

修士学位論文  
アトラス実験における  
レベル1 ミューオントリガーの効率の評価

神戸大学大学院 理学研究科 博士前期課程  
物理学専攻 粒子物理学研究室  
086s114s 西山 知徳

平成 23 年 3 月 14 日

## 概要

欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) において、陽子陽子衝突型加速器 LHC を用いた ATLAS 実験が 2010 年から開始された。ATLAS 実験とは LHC の衝突点に設置される ATLAS 検出器を用いて、素粒子の質量の起源を担う Higgs 粒子の発見や、標準理論の枠組みの外に予言されている超対称性粒子 (SUSY 粒子) の発見を目指している実験である。我々が構築している前後方ミュオントリガーシステムである TGC システムは衝突点での反応事象を選別するため、ミュオンを用いてトリガーを生成するシステムであり、新物理の発見に重要な役割を持っている。

本論文ではミュオントリガーのトリガー効率についての研究を記述した。トリガー効率は物理解析において重要なパラメータである。実際に取得されたデータを用いてのトリガー効率の算出についてを本論文で主に論ずる。

# 目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	LHC ATLAS 実験	3
2.1	LHC : Large Hadron Collider	3
2.2	ATLAS 実験が目指す物理	3
2.2.1	標準模型 Higgs 粒子	4
2.2.2	ATLAS 検出器での Higgs 粒子の発見能力	7
2.2.3	超対称性粒子 (SUSY 粒子)	7
2.2.4	その他の物理	7
2.3	ATLAS 検出器	8
2.3.1	内部飛跡検出器	9
2.3.2	カロリメータ	12
2.3.3	ミュオンスペクトロメータ	14
2.3.4	マグネットシステム	16
第 3 章	トリガーシステム	19
3.1	ATLAS 実験におけるトリガーの流れ	19
3.1.1	レベル 1 トリガー	19
3.1.2	レベル 2 トリガー	19
3.1.3	イベントフィルター (EF)	20
3.1.4	stream とトリガーチェイン	21
3.2	TGC システム	24
3.2.1	TGC(Thin Gap Chamber) の構造	24
3.2.2	ATLAS 検出器における TGC 配置	25
3.2.3	TGC のトリガースキーム	27
3.2.4	TGC の読み出し機構	28
3.2.5	TGC エレクトロニクス	30
3.2.6	デクラスタリングルール	32
3.2.7	Coincidence Window	33
3.2.8	トリガーシミュレーション	34
第 4 章	レベル 1 ミューオントリガー効率	35
4.1	レベル 1 ミューオントリガー効率について	35
4.2	トリガー効率の求め方	35
4.3	母集団の決定	36
4.4	コンバインドミュオンについて	37
4.5	ミュオンのセレクション	37
4.6	統計誤差	38

第 5 章	レベル 1 ミューオントリガー効率の評価	39
5.1	レベル 1 ミューオントリガー効率導出	39
5.1.1	実データについて	39
5.1.2	実データを用いたトリガー効率導出	41
5.1.3	シミュレーションとデータの効率の差異	42
5.1.4	差異の原因	42
5.1.5	解決策	45
5.2	CoincidenceWindow 改良後の効率評価	45
5.3	改良後のシミュレーションとデータとの効率比較	46
5.4	現在のトリガーレート状況	48
5.5	トリガー効率の時間遷移	50
第 6 章	まとめ	52
付 録 A	付録	53
A.1	2010 年陽子陽子衝突データ一覧	53

# 目次

2.1	LHC 全体図	4
2.2	CMS 検出器	5
2.3	Alice 検出器	5
2.4	LHC-B 検出器	5
2.5	Higgs 粒子の生成過程ファインマンダイアグラム	6
2.6	Higgs 粒子の生成断面積	6
2.7	Higgs 粒子の崩壊分岐比	7
2.8	ATLAS 実験における標準模型 Higgs 粒子の発見能力	7
2.9	ATLAS 検出器	8
2.10	内部飛跡検出器	9
2.11	内部飛跡検出器断面図	10
2.12	Pixel 検出器	11
2.13	SCT のバレル部分	11
2.14	SCT のエンドキャップ部分	11
2.15	TRT のバレル部分	11
2.16	TRT のエンドキャップ部分	11
2.17	カロリメータ	12
2.18	Tile カロリメータ	13
2.19	LAr Hadronic Endcap Calorimeter	13
2.20	ミュオンスペクトロメータ	14
2.21	MDT の構造	15
2.22	CSC 配置図	15
2.23	CSC の構造	15
2.24	RPC 断面図	16
2.25	RPC の構造	16
2.26	マグネットの構造	17
2.27	central solenoid	17
2.28	barrel toroid	17
2.29	endcap toroid	17
2.30	$\eta$ と磁場積分強度の関係	18
2.31	X-Y 平面の磁束の構造	18
3.1	ATLAS 実験のトリガースキームの流れ	20
3.2	レベル1 トリガースキーム	21
3.3	JetTauEtmiss stream のトリガーチェーン一例	23
3.4	TGC の構造	24
3.5	ワイヤーサポート	25

3.6	TGC 断面図	25
3.7	R-Z 断面での TGC 配置	26
3.8	TGC 配置と区分	26
3.9	Pt 測定の原理	27
3.10	TGC におけるトリガー判定方法	28
3.11	TGC エレクトロニクス概要	29
3.12	レベル 1 におけるトリガー系の流れ	29
3.13	レベル 1 におけるリードアウト系の流れ	30
3.14	デクラスタリングルール概要	32
3.15	TGC オクタント	33
3.16	Coincidence Window 一例	33
4.1	トリガー効率の Turn on Curve 一例	36
5.1	periodE6 L1_MU0	41
5.2	periodE6 L1_MU6	41
5.3	periodE6 L1_MU10	41
5.4	シミュレーションと実データのトリガー効率比較	42
5.5	クロストークによる $d\varphi$ のしみ出しの原理	43
5.6	クロストークによる CW への影響の例	44
5.7	CoincidenceWindow の改良	45
5.8	periodF2 L1_MU0	46
5.9	periodF2 L1_MU6	46
5.10	periodF2 L1_MU10	46
5.11	periodE6 における Pt- $\eta$ 分布	47
5.12	setD L1_MU0	47
5.13	setD L1_MU6	47
5.14	setD L1_MU10	47
5.15	setF L1_MU0	47
5.16	setF L1_MU6	47
5.17	setF L1_MU10	47
5.18	トリガーレートとルミノシティの相関図	49
5.19	L1_MU0 plateau efficiency の時間遷移	50
5.20	L1_MU6 plateau efficiency の時間遷移	50
5.21	L1_MU10 plateau efficiency の時間遷移	51

# 表 目 次

2.1	LHC 加速器の主なパラメーター . . . . .	3
3.1	トリガーチェーン一例 . . . . .	22
5.1	periodD と run 番号対応表 . . . . .	40
5.2	periodE6 plateau efficiency for STACO . . . . .	41
5.3	periodE6 and periodF2 plateau efficiency for STACO . . . . .	45
5.4	setD and setF simulation vs data for STACO . . . . .	47
A.1	periodA . . . . .	53
A.2	periodB . . . . .	54
A.3	periodC . . . . .	54
A.4	periodD . . . . .	55
A.5	periodE . . . . .	56
A.6	periodF . . . . .	56
A.7	periodG . . . . .	57
A.8	periodH . . . . .	57
A.9	periodI . . . . .	58

# 第1章 序論

自然界には、4つの相互作用が存在するとされている。そのうち強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用の3つを統一する標準模型が1970年代に構築され、1980年以降に各種実験により確立された歴史がある。この標準模型において唯一実験で発見されていない粒子がHiggs粒子と呼ばれるものである。これまでに様々な素粒子実験により探索を行ってきたが、未だ発見には至っていない。

このHiggs粒子を探索するために、スイスのジュネーブにある欧州素粒子原子核研究機構(CERN)で大型陽子陽子衝突型加速器LHC(Large Hadron Collider)が2008年に建設され、2010年4月から稼動している。LHCは周長27kmのビームトンネル、8.4Tの超伝導磁石を用いることで世界最高衝突エネルギーである14TeVを実現する。また、ルミノシティは最高で $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ を達成する予定である。このLHCを用い、Higgs粒子の探索をはじめSUSY粒子の探索など、様々な物理の探索を行う。

LHCには4つの衝突点があり、その1つにATLAS検出器がある。ATLAS検出器はLHCで目標としている新粒子や既に発見されている粒子も含めて、それらの発見や精密測定を行うことのできる汎用粒子検出器であり、そのため高精度な検出器が多く設置される。現在ATLAS検出器は順調に稼動しており、2010年内に $45\text{pb}^{-1}$ の積分ルミノシティを達成している。

LHC加速器では40MHzという高頻度の陽子のバンチ衝突が起こり、大量のイベントが発生し、膨大なデータが読み出されることになる。この中で実際に注目するイベントの発生頻度は数Hz以下であり、検出器から読み出される信号の多くはバックグラウンド事象なので、ATLAS実験では3段階のトリガーを設けることで、興味あるイベントのみを取得する仕様になっている。このトリガーはまずハードウェアで処理を行うレベル1トリガー、そしてソフトウェアで処理を行うレベル2トリガー、そしてイベントフィルターで構成されている。初段トリガーであるレベル1トリガーにはミュオントリガーとカロリメータトリガーが存在する。特にミュオントリガーにはバレル部とエンドキャップ部でトリガー領域が分けられている。このレベル1トリガーではバンチ衝突頻度にあわせた高速処理と安定性が要求される。ATLASレベル1エンドキャップミュオントリガーには25nsの時間分解能をもつ粒子検出器TGC(Thin Gap Chamber)が設置されている。TGCは2007年にインストールが完了し、トリガー検出器として稼動している。

本研究では、レベル1ミュオントリガーのトリガー効率について、実際に取得されたデータを用いて求め、シミュレーションと一致するか比較を行った。トリガー効率は物理解析において重要なパラメータであるので精密な研究が必要となる。また2010年4月にLHCが稼動したばかりで、陽子陽子衝突のデータを取得することはATLAS実験としては初めてであり、安定に動作しているかどうかの指標になるのでトリガー効率を求めることは非常に重要である。

本論文では、実際のデータのトリガー効率がシミュレーションよりも低いことが確認されたことについて着目し、詳しく解析を行ったことについて述べている。実際のデータのトリガー効率が低い原因を探り、トリガーの設定を変更する対処を施すことで、トリガー効率の上昇及びシミュレーションと実際のデータとの差がほとんど無くなる結果となった。

第2章でATLAS実験で期待される物理とATLAS検出器についてまとめ、第3章でトリガーの

---

流れと TGC システムについて詳しく説明する。第 4 章でトリガー効率の求め方について述べ、第 5 章で実際に取得されたデータとシミュレーションのトリガー効率比較の研究について説明する。最後に第 6 章で本論文のまとめとする。

## 第2章 LHC ATLAS 実験

### 2.1 LHC : Large Hadron Collider

LHC(Large Hadron Collider) はスイスとフランスの国境に作られた世界最大の大型陽子陽子衝突型加速器である。この加速器は欧州合同原子核共同研究機構 (通称 CERN) の地下 100m の位置に建造されており、周長は 27km にもわたる。LHC 自体は 2008 年に完成し、同年 9 月にビーム入射が行われた。しかし同年 11 月に接続部不良により約 1 年停止、その後 2009 年に再びビーム入射テストが成功してから 2010 年に本格的に移動した。LHC 加速器及び検出器、実験室の俯瞰図を 2.1 に示す。LHC は超伝導磁石を使用したハドロンコライダーであり、周長が長いことと陽子を用いることでシンクロトロン放射によるエネルギー放射が少ないため 7TeV という高エネルギービームが実現できる。このビームを双方向から衝突させることで重心系で 14TeV の高エネルギー領域が生まれ出せるのである。陽子ビームは  $1.1 \times 10^{11}$  個ずつバンチ化され、40.08MHz の頻度でバンチ衝突が行われる。また LHC の最大ルミノシティ  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$  で実験を行う際には、1 回のバンチ衝突あたり平均 23 回の陽子衝突が予想される。

表 2.1: LHC 加速器の主なパラメーター

主リング周長	26.66km	重心系エネルギー (陽子+陽子)	7.0TeV+7.0TeV
ルミノシティ	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$	ルミノシティ寿命	10 時間
入射エネルギー	450GeV	衝突頻度	40.08MHz
バンチ間隔	24.95nsec	1 バンチあたりの陽子数	$10^{11}$ 個
バンチの長さ	75mm	バンチ数	2835 個
バンチ衝突あたりの陽子衝突	23	衝突点のビーム半径	$16 \mu\text{m}$
衝突角度	$200 \mu\text{rad}$		

LHC 加速器には 4 つの衝突点があり、それぞれ以下の検出器が設置される。

- ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)
- CMS (The Compact Muon Solenoid) (図 2.2)
- Alice (A Large Ion Collider Experiment) (図 2.3)
- LHC-B (図 2.4)

ATLAS 検出器と CMS 検出器は汎用検出器であり、LHC-B は B 中間子の研究に特化したものである。また、ALICE 検出器は重イオン衝突実験を目的とした検出器である。以下で、本研究の対象である ATLAS 実験について述べる。

### 2.2 ATLAS 実験が目指す物理

ATLAS 実験の目的は

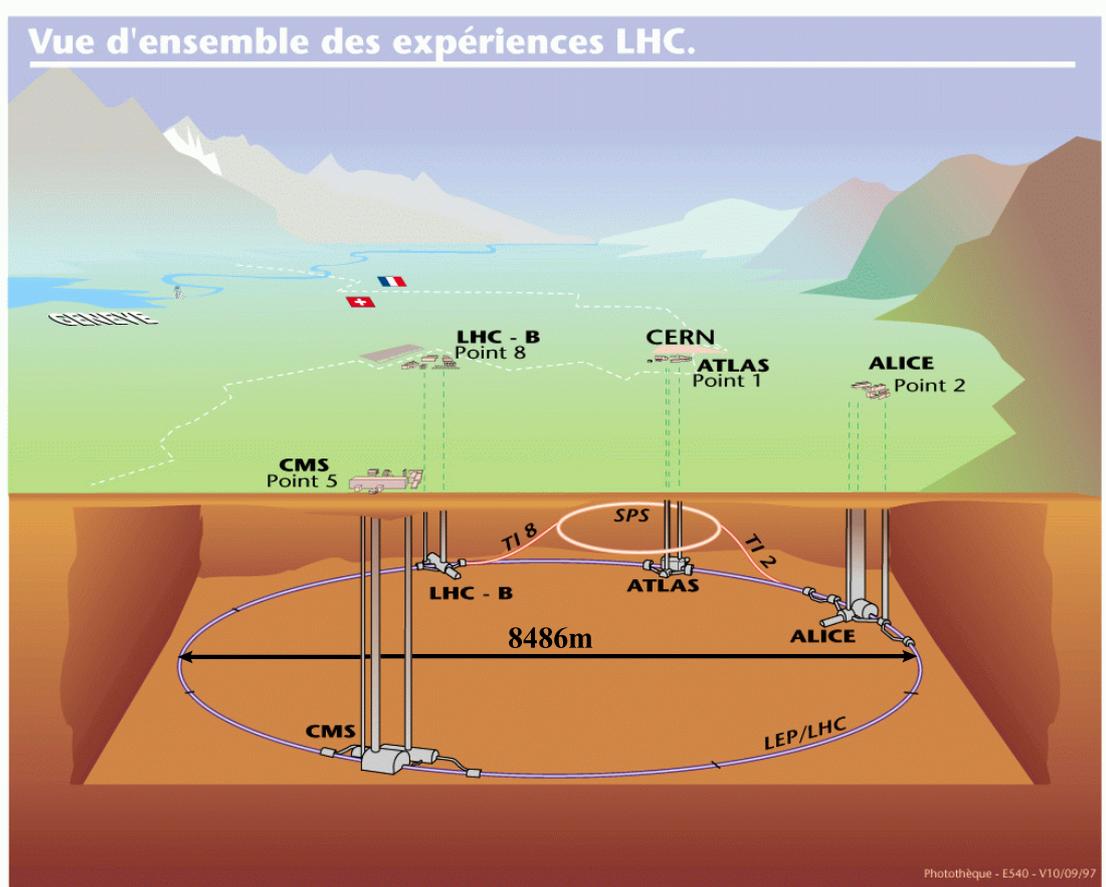


図 2.1: LHC 全体図

- 標準模型の基本粒子であり、唯一未発見である Higgs 粒子の探索
- 超対称性粒子の発見
- トップクォークの物理
- B 中間子での CP 非保存の研究

など多岐に渡る。LHC が世界最高エネルギーを誇る加速器であることから、中でも特に未発見粒子の探索に大きな期待が寄せられている。以下にこれらについて概要を述べる。

### 2.2.1 標準模型 Higgs 粒子

Higgs 粒子は素粒子の基本的な振る舞いを記述する標準模型において、粒子に質量を与えるとされる未発見の基本粒子である。Higgs 粒子を発見することは万物の質量起源の解明につながると期待されている。

Higgs 粒子自身の質量は理論的な制約からおおよそ 1TeV 以下であると考えられている。また、これまで行われてきた実験から 114GeV 以上 (158 ~ 170GeV は除く<sup>1</sup>) であるとされている。ATLAS 実験ではこれらの予想される全質量領域で標準模型における Higgs 粒子の探索が可能である。

