1 ミューオントリガーで取得した実データサンプル 2
L1 ミューオントリガー及びHL トリガーを課して取得したデータ。トリガーアップグレードに対する仮定は要求していない。 $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 崩壊過程を使用したタグ・プローブ法 (節 4.7) におけるオフラインミュオン候補の検出効率の検証に為に使用される。
 - バンチ衝突間隔: 25 ns
 - 瞬間ルミノシティー: $5.5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
 - 重心系エネルギー: 8 TeV

4.3 ワイヤーとストリップのチャンネルコインシデンス

TGCの各層間でコインシデンスを取るために、オフラインミュオン候補を用いてTGCのヒット層数をワイヤーとストリップ独立に調べた。その結果を図4.2に示す。(a)及び(b)は横運動量5 GeVのMCを使用した場合におけるTGCのヒット層数を示しており、(c)及び(d)は横運動量20 GeVの場合を示している。横運動量20 GeVのミュオンによるヒット層数とオフラインミュオン候補の検出効率はワイヤーの場合5層以上、ストリップで4層以上の場合で99%を維持できることがわかる。そこで、新たに提案するコインシデンスの概要は図4.3に示す。今回設計したコインシデンス手法は、最外層のRoIをMUCTPIへ送ることを考慮して、最初に最外層のダブレットのみでワイヤーとストリップそれぞれ独立に1 out of 2のコインシデンスを取る。その後、全層のワイヤーで5 out of 7、ストリップで4 out of 6のコインシデンスを取った後に、ワイヤーとストリップのコインシデンスを取る。TGC1層あたりのワイヤーとストリップの各検出効率 (eff_{TGC}) は約 $95 \pm 2\%$ と見積もられているため、コインシデンスを通過するミュオン飛跡の検出効率 ($\text{eff}_{\text{current}}, \text{eff}_{\text{new}}$) を式(4.1)、(4.2)に現行のコインシデンスの場合と比較して示す。

$$\begin{aligned} \text{eff}_{\text{current_wire}} &= (\text{eff}_{\text{ITGC}}^4 + 4C_3 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^3 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}})) \cdot (\text{eff}_{\text{ITGC}}^3 + 3C_2 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^2 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}})) \\ \text{eff}_{\text{current_strip}} &= (\text{eff}_{\text{ITGC}}^4 + 4C_3 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^3 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}})) \cdot (\text{eff}_{\text{ITGC}}^2 + 2C_1 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}} \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}})) \\ \text{eff}_{\text{current}} &= \text{eff}_{\text{current_wire}} \cdot \text{eff}_{\text{current_strip}} = 0.96_{-0.03}^{+0.03} \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \text{eff}_{\text{new_wire}} &= (\text{eff}_{\text{ITGC}}^2 + 2C_1 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}} \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}})) \cdot (\text{eff}_{\text{ITGC}}^5 + 5C_4 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^4 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}}) \\ &+ 5C_3 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^3 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}}^2)) - (2C_1 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}} \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}})) \cdot (5C_3 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^3 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}}^2)) \\ \text{eff}_{\text{new_strip}} &= (\text{eff}_{\text{ITGC}}^2 + 2C_1 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}} \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}})) \cdot (\text{eff}_{\text{ITGC}}^4 + 4C_3 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^3 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}}) \\ &+ 4C_2 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^2 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}}^2)) - (2C_1 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}} \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}})) \cdot (4C_2 \cdot \text{eff}_{\text{ITGC}}^2 \cdot (1 - \text{eff}_{\text{ITGC}}^2)) \\ \text{eff}_{\text{new}} &= \text{eff}_{\text{new_wire}} \cdot \text{eff}_{\text{new_strip}} = 0.99_{-0.02}^{+0.01} \end{aligned} \quad (4.2)$$

その結果、現行のコインシデンスによるミューオン候補の検出効率は $96_{-3}^{+3} \%$ となり、新たなコインシデンスによる検出効率は $99_{-2}^{+1} \%$ となるため、現行のトリガーよりコインシデンスによる検出効率のロスを実約 3% 回復できることがわかる。このようにコインシデンスの自由度を高め、ミューオン飛跡の検出効率をより向上させることにより、オフラインミューオン候補の検出効率も向上させることが可能となる。

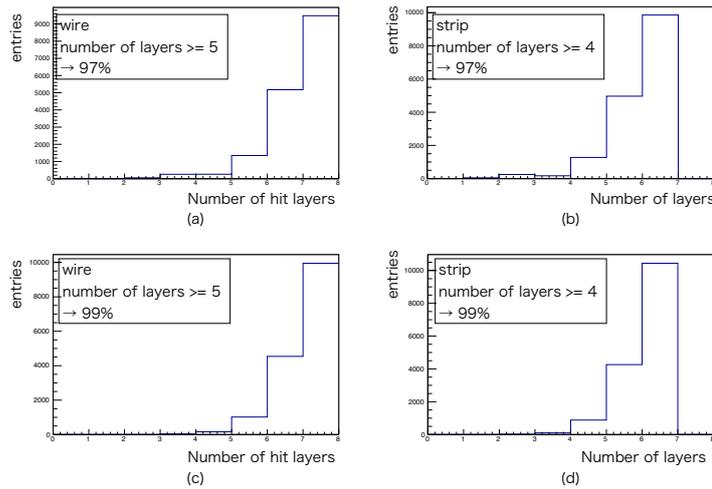


図 4.2 オフラインミューオン候補とヒットする TGC の層数の関係。(a)、(b) は横運動量 5GeV の MC を用いた場合の結果。(c)、(d) は横運動量 20GeV の MC を用いた場合の結果。20GeV の場合において、ワイヤーで 5 層以上 (ストリップで 4 層以上) にヒットする割合が 99% を超える。したがって、コインシデンスはワイヤーで 5 層以上、ストリップで 4 層以上を要求する。

4.3.1 チャンネルコインシデンスの条件

チャンネルコインシデンスにおける条件を図 4.4 に示し、条件の箇条書きを以下に示す。

1. 各層内におけるワイヤーとストリップは、同一のチェンバー内にヒットチャンネルする

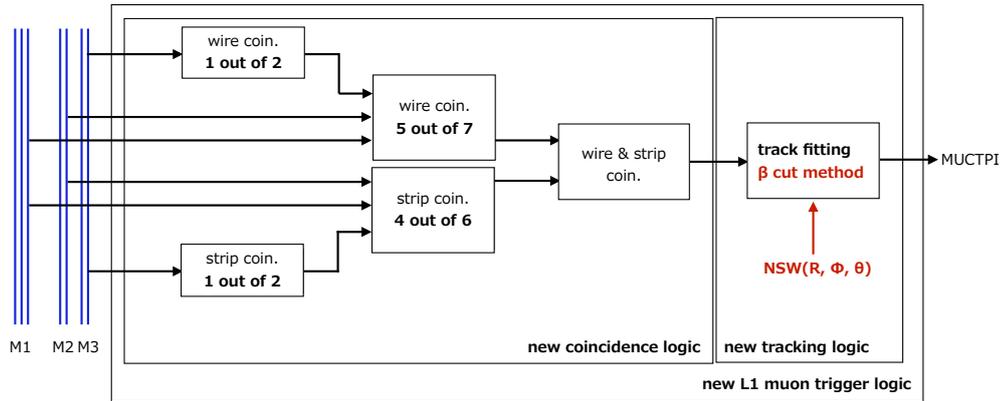


図 4.3 新たに提案するコインシデンスの概要図。ワイヤーとストリップ独立に最外層のコインシデンスを取った後、全層のコインシデンスを取得。最後にワイヤーとストリップのコインシデンスを取り、最小二乗法フィッティングを用いて飛跡再構成及び β 閾値の要求による飛跡選別を行う。

2. 各層間におけるヒットは、トリガーセクターが一致もしくは隣であること。
3. 各層間におけるチャンネル差

TGC の原理上、ミューオンがチェンバーを通過した際に、ワイヤーとストリップは同一のチェンバー内のチャンネルにヒットを残す。したがって、ワイヤーとストリップのヒットチャンネルは同一のチェンバーであることを要求する。低い横運動量を持つミューオンは、内部のソレノイド磁場の影響を受けやすく、方向にも曲がる。また、チェンバ-間のオーバーラップ領域にミューオンがヒットし、片側のチェンバーにしかヒットを残さない可能性もある。それらを考慮するために、隣り合うセクター間でのコインシデンスを許している。実際に解析に使用したアルゴリズムは図 4.5 に示す。TGC の各層間におけるチャンネル差のコインシデンス条件は、節 4.3.1 で述べる。

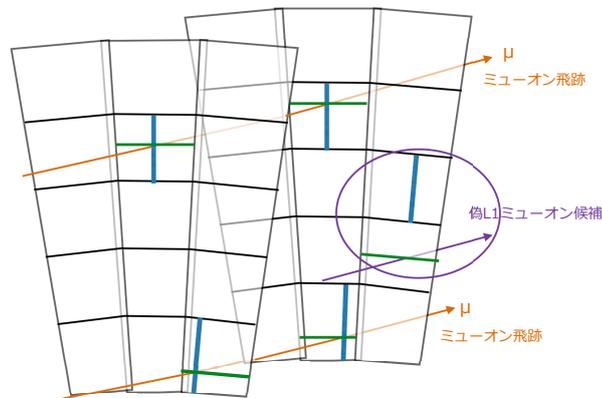


図 4.4 チャンネルコインシデンスの条件。

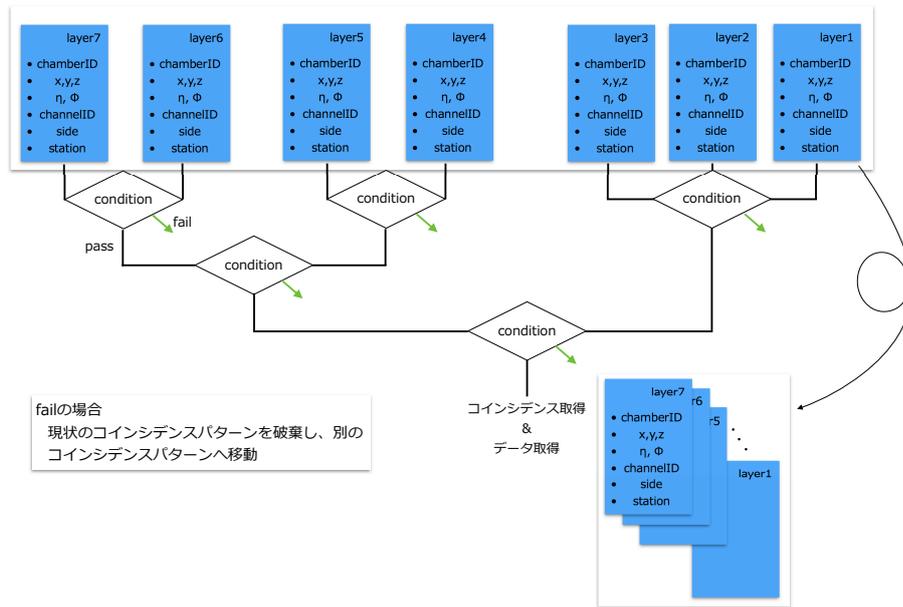


図 4.5 コインシデンスを評価する際のアルゴリズム。図に示すのは、全層を使用したワイヤーコインシデンスの場合である。

コインシデンスパターンについて

図 4.3 に示したように、ワイヤー（ストリップ）に対するチャンネルコインシデンスは、最外層で 1 out of 2 かつ全層で 5 out of 7 (4 out of 6) である。したがって、コインシデンスを取る層のパターン（コインシデンスパターン）は複数通り存在し、可能なコインシデンスパターンすべて実行する必要がある。表 4.1 に示めすのが、新たなチャンネルコインシデンス論理の場合のコインシデンスパターンである。layer 数は、コインシデンスを行う層の数を示しており、パターン数は、層の数とコインシデンス論理から、可能な組み合わせの数を示す。コインシデンスパターン数は、ワイヤーで合計 27 通り、ストリップで 21 通り存在する。