<sup>1</sup>テバトロン実験によって棄却された。

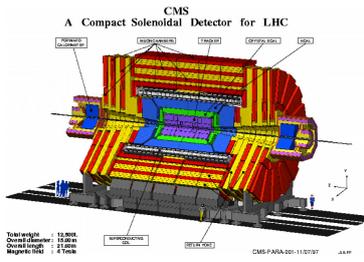


図 2.2: CMS 検出器

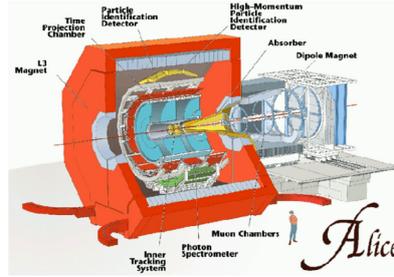


図 2.3: Alice 検出器

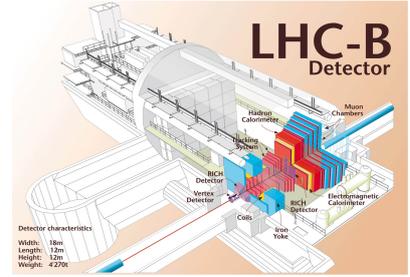


図 2.4: LHC-B 検出器

## Higgs 粒子の生成過程

Higgs 粒子の結合定数は質量と比例するため、トップクォークや W 粒子、Z 粒子など質量の大きい粒子と強く相互作用するとされる。このため、LHC での生成過程は主に以下の 4 つと考えられている。生成過程と各断面積を図 2.5、図 2.6 にそれぞれ示す。

- $gg \rightarrow H^0$  (グルーオン融合)  
 トップクォークやボトムクォークのループを介した生成過程で、最も生成断面積が大きい。その反面、Higgs 粒子の崩壊によって生成される粒子以外に大きな横方向運動量 ( $P_t$ ) をもつ粒子がなく、バックグラウンドとの選別が非常に困難である。
- $qq \rightarrow qqH^0$  (弱ボゾン融合)  
 2 つのクォークから放出されたゲージボゾンから Higgs 粒子が生成される。生成断面積は比較的大きく、また散乱角前方にクォークからのジェットが 2 本観測される特徴があるため、イベントの選別が比較的行きやすい。
- $qq \rightarrow (W/Z)H^0$  (W/Z 随伴生成)  
 クォークの対消滅により生成されたゲージボゾンから Higgs 粒子が放出される過程である。終状態にゲージボゾンが観測される特徴がある。
- $qq \rightarrow (t\bar{t}/b\bar{b})H^0$  (t/b 随伴生成)  
 グルーオンから対生成されたトップ/ボトムクォークがつい消滅し Higgs 粒子が生成される。終状態に、検出器の前後方にトップ/ボトムクォークによるジェットを伴う。

## Higgs 粒子の崩壊過程

Higgs 粒子の崩壊過程には Higgs 粒子の質量  $M_H$  に依存しており、各質量領域で特徴的な崩壊過程が存在する。図 2.7 に Higgs 粒子の崩壊分岐比の質量依存性を示す。以下では Higgs 粒子の質量別にその探索の概要を述べる。

- $114\text{GeV} < M_H < 130\text{GeV}$

$$H^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad (2.1)$$

この質量領域では、図 2.7 から Higgs 粒子の主な崩壊過程は  $b\bar{b}$ ,  $\tau^+\tau^-$ ,  $c\bar{c}$  である。しかしこれらについては陽子陽子非弾性散乱のバックグラウンドが非常に大きいいため、測定が困難で

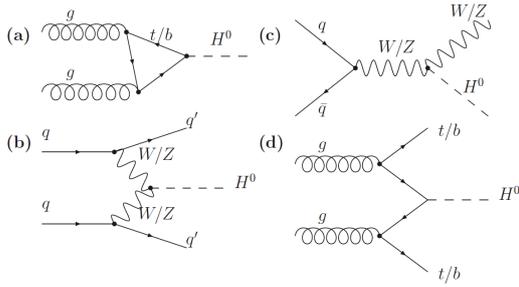


図 2.5: Higgs 粒子の生成過程ファインマンダイアグラム

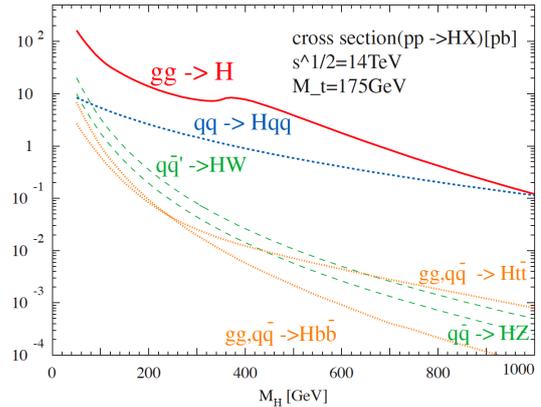


図 2.6: Higgs 粒子の生成断面積

ある。そのため崩壊分岐比は  $10^{-3}$  と非常に小さいが、この崩壊過程が主な探索チャンネルとなる。ここで光子は質量がゼロで Higgs 粒子と結合できないので、トップクォークやボトムクォーク、W 粒子のループを介することで光子を放出する。

- $150\text{GeV} < M_H < 180\text{GeV}$

$$H^0 \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu \quad (2.2)$$

この質量領域では  $H^0 \rightarrow ZZ^*$  よりも  $H^0 \rightarrow WW^*$  の崩壊が支配的になる。2つのレプトンの横方向運動量  $P_t$  と2つのニュートリノに由来する  $E_T^{\text{miss}}$  から横方向質量を算出する。

- $130\text{GeV} < M_H < 2M_Z$

$$H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (2.3)$$

この質量領域では W 粒子や Z 粒子の質量を超えているので、 $WW^*, ZZ^*$  の崩壊モードが始まる。主なバックグラウンドとして  $pp \rightarrow ZZ^*/Z\gamma^* \rightarrow 4\text{lepton}$  があるが、1つのレプトン対の  $P_t$  に制限をつけ、もう1つのレプトン対の不変質量に対して制約をつけることで、これらのバックグラウンドを除去することができる。

- $2M_Z < M_H < 700\text{GeV}$

$$H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^- \quad (2.4)$$

この崩壊モードは”Gold-plated Channel”と呼ばれ、崩壊分岐比が大きい。2組のレプトン対それぞれに不変質量が  $M_{ll} \sim M_Z$  であることを課すことで、事象の取捨選択が有効であるため最も信頼性の高いモードである。このためシグナル/ノイズ比が非常に大きい。 $M_H = 200\text{GeV}$  としたとき、高ルミノシティで1年間の運転 ( $100\text{fb}^{-1}$ ) で100イベント程度期待される。

- $700\text{GeV} < M_H < 1\text{TeV}$

$$H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu, H^0 \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj \quad (2.5)$$

この質量領域では、Higgs 粒子の崩壊分岐比が4レプトンモードと比べて、 $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\nu$  では約20倍、 $H^0 \rightarrow WW \rightarrow l\nu jj$  は約150倍大きい。Higgs 粒子が弱ボゾン融合で生成された場合を考え、散乱角前方のクォークによる2つのジェットを観測することでバックグラウンドを除去できる。

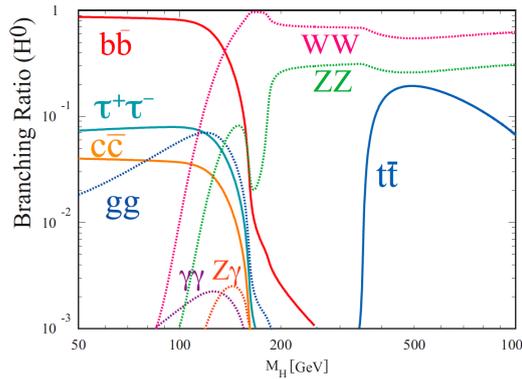


図 2.7: Higgs 粒子の崩壊分岐比

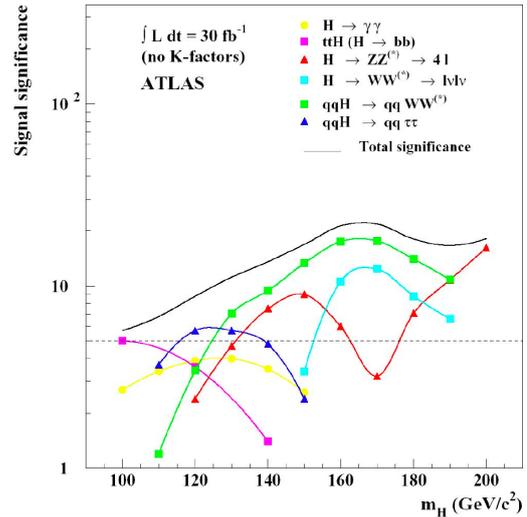


図 2.8: ATLAS 実験における標準模型 Higgs 粒子の発見能力

### 2.2.2 ATLAS 検出器での Higgs 粒子の発見能力

LHC を高ルミノシティ ( $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ ) で約 1 年間運転したとき、ATLAS 検出器において Higgs 粒子が発見される能力を図 2.8 に示す。縦軸は観測された信号が標準模型事象の統計的ゆらぎとしたときのずれを統計誤差の標準偏差で割ったものである。すなわち予想される Higgs 粒子の事象数をバックグラウンドの事象数の平方根で割ったものである。縦軸の値が大きいほど Higgs 粒子の事象があったとき、それがバックグラウンドでは説明できないことを示す。100  $\text{fb}^{-1}$  あれば ATLAS 検出器において Higgs 粒子を  $10\sigma$  以上の確からしさで発見できることを示している。また、ATLAS 検出器は Higgs 粒子の質量の上限値である 1TeV 付近まで探索できる。

### 2.2.3 超対称性粒子 (SUSY 粒子)

素粒子物理学の究極の目標は重力を含めた力の大統一であり、超対称性の発見はこれに向けての大きな一歩であると有力視されている。LEP でのゲージ理論の精密検証の結果、超対称性による力の大統一の可能性が示された。

この超対称性は、ボゾンとフェルミオンが対になって存在するものである。つまり通常知られているボゾンやフェルミオンに対し、スピンが  $1/2$  だけ異なるスーパーパートナーと呼ばれる超対称性粒子の存在を预言する。例えばクォークやレプトン (フェルミオン) のスーパーパートナーとしてスクォークやスレプトンがあり、グルーオン (ボゾン) のスーパーパートナーとしてグルイーノがある。もしこの理論が正しければ、LHC では強い相互作用をするスクォークやグルイーノの対が大量に生成され、超対称性粒子が発見できる可能性がある。超対称性粒子の主な崩壊過程の終状態にはレプトンが含まれており、これらの精密な測定は超対称性粒子の物理探索において重要な役割を担っている。

### 2.2.4 その他の物理

ATLAS 実験の目的は上に述べたあたらしい素粒子現象の探索以外に、標準理論の検証、ボトムクォークの精密検証、量子色力学 (QCD) の精密検証などがある。

標準理論の検証はトップクォークの質量や部分崩壊率の測定などにより行われ、ボトムクォークの精密検証はボトムクォークの稀崩壊現象を探索し、標準理論を越える物理を探る手段として行われる。QCDの精密研究はクォークの内部構造の有無を高い $P_t$ を持つジェットの生成断面積の測定を通して行われる。

## 2.3 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は直径 22m、長さ 44m の円筒形で、総重量は 7,000t という巨大な汎用検出器である。全体図が図 2.9 にあるように、人と比べるといかに巨大な検出器であるかがわかる。この検出器は衝突点に近い順から、内部飛跡検出器 (inner detector)、カロリメータ、ミュオンスペクトロメータから構成されており、検出器間にはマグネットが設置されている。これらを総合して、様々な陽子陽子衝突反応に対応し、超前方を除いた全立体角を覆い、ほぼすべての粒子を検出することが可能となっている。

ATLAS 検出器における座標系は、ビーム軸を  $z$  軸にとり、これに垂直な方向を  $r$  方向、ビーム軸回りを周回する方向に  $\phi$  方向をとった座標系を使用する。また、衝突点からひいた線とビーム軸のなす角  $\theta$  とし、擬ラピディティ (pseudorapidity)  $\eta$  を

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.6)$$

と定義する。円筒形の ATLAS 検出器は、バレルと呼ばれる円筒の筒に相当する ( $|\eta| < 1$ ) 領域と、エンドキャップと呼ばれる円筒の円に相当する ( $1 < |\eta|$ ) 領域とに分けられる。その中でエンドキャップはさらに、 $1 < |\eta| < 1.9$  の領域をエンドキャップ、 $1.9 < |\eta|$  の領域をフォワードと分けて呼ばれることがある。以下に各検出器及びマグネットについて簡単に説明する。

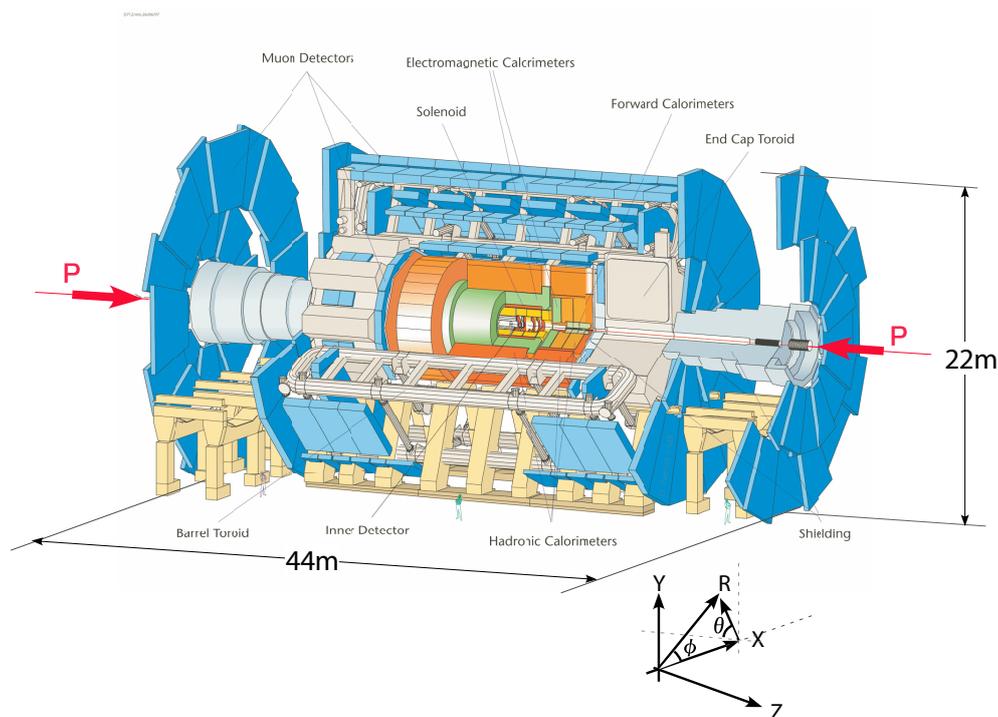


図 2.9: ATLAS 検出器

### 2.3.1 内部飛跡検出器

荷電粒子のトラッキングを行う内部飛跡検出器は衝突点に最も近い位置に設置され、中央ソレノイドの約  $2T$  の地場によって運動量の測定を行う。内部飛跡検出器は以下の検出器で構成されている。全体図が図 2.10 で、ビーム軸に平行に切った断面図が図 2.11 となる。

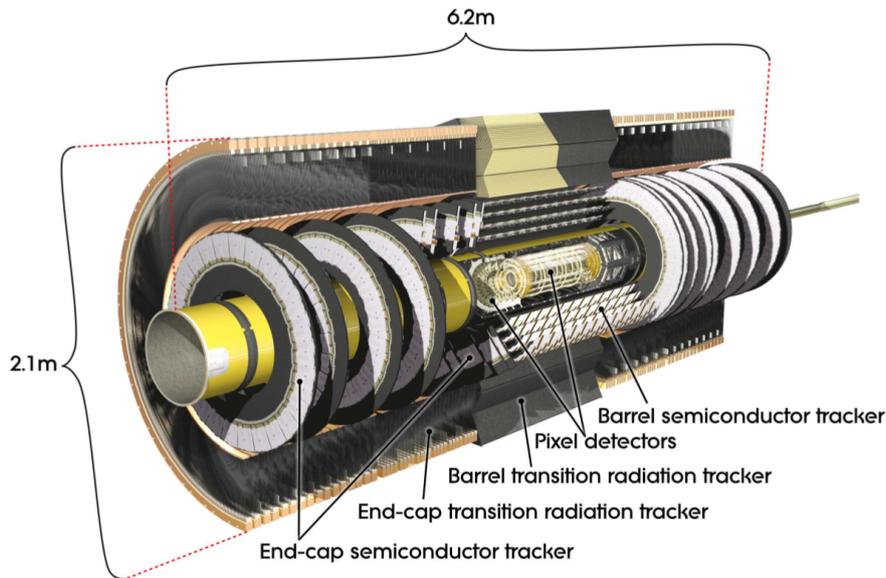


図 2.10: 内部飛跡検出器

### Pixel Detector

Pixel 検出器は  $R \leq 10\text{cm}$  の衝突点から最も近い領域に設定される検出器である。図 2.12 がその全体図である。全ての Pixel センサーは  $50\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$  を 1 ピクセルとし、47268 ピクセル集めたものを一つのモジュールと呼ぶ。高イベントレートに対応するために 2 次元での位置測定が可能であり、1 ピクセルごとの読み出しが可能である。バレル部、エンドキャップ部共に 3 層の構造となっており、総チャンネル数は 8040 万チャンネルとなる。 $R-\varphi$  方向で  $10\ \mu\text{m}$ 、 $z$  方向で  $115\ \mu\text{m}$  という高い位置分解能があり、衝突点の測定に主に使用される。

### SCT(SemiConductor Tracker)

多数のシリコン検出器の集合体であり、バレル部では 4 層の円筒状、フォワード部は片側のみ 9 層になっている。Pixel 検出器と共に荷電粒子の運動量測定、 $B$  メソンや  $\tau$  レプトンの崩壊点測定を行うため、高い位置分解能が求められる。1 枚のシリコンセンサーは  $6.4 \times 6.4\text{cm}$  読み出しストリップが  $80\ \mu\text{m}$  間隔で備わっている。各 SCT モジュールは 4 枚のシリコンセンサーで構成され、各側 2 枚はワイヤーボンディングでつながれているためストリップ長は  $12.8\text{cm}$  となっている。この 2 面を  $40\text{mrad}$  ずらして上下に重ねることにより、 $z$  座標の位置を決定することができる。位置分解能は  $R\varphi$  方向で  $16\ \mu\text{m}$ 、 $z$  方向で  $580\ \mu\text{m}$  である。

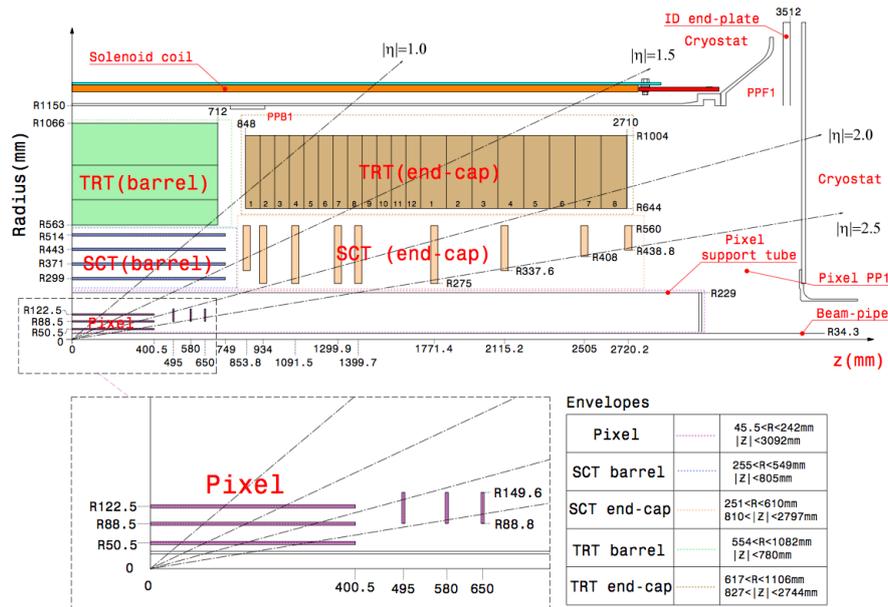


図 2.11: 内部飛跡検出器断面図

### TRT(Transition Radiation Tracker)

TRT は遷移放射の原理を用いたストロー型のガス増幅検出器である。遷移放射とは荷電粒子が誘電率の異なる 2 つの物質を通るときに境界面において電磁的な放射をする現象である。放射されるエネルギーは荷電粒子の  $\gamma$  に比例するので、荷電粒子のエネルギーが高いほど顕著となる。放射される X 線は数 keV 程度である。

LHC の高粒子密度でも作動するように細いカーボンファイバー製のドリフトチューブが積層されている。ストローの直径は 4mm で中心に 30  $\mu\text{m}$  の金メッキされたタングステン製のワイヤーが張ってある。荷電粒子の飛跡は、36 層で位置測定される。ガスは Xe 70%, CO<sub>2</sub> 20%, CF<sub>4</sub> 10% で構成されている。バレル部は約 50000, フォワード部は約 32000 のストローチューブを含んでいる。バレル部のストローは粒子の占有率を抑えるために 2 つに分かれており、合計約 42000 の読み出しチャンネルが存在する。各チャンネルはドリフト時間を測定することにより 170  $\mu\text{m}$  の分解能で荷電粒子の通過位置を決める。ストローチューブ間に輻射体が入っており、電子が通過すると遷移放射光子を出す。Xe ガスは遷移放射光子を効率よく測定でき、これにより電子と他の荷電粒子との区別が可能となる。

これらの検出器により衝突反応直後の粒子の飛跡測定、短寿命粒子の崩壊点の検出などが行われる。

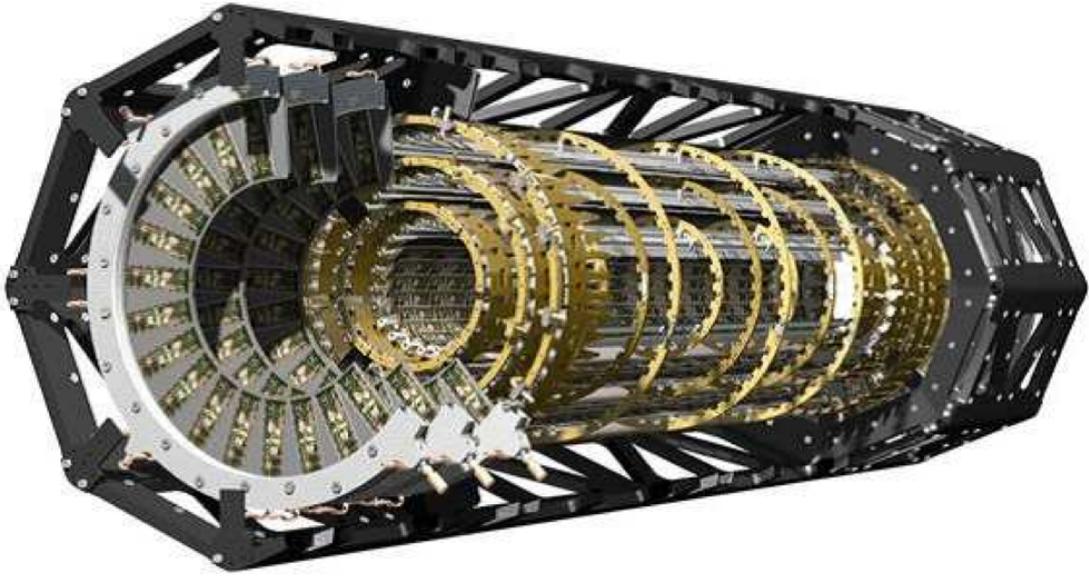


図 2.12: Pixel 検出器



図 2.13: SCT のバレル部分

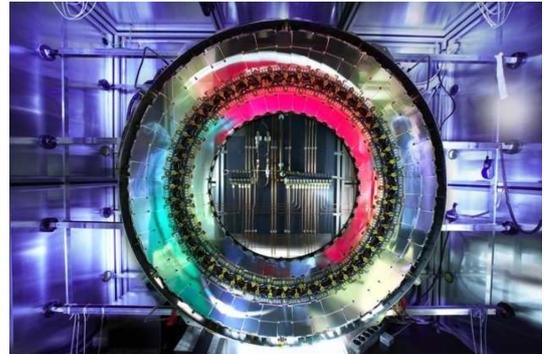


図 2.14: SCT のエンドキャップ部分

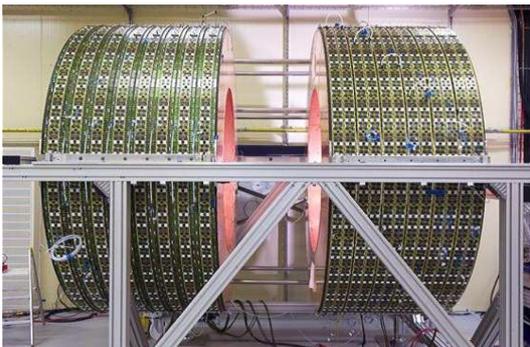


図 2.15: TRT のバレル部分

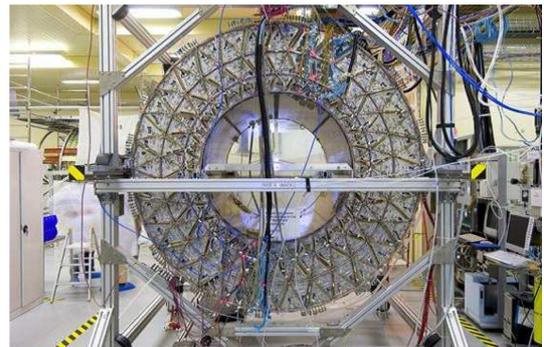


図 2.16: TRT のエンドキャップ部分

### 2.3.2 カロリメータ

ATLAS 検出器のカロリメータは LAr を用いた電磁カロリメータと、ハドロンカロリメータに分けられる。電磁カロリメータは電子や  $\gamma$  の精密測定を主に行う。もう一方はジェットの再構成や  $E_T^{\text{miss}}$  の測定が可能である。カロリメータ全体で  $|\eta| < 4.9$  の範囲をカバーしている。図 2.17 にその構造を示し、以下に各カロリメータについて簡単に記述する。

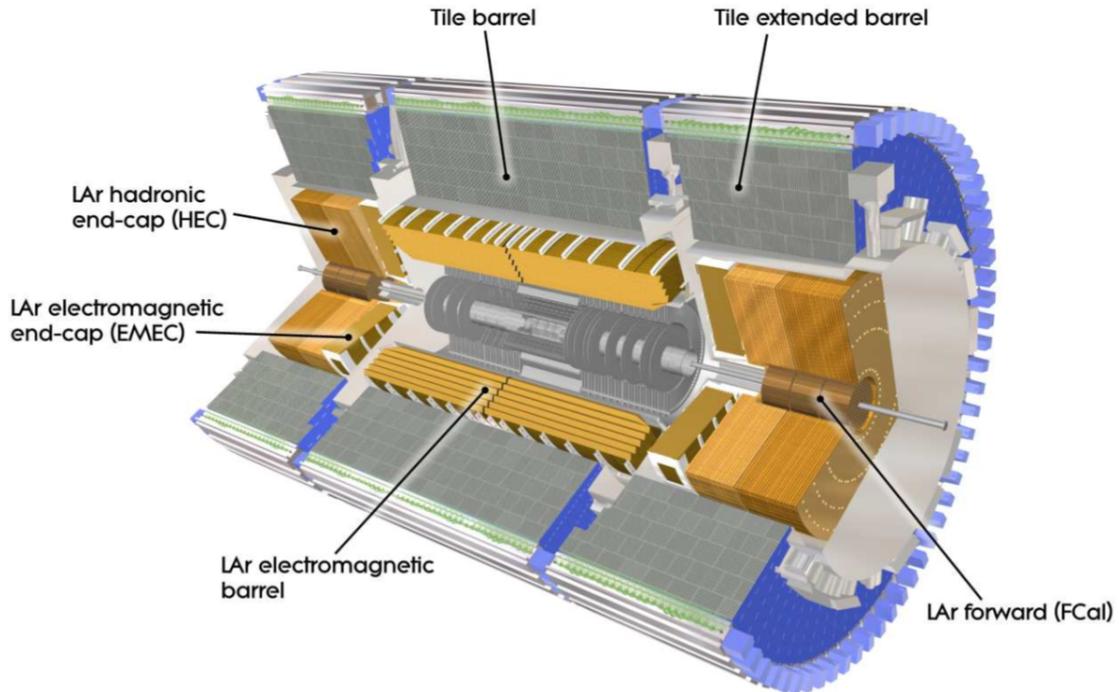


図 2.17: カロリメータ

#### LAr 電磁カロリメータ

ATLAS 検出器の電磁カロリメータは LAr と鉛のアブソーバ (吸収体) を組み合わせたものを使用したサンプリングカロリメータである。アブソーバをアコーディオンのような形状にすることで  $\varphi$  方向の不感領域がなくなるように設計されている。 $|\eta| < 1.5$  の領域がバレル部、 $1.4 < |\eta| < 3.2$  の領域がエンドキャップ部となっており、読み出しチャンネル数はそれぞれ約 10 万チャンネル、約 7 万チャンネルである。

#### ハドロンカロリメータ

ハドロンカロリメータは  $|\eta| < 1.7$  の領域がバレル部、 $1.5 < |\eta| < 3.2$  の領域がエンドキャップ部となっており、バレル部は Tile カロリメータ、エンドキャップ部は LAr Hadronic Endcap Calorimeter (HEC) が使用されている。

### Tile カロリメータ

Tile カロリメータは鉄板を吸収体とし、タイル状のシンチレータを交互に重ね合わせたサンプリングカロリメータである。シンチレータタイルの両端に波長変換ファイバーが繋がれていて、2つの光電子増倍管から読み出しを行う。

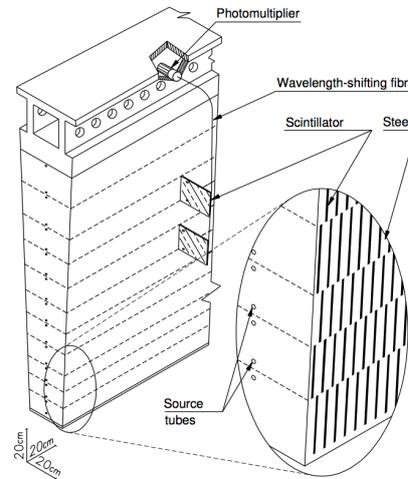


図 2.18: Tile カロリメータ

### LAr Hadronic Endcap Calorimeter

HEC は電磁カロリメータと同じく LAr を用いたサンプリングカロリメータである。ただしアソバに銅を使用している。HEC は 32 個の同一な形状のくさび形モジュールを組み合わせて円盤状になっている。

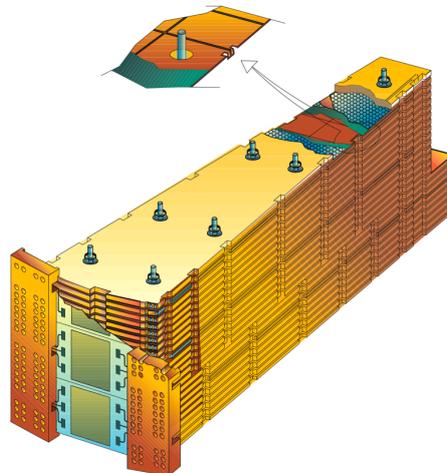


図 2.19: LAr Hadronic Endcap Calorimeter

### 2.3.3 ミューオンスペクトロメータ

ATLAS 検出器の最も外側に配置されているのはミューオンスペクトロメータである。図 2.20 にその全体像を示す。ミューオンは  $2.2 \mu \text{ sec}$  と寿命が比較的長く、カロリメータでのエネルギー損失も少ないため物質の透過力が強いのでミューオンスペクトロメータまで到達できる。ミューオンスペクトロメータはトリガー発行を担当する Thin Gap Chamber(TGC),Resistive Plate Chamber(RPC) と、位置検出を行う Monitor Drift Tube(MDT),Cathode Strip Chamber(CSC) から構成されている。RPC がバレル部を、TGC がエンドキャップ部をカバーしており、MDT はどちらにも設置されている。

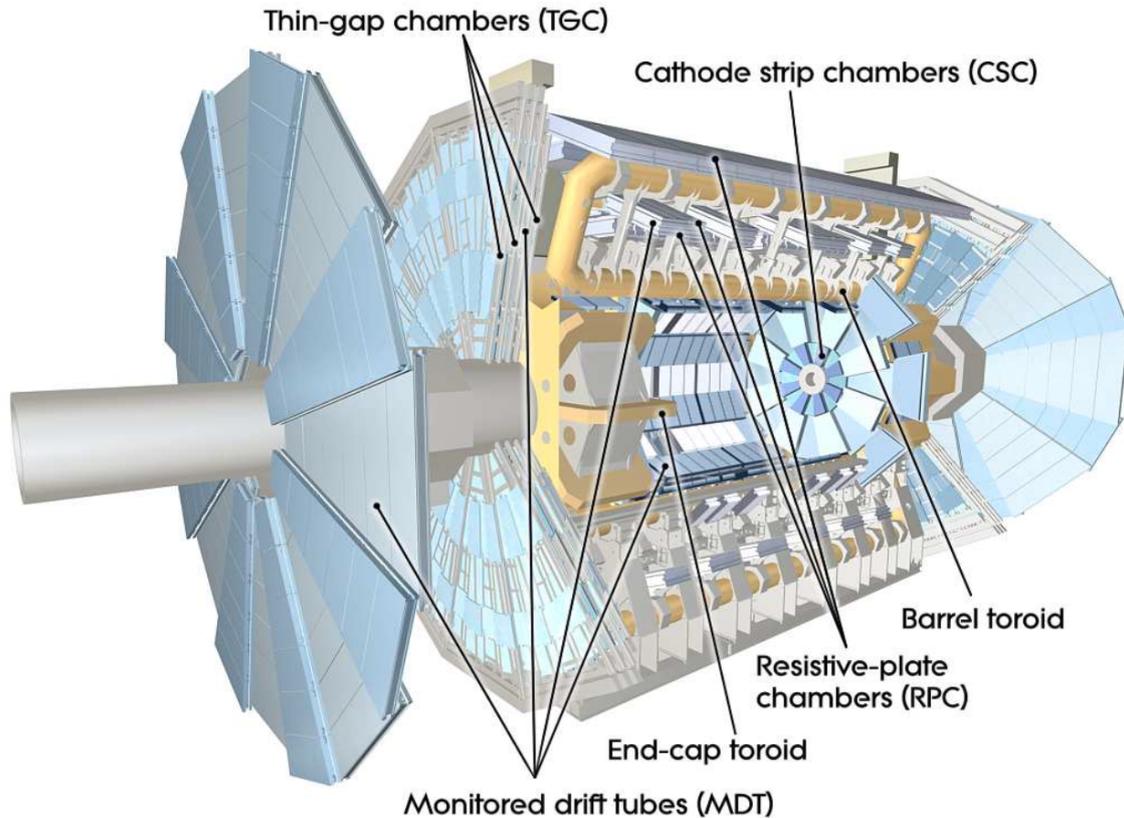


図 2.20: ミューオンスペクトロメータ

#### Monitor Drift Tube(MDT)

MDT はバレル部、エンドキャップ部の広いラピディティ領域をカバーし、R-Z 方向成分を精密に測定することができる。その構造は図 2.21 に示すような、チューブ径 30mm、ワイヤ径  $50 \mu \text{ m}$  のドリフトチューブを積層したものである。どこに粒子が通ったか、という位置はドリフト時間から算出している。位置分解能は  $60 \mu \text{ m}$ 、総チャンネル数は 30 万チャンネルである。