表 4.1 コインシデンスパターン。layer 数は、コインシデンスを行う層の数を示し、パターン数は、層の数とコインシデンス手法から可能な組み合わせ数を示している。

layer1	layer2*	layer3	layer4	layer5	layer6	layer7	layer数	パターン数
○	○	○	○	○	○	○	all layers	1
	○	○	○	○	○	○	wire: 6 layers	wire: 6 strip: 5
○		○	○	○	○		strip: 5 layers	
			⋮					
		○	○	○	○	○	wire: 5 layers	wire: 20 strip: 15 layer6もしくは layer7は片方必 ず存在
	○		○	○	○		strip: 4 layers	
			⋮					
○	○	○	○		○			

layer2*: stripの場合は存在しない

各層間におけるチャンネル差 (Δch) のコインシデンス

コインシデンス条件の TGC のワイヤー及びストリップの ch_{wire} (ch_{strip}) について説明する (第2章)。 ch は、図 4.6 に示すように、ワイヤーの場合は η が大きい方から順に 1 ~、ストリップの場合は、エンドキャップ領域では $\phi = 0$ から順に 1 ~ 1536、フォワード領域では、1 ~ 768 のように定義した。違うチェンバーに存在するワイヤー及びストリップでも、オーバーラップ領域に存在する場合は、同一の ch をつけることを行っている。

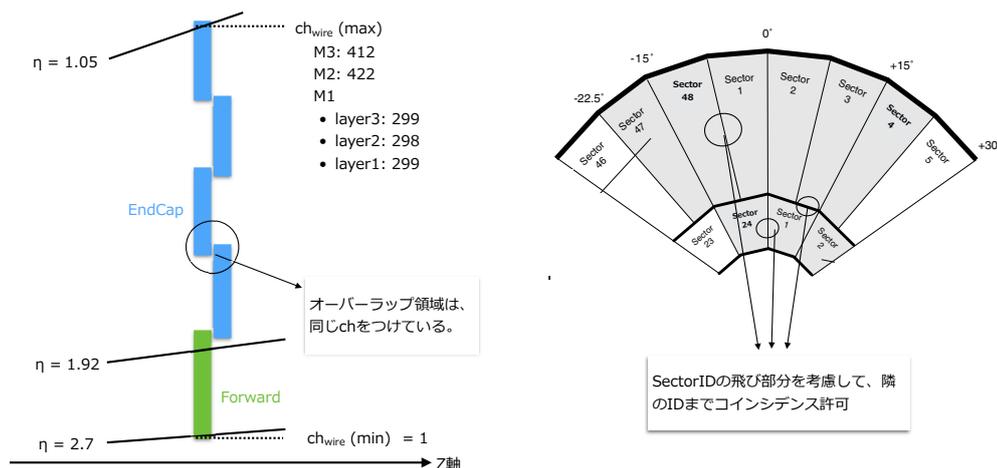


図 4.6 チャンネル ID の付け方。オーバーラップ領域において同一のチャンネル ID を使用。

図 4.7 に、ワイヤーにおける各層間の Δch_{wire} ($|X - X'|$) のコインシデンスの取り方を示す。ストリップも同様であるため、概要図は省略する。左図は、ステーション内における各層間の Δch_{wire} のコインシデンス手法について示しており、右図は、layer7 (layer6) と他のステーションの layer のコインシデンス手法を示す。層間での Δch のコインシデンスは、基本的に Δch がある閾値 ($\Delta ch_{thr.}$) より小さい事を要求する。 $\Delta ch_{thr.}$ は、オフラインミュオン候補の飛跡から各層間の Δch から求めることで、L1 ミューオントリガーにおけるオフラインミュオン候補の損失を削減し、精度のよい L1 ミューオン候補のみを抽出する事ができる。したがって、1 事象中にオフラインミュオン候補が 1 つ存在し、かつ TGC の各層に 1 つのヒットが存在する場合の各層間の Δch を横運動量 5 GeV 及び 20 GeV のモンテカルロサンプルを駆使し調べた。この際、各層毎に複数ヒットがある場合は偽 L1 ミューオン候補の可能性があるため使用していない。ワイヤーの結果を図 4.8 と図 4.9 に示し、ストリップの結果を図 4.10 に示す。ワイヤーにおけるステーション内の各層間の Δch_{wire} のピークを作る飛跡を保持する為に、 $\Delta ch_{thr.}$ をこのピーク範囲に決定する。すべて同じ Δch_{wire} にピークを持たない原因は、各層によりワイヤーの数及び位置が違い、 ch_{wire} が変化するためである。また、ピークから外れている Δch_{wire} は、偶然なヒット由来のものであるため、取り除くことで、精度の良い L1 ミューオン候補のみを抽出できる。 layer7 と他のステーションの layer 間の Δch_{wire} のコインシデンスを取る際、 Δch_{wire} は ch_{layer7} に依存する。そこで、 Δch_{wire} と ch_{layer7} の相関関係を示し (図 4.9)、相関関係から Δch_{wire} に対応する値を算出する。 layer7 と layer1 の間の Δch_{wire} と ch_{layer7} 相関関係は、線形的であることから、 Δch_{wire} は黒線内に存在する事を要求すれば良い。 Δch_{wire} のコインシデンスは、

$$60/200 \times ch_{layer7 (6)} - 35$$

$$\begin{aligned} &\leq \Delta ch_{\text{layer7 (6)-layer1 (2)}} \leq \\ &60/200 \times ch_{\text{layer7 (6)}} - 5 \end{aligned} \tag{4.3}$$

となる。右図の layer7 と layer4 の間の相関関係は無いことから、ステーション内の Δch_{wire} のコインシデンスと同様に Δch_{thr} を求めてあげれば良い。したがって、

$$-7 \leq \Delta ch_{\text{layer7 (6)-layer4 (5)}} \leq 3 \tag{4.4}$$

となる。

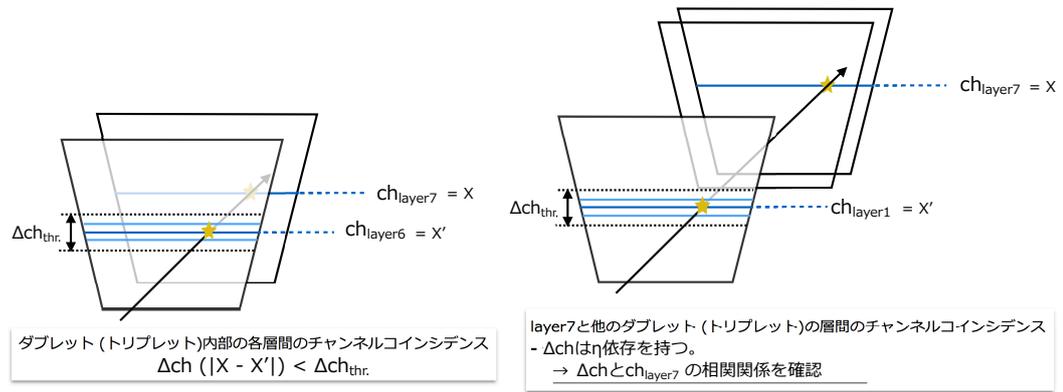


図 4.7 Δch_{wire} のコインシデンス。左図は、ステーション内における Δch_{wire} のコインシデンスを示し、右図は、layer7 と他のステーションの layer との Δch_{wire} コインシデンスを示す。

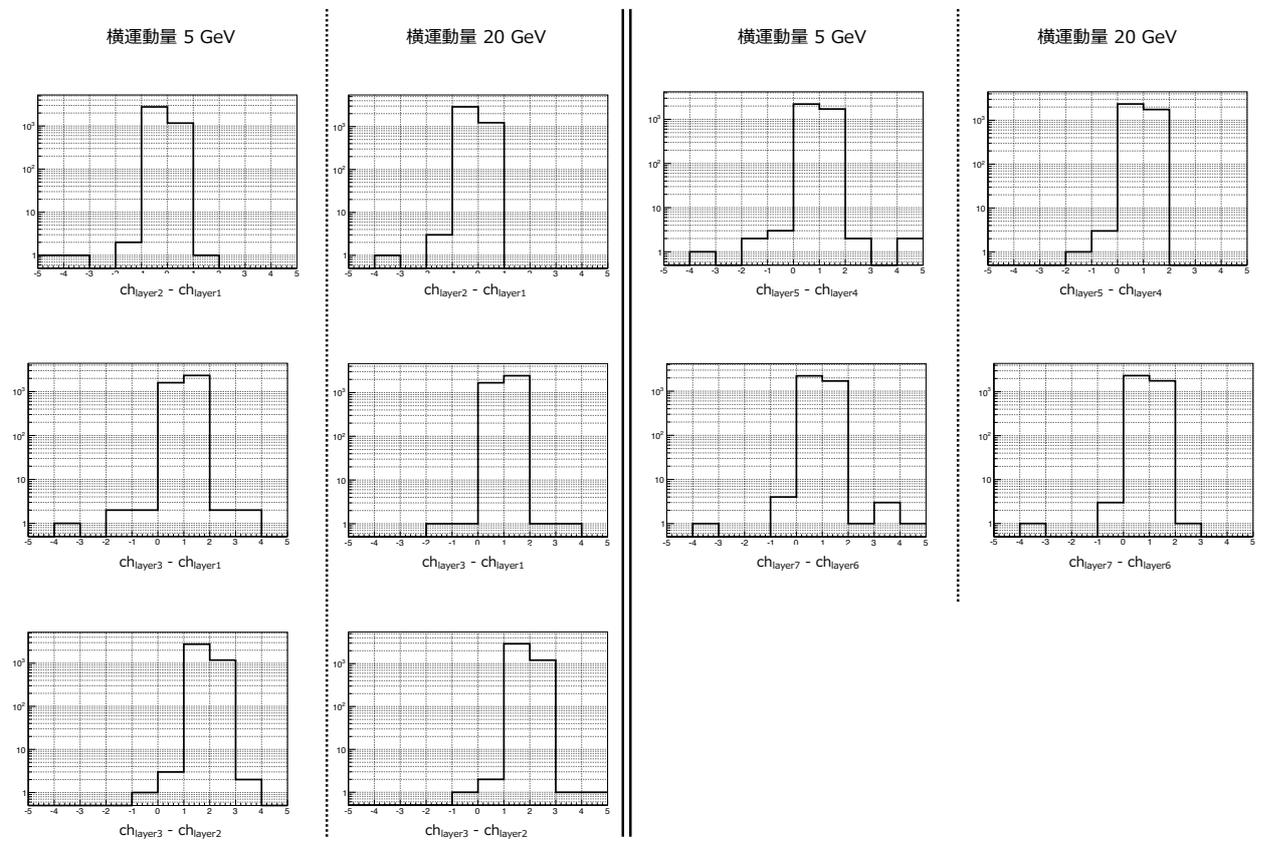


図 4.8 各層間の Δch_{wire} 。図 4.7 の右図の場合に対応可能。

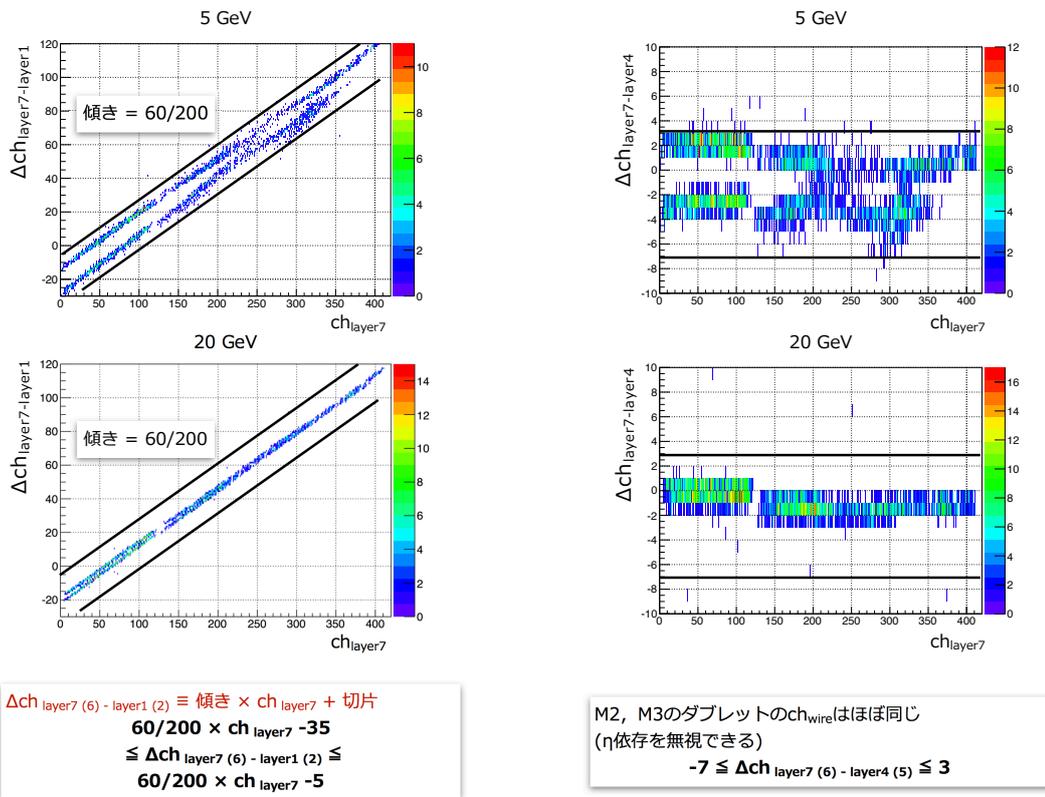


図 4.9 layer7 と他のステーションの layer 間の Δch_{wire} と ch_{layer7} 相関関係。左図は、layer7 と M1 の layer1 における相関関係を示しており、右図は layer7 と M2 の layer4 との相関関係を示す。

ストリップの場合を図4.10に示す。クロストークによりヒットするチャンネル数がワイヤーより広くなる。よって、各層間の Δch_{strip} も広がりを持つことを考慮して、広めに Δch_{strip} のコインシデンスのための $\Delta ch_{thr.}$ を決める必要がある。使用したのはA-sideのみのMCであり、C-sideではミューオンはA-sideと反対方向に曲がる。したがって、各層内のコインシデンスは、シンメトリーを取る必要がある。

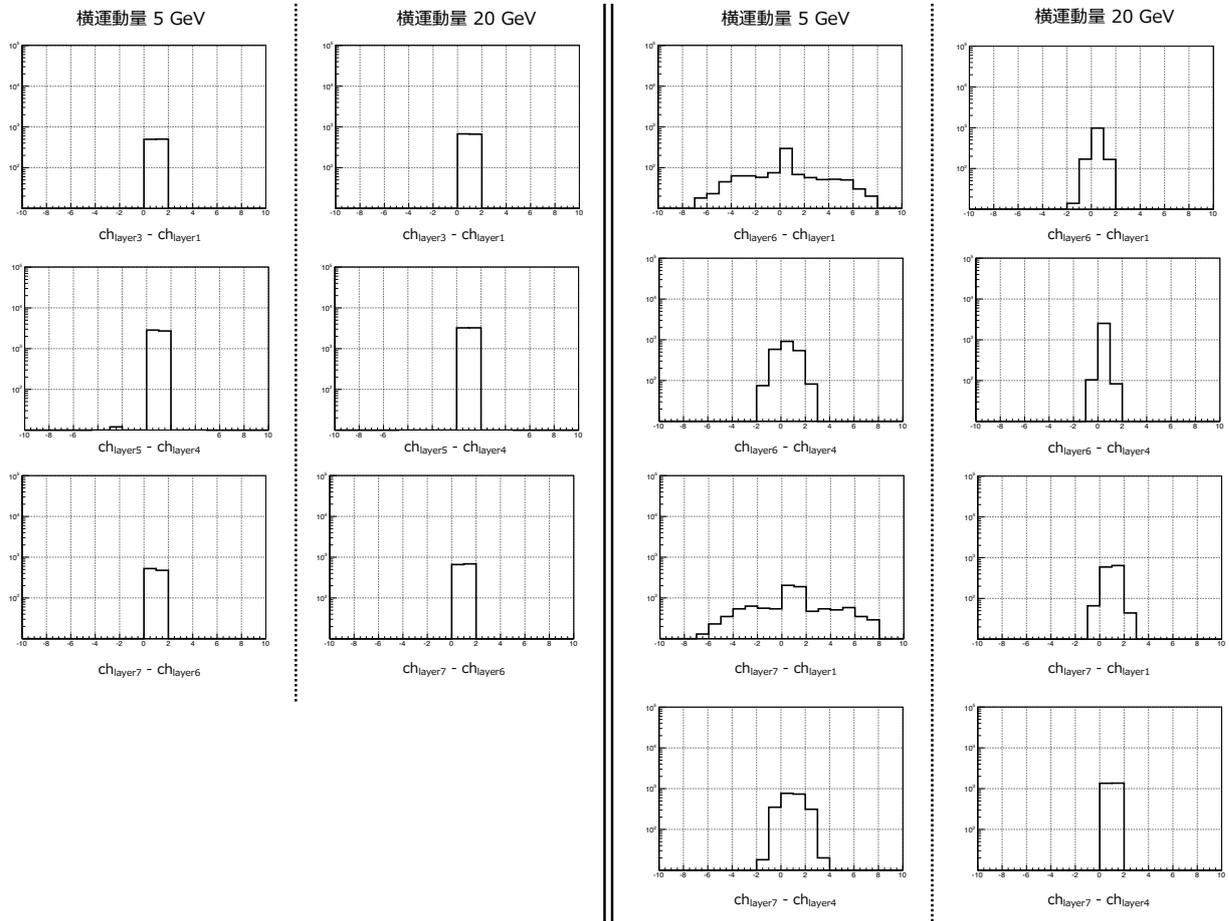


図4.10 各層間の Δch_{strip} 。図4.7の両図に対応可能。

Δch のコインシデンスの結果

以下の表 4.2、4.3 に各層間の Δch のコインシデンスを行うための範囲を示す。

表 4.2 ワイヤーチャンネルコインシデンス表。

$\Delta ch_{\text{layer7-layer6}}$	$\Delta ch_{\text{layer5-layer4}}$	$\Delta ch_{\text{layer3-layer2}}$	$\Delta ch_{\text{layer3-layer1}}$	$\Delta ch_{\text{layer2-layer1}}$	$\Delta ch_{\text{layer7-layer4}}$ *layer7 - layer5 *layer6 - layer4 *layer6 - layer5	$\Delta ch_{\text{layer7-layer1}}$ *layer7 - layer2 *layer6 - layer1 *layer6 - layer2
0 or 1	0 or 1	1 or 2	0 or 1	-1 or 0	-7 ~ 3	$60/200 \times ch_{\text{layer7}} - 35$ $\leq \Delta ch_{\text{layer7-layer1}} \leq$ $60/200 \times ch_{\text{layer7}} - 5$

表 4.3 ストリップチャンネルコインシデンス表。

$\Delta ch_{\text{layer7-layer6}}$	$\Delta ch_{\text{layer5-layer4}}$	$\Delta ch_{\text{layer3-layer1}}$	$\Delta ch_{\text{layer7-layer4}}$ *layer7 - layer5 *layer6 - layer4 *layer6 - layer5	$\Delta ch_{\text{layer7-layer1}}$ *layer7 - layer3 *layer6 - layer1 *layer6 - layer2
-1 ~ 1	-1 ~ 1	-1 ~ 1	-2 ~ 2	-7 ~ 7

4.4 最小二乗法を用いた飛跡再構成

コインシデンス通過後に最小二乗法のフィッティングを用いて飛跡再構成を行う。ここで、1 事象中に複数の飛跡が再構成された場合は以下の選別をかけ、最も精度が良いと思われる飛跡の選別を行う。

- 1 事象中の複数飛跡に対し、最外層 (layer6 ないしは layer7) の Δch が ≤ 2 の場合、同一飛跡としてみなし、最小二乗法で求めた $\frac{\chi^2}{\text{自由度}-2} (\text{ndf})$ のうち、小さい方を取得する。
- 1 事象中の複数飛跡に対し、最外層 (layer6 ないしは layer7) の Δch が > 2 の場合、別の飛跡としてみなし、選別は行わない。

現状の TGC において、ミューオン飛跡は各層のヒット点情報しか持たない。しかし、最小二乗法フィッティングを用いることにより、可能なコインシデンスパターンすべての中から、最も精度の良い飛跡を選別可能になり、飛跡の精度は向上される。図 4.11 に最小二乗法フィッティングを用いた飛跡再構成の例を示す。横軸は z 軸を表しており、縦軸は、 $r (= \sqrt{x^2 + y^2})$ 方向を表している。最小二乗法フィッティングにより、正確に飛跡を再構成できている。

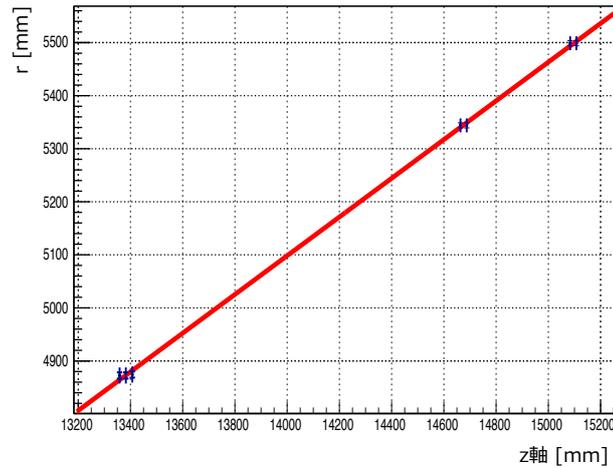


図 4.11 最小二乗法フィッティングを用いた飛跡再構成の例。

4.5 オフラインミュオン候補の検出効率

新しいL1 ミューオントリガー論理において、オフラインミュオン候補の検出効率の維持または向上させることは、興味のある物理事象を取りこぼし無くデータ取得するために最も重要な要素となる。したがって、モンテカルロサンプルを使用し、オフラインミュオン候補の検出効率を以下のように調べた。