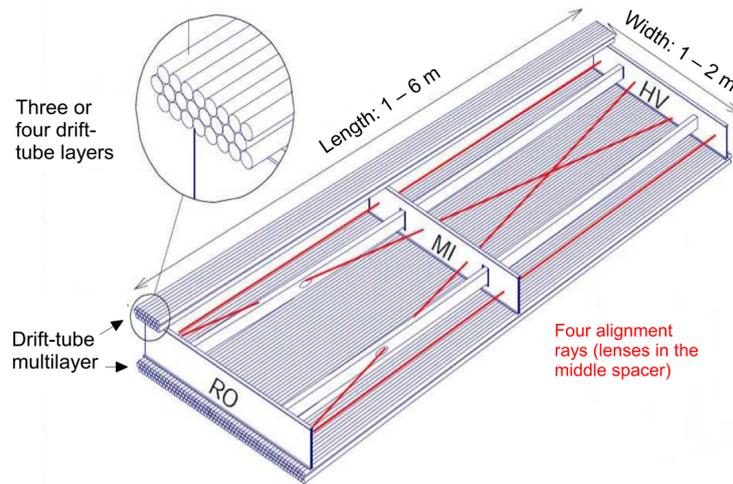


図 2.21: MDT の構造

### Cathode Strip Chamber(CSC)

CSC は放射線の多い  $2.0 < |\eta| < 2.7$  の領域に設置されている運動量精密測定用のカソードストリップ読み出し MWPC(Multi-Wire Proportional Chamber) である。CSC の全体図を図 2.22 に、構造図を図 2.23 に示す。構造はワイヤ間隔が 2.5mm、ストリップ間隔が 5.3mm と 5.6mm の二種類存在する。ドリフト時間は 30nsec 以下であり、位置分解能は 60  $\mu$  m となっている。

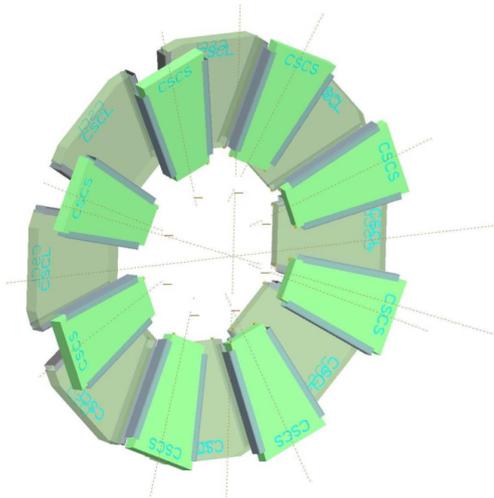


図 2.22: CSC 配置図

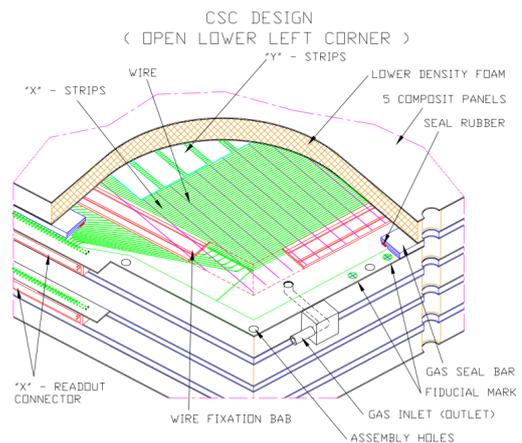


図 2.23: CSC の構造

### Resistive Plate Chamber(RPC)

RPC はバレル部のトリガーを担当すると共に、MDT では測定されない  $\phi$  方向の位置の測定を行うことができる。図 2.24 はビーム軸に垂直な RPC の断面図である。RPC は平行電極板を使用したワイヤーの存在しないガスチェンバーである。図 2.25 にその構造図を示す。フェノールメラ

ミンの薄板で作られた板が 2mm 間隔で平行に配置されている。電極間には  $4.9\text{keV}/\text{mm}$  の高電圧がかけられており、荷電粒子が通過するとトラックに沿ってなだれ増幅がおきてアノードまで達する。シグナルは薄板の外側の金属ストリップから読み出される。 $\varphi$  方向の位置分解能は 5~10mm 程度で、検出器の TimeJitter は 1.5ns より小さく、反応時間が短い。

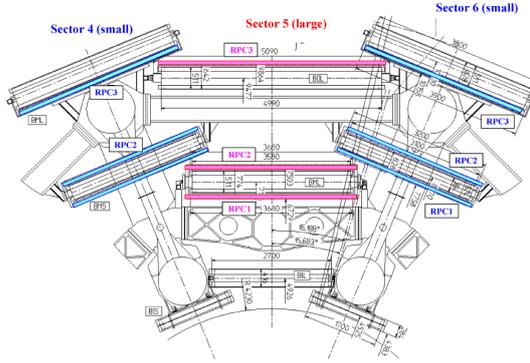


図 2.24: RPC 断面図

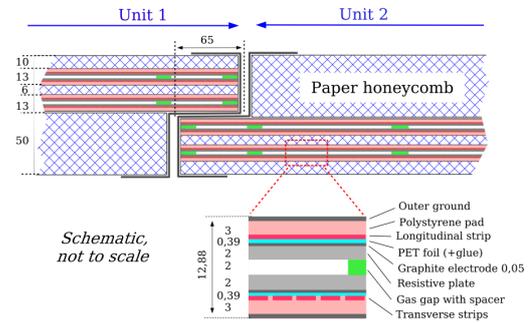


図 2.25: RPC の構造

### Thin Gap Chamber(TGC)

TGC については 3 章で詳しく述べるのでここでは割愛する。

#### 2.3.4 マグネットシステム

ATLAS 検出器のマグネットは、中央の超電導ソレノイド磁石 (図 2.27)、バレル部超電導トロイド磁石 (図 2.28)、エンドキャップ部超電導トロイド磁石 (図 2.29) の 3 種類がインストールされている。その構造図を図 2.26 に示す。中央ソレノイド磁石は主に内部飛跡検出器での運動量測定のためであり、バレル及びエンドキャップ部のトロイド磁石はミュオンスペクトロメータでのミュオン運動量測定を主目的としている。ソレノイド磁石では磁場がビーム軸方向にかかるため、 $\varphi$  方向に曲がる。トロイド磁石では  $\varphi$  方向に磁場が発生する。トロイド磁石は 8 つのコイルがビーム軸に対して 8 回対称になるように配置されており、積分磁場強度はバレル部で 2~6T, エンドキャップ部で 4~8T ほどになる。ラピディティ  $\eta$  の値に対するトロイド磁場の積分強度を図 2.30 に示す。トロイド磁場は  $\varphi$  方向成分が主だが、磁場の不均一性は避けられないため、R 方向成分も存在する (図 2.31)。

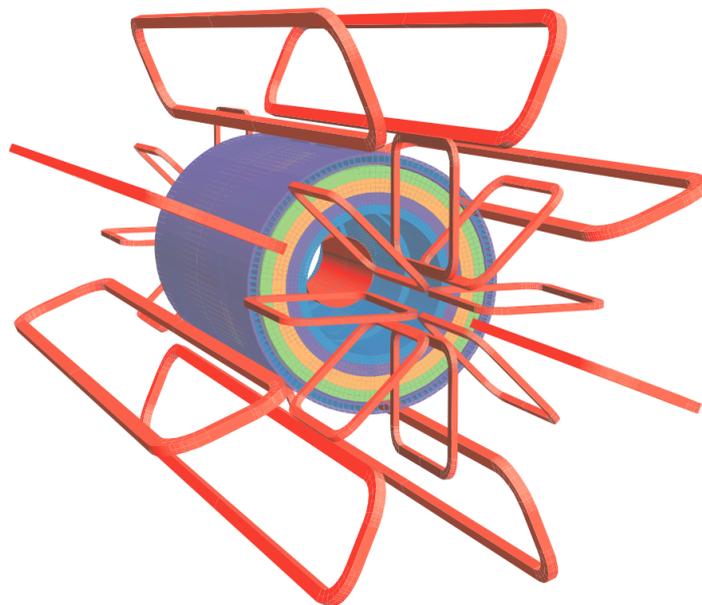


図 2.26: マグネットの構造



図 2.27: central solenoid

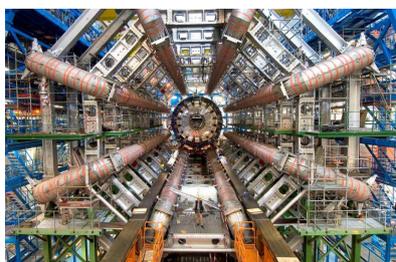


図 2.28: barrel toroid

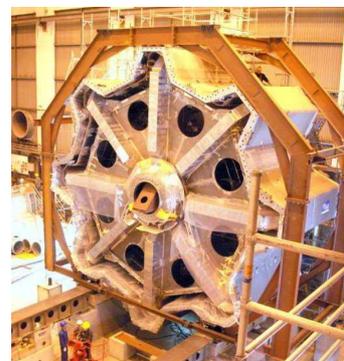


図 2.29: endcap toroid

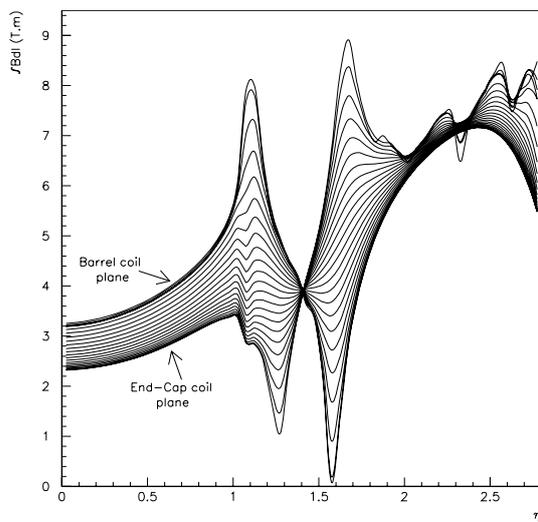
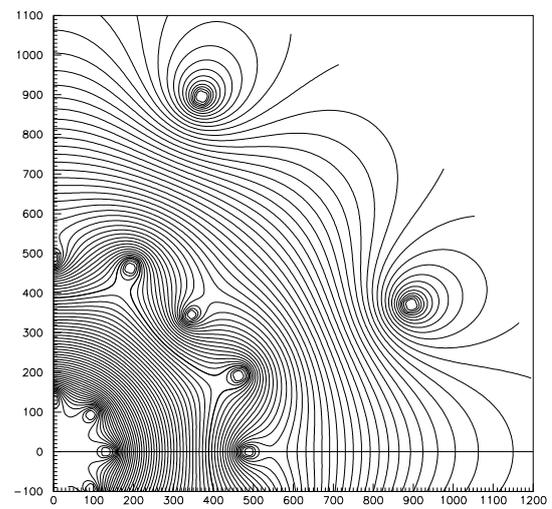
図 2.30:  $\eta$  と磁場積分強度の関係

図 2.31: X-Y 平面の磁束の構造

## 第3章 トリガーシステム

### 3.1 ATLAS 実験におけるトリガーの流れ

LHC 加速器による 40.08MHz のバンチ交差により、ATLAS 検出器の衝突点で発生する陽子陽子の衝突頻度は 1GHz にもなる。これらの多量なイベントをストレージに全て記録することは困難であるため、トリガーシステムを用いて目的とする物理事象を同定しイベントの選別を行う必要がある。トリガーシステムはオンラインで目的の物理事象を探索、収集するための判断を行い、最終的に DAQ システムに送られるイベントレートはデータストレージの容量の関係で 200Hz 程までに落とすことを要求される。そのため、ATLAS 実験のトリガーシステムでは 3 段階に分けて順次イベントレートを落としていく方式をとっている (図 3.1)。

レベル 1 トリガーではカロリメータとミュオンシステムにより事象選別を行う。カロリメータあるいはミュオンシステムでトリガーの対象となった信号が観測された領域を Region of Interest (RoI) と呼ぶ。レベル 2 トリガーでは RoI の検出器情報を読み出し、精密な選択が行われる。最終段階のイベントフィルターでは検出器の全データを用いてイベントの選択が行われる。以下で詳しく説明する。

#### 3.1.1 レベル 1 トリガー

レベル 1 トリガーは衝突点で発生した 1GHz ものイベントレートを 75kHz に落とすためのものである。レベル 1 トリガーシステムはカロリメータ、ミュオン検出器、MUCTPI (Muon Trigger CTP Interface)、CTP (Central Trigger Processor) などから構成されている (図 3.2)。カロリメータでは  $e/\gamma, E_T^{miss}, \tau/$  ハドロン、ジェットのエネルギーなどのそれぞれに対ししきい値が設けてあり、ミュオン検出器も同様に Pt について数段階のしきい値が設けてある。トリガーのしきい値を超えたものはそのトリガー項目 (トリガーマニュー) をタグ付けして MUCTPI を介し CTP に送られる。例えばカロリメータで 5GeV 以上のジェットであるとされた場合、L1\_J5 という名前のトリガーマニューが付加される。

#### 3.1.2 レベル 2 トリガー

レベル 2 トリガーではイベントレートは 75kHz から 3kHz 程に落とすことを目的としている。カロリメータ、MDT、内部飛跡検出器からの完全な位置情報に基づいて、より精度を上げて処理を行うが、効率を良くするためにレベル 1 トリガーの情報により選定された RoI の情報を用いてトリガー判定が行われる。RoI とは大きい運動量を持ったジェット、電子、ミュオンなどが検出された領域である。複数のレベル 1 の結果が RoI Builder に渡され、そこで RoI が決定し、他のレベル 1 トリガーの情報と共に L2SV (level2 SuperVisor) に渡される。L2SV は受け取った RoI 及びレベル 1 の情報を合わせてレベル 2 トリガー判定を行うため、負荷分散アルゴリズムに従い、いくつかの L2P (level2 Processor) をそのイベントのトリガー判定に割り当てる。割り当てられた L2P はレベル 2 ネットワークを介して必要なイベント情報を受け取ってレベル 2 判定を行う。そのため、

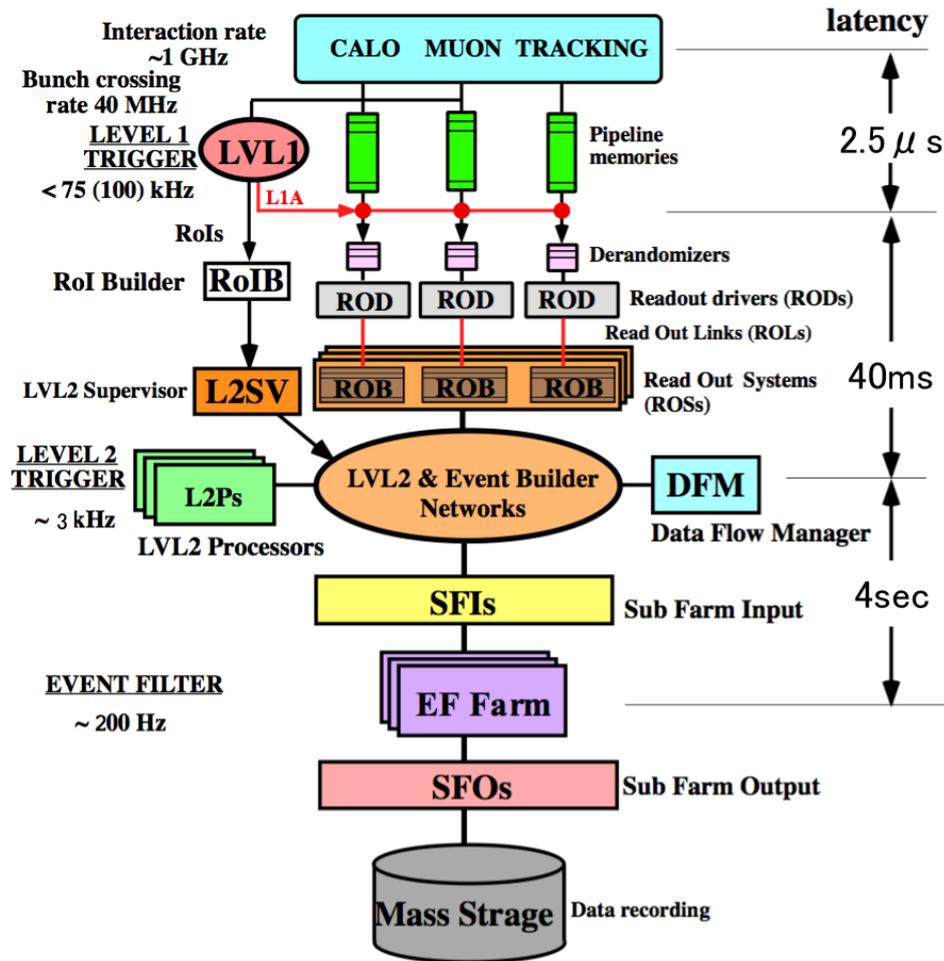


図 3.1: ATLAS 実験のトリガースキームの流れ

level2 accept 信号は L2SV に戻され、DFM(DataFlow Manager) に渡される。レベル 2 トリガーは 3kHz でトリガーを出し、L2P には最大で 500 台程度の PC が使われる予定で、それらで平行にレベル 2 判定の処理を行う。1 イベントにかかる処理時間は 40msec 以下とされている。また、レベル 2 判定はその精度をソフトウェアで自由に変更が可能のため、精度を落とせば 10msec より高速にレベル 2 判定処理を行うことができる。level2 accept 信号が DFM に送られると、DFM は負荷分散アルゴリズムに従ってデータを受ける SFI(Sub Farm Input buffer) を割り当てる。SFI はイベントビルダーネットワーク（物理的にはレベル 2 ネットワークと同じもの）を介してデータを受け取り、フォーマットに従ってイベント構築を行う。構築されたイベントはイベントフィルターに送られるために SFI 内のバッファに保持される。

### 3.1.3 イベントフィルター (EF)

EF トリガーにより最終的なイベントレートが 200kHz に落とされる。EF では全検出器の完全な情報を用いてトリガー判定がなされる。EF では全体で 1600 台もの PC で構成される大規模なプロセッサ・ファームであり、いくつかの独立した EF サブファームから構成されている。EF サブファームはスイッチングネットワークを介して 1 つまたは複数の SFI に接続されている。EF サブファームでは EFD(EF Data flow control program) というプログラムが走っており、SFI から

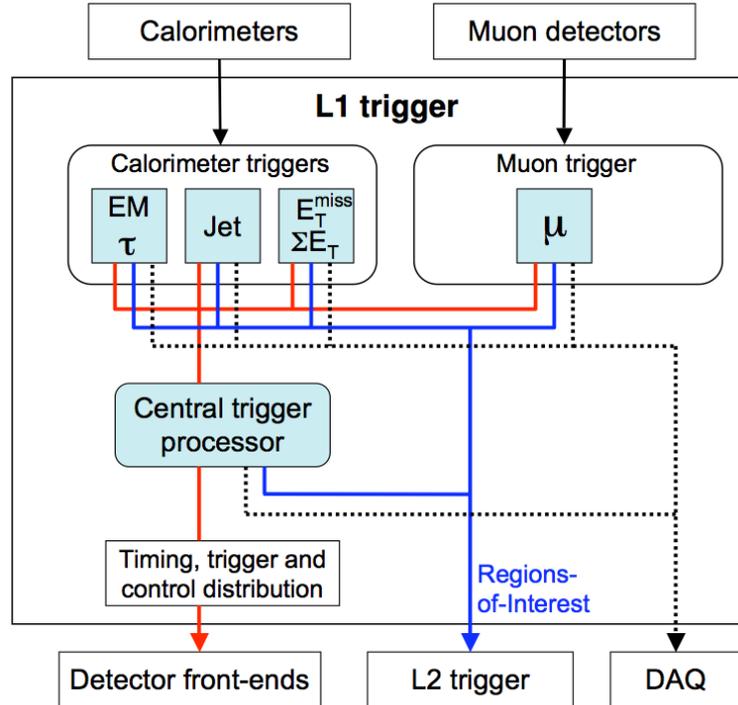


図 3.2: レベル1トリガースキーム

完全なイベントデータを受け取ってトリガー判定を行う。あるイベントのトリガー判定が終わると EFD は SFI から次のイベントデータを取ってきて処理を続ける。EF 全体としてのトリガーレートは 200Hz となるが、各 EF サブファームで並列に処理が行われるため、1 イベントにかかる処理時間は 4sec 以下とされている。EF トリガー判定のためにデータは SFI より EF サブファームに取り込まれる。EF accept 信号が出ると、EFD はトリガー判定のために生成された情報に、イベントの完全な生データを付加し、SFO(Sub Farm Output) へとデータを送り、SFO からディスクに記録される。1 イベントで発生するデータ量は 1.5Mbyte 程度と見積もられており、最終的に 300Mbyte/sec のデータが記録されていく。

### 3.1.4 stream とトリガーチェーン

stream とはどの検出器でトリガーが発行されて生成されたデータかを示すものである。カロリメータがトリガーを発行して出力されたデータである例えば JetTauEtmiss stream や Egamma stream など、ミュオン検出器がトリガーしたデータであれば physics\_Muon stream などが存在する。ひとつの stream には複数のトリガーチェーンが含まれている。トリガーチェーンとはレベル1、レベル2、イベントフィルターそれぞれのトリガーマニューの組み合わせのことである。トリガーマニューは 3.1.1 節の最後に説明したとおりで、レベル1だけでなくレベル2、イベントフィルターにも同様に存在する。

例えば、JetTauEtmiss stream の中のトリガーチェーンをあげる。レベル1トリガーでカロリメータ検出器において 5GeV 以上のジェットが発生したという条件を満たすと "L1\_J5" という名前のトリガーマニューを発行する。レベル1トリガーを通過したデータは次にレベル2トリガーに送信される。レベル2のアルゴリズムにおいて 15GeV 以上のジェットであると判定されれば "L2\_j15\_jetNoCut"

という名前のトリガーメニューが発行される。レベル 2 トリガーを通過すれば最後はイベントフィルターに渡される。イベントフィルターにおいて 20GeV 以上のジェットであると判定されれば”EF\_j20\_jetNoCut”というトリガーメニューが発行される。こうして出力されたデータは表 3.1 のようなトリガーチェーンとして記録され、また JetTauEtmisss stream として記録される。

表 3.1: トリガーチェーン一例

-	レベル 1	レベル 2	イベントフィルター
トリガーチェーン	L1_L5	L2_j15_jetNoCut	EF_j20_jetNoCut

物理解析においてジェットが 20GeV 以上の事象を扱いたいときは、JetTauEtmisss stream のデータを使用し、その中で表 3.1 のトリガーチェーンを要求すればそのデータのみ抜き出すことが可能である。ATLAS 実験ではこのようなトリガーチェーンが 600 個以上用意されており、物理解析に応じてトリガーチェーンから欲しい事象を選び出すことができる。ちなみに 1 つのイベントが複数の検出器でトリガーされたとき、同じ事象のデータが複数の stream に含まれることもあり得る。

図 3.3 は JetTauEtmisss stream のトリガーチェーンの一部である。

イベントフィルター トリガーメニュー名	レベル2 トリガーメニュー名	レベル1 トリガーメニュー名
+	EF_xe30_loose_noMu	0.0 L1_XE10
+	EF_xe30_medium_noMu	4.0 L1_XE10
+	EF_tau12_loose	213.0 L1_TAU5
+	EF_tau38_loose	1.0 L1_TAU11
+	EF_xe35_noMu	1.0 L1_XE20
+	EF_tau50_loose	10.0 L1_TAU20
+	EF_tau84_loose	10.0 L1_TAU20
+	EF_tauNoCut	1840.0 L1_TAU5
+	EF_tau125_medium	1.0 L1_TAU50
+	EF_tau12_loose_EFxe12_noMu	29.0 L1_TAU5
+	EF_j20_jetNoCut	1.0 L1_J5
+	EF_j30_jetNoCut	1.0 L1_J10
+	EF_j35_jetNoCut	1.0 L1_J15
+	EF_j50_jetNoCut	1.0 L1_J30
+	EF_j75_jetNoCut	1.0 L1_J55
+	EF_j95_jetNoCut	1.0 L1_J75
+	EF_j30_jetNoCut	1.0 L1_FJ10
+	EF_2j30_jetNoCut	1.0 L1_2FJ10
+	EF_2j50_jetNoCut	1.0 L1_2FJ30

図 3.3: JetTauEtmis stream のトリガーチェーン一例

## 3.2 TGC システム

### 3.2.1 TGC(Thin Gap Chamber) の構造

TGC はミューオンスペクトロメータのエンドキャップ部分を担当するトリガー用の検出器であり、 $1 < |\eta| < 2.7$  の領域をカバーしている。 $|\eta| < 1.9$  の領域をエンドキャップ、 $1.9 < |\eta| < 2.7$  の領域をフォワードと呼ぶ。TGC はエンドキャップ部分を円盤状にカバーするため、各チェンバーの形は台形をとっており、その大きさは配置場所によって多少の異なりはあるが一辺が 1~2m 程である。図 3.4 に TGC の位置及び構造を示す。

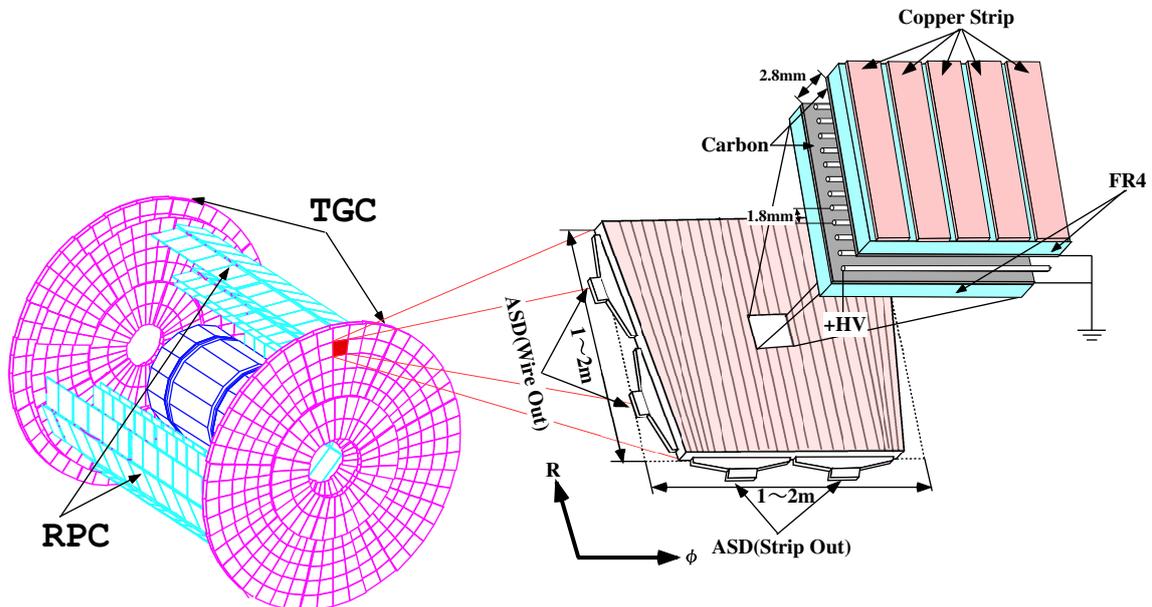


図 3.4: TGC の構造

構造はアノードとして直径  $50 \mu\text{m}$  の金メッキしたタングステンワイヤが台形の上底、下底と平行に張られている。カソードはガラスエポキシ板に表面抵抗が約  $1\text{M}$  のカーボンを塗布してある。ガラスエポキシ板を挟んだ反対の面には 1 面を 32 分割した扇形の銅のストリップがワイヤに直行して並べてある。ワイヤには約 30cm 毎にワイヤサポートがある (図 3.5)。ワイヤサポートはワイヤのたるみを防ぐためだけでなく、ガスの流路の形成と TGC の歪みを防ぐ役割も担っている。ワイヤは 6~20 本 (幅にして  $10.8 \sim 36\text{mm}$ ) をまとめて 1 つのチャンネルとして読み出す。ストリップは 32 本あり、各ストリップはエンドキャップ領域では  $4\text{mrad}$ 、フォワード領域では  $8\text{mrad}$  に相当する幅 (約  $15.1 \sim 53.4\text{mm}$ ) を持ち、それぞれが 1 つのチャンネルとして読み出される。これにより TGC は 2 次元の読み出しが可能で、ワイヤにより R 方向を、ストリップにより  $\varphi$  方向の位置の検出を行うことができる。

TGC は高エネルギー実験でよく使われる MWPC 型チェンバーの 1 つであり、その構造は 2 枚の平行陰極板に等間隔に並んだ陽極線ワイヤが配置されている。ただし、TGC はワイヤ面とカソード間の間隔 ( $1.4\text{mm}$ ) がワイヤ間の間隔 ( $1.8\text{mm}$ ) よりも狭くなっているところに特徴がある (図 3.6)。ワイヤ間の感覚が狭いのは、電子のドリフト時間を短くし、バンチクロッシング間隔 ( $2.5\text{nsec}$ ) に対応できるようにするためである。ワイヤ-ストリップ間の間隔が狭いのは、陽イオンのドリフト距離を短くし、粒子が高レートで入射しても検出効率を落とさないようにするためである。

TGC は、内部に  $\text{CO}_2/\text{n-pentane}(55/45)$  混合ガスが満たされている。このガスは紫外線を吸収

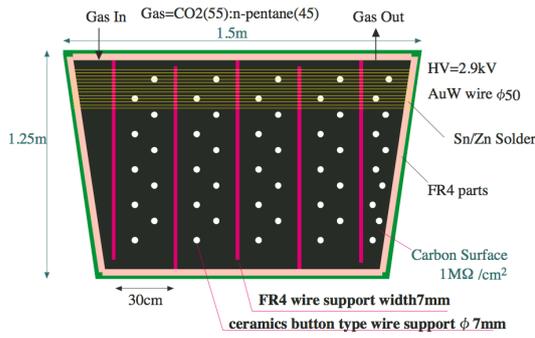


図 3.5: ワイヤサポート

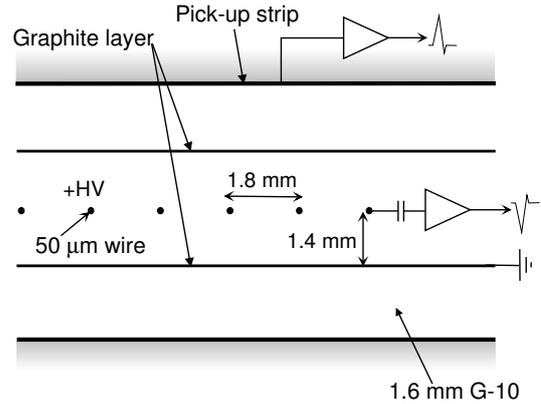


図 3.6: TGC 断面図

し、放電を起こしにくくするクエンチ効果という特性がある。そして、TGCのワイヤには2.9keV程度の高電圧が印加されている。ガス中を荷電粒子が通過すると、その経路にあるガス分子が電離されイオン化される。生成された電子はアノードカソード間の電場によってアノードに向かう。アノード近傍の電場は大きいので、移動してきた電子はさらにその周辺のガス分子をイオン化し、電子なだれを起こす。これが信号として読み出される。同時にカソード面では、塗布された高抵抗のカーボン面に電荷が誘起され、外側のストリップにも電荷が誘起され信号として読み出される。

実際のATLAS実験では、TGCは1層では用いずに2層または3層を重ねた構造にする。doublet(2層)の場合は2層のワイヤ面と2層のストリップ面から読み出しが行われる。triplet(3層)では、2層目にはストリップがなく、3層のワイヤ面と2層のストリップ面から読み出しが行われる。多層にすることで各層のコインシデンスを取ってバックグラウンドによるフェイク信号の影響を減らすだけでなく、ワイヤサポートによる不感領域の影響も減らすことができる。

### 3.2.2 ATLAS 検出器における TGC 配置

TGCの配置図を図3.7に示す。TGCシステムはM1(triplet),M2(middle),M3(pivot)とEI(Endcap Inner),FI(Forward Inner)の5つから構成されている。M1は3層のチェンバー、M2,M3は2層のチェンバーから成り、トリガー判定にはM1,M2,M3の計7層でトリガー判定が行われることになる。また各層は、内側からM1ではT1,T2,T3、M2はD4,D5、M3ではD6,D7と呼ぶ。M1,M2,M3,EI,FIの5つがそれぞれATLAS検出器の両側のエンドキャップで円盤状に並べられて配置される。図3.8にTGC配置区分の図を示す。TGCは1/12円をひとつの単位とし、データ処理やTGC建設にはこの単位で行われる(図3.8の赤線で囲まれた領域が1/12にあたる)。レベル1トリガーに関連する部分では、1/12はさらにセクタと呼ばれる単位で分割され、エンドキャップを $\varphi$ 方向に4等分した領域とフォワードを $\varphi$ 方向に2等分した領域をそれぞれトリガーセクタと呼ぶ(図3.8の青の領域が1トリガーセクタにあたる)。トリガーセクタの $\varphi$ 方向の幅がちょうどTGC1枚の幅と一致する。さらにトリガーセクタはエンドキャップ領域では $\eta$ 方向に37分割、 $\varphi$ 方向に4分割、フォワード領域では $\eta$ 方向に16分割、 $\varphi$ 方向に4分割され、この単位をサブセクタと呼ぶ(図3.8の黄の領域が1サブセクタに相当する)。サブセクタは8ワイヤグループ8ストリップに対応しており、これらはトリガー処理の最小単位であり1つのRoIでもある。ATLAS実験に設置されるTGCの総数は約3700枚もあり、全チャンネル数はR方向で約22万、 $\varphi$ 方向で約10万になる。