1. 事象中にオフラインミュオン候補が存在する事を要求。
2. オフラインミュオン候補の飛跡再構成に MDT middle station が使用されている事を要求。この事象数が、総事象数として扱われる。
3. 上記の条件を通過した事象から、TGC の新しいL1 ミューオントリガーを要求。
4. オフラインミュオン検出効率 ($\text{eff}_{\text{offline muon}}$) = $\frac{\text{新しいL1 ミューオントリガーを通過した事象数 (N}_{\text{TGC}})}{\text{middle station に使用されたオフラインミュオン候補数 (N}_{\text{middle}})}$ 導出。

エンドキャップのミュオン検出器で、精度の良い飛跡再構成が可能な MDT middle station にヒットがあるという要求により、簡易に新しいL1 ミューオントリガー論理によるオフラインミュオン候補の検出効率を導出可能かつ、最小二乗法フィッティングによる飛跡再構成の角度分解能の比較ができることから、middle station の要求を課している。その結果を表 4.4 に示す。表に示したのは、 $1.05 < |\eta| < 2.4$ かつ $-0.05 < |\phi| < 0.85$ における領域の平均値である。図 4.12 ~ 4.17 に示すのは、各モンテカルロサンプルに対する η 及び ϕ の分布図を示す。新しいL1 ミューオントリガー論理における各横運動量のオフラインミュオン検出率は、5 GeV を除いて 98 %になり、これは Run-1 時に使用されたL1 ミューオントリガー論理より 3 %改善している。このことは、簡易的に求めた計算 (式 4.2) と良い一致を示しており、新しいL1 ミューオントリガー論理の有用性が確認できる。加えて、 η 及び ϕ の依存性も小さいことが判明した。2次元分布図における $1.9 < |\eta| < 2.2$ と $0.4 < |\phi| < 0.5$ の領域において、わずかに検出効率が下がるが、この領域は、MDT の精密位置測定ビームを通過させるために、TGC

に穴が空いている。したがって検出効率が悪化する。5 GeV の横運動量を持つオフラインミューオン検出効率が、 $1.3 < |\eta| < 1.6$ 付近で低い理由の 1 つに、低い横運動量のために飛跡が曲がり、BWTGC にヒットしなくないもしくはコインシデンスが通らないことが考えられ、詳しい原因は判明していないが、Run-4 における L1 p_T 閾値は 20 (15) GeV であるため、今は考慮しなくても問題ない。

表 4.4 オフラインミューオン候補の検出効率 $1.05 < |\eta| < 2.4$

5 GeV	10 GeV	20 GeV	100 GeV	1 TeV	Run-1 のトリガー論理 20 GeV MC
0.92 ± 0.002	0.97 ± 0.0014	0.98 ± 0.0012	0.98 ± 0.001	0.98 ± 0.0013	0.94 ± 0.0018

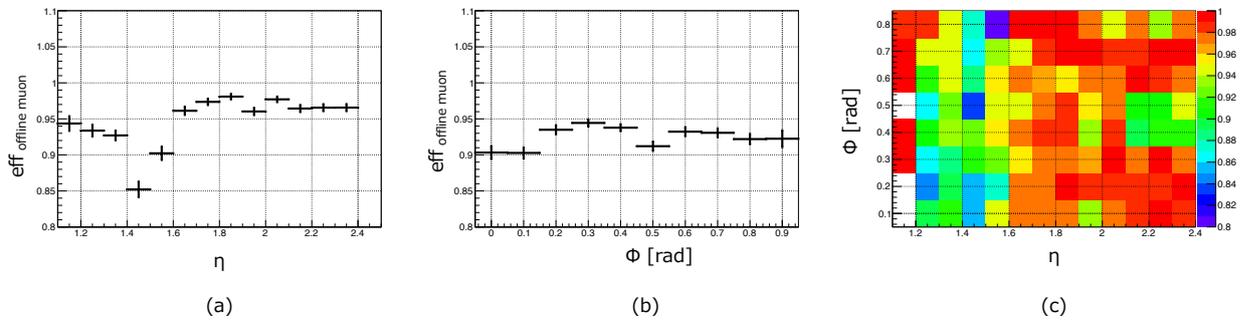


図 4.12 5 GeV の MC を使用した時のオフラインミューオン候補の検出効率の分布図。(a) は η 分布、(b) は ϕ 分布、(c) は 2 次元分布図。

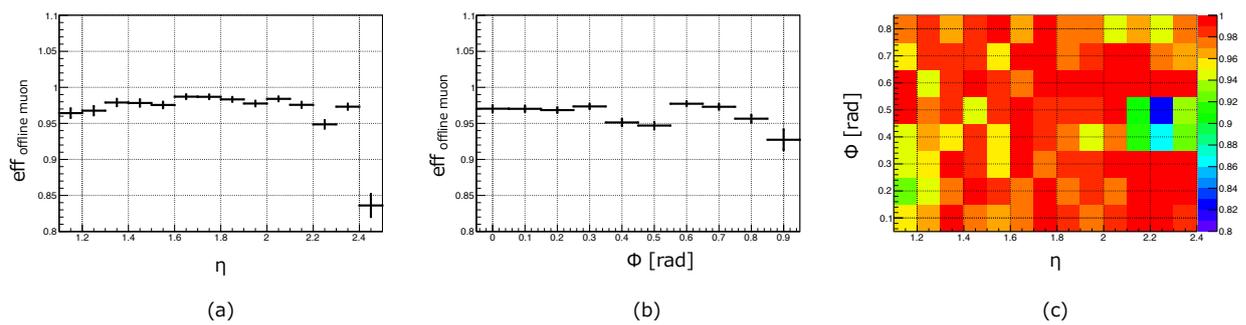


図 4.13 10 GeV の MC を使用した時のオフラインミューオン候補の検出効率の分布図。(a) は η 分布、(b) は ϕ 分布、(c) は 2 次元分布図。

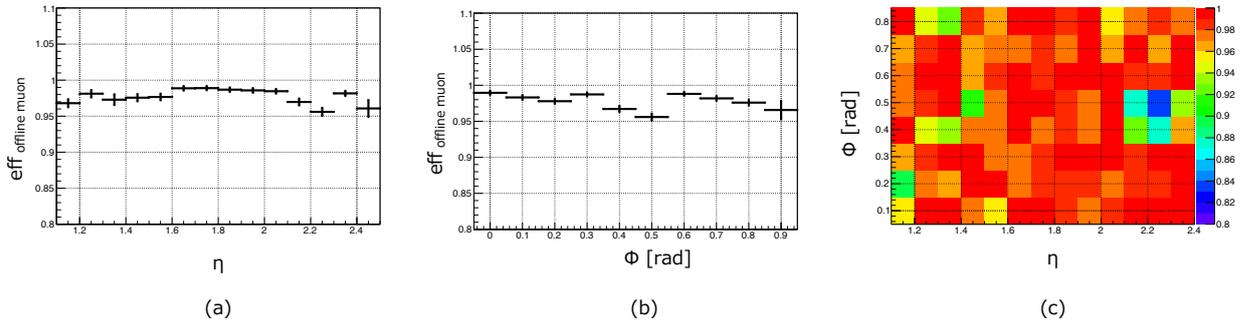


図 4.14 20 GeV の MC を使用した時のオフラインミュオン候補の検出効率の分布図。(a) は η 分布、(b) は ϕ 分布、(c) は 2 次元分布図。

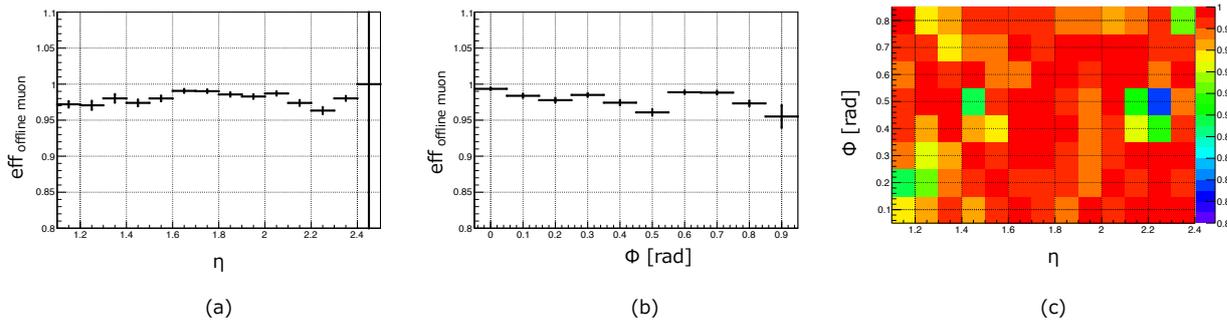


図 4.15 100 GeV の MC を使用した時のオフラインミュオン候補の検出効率の分布図。(a) は η 分布、(b) は ϕ 分布、(c) は 2 次元分布図。

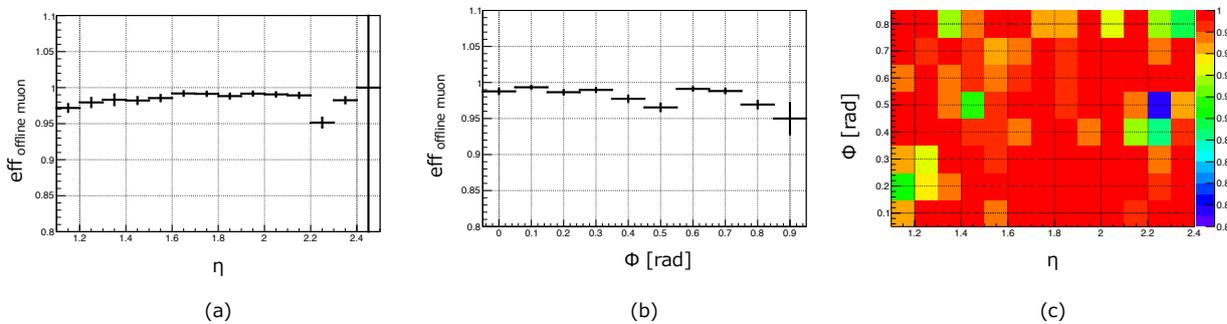


図 4.16 1 TeV の MC を使用した時のオフラインミュオン候補の検出効率の分布図。(a) は η 分布、(b) は ϕ 分布、(c) は 2 次元分布図。

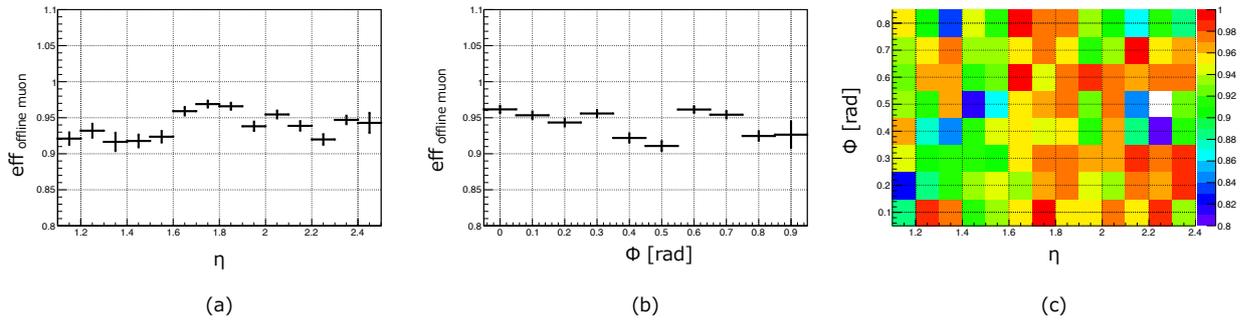


図 4.17 20 GeV の MC を使用した Run-1 トリガーにおけるオフラインミュオン候補の検出効率の分布図。(a) は η 分布、(b) は ϕ 分布、(c) は 2 次元分布図。