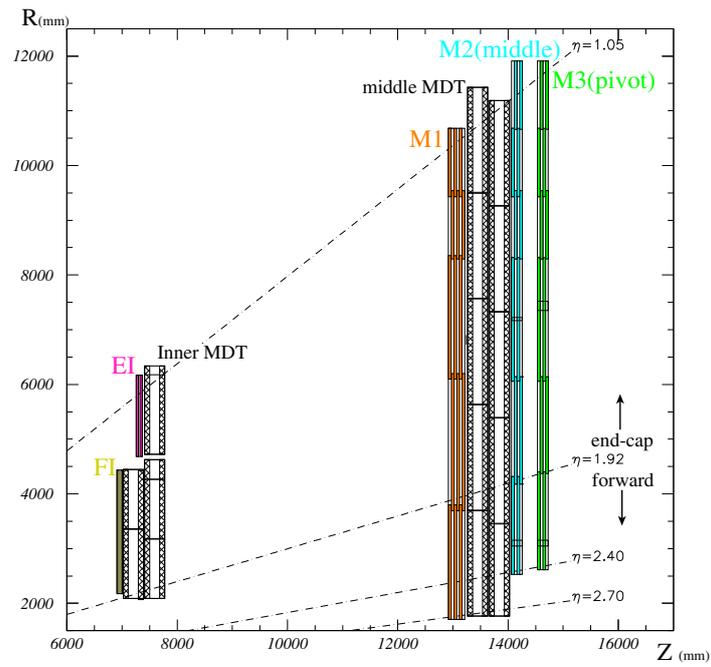


図 3.7: R-Z 断面での TGC 配置

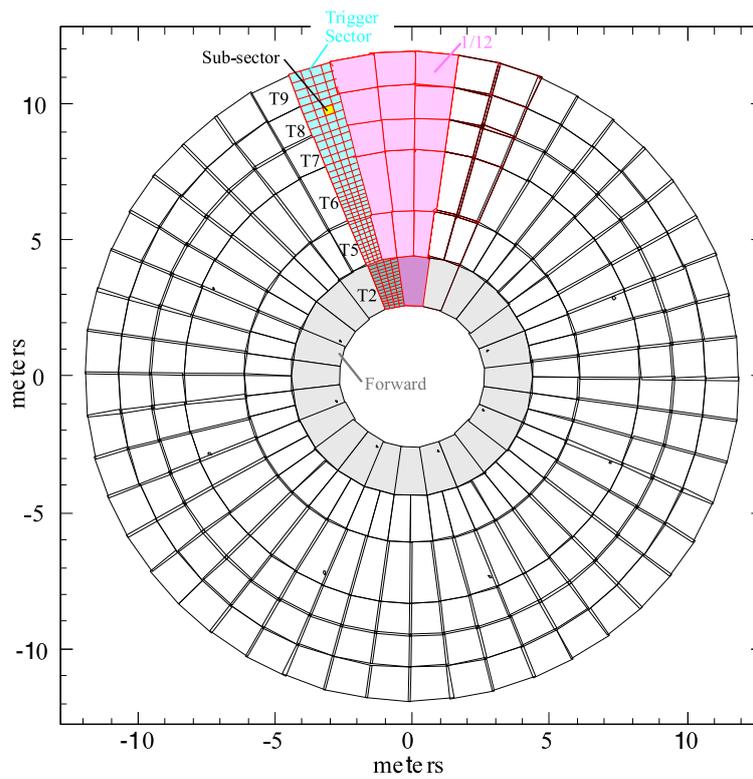


図 3.8: TGC 配置と区分

### 3.2.3 TGCのトリガースキーム

TGCではM1,M2,M3のヒットポジション情報から、運動量PのZ軸に垂直な成分が求められる。この成分は横方向運動量 $P_t$ と呼ばれ、トロイド磁場での曲がり具合で求めることが可能である。

求め方はまず、pivotでのミュオンの通過位置とビーム衝突点を結ぶ直線(Infinite Momentum Lineと呼ぶ)を考える。この直線は運動量無限大のミュオンが直進してきた場合のトラックである。Doublet及びTripletで、ミュオンが通過した位置とInfinite Momentum Lineが通る位置の差を $R, \varphi$ 方向それぞれ検出することで $dR, d\varphi$ の値を求め、ミュオンの $P_t$ を検出する。トロイド磁場が理想的な $\varphi$ 方向成分のみの磁場であれば、 $d\varphi = 0$ となるが、実際には磁場は一様ではなくR方向にも存在するので、 $\varphi$ 方向の変位 $d\varphi$ も考えなければならない。

ミュオントリガーシステムでは、Low-Pt, High-Ptと呼ばれる2種類のコインシデンスを設けている。Low-Pt コインシデンス情報はpivot, middleの2つのDoubletを使用して求められる。ワイヤ、ストリップ共に4層のうち3層以上でウィンドウの範囲内にヒットがあるかどうかで判定を行う2-station Coincidenceを要求する。またHigh-pt コインシデンス情報は、Low-Pt コインシデンスの条件に加え、Tripletにワイヤでは3層のうち2層以上で、ストリップは2層のうち1層以上でウィンドウの範囲内にヒットがあるかないかで判定を行う3-station Coincidenceを要求する。このようにTGCでは2層構造、3層構造を利用したコインシデンス処理を行うことで、バックグラウンドによる偶発的なトリガーを抑えながらトリガー判定を行なっている。middle及びTripletではそれぞれ $dR, d\varphi$ の上限が設定されており、 $dR$ と $d\varphi$ で形成される空間をウィンドウと呼ぶ。

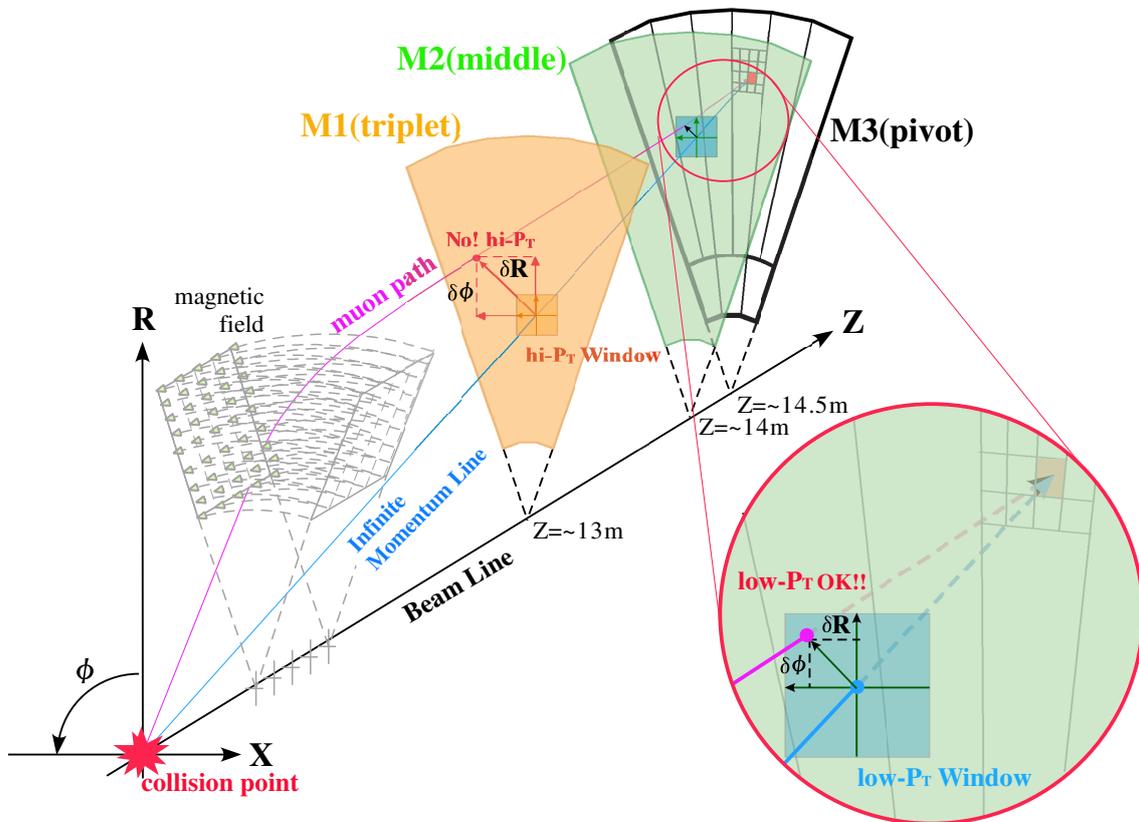


図 3.9:  $P_t$  測定の原理

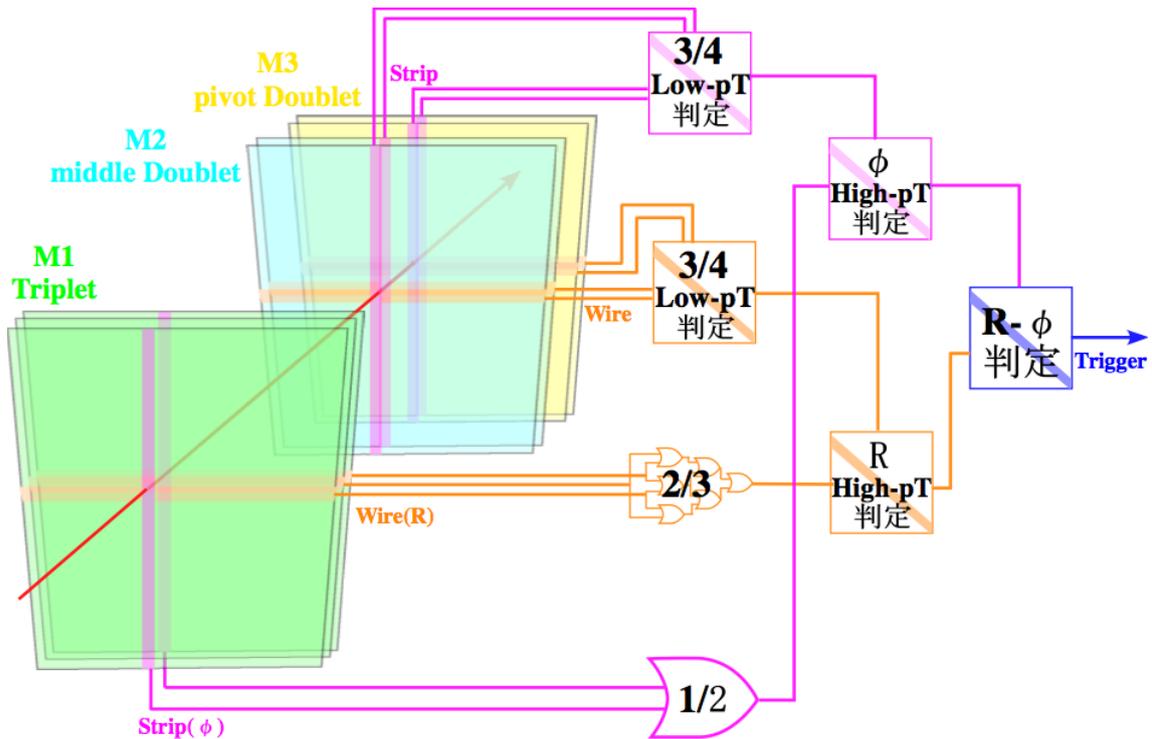


図 3.10: TGC におけるトリガー判定方法

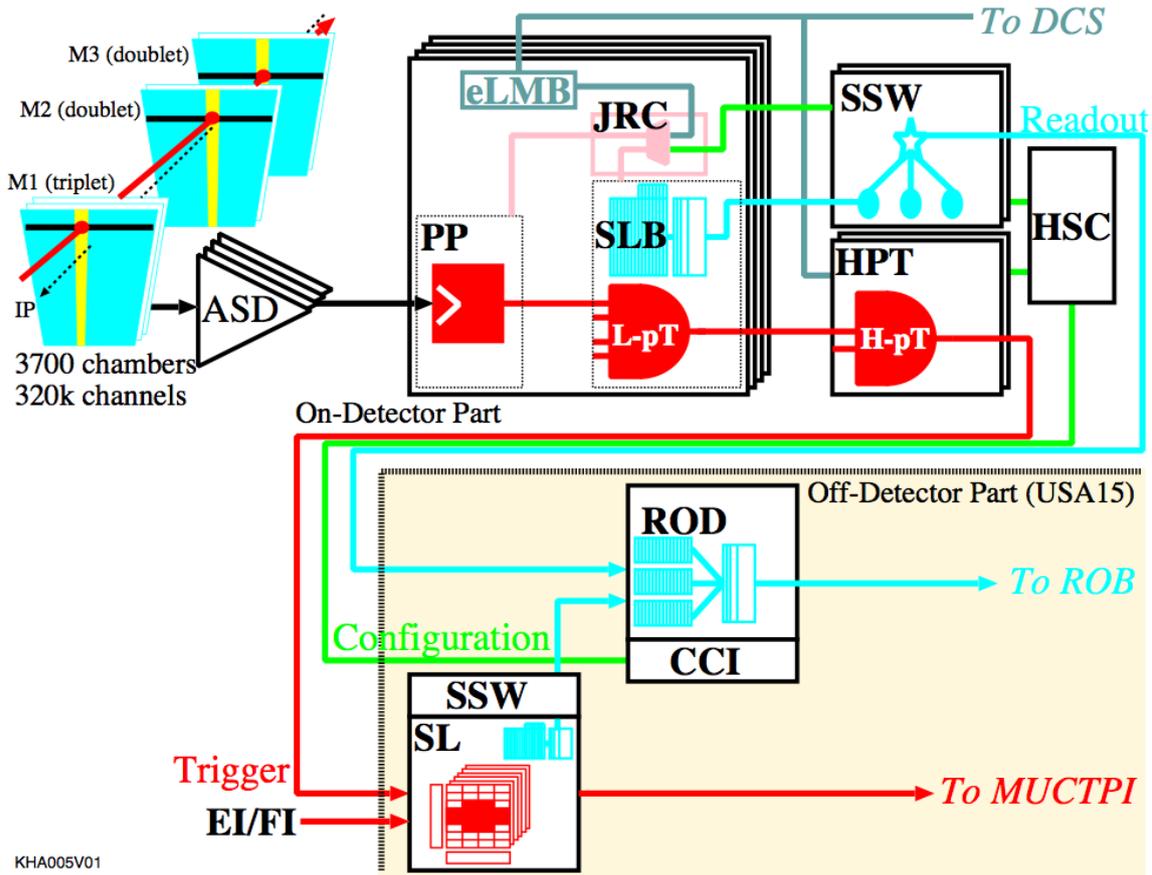
### 3.2.4 TGC の読み出し機構

TGC のエレクトロニクスの全体像を図 3.11 に示す。TGC の読み出しにはトリガー系とリードアウト系があり、図 3.11 の赤線、青線はそれぞれトリガー系、リードアウト系の流れを示している。

#### トリガー系の読み出し

トリガー系の流れを図 3.12 に示す。信号は ASD (Amplifier Shaper Discriminator) ボード、PP ASIC<sup>1</sup> (Patch Panel ASIC)、SLB ASIC (Slave Board ASIC)、HPT (HighPt Board)、SL (Sector Logic) の順に処理される。TGC から出力されるアナログ信号は ASD ボードに送られ、信号の増幅・整形・デジタル化が行われたあと、PP ASIC へと送られる。PP ASIC では各チャンネルへ粒子が到達するまでの飛行時間やケーブル遅延などから生じるタイミングのズレを調整し、バンチ識別 (信号を LHC のバンチクロックに同期させること) を行う。SLB ASIC では、PP ASIC からの信号を受け取り、M2 及び M3 からなる 4 層からの信号をもとにコインシデンス処理が行われ、Low-Pt トリガーの判定がなされる。また M1 からの信号についてもコインシデンス処理が行われる。HPT では、SLB ASIC で測定した M1, M2, M3 のコインシデンス処理結果をもとに、High-Pt コインシデンス情報が生成される。SL では、それまで独立して扱われていたワイヤとストリップの情報を統合し、コインシデンス処理及び Pt の概算が行われる。TGC のトリガー系の最終的な情報として Pt が大きな 2 つのトラックをセクター毎に選び出す。これらのエレクトロニクスの詳細は 3.2.5 節で述べる。SL の結果は MUCTPI に送られ、RPC の情報と合わせてミュオンシステムの最終的なトリガー判定がなされ、トリガーが発行される。

<sup>1</sup>Application Specific Integrated Circuit 特定の用途向けに複数機能の回路を一つにまとめた集積回路のこと



KHA005V01

図 3.11: TGC エレクトロニクス概要

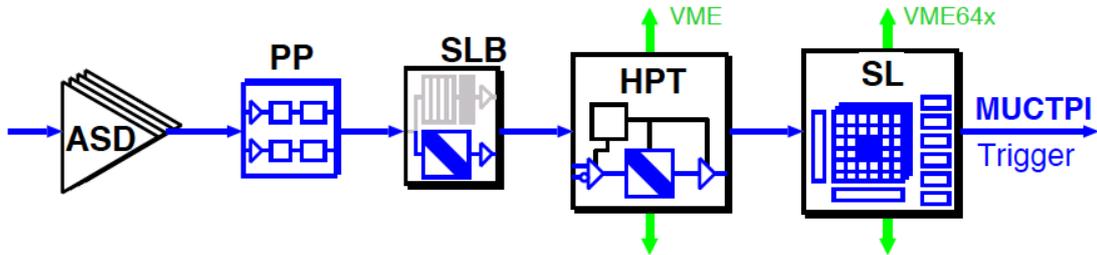


図 3.12: レベル1におけるトリガー系の流れ

### リードアウト系の読み出し

リードアウト系の流れを図 3.13 に示す。PP ASIC から送られてきたデータは、SLB ASIC の中にあるレベル1バッファに蓄えられる。このバッファの保持時間は  $2.5 \mu\text{sec}$  であり、保持時間内にトリガー信号である L1A が SLB ASIC に戻ってくる設計になっている。L1A を受けたデータはバッファから SSW (Star Switch) へと送り出される。SSW ではデータの圧縮を行い、規格フォーマットにデータを変換する。また、トリガー情報 (コインシデンス処理結果) は SL に搭載された SLB ASIC から同様に SSW へと送られる。変換されたデータは ROD (Readout Driver) に送られ、それらのデータと TTC (Timing Trigger Control) から送られてくる情報との整合性を確認する。