4.6 新しい L1 ミューオントリガー論理の角度分解能

新しい L1 ミューオントリガー論理の角度分解能を正確に見積もる必要がある。したがって、総事象数として要求を課した middle station 内部の飛跡 (segment) とビーム軸とのなす方位角度 (θ_{middle}) と新しい L1 ミューオントリガー論理により導出した飛跡とビーム軸とのなす方位角度 (θ_{TGC}) の差 ($\Delta\theta$) を求める。この標準偏差を TGC の角度分解能として定義しており、その結果を表 4.5 に示す。表に示したのは、 $1.05 < |\eta| < 2.4$ かつ $-0.05 < |\phi| < 0.85$ における領域の平均値である。図 4.18 ~ 4.22 に示すのは、各 MC に対する η 及び ϕ の分布図を示す。TGC における角度分解能は 5 GeV 以外の横運動量を持つ飛跡に対して、すべて同じような傾向が見られることから、約 4 mrad であり、 η に対する依存を持つと言える。 η に依存する原因は、最小二乗法フィッティングを行う際、TGC のチャンネル幅を誤差として使用しているからである。(f) に示してあるのは、TGC のワイヤーのチャンネル幅と η の関係であり、チャンネル幅は、 η が小さくなるに連れて、大きくなるように決定されているため、 η が小さい領域では、角度分解能が悪くなる。

表 4.5 $\Delta\theta$ と標準偏差 (TGC の角度分解能 [rad]) $1.05 < |\eta| < 2.4$

5 GeV	10 GeV	20 GeV	100 GeV	1 TeV
0.006	0.004	0.004	0.004	0.004

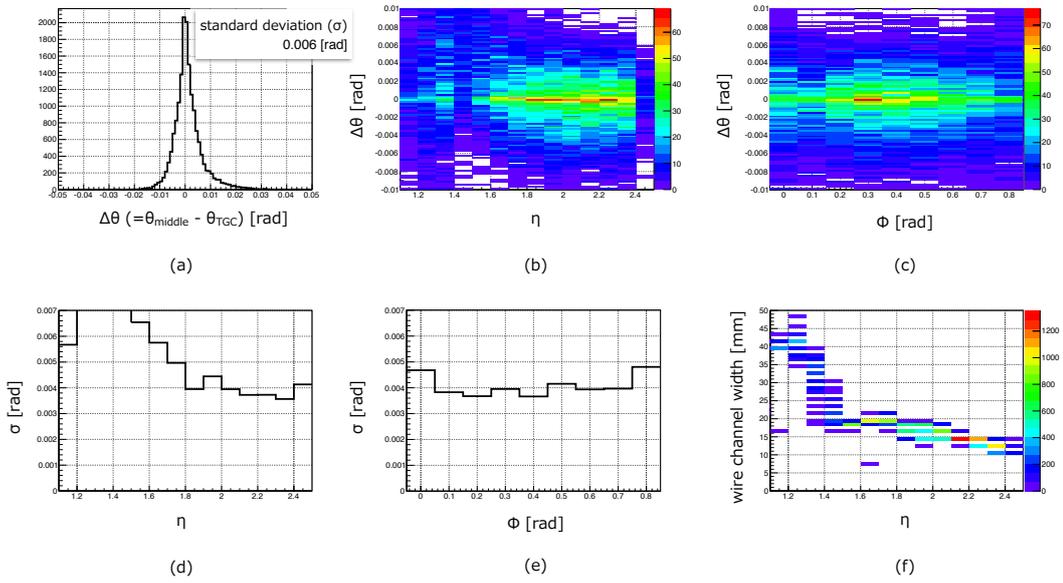


図 4.18 5 GeV の MC を使用した時の

(a) $\Delta\theta$ 分布図。この σ が、TGC の角度分解能に相当する。(b) $\Delta\theta$ と η の 2 次元分布。(c) $\Delta\theta$ と ϕ の 2 次元分布。(d) 各 η 領域における σ 値。(e) 各 ϕ 領域における σ 値。(f) 各 η 領域におけるワイヤーチャンネルの幅。

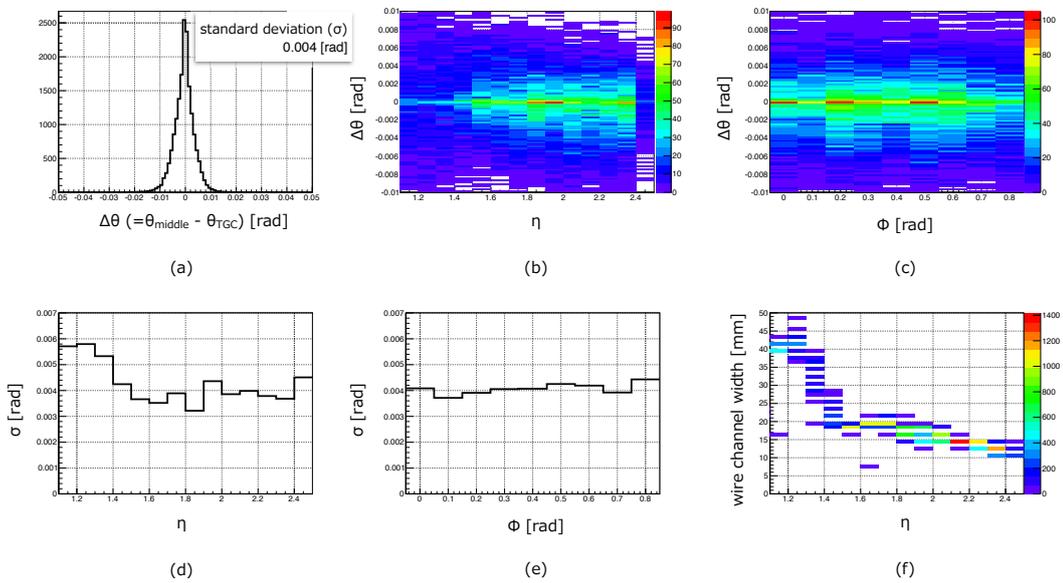


図 4.19 10 GeV の MC を使用した時の

(a) $\Delta\theta$ 分布図。この σ が、TGC の角度分解能に相当する。(b) $\Delta\theta$ と η の 2 次元分布。(c) $\Delta\theta$ と ϕ の 2 次元分布。(d) 各 η 領域における σ 値。(e) 各 ϕ 領域における σ 値。(f) 各 η 領域におけるワイヤーチャンネルの幅。

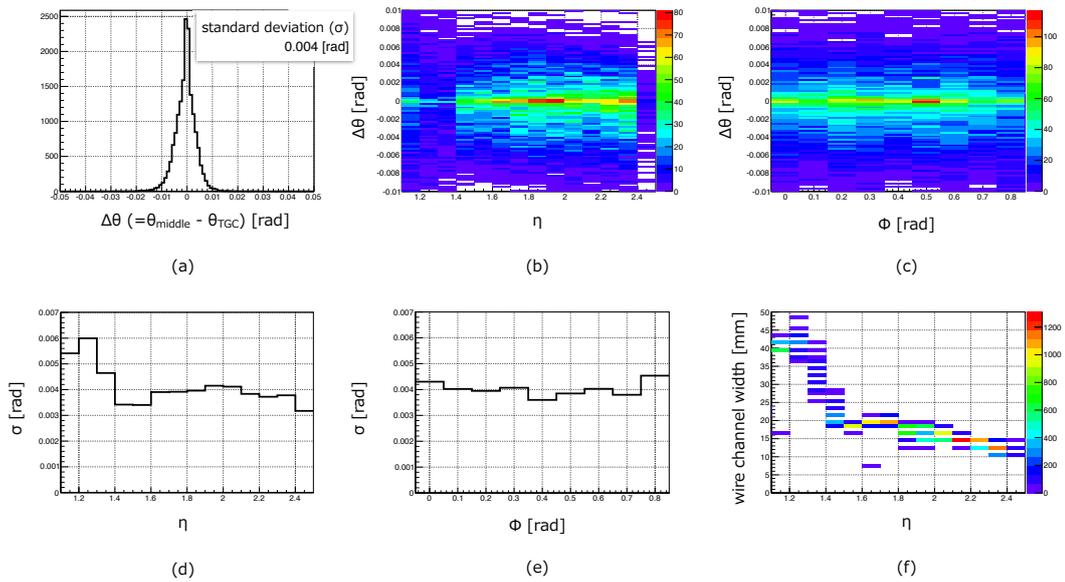


図 4.20 20 GeV の MC を使用した時の

(a) $\Delta\theta$ 分布図。この σ が、TGC の角度分解能に相当する。(b) $\Delta\theta$ と η の 2 次元分布。(c) $\Delta\theta$ と ϕ の 2 次元分布。(d) 各 η 領域における σ 値。(e) 各 ϕ 領域における σ 値。(f) 各 η 領域におけるワイヤーチャンネルの幅。

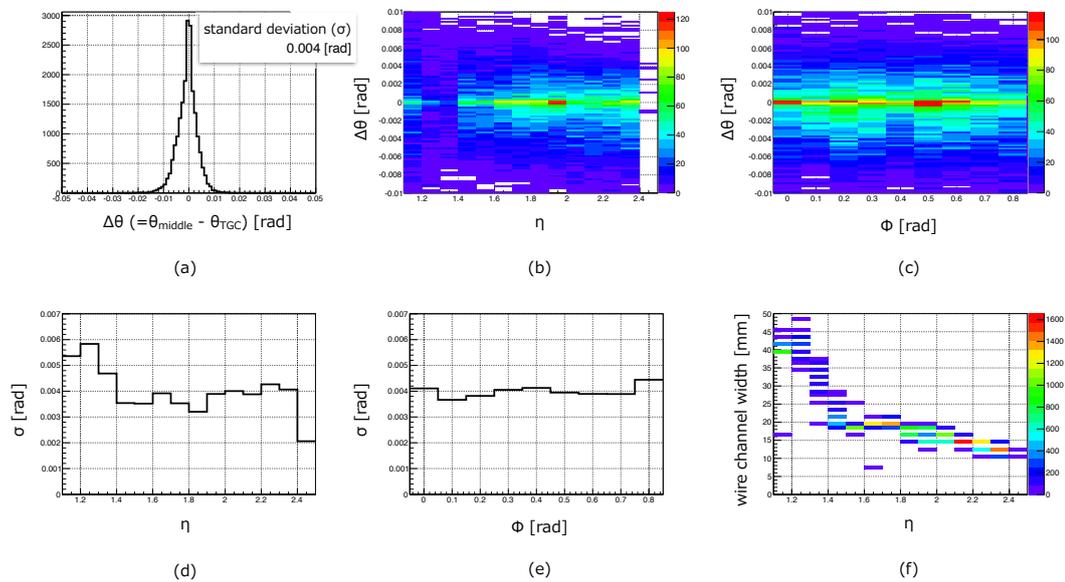


図 4.21 100 GeV の MC を使用した時の

(a) $\Delta\theta$ 分布図。この σ が、TGC の角度分解能に相当する。(b) $\Delta\theta$ と η の 2 次元分布。(c) $\Delta\theta$ と ϕ の 2 次元分布。(d) 各 η 領域における σ 値。(e) 各 ϕ 領域における σ 値。(f) 各 η 領域におけるワイヤーチャンネルの幅。

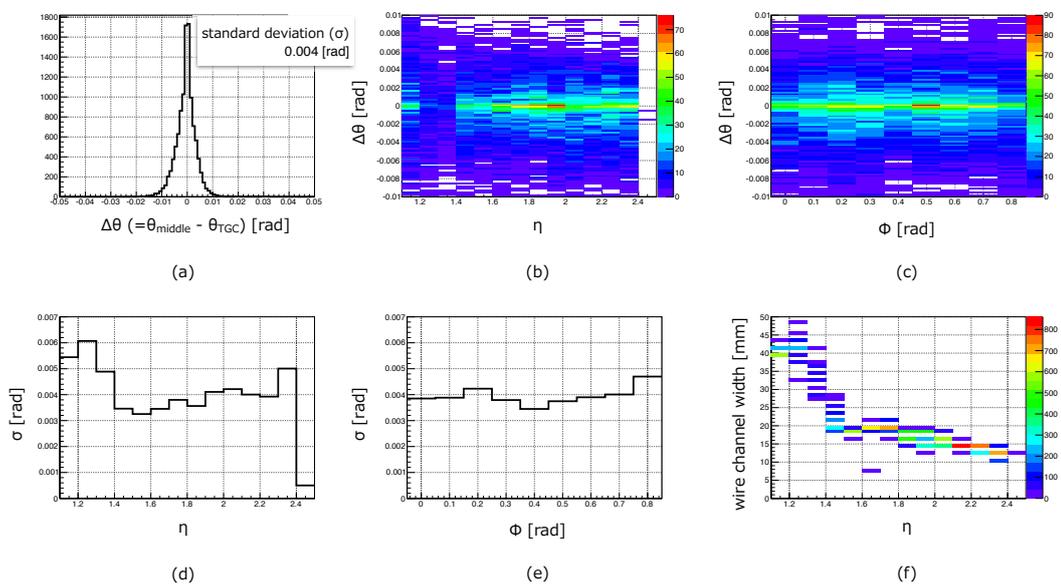


図 4.22 1 TeV の MC を使用した時の

(a) $\Delta\theta$ 分布図。この σ が、TGC の角度分解能に相当する。(b) $\Delta\theta$ と η の 2 次元分布。(c) $\Delta\theta$ と ϕ の 2 次元分布。(d) 各 η 領域における σ 値。(e) 各 ϕ 領域における σ 値。(f) 各 η 領域におけるワイヤーチャンネルの幅。

4.7 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象を用いた検出効率評価

2011–2012年にかけて取られた実データは、現状のL1トリガーを通過した事象のみで構成されている。よって、新たに構築したL1トリガーの真の検出効率を議論するためには、現状のL1トリガーによるバイアスがかかっていないデータを使用必要がある。そこで、タグ・プローブと呼ばれる手法を用いることで、トリガーのバイアスがかけられないデータから、トリガーの検出効率を見積もることが可能となる。このタグ・プローブ法とは、図4.23に示すように、陽子・陽子衝突した際に、生成される Z 粒子または、 J/ψ 粒子が、ミューオン対に崩壊し、一方のミューオンがトリガーを鳴らした時（このミューオンをタグミューオンという）に、もう片方のミューオンは、トリガーには使用されていないため、バイアスのないミューオン候補（こちらのミューオンをプローブミューオンという）となり、このプローブミューオンを用いることでトリガーの真の検出効率が測定できるという手法である。本研究では、 Z 粒子から崩壊し生成されるミューオン対 ($\text{Br}(Z \rightarrow \mu\mu) = 3.366 \pm 0.007\%$) に対し、タグ・プローブ法により得られるプローブミューオンを用いて、新しいL1ミューオントリガー論理における検出効率を実データで調べる。

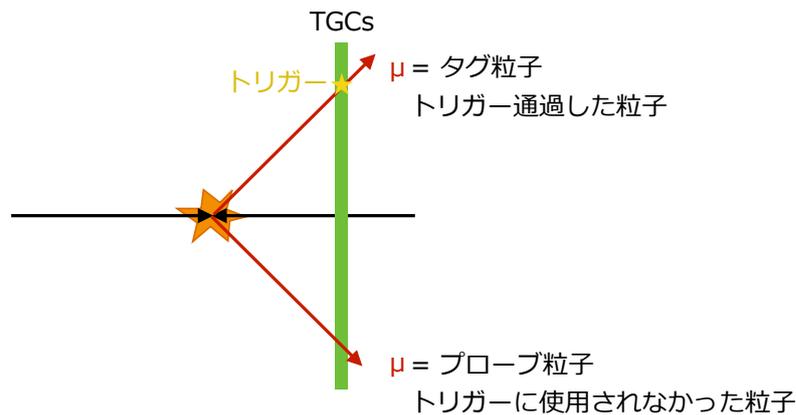


図 4.23 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象を用いたタグミューオンとプローブミューオンの説明。陽子・陽子衝突した際に生成される Z 粒子が、ミューオン対に崩壊し、一方のミューオンがトリガーを鳴らした時に、もう片方のミューオンは、トリガーには使用されていないため、バイアスのないミューオン候補となる。

4.7.1 Z 粒子事象選別

タグ・プローブ法を使用するために、次の様な事象選別を行い、精度のよい $Z \rightarrow \mu\mu$ 崩壊過程によるプローブミューオンを取得する。

- オフラインミューオン候補の要求

ミューオントリガー検出器と全飛跡検出器の情報を用いて、飛跡再構成が可能なミューオン候補である要求

を課すことにより、精度のよいミューオン候補のみを取得可能である。この要求は、タグミューオンとプローブミューオン両方共に課せられる。

- L1 トリガー閾値 20GeV を通過するタグミューオンの要求

Z 粒子の不変質量は 91.2 GeV と重いため、静止した状態で生成される。 Z 粒子の崩壊より生成されるミューオン対は、 x - y 平面上で正反対に放出され、ほとんどのミューオンは $20 \text{ GeV} < p_T < 60 \text{ GeV}$ の範囲内の横運動量を持つ。したがって、タグミューオンが L1 トリガーを通過する時の横運動量が 20GeV 以上である要求を課す事で、 Z 粒子崩壊由来だと考えられるミューオン候補の選別が可能となる。

- 電荷の要求

Z 粒子は、電荷 0 のボソンであるため、生成されるミューオン対の電荷は、正反対となることを要求する。

- トリガーの要求

タグミューオンには、*EF_mu24i_tight* と呼ばれる HL トリガーのトリガー要求が課される。これは、横運動量は 24 GeV 以上のミューオン候補であり、かつ、そのミューオン飛跡の近くに別の粒子による飛跡が少ない事を要求する。 $Z \rightarrow \mu\mu$ 崩壊過程において、ミューオン以外の粒子は生成されない。そこで、この範囲に対する要求 (isolation) を課すことで、より Z 粒子崩壊由来のミューオン候補を選別できる。

- 不変質量に対する要求

生成されたミューオン対の和から組んだ質量と Z 粒子の質量の差が 10 GeV 以下 ($|M_Z - M_{\mu\mu}| < 10 \text{ GeV}$) であることを要求する。

選別後のミューオン対によるの質量分布図を図 4.24 に示す。

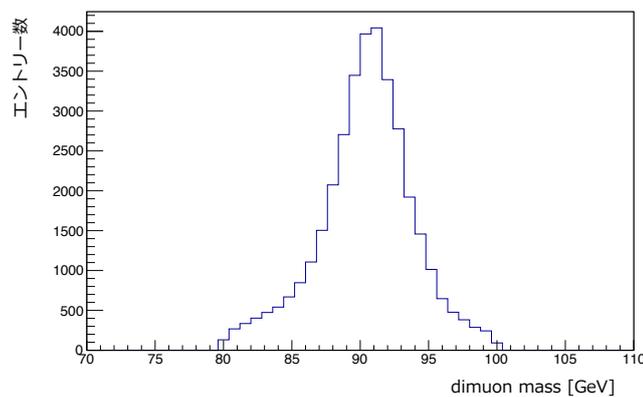


図 4.24 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象におけるミューオン対の不変質量分布図。 Z の不変質量 91.2 GeV 付近にピークを持つ。

プローブミューオンを用いて、実データによるオフラインミューオン候補の検出効率を調べる。節 4.5 のモンテカルロサンプルを用いた場合と同様に、オフラインミューオン候補の存在を要求する。その際、そのオフライン

ミュオン候補がプローブミュオンである要求を更に課すことで、プローブミュオンの全事象数とL1 ミューオントリガー通過した事象数から検出効率を導出する。その結果を図4.25に示す。

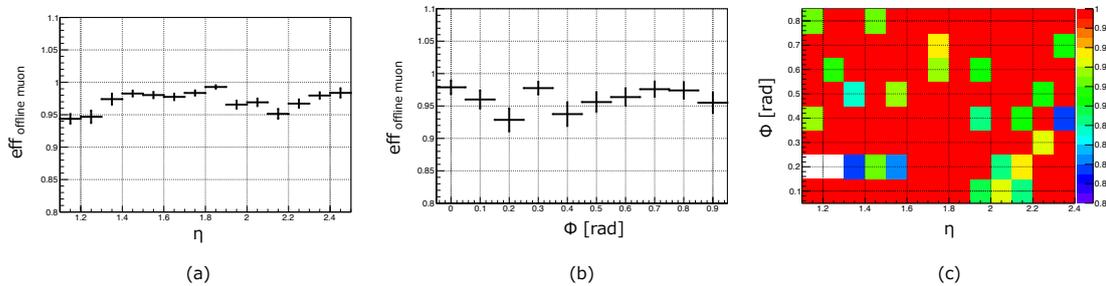


図 4.25 $Z \rightarrow \mu\mu$ 事象のプローブミュオンに対するオフラインミュオン候補の検出効率の分布図。(a) は η 分布、(b) は ϕ 分布、(c) は 2 次元分布図。モンテカルロサンプルの結果と合わせた η 及び ϕ の領域のみを示す。

$1.05 < |\eta| < 2.4$ かつ全 ϕ 領域におけるオフラインミュオン候補の検出効率は、約 98 % となる。モンテカルロサンプルによるオフラインミュオン候補の検出効率と比較しても、今回新たに構築した L1 ミューオントリガーによる検出効率の低下は見られないことが、判明した。したがって、実際の LHC-ATLAS 実験稼働時に L1 ミューオントリガーによるオフラインミュオン候補の検出効率は約 98 % になると言える。

4.8 極角差 (β) を用いた飛跡選別

新 L1 トリガー手法の最後に L1 トリガーレート削減のための β を用いた飛跡選別を導入する。 β は TGC で出力される飛跡と phase1 アップグレードの際に導入予定の NSW で出力される飛跡のなす方位角 ($\beta = \theta_{\text{NSW}} - \theta_{\text{TGC}}$) である (図 4.27 (a))。 β は横運動量と相関を持っているため、 β 閾値の要求をもって横運動量選別を行うことで、ミュオン候補の正確な横運動量測定が可能となり、L1 トリガーレートの削減が可能となる。なお、この研究では、L1 トリガーレート削減率を求めるために 2012 年の実データを用いて行う。