データが正しいものであれば、要求されるフォーマットにデータを変換してROB(Readout Buffer)へ送られる。RODでは最大8つのSSWからの情報を収集する。

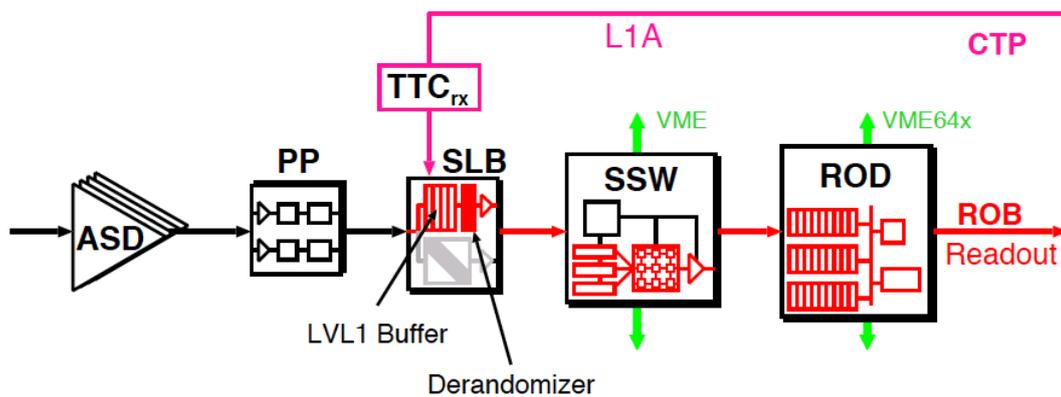


図 3.13: レベル1におけるリードアウト系の流れ

### 3.2.5 TGC エレクトロニクス

トリガー系及びリードアウト系に用いられる各モジュールについて概要を記す。

#### ASD ASIC(Amplifier Shaper Discriminator Board)

ASD ボードは TGC の側面に取り付けられ、4 チャンネル分の処理ができる ASD ASIC が 4 個搭載され、1 つのボードで 16 チャンネルを処理する。ASD ASIC では、TGC からアナログ信号を増幅、整形し、規定しきい値電圧を超えた信号のみを LVDS(Low Voltage Differential Signal: 低電圧作動信号) レベルの信号で出力する。また、ASD ボード以降のエレクトロニクスの診断やタイミングの調整のために擬似的な TGC の出力信号を出力する機能も持っている。

#### PP ASIC(Patch Panel ASIC)

ASD からの信号の TOF(Time Of Flight) やケーブル遅延によるタイミングのズレに対し調整とパンチ識別を行う。さらに TGC の重なった部分での二重カウントを防ぐため、その部分に対しては OR ロジックを通してから信号を出力する。PP ASIC は 1 つで 32 チャンネルの信号を処理できる。また ASD Board に向けてテスト用の擬似信号を発生させるための回路を搭載している。

#### SLB ASIC(Slave Board ASIC)

SLB ASIC は大きく分けてトリガー部とリードアウト部からなる。トリガー部では TGC からの入力信号に対して、コインシデンス処理 (Low-Pt 判定) を行う。SLB ASIC の段階ではワイヤとストリップ、doublet と triplet は別々に扱うため、設定により 5 種類のコインシデンス処理 (ワイヤ doublet, ストリップ doublet, ワイヤ triplet, ストリップ triplet, EI/FI) を切り替え可能な実装になっている。doublet ではワイヤ、ストリップ共に M2, M3 からの信号を使い、4 層中 3 層以上

での検出を要求する。そして M3 を基準にして M2 上でのワイヤ、ストリップ方向の無限運動量の飛跡からのズレを計算する。このズレは Low-Pt 判定に用いられる。また triplet はワイヤとストリップで層の数が違うため、ワイヤでは 3 層中 2 層以上、ストリップでは 2 層中 1 層以上での検出を要求する。EI/FI ではミューオンが通過したかどうかのヒット情報のみが取られる。またトリガー部には PP ASIC からの信号に  $1/2\text{clock}$  単位で遅延をかける機能や、各チャンネルをマスクする機能、連続したチャンネルにヒットがあったときにその中の一つのチャンネルだけから信号を出力させるデクラスタリングという機能、さらに SLB ASIC 以降のエレクトロニクス診断やタイミング調整を行うための擬似信号を出力する機能がある。

リードアウト部はレベル 1 トリガーの判定を受けたデータの読み出しを行う。データは CTP からの L1A が与えられるまで保持され、L1A が与えられると該当データその前後 1 バンチずつ計 3 バンチ分のデータを SSW に送る。

### HPT(High-Pt Board)

SLB ASIC までに独立に処理されてきた M2, M3 と、M1 のデータを統合して HPT コインシデンス情報を生成する。M1 は M2, M3 間の間隔よりも離れた位置に配置されている。そのため M1 を用いることにより磁場によってあまり曲げられることがなかった大きな Pt を持つミューオンを選別できる。HPT ではワイヤとストリップは独立して処理が行われ、最終的なミューオンの Pt 判定に使用される  $dR, d\varphi$  を出力する。ただし、HPT でコインシデンスが見つからなかった場合、SLB のコインシデンス結果が代わりに出力される。出力データは光ファイバーによって 90 ~ 100m 離れた実験室外のカウンディングルーム (USA15) にある SL へと送信される。エンドキャップ領域用には 4 つ、フォワード領域には 3 つの HPT ASIC が搭載される。

### SL(Sector Logic)

TGC エレクトロニクスの最終的な部分を担当し、トリガーデータを集めるモジュールで、2 トリガーセクタ分の信号を処理する。SL は主に  $R-\varphi$  コインシデンス、プレトラックセクタ、ファイナルトラックセクタから構成される。HPT まで独立に処理されていた R 方向 (ワイヤ) と  $\varphi$  方向 (ストリップ) の HPT 信号から両者のコインシデンス ( $R-\varphi$  コインシデンス) をとることにより、6 段階の Pt しきい値でミューオンを分類する。Pt 判定には各しきい値に対応した Coincidence Window (CW) と呼ばれる参照表が用いられている。シミュレーションによってつくられるもので、 $dR-d\varphi$  の組み合わせに対応する Pt しきい値を記述してあり、これをハードウェア言語に変換して SL の集積回路内に実装されている。この集積回路は書き換え可能なモジュール (FPGA<sup>2</sup> と呼ばれるチップ) であり、要求される CW に対応することが可能である。プレトラックセクタでは各しきい値に用意される。Pt の大きい順に 2 つのトラックを選択し、計 12 トラックがファイナルトラックセクタに送られる。ファイナルトラックセクタではプレトラックセクタから送られた 1 トリガーセクタ分のトラックから Pt の大きいものを 2 つ選択し、それらに対する 6 段階の Pt 判定と位置情報を MUCTPI に送る。SL が処理に使用した HPT からのデータと SL での処理結果は USA15 に設置された SSW に送られる。

<sup>2</sup>Field-Programmable Gate Array

### SSW(Star SWitch)

SLB ASIC のリードアウト情報を収集・圧縮し、規定のフォーマットへ整形後、ROD ヘデータを送信する。1 つの SSW で最大 23 個の SLB ASIC のデータを受ける。

### ROD(Readout Driver)

TGC エレクトロニクスシステムにおけるリードアウトのデータが最終的に集まるモジュールで、複数の SSW からのデータを、トリガー情報をもとに同じイベントごとにまとめ、ROB に送信する。

#### 3.2.6 デクラスタリングルール

ヒット情報からコインシデンスをとり、そのチャンネルが 2 つ以上隣り合うものが存在したときに 1 つに絞り込むルールのことである。隣り合う図 3.14 にデクラスタリングルールの概念図を示す。SLB ASIC にて実装されており、このルールを適用することで複数のトリガーを発行することが防げる。現時点では連続したヒットがあった場合、その中のチャンネル番号の若い順から 2 つ目のものを選び出す仕様になっている。

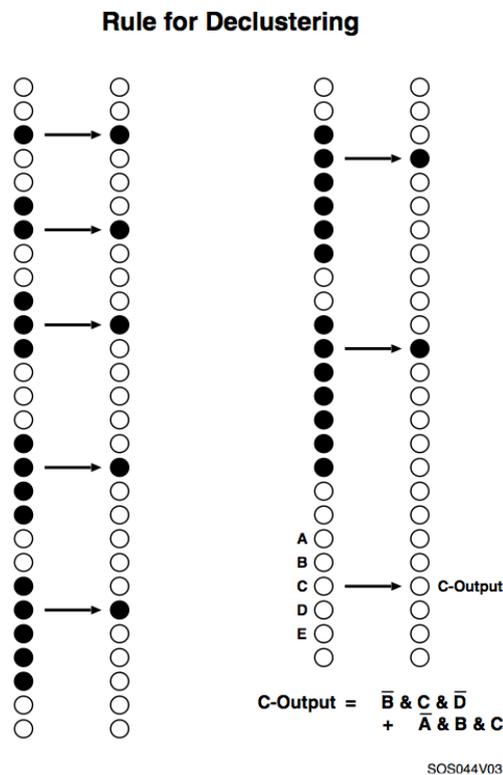


図 3.14: デクラスタリングルール概要

### 3.2.7 Coincidence Window

SLに実装され、HPTから送信されてくるトラックのヒット位置及び曲がり具合 ( $dR, d\phi$ ) を用いて  $P_t$  と電荷を判定するために用いられる。

レベル1トリガーシステムでは、トリガー判定を短時間かつ一定の間隔で処理しなければならない。しかし  $P_t$  の値を導き出す回路を組む場合、磁場の不均一性や磁石などの構造物の影響により複雑なものになる。そこで  $P_t$  判定には Look-Up Table (LUT) 方式が用いられている。LUT とは入力信号のとりうる全てのパターンについてあらかじめそれぞれの出力信号をメモリに格納し、入力信号をインデックスとしてメモリ内容を参照することによって結果を得る方式である。また、実験状況に応じた変更に対応できるように書き換え可能な集積回路 FPGA によって実装されている。

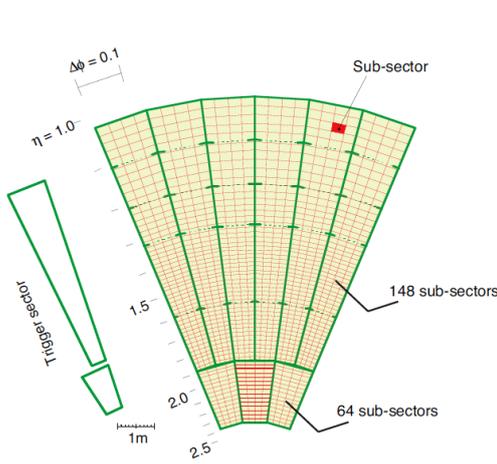


図 3.15: TGC オクタント

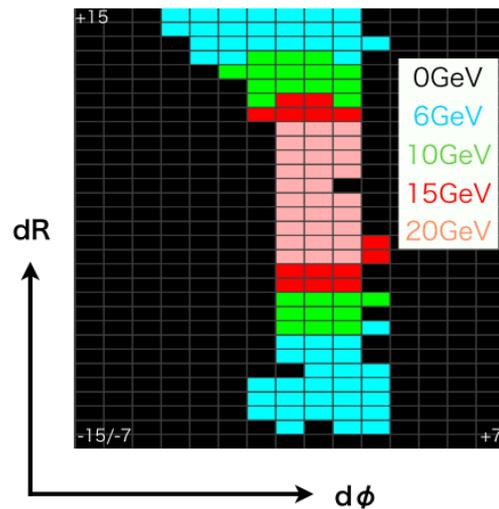


図 3.16: Coincidence Window 一例

CW は各サブセクタ毎に用意される。サブセクタの数はトリガーセクタの1つあたりエンドキャップ領域では148個、フォワード領域では64個ある(図3.15)。ATLAS検出器のトロイド磁場は8つのコイルによって作られているため、磁場はオクタント対称になっている。1オクタントはエンドキャップ領域ではトリガーセクタ6個分、フォワード領域では3個分に相当する。つまり、計1080個のサブセクタについて固有のCWを用意する必要がある。 $dR$  と  $d\phi$  の範囲はHPTでコインシデンスがとれた場合 (High-Pt コインシデンス) はそれぞれ  $-15 \sim +15$  と  $-7 \sim +7$  である。またコインシデンスがとれなかった場合 (Low-Pt コインシデンス) は  $-7 \sim +7$ 、 $-3 \sim +3$  となる。図3.16はCWの一例であり、 $dR, d\phi$  と  $P_t$  との対応を図示したものである。縦軸に  $dR$ 、横軸に  $d\phi$  をとり、赤や緑などの色が検出された粒子の  $P_t$  しい値領域を示している。図3.16の場合、桃色が20GeV以上、赤色が15GeV以上、緑色が10GeV以上、水色が6GeV以上、黒が0GeV以上(全てのミュオン)となる。このウィンドウ内に入った時に発行されるトリガーマニュー名はそれぞれ、"L1\_MU20"、"L1\_MU15"、"L1\_MU10"、"L1\_MU6"、"L1\_MU0"のようになる。L1\_MU20、L1\_MU15、L1\_MU10、L1\_MU6に関しては3-station coincidenceを要求する。L1\_MU0に関しては、できるだけ多くのミュオンのデータを取得したいため、3-station coincidenceのL1\_MU0ウィンドウに入ったものに加えて、2-station coincidenceがとれたもの全てL1\_MU0としてトリガー発行される設定である。

### 3.2.8 トリガーシミュレーション

ATLAS 検出器ではシミュレーションを用いた各検出器の動作確認やトリガーシステムのアルゴリズムの開発がなされている。シミュレーションには大別すると以下の 4 つのプロセスから構成される。

#### イベントジェネレーション (イベント生成)

理論によって予測される陽子陽子衝突で起こる物理現象をモデル化してモンテカルロシミュレーションを用いて再現する。

#### 検出器シミュレーション

geant4 と呼ばれるシミュレータを用いて、測定器の詳細な形状と磁場分布を実装している。事象情報を受け取り、衝突点付近から発生したミュオンなどの測定器や構造体中での相互作用をシミュレートし、飛跡を求める。ミュオンが検出器の有感領域に作ったヒットはエネルギーや時間、位置などの情報を持つ。

#### ディジタイゼーション

ヒットに対する検出器の反応のシミュレーションを行い、実際の測定器の出力に変換する。ここでは実験データから得られた検出効率の位置依存性や、粒子の入射角度による信号の時間差も考慮される。このプロセスを経て、シミュレーションデータは実際の ATLAS 検出器の測定データと等価な情報となる。

#### リコンストラクション (イベント再構成)

TGC エレクトロニクスのロジックが再現される。測定によって得られたデータを元に粒子の情報を再構成する。

これらの手順を踏んで、シミュレーションを用いて CoincidenceWindow (SL での LUT(Look-Up Table)) が作成される。シミュレーションデータには、ミュオンの運動量、コインシデンスのあったサブセクタ、 $dR, d\varphi$  などがイベントごとに含まれている。このデータから  $P_t$  と  $dR, d\varphi$  の対応関係を調べて CoincidenceWindow を作成する。

## 第4章 レベル1 ミューオントリガー効率

### 4.1 レベル1 ミューオントリガー効率について

トリガー効率を算出することは物理解析において大きな意味を持つ。物理解析ではクロスセクション（反応断面積）というパラメータが重要であるが、このクロスセクションを求める式は以下のように定義されている。

$$\text{cross section} = \frac{1}{\text{luminosity}} \times \frac{\text{観測された event 数}}{\text{Efficiency}} \quad (4.1)$$

4.1 の右辺の項

$$\frac{\text{観測された event 数}}{\text{Efficiency}} \quad (4.2)$$

が実際に飛んできたであろう粒子の数に相当する。我々が得られるのは「観測された数」のみなので、実際にどれだけの数の粒子が飛んできたのかを予測するためには Efficiency を知ることが必須である。

ここで Efficiency に含まれるものは、

$$\text{Efficiency} = [\text{ReconstructionEfficiency}] \times [\text{Acceptance}] \times [\text{TriggerEfficiency}] \quad (4.3)$$

となる。Reconstruction Efficiency は検出器応答データからイベントの再構成をする効率である。Acceptance は、検出器によって検出できる有効範囲のことである。TriggerEfficiency はミューオンが存在したときに検出器でどのくらいトリガーされたかを表すものである。本論文では TriggerEfficiency(トリガー効率) についての研究を記述する。

### 4.2 トリガー効率の求め方

トリガー効率の求め方を以下のように定義する。

$$\text{TriggerEfficiency} = \frac{\text{母集団の中で、RoImatching のとれたミューオンの数}}{\text{母集団 (ある条件を満たしたコンバインドミューオン全ての数)}} \quad (4.4)$$

ここで述べる RoI matching のとれたものとは、

$$dR < 0.5 \quad (4.5)$$

をみたまミューオンのイベントとした。ここでの  $dR$  は

$$dR = \sqrt{d\eta^2 + d\varphi^2} \quad (4.6)$$

と定義する。また

$$d\eta = (\text{combined\_muon\_}\eta) - (\text{TGChit\_}\eta) \quad (4.7)$$

$$d\varphi = (\text{combined\_muon\_}\varphi) - (\text{TGChit\_}\varphi) \quad (4.8)$$