図 4.27 (b) の β と横運動量の逆数との相関関係図から横運動量が小さくなるに連れて、 β が大きくなっていくことが判断できる。 β の閾値はオフラインミュオン候補の検出効率との兼ね合いから決定しなければならない。更に横運動量と β は、 η 及び ϕ に対しても同様に相関を持っている。そこで、 η 、 ϕ をそれぞれ図??の範囲で 45 つの領域にわけ、その領域内の横運動量と β の相関関係を確認し、 β 閾値の変化によるオフラインミュオン候補の検出効率と L1 トリガーレート削減率の変化を調べた。一部の領域の横運動量と β の相関関係及び検出効率と L1 トリガーレート削減率の関係図 (図 4.28) を示す。右図は、 $1.3 < |\eta| < 1.4$ と ϕ ID = 0 or 9 の領域における関係図を示しており、左図は、 $1.8 < |\eta| < 1.9$ と ϕ ID = 0 or 9 の領域における関係図を示している。関係図を見ると、右図の領域における相関関係は弱いいため、横運動量分解能が悪くなり、高い検出効率を維持すると削減率は期待できなくなる。しかし、左図の領域では、相関関係が強く、横運動量分解能が高いと考えられる。つまり、

削減率を高くするような β 閾値に設定しても、高い検出効率を維持できる。そこで、今回は分割した範囲ごとのオフラインミュオン候補の検出効率を 95–98 % に維持可能な β 閾値を設定した。

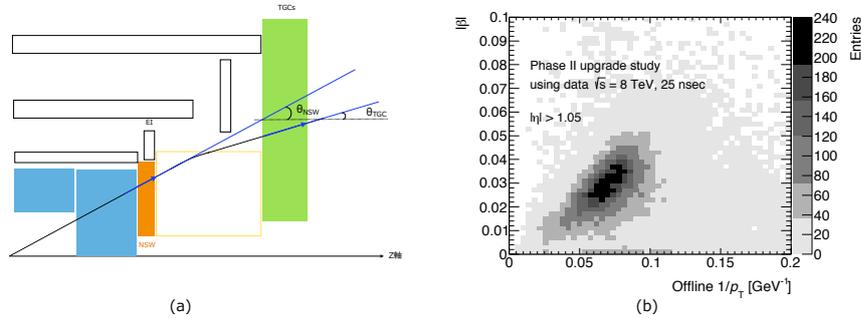


図 4.26 (a) β の概要図。NSW で見積もられたミュオン飛跡と TGC の新たな L1 ミューオントリガーで見積もられたミュオン飛跡のなす角を β と定義する。
 (b) β と p_T の相関関係図。 β は、磁場前後の飛跡による角度差であることから、横運動量と強い負の相関を持つ。横運動量が大きくなると、 β は小さくなる。

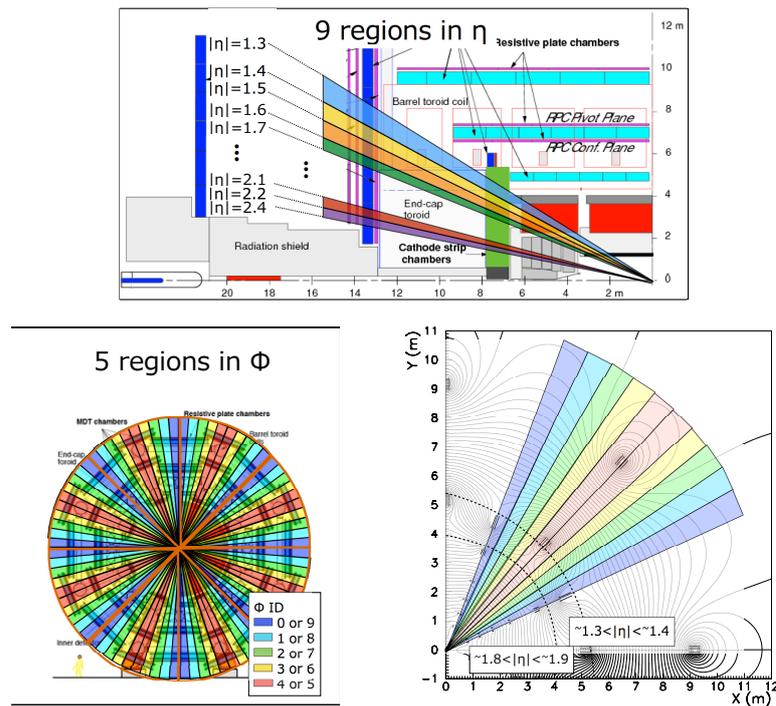


図 4.27 上図は η の領域分けを示す。 $1.3 < |\eta| < 2.4$ の領域を 9 つに分けている。左下図は ϕ の領域分けを示す。 $0 < |\eta| < 2\pi$ を 8 領域にわけ、更にその中で 5 つの領域に分けている。右下図は x - y 平面上の磁場の強さと η 及び ϕ の領域の関係を示す。

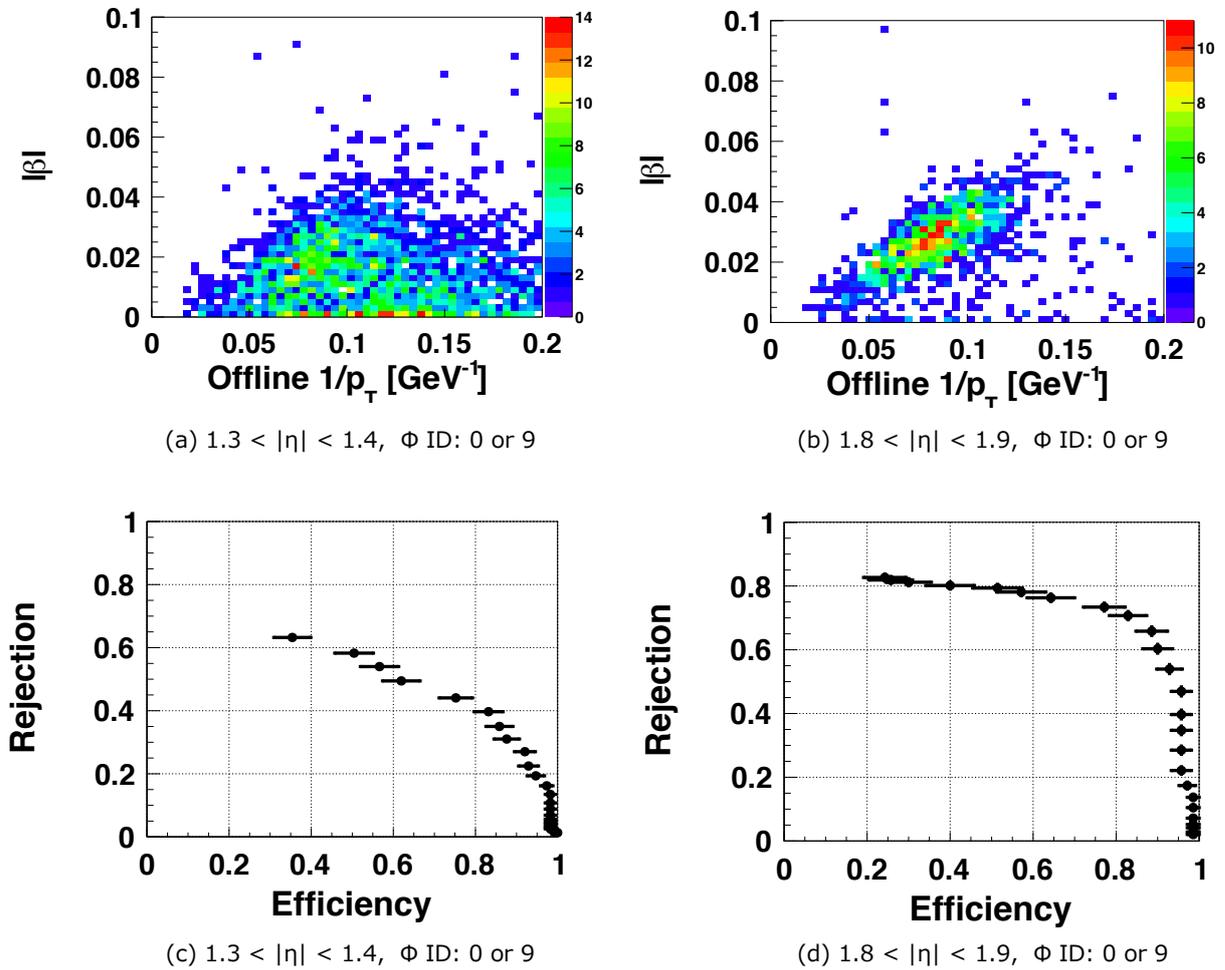


図 4.28 一部の領域の横運動量と β の相関関係 (z 軸はエントリー数である。) 及びオフラインミュオン候補の検出効率 (Efficiency) と L1 トリガーレート削減率 (Rejection) の関係図を示す。
 (a) 及び (c) $1.3 < |\eta| < 1.4$ と ϕ ID = 0 or 9 の領域における相関関係図である。図 4.27 の磁場マップと確認すると、ちょうど磁場が弱くなっている領域で、相関が弱いため、L1 トリガーレート削減率よりもオフラインミュオン検出効率の損失が大きくなる。
 (b) 及び (d) $1.8 < |\eta| < 1.9$ と ϕ ID = 0 or 9 の領域における相関関係図である。図 4.27 の磁場マップと確認すると、ちょうど磁場が強い領域で、相関も強いため、L1 トリガーレート削減率を高める β 閾値を設定しても、オフラインミュオン検出効率の損失はさほど大きくない。

β 閾値を導入した新たなL1 ミューオントリガー論理導入前後及びオフラインミュオン候補の要求前後におけるL1 ミューオン候補の η 分布図を図4.29 (a) 及び (b) に示す。(a) はオフラインミュオン候補の検出効率を95%以上維持する β 閾値を使用した場合の結果であり、(b) は98%以上維持する β 閾値を使用した場合の結果である。赤破線は phase1 アップグレード仮定の場合のL1 ミューオン候補、紫破線は新たなL1 ミューオントリガー論理を加えた場合のL1 ミューオン候補、緑破線はオフラインミュオン候補であるL1 ミューオン候補である。TGCの β 閾値を導入する事により、L1 ミューオン候補を大きく削減できることが見て取れる。L1 トリガーレート削減率は、95%検出効率の場合、約30%であり、98%検出効率の場合、約10%見込める事が判明した。

図4.29 (c)、(d) 及び (e)、(f) に示すのが、新たなL1 ミューオントリガー論理導入前後におけるL1 ミューオン候補と相対的検出効率の横運動量分布図である。赤破線は phase1 仮定の横運動量分布、紫破線は新たなL1 ミューオントリガー論理を加えた場合の横運動量分布図である。L1 p_T 閾値は20 GeV である。新たなL1 ミューオントリガー論理をかけることで、削減されるL1 ミューオン候補の横運動量は、L1 p_T 閾値より低い横運動量を持つミュオンがほとんどを占めている事がわかる。また、相対的検出効率の横運動量分布図からも、L1 p_T 閾値より高い横運動量を持つL1 ミューオン候補における検出効率の損失は、ほぼ0であることが判断できる。これらのことから、 β 閾値の要求によるオフラインミュオン候補の損失が無いことを保証できる。

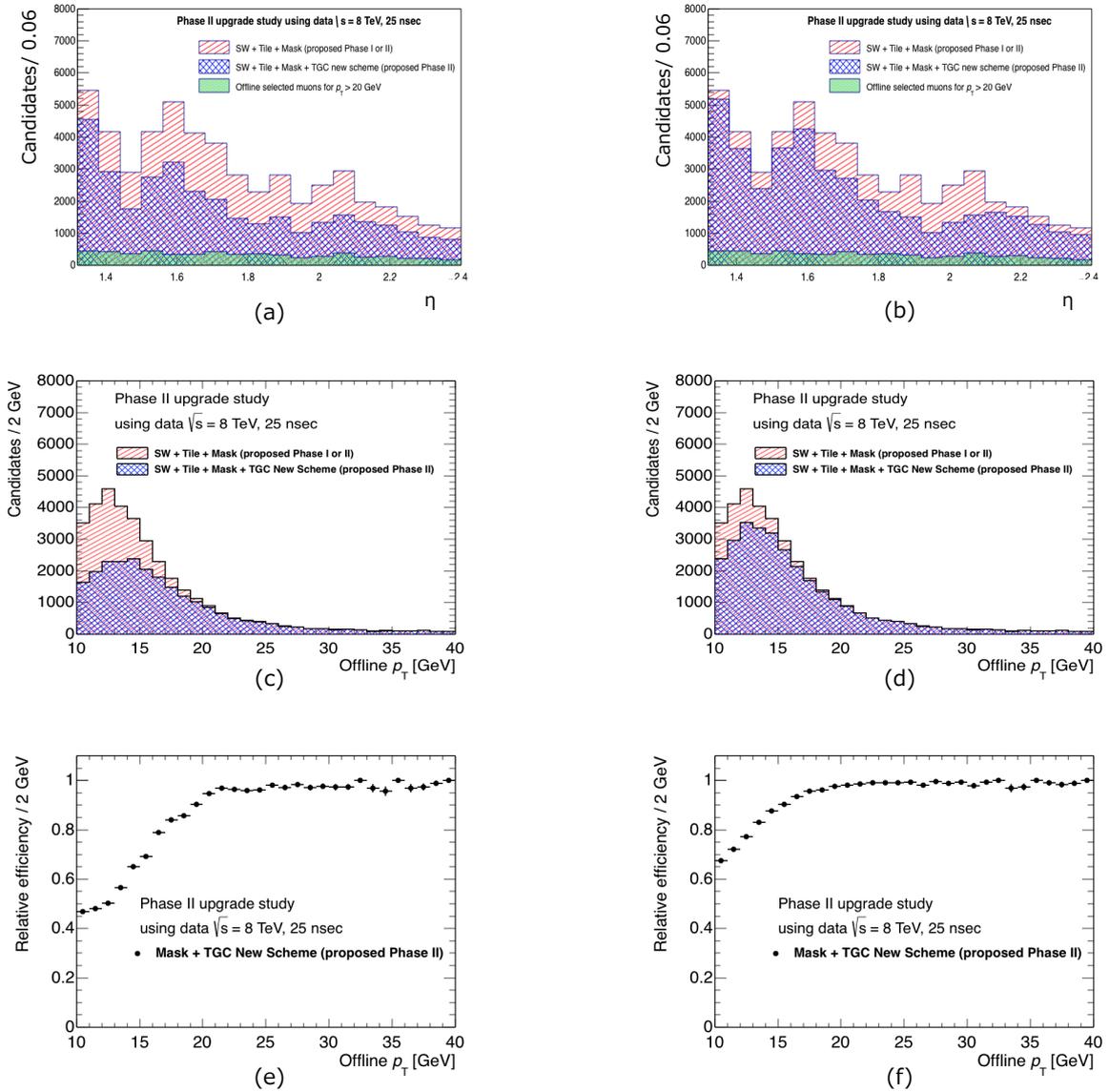


図 4.29 (a) 及び (b) β 閾値を導入した新たな L1 ミューオントリガー論理導入前後及びオフライン ミューオン候補の要求前後における L1 ミューオン候補の η 分布図。縦軸は、各領域のエントリー数を示している。

(c),(d) と (e),(f) 新たな L1 ミューオントリガー論理導入前後における L1 ミューオン候補と相対的検出効率の横運動量分布図を示す。

左図と右図はオフラインミューオン候補の検出効率が 95 %か、98 %かの違いである。

4.9 まとめと今後の展望

L1 トリガーレートを抑制するような新たな L1 ミューオントリガー論理の開発及び L1 トリガーレートの抑制が可能であるか検証した。その結果、phase2 アップグレードに向けた新たな L1 ミューオントリガー論理により、ルミノシティ向上に伴う L1 トリガーレートをオフラインミューオン候補の検出効率を高効率に維持したまま、削減可能となった。

4.9.1 今後の展望

phase2 アップグレードでは、読み出し及び L1 トリガー回路全体を変更し、新たに開発することが決定している。その草案を図 4.30 に示す。ASD のみ現状の TGC の電気回路と同等である。大きな違いは、TGC の全データをコンピューティング室に送り、強化したパイプラインで L1 ミューオントリガーを行う。今後の展望として、本研究で検証した新たな L1 ミューオントリガー論理をハードウェアに実装する方法の構築し、ハードウェア上での動作試験及び検出効率と L1 トリガーレート削減について検証することが残されている。

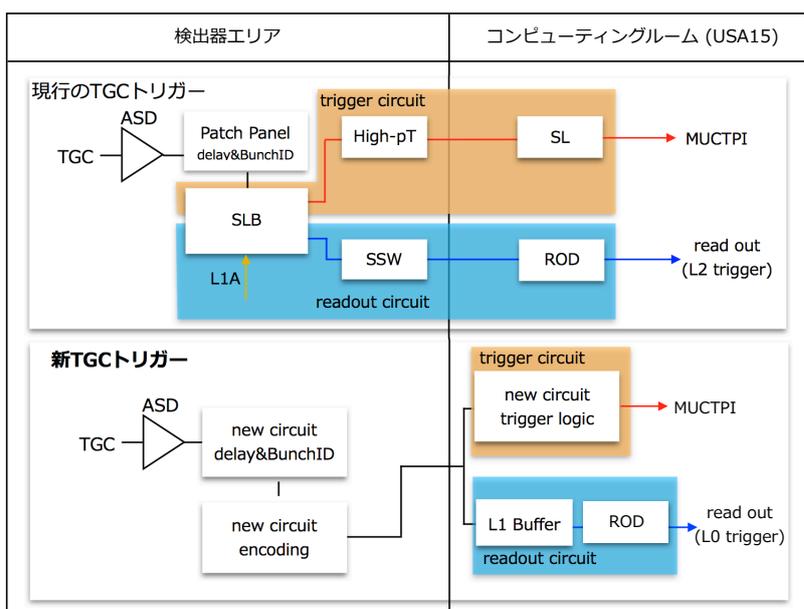


図 4.30 Run-4 のための新たな L1 ミューオントリガー回路の草案図。上図は、現在の L1 ミューオントリガー回路を示しており、下図が新たな L1 ミューオントリガー回路の草案図である。

第5章 結論

SUSY などの新物理探索のための LHC 加速器アップグレードにおいて、瞬間ルミノシティの増大のよりミュオントリガー検出器における L1 トリガーレートが増加する。そこで、L1 トリガーレートを削減するための L1 トリガーアップグレードが計画されており、本研究では、Run-2 以降に向けた RoI Mask による L1 トリガーレート削減手法の構築と Run-4 に向けた新たな L1 トリガー論理の構築を行った。

RoI Mask 手法では、オフラインミュオン候補の検出効率を約 99 %に維持したまま、L1 トリガーレートを約 10 %削減できた。したがって、この手法は、2015 年のデータ収集から導入される。

Run-4 に向けた新たな L1 トリガー論理では、TGC のオフラインミュオン候補の検出効率は 95–99 %になり、磁場前後のミュオン飛跡の角度差 (β) による要求により L1 トリガーレートを 10–30 %削減できた。以上のことから、新しく考案した TGC の L1 トリガー論理は、興味のある物理事象の検出効率を向上し、かつ、ルミノシティ増強後の LHC-ATLAS 実験の L1 トリガーレートを効果的に削減できることを立証した。

謝辞

本研究の遂行にあたり、終始研究のご指導とご討論をしていただいた戸本誠准教授と堀井泰之助教に深く感謝の意を表します。

phase2 アップグレードの研究について、多くの助言を下された KEK の佐々木修氏、京都大学の石野雅也准教授に深く感謝申し上げます。

また、CERN での生活や研究を共に進めた ATLAS TGC グループの皆様に深く感謝します。お世話になりました。

名古屋大学高エネルギー物理学研究室の皆様に深く感謝します。特に、同期の白井主紀氏、古村大樹氏、米倉拓弥氏には、様々な面でお世話になりました。ありがとうございます。

参考文献

- [1] ATLAS Collaboration, Measurement of Higgs boson production in the diphoton decay channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector, Phys. Rev. D 90, 112015 (2014)
- [2] ATLAS Collaboration, Some Displays of Candidate Events Selected in Higgs Search Analyses, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/EventDisplaysFromHiggsSearches#H>
- [3] 大田信義, 坂井典佑, 超対称性理論, サイエンス社
- [4] 浅井祥仁, 新学術領域研究「テラスケール物理」領域の概要, <http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/terascale/overview.html>
- [5] Wikipedia, 階層性問題, <http://ja.wikipedia.org/wiki/%E9%9A%8E%E5%B1%A4%E6%80%A7%E5%95%8F%E9%A1%8C>
- [6] ATLAS Collaboration, Summary plots from the ATLAS Supersymmetry physics group, https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SUSY/index.html#ATLAS_SUSY_Stop_tLSP
- [7] ATLAS Collaboration, Letter of Intent Phase-I Upgrade, CERN-LHCC-2011-012, LHCC-I-020, December, 2011.
- [8] ATLAS Collaboration, Letter of Intent Phase-2 Upgrade, CERN-LHCC-2012-022, LHCC-I-023, December, 2012.
- [9] CERN, CERN Accelerator Complex, <http://cds.cern.ch/record/841493>
- [10] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 S08003, 2008
- [11] Ulrik Egede, Design of the ATLAS detector, <http://www.hep.lu.se/atlas/thesis/egede/thesis-node39.html>
- [12] ATLAS Collaboration, ATLAS MAGNETIC FIELD, http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/mag_page1.html
- [13] High Energy Group Department of Physics, Kobe University, ATLAS TGC, http://www.google.co.jp/imgres?imgurl=http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/~kurasige/TGC/index_files/muo_gen_1006_002.jpg&imgrefurl=http://ppwww.phys.sci.kobe-u.ac.jp/

- ~kurasige/TGC/&h=686&w=1024&tbnid=GGW1-q5-0GQ6hM:&zoom=1&docid=iX9Au0oQVAN21M&hl=ja&ei=tZu4V0bJJdi58gXqpoH4Cg&tbnid=isch&ved=0CB0QMygAMAA
- [14] ATLAS Collaboration, The ATLAS experiment,
<http://hedberg.web.cern.ch/hedberg/home/atlas/atlas.html>
- [15] ATLAS Collaboration, ATLAS Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC-97-22, 5, June, 1997.
- [16] ATLAS Collaboration, ATLAS Muon Endcap Level-1 Trigger Update of Technical Design Report, 09, June, 2000.
- [17] ATLAS-Japan TGC electronics group, Slave Board ASIC Technical Document, Document Version 3.1, 13, March, 2005.
- [18] 田代拓也, ATLAS 実験における新しいミュオントリガー回路の開発と実装, 修士論文.