である。

combined\_muon\_η はコンバインされたミュオンの方向 η、 TGChit\_η は TGC でのヒット位置の η 成分である。

これによってトリガー効率のプロットを出した例が図 4.1 である。横軸を横方向運動量 Pt, 縦軸をトリガー効率とした。このような図を turn on curve と呼ぶ。また、Pt > 15GeV のときのトリガー効率の平均を plateau efficiency とよび、図 4.1 の場合だと  $97.3 \pm 1.5\%$  と算出された。

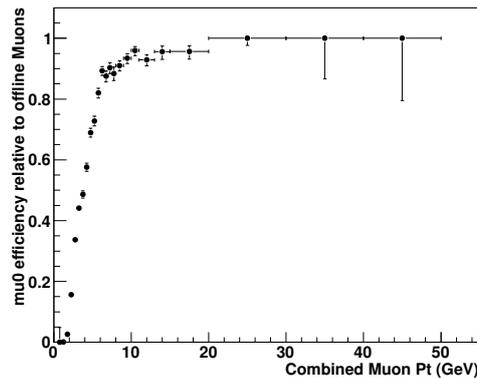


図 4.1: トリガー効率の Turn on Curve 一例

どのような母集団を選び出すかは、4.3 節で述べる。

### 4.3 母集団の決定

JetTauEtmisss stream のデータを使用する。physics\_Muons stream はミュオン検出器でトリガーされたミュオンを含むイベントであるのでミュオン検出器である TGC のトリガー効率を求めるには不適切である。

また、JetTauEtmisss stream 中のトリガーチェインは

- L1\_J5 - L2\_j15 - EF\_j20\_jetNoEF
- L1\_J10 - L2\_j25 - EF\_j30\_jetNoEF
- L1\_J15 - L2\_j30 - EF\_j35\_jetNoEF
- L1\_J30 - L2\_j45 - EF\_j50\_jetNoEF
- L1\_J55 - L2\_j70 - EF\_j75\_jetNoEF
- L1\_J75 - L2\_j90 - EF\_j95\_jetNoEF

を満たすものを使用した。それぞれ、ジェットのエネルギーが 20GeV、30GeV、35GeV、50GeV、75GeV、95GeV 以上である事象である。

#### 4.4 コンバインドミュオンについて

内部飛跡検出器の情報とミュオン検出器の情報を用いて、飛跡の再構成をされたミュオンをコンバインドミュオンと呼ぶ。再構成のアルゴリズムは多数あるが、その主たるものはSTACOミュオンとMUIDミュオンの2つである。ここではその2つの再構成アルゴリズムについて簡単に説明する。

まず、ミュオン検出器によってミュオンの飛跡を再構成する。STACOの場合はmuonboyと呼ばれるアルゴリズムを、MUIDの場合はMooreと呼ばれるアルゴリズムを使用する。muonboyアルゴリズムもしくはMooreアルゴリズムが実行されたあと、再構成されたミュオンにextrapolator<sup>1</sup>によって補正し、衝突点付近までの飛跡を算出する。その飛跡と内部飛跡検出器でのヒット情報とを組み合わせ、もっとも合致した情報を選び出し、もう一度再構成を行う。これがコンバインドミュオンを構成する流れである。

この研究においてはSTACOミュオンを用いてトリガー効率を求める。

#### 4.5 ミューオンのセレクション

トリガー効率を求める際には、すべてのミュオンをとるわけではなく、ある程度の選別を行う。

$$1.05 < |\eta| < 2.4 \quad (4.9)$$

$$\text{Track\_Id} \geq 0 \quad (4.10)$$

$$|d0toIP| \leq 2\text{mm} \quad (4.11)$$

$$|z0toIP| \leq 2\text{mm} \quad (4.12)$$

$$\text{Muon\_matchChi2} \leq 150 \quad (4.13)$$

$$\text{Muon\_trackId} \geq 0 \quad (4.14)$$

$$\text{Track\_nPixelHits} > 0 \quad (4.15)$$

$$\text{Track\_nSctHits} > 5 \quad (4.16)$$

$$\text{for } |\eta| < 1.9, \text{TRThits} > 5 [\text{and}] \frac{\text{TRToutlier}}{\text{TRThits} + \text{TRToutlier}} < 0.9 \quad (4.17)$$

$$\text{for } |\eta| \geq 1.9, [\text{if}] \text{TRThits} > 5 [\text{then}] \frac{\text{TRToutlier}}{\text{TRThits} + \text{TRToutlier}} < 0.9 \quad (4.18)$$

上に示した条件を満たすミュオンのイベントのみを選び出し、トリガー効率を求めた。各条件式について説明する。

式 4.9 は TGC の Acceptance である。

式 4.10 では粒子の飛跡が存在するものを選択する。

式 4.11、式 4.12 についてはまず  $|z0toIP|$ 、 $|d0toIP|$  について説明する。このパラメータは、内部飛跡検出器によって再構成された粒子の飛跡と衝突点との最も近い距離を示している。 $|z0toIP|$  はその距離のビーム軸方向成分 ( $z$  軸成分)、 $|d0toIP|$  は横方向成分 ( $xy$  面成分) であり、この距離がそれぞれ 2mm 以下であることを要求している。

式 4.13 はコンバインドミュオンを再構成するとき、内部飛跡検出器での飛跡とミュオン検出器での飛跡とをコンバインするときのずれ度合いを示す  $\chi^2$  のカットである。つまりコンバイン

<sup>1</sup>磁場による影響をシミュレートし、検出器の情報から飛跡の補正を行うツール

するときのずれ度合いが大きいミュオン飛跡はカットする。

式 4.14 はミュオンスペクトロメータで飛跡が存在することを示している。

式 4.15 は pixel 検出器でのヒットがあること、式 4.16 は SCT 検出器のヒットが 6 個以上あることを要求している。

式 4.17 及び式 4.18 は TRT の全 hit 数 (TRThits + TRToutlier) に対する TRToutlier の割合に関するカットである。TRToutlier とは、再構成した粒子の飛跡に対してある程度距離の離れた Hit 情報であり、ノイズと思われる Hit の数を示している。

## 4.6 統計誤差

統計誤差として binominal error を元にした bayes' error という方法を用いる。

トリガー効率の求め方は 4.2 節に示したとおり、トリガー効率を  $eff$ 、母集団を  $N_{total}$ 、RoI Matching したものを  $N_{pass}$  とおくと

$$eff = \frac{N_{pass}}{N_{total}} \quad (4.19)$$

である。

このときのトリガー効率の binominal error の求め方は以下のとおりである。 $eff\_error$  を binominal error とすると

$$eff\_error = \sqrt{\frac{eff \times (1 - eff)}{N_{total}}} \quad (4.20)$$

となる。

ただしこの error を用いるとき、トリガー効率が 100% の場合、すなわち  $eff = 1$  の場合は式 4.20 より  $eff\_error = 0$  となる。この現象を改善するために bayes' error という方法を用いるのが現在一般的である。この研究においては bayes' error を適用し、使用の際には解析プログラム「root」のライブラリ関数である TGraghAsymmErrors::BayesDivide を用いた。(参考資料: Statistical Science 2001, Vol. 16, No. 2, 101-133 )

統計誤差の算出方法については今なお議論が進行しており、今後 bayes' error の精密評価が行われるとともに、別の統計誤差の算出方法が確立される可能性もある。

## 第5章 レベル1 ミューオントリガー効率の評価

この章ではTGCのトリガーマニューに対するトリガー効率の研究を行う。物理解析 (Z や W、 $J/\psi$  の解析) において、使用するトリガーマニューのトリガー効率が重要である。主に物理解析ではミューオンの運動量の高い領域が欲しいため、横方向運動量  $P_t$  の高い領域でのトリガー効率の研究が必要となるので、 $P_t > 15\text{GeV}$  以上での plateau efficiency を求めることが重要である。

### 5.1 レベル1 ミューオントリガー効率導出

#### 5.1.1 実データについて

実際に ATLAS 検出器により取得されたデータを実データと呼ぶ。データは連続して取られるのではなく、run と呼ばれる単位で小分けにデータ取得を行う。run1 回分はだいたい1~2日の期間のデータ取得であることが多い。run の識別には6桁の番号が用いられており、番号が大きいほど新しいrun であると言える。2010年最後に陽子陽子衝突のデータを取ったrun はrun167844である。

LHC等の状況変化により、いくつかのrunをまとめた区間をperiodと言う。例として2010/06/24~2010/07/19の”periodD”をあげる。periodDはperiodD1~D6に分けられており、それに対するrun番号は表5.1のように対応している。

2010年に陽子陽子衝突で取得されたデータはperiodA~Iまで存在し、run番号ではrun152166~run167844になる。期間は2010/04/13~2010/10/29にあたる。

2010年は陽子陽子衝突が $3.5\text{TeV} + 3.5\text{TeV}$ で稼動し、ルミノシティは $2 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に到達した。

表 5.1: periodD と run 番号対応表

periodD	periodD1	run158045 run158116 run158269 run158299 run158392
	periodD2	run158443 run158466 run158545 run158548 run158549 run158582
	periodD3	run158632 run158801 run158975
	periodD4	run159041 run159086
	periodD5	run159113
	periodD6	run159179 run159202 run159203 run159224

### 5.1.2 実データを用いたトリガー効率導出

トリガー効率は、TGCが発行できるトリガーマニューである5種類のトリガー、「L1\_MU0」、「L1\_MU6」、「L1\_MU10」、「L1\_MU15」、「L1\_MU20」についてそれぞれ行う。これら5種類のトリガーが発行される条件はCoincidenceWindowの各Ptしきい値のウィンドウに入ったときである(3.2.7節参照)。今回はまだLHCでの陽子陽子衝突の重心系エネルギーが低いことから高い運動量をもったミュオンが少ないと判断し、低いPtしきい値のトリガーであるL1\_MU0、L1\_MU6、L1\_MU10の3種類のトリガーマニューに対するトリガー効率について研究を行った。

まず2010年8月中旬にとられたデータを使用してトリガー効率を求める。使用するのは8/14~15まで稼働した時のperiodE6と呼ばれる区間のデータであり、run161407,run161520を含んでいる。このデータを用い、4章で述べたようにトリガー効率を求め、turn on curveをプロットしていく。図5.1、図5.2、図5.3にトリガー効率のturn on curveを示す。それぞれL1\_MU0、L1\_MU6、L1\_MU10のトリガー効率を示しており、縦軸にトリガー効率、横軸にコンバインドミュオンの横方向運動量Ptをとった。コンバインドミュオンはSTACOを用いた。

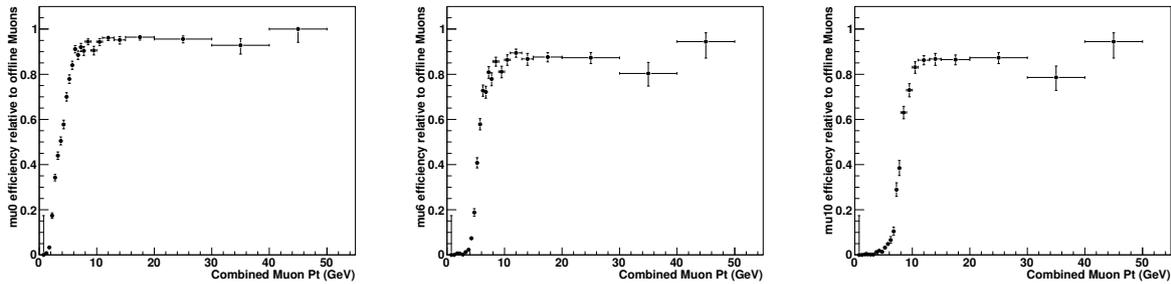


図 5.1: periodE6 L1\_MU0

図 5.2: periodE6 L1\_MU6

図 5.3: periodE6 L1\_MU10

L1\_MU6のトリガー効率である図5.2を見ると、横軸Ptが4~6GeVでトリガー効率が上がっていることがわかる。L1\_MU6は6GeV以上のミュオンが通過したときに発行されるべきトリガーなので、6GeV付近で立ち上がることは正しいと言える。図5.3も同様にL1\_MU10のトリガーが発行されたときは10GeV以上のミュオンであるはずなので、10GeV付近で立ち上がりを確認できる。

次にこのplateau efficiencyを求める。Z粒子やW粒子、J/ψ粒子の物理解析を行うにあたっては運動量が高いミュオンであることを要求するので、高いPt値の範囲でのトリガー効率が重要である。ここではPt>15GeVのミュオンに対してのトリガー効率(plateau efficiency)を求めた。表5.2にL1\_MU0、L1\_MU6、L1\_MU10それぞれのplateau efficiencyを示す。

表 5.2: periodE6 plateau efficiency for STACO

TriggerMenu	L1_MU0	L1_MU6	L1_MU10
plateau efficiency	96.0±0.9%	87.5±1.4%	86.7±1.5%

これを見てもL1\_MU0が96%ほどに対して、L1\_MU6は87.5%、L1\_MU10は86.7%と低い値が出ていることがわかる。これらを詳しくみるためにシミュレーションデータとの比較を5.1.3節で行う。

## 5.1.3 シミュレーションとデータの効率の差異

5.1.2 節で求めた実データの plateau efficiency と、シミュレーションデータの plateau efficiency とを比較した図が図 5.4 である。

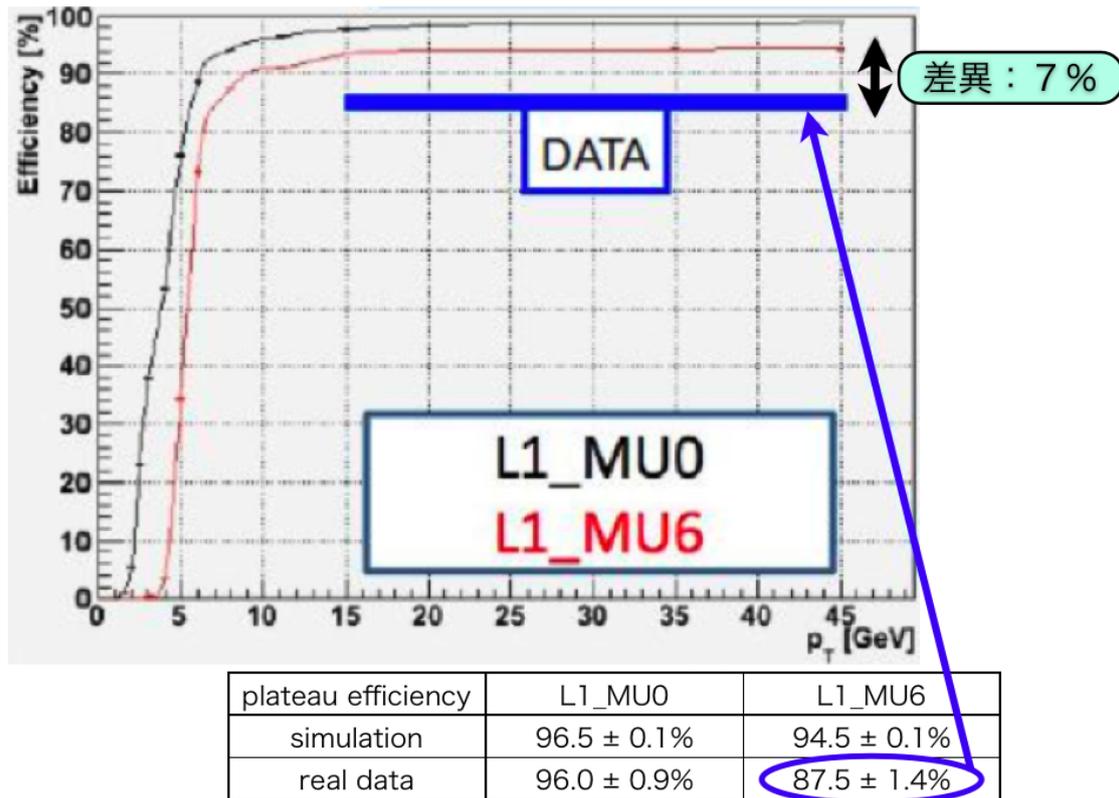


図 5.4: シミュレーションと実データのトリガー効率比較

図 5.4 を見ると L1\_MU0 の plateau efficiency は統計誤差の範囲内で一致しているが、L1\_MU6 においては実データの方がシミュレーションデータに比べ 7% ほど低いことが分かった。この理由について 5.1.4 節で詳しく追求していく。

## 5.1.4 差異の原因

考えられる理由として

- TGC の M1 のトリガー効率の低さ
- クロストークによる  $d\varphi$  へのしみ出し

の 2 つが挙げられる。

まず 1 つ目の TGC の M1 のトリガー効率の低さについてである。L1\_MU6 というトリガーメニューは、TGC の M2, M3 の 2 層でコインシデンスをとる L1\_MU0 とは違い、M1, M2, M3 の 3 層でコインシデンスをとるメニューである。よって M1 の検出効率が悪いと 3 層のコインシデンス

をとることができない事象が多くなり、トリガー効率も低下する原因となる。

そして2つ目のクロストークによる  $d\varphi$  方向へのしき出しについては、3.2.6 節のデクラスタリングルールが関係している。TGCのM1(Triplet)のストリップに関する問題であるが、ミューオンが検出器を通過したときに隣のチャンネルがノイズとして信号を出してしまうことにより起こる。図5.5にその原理を示す。本来の飛跡を点線、検出器が応答すべきチェンバーを赤部分とする。理想的な検出器応答は図5.5の左の絵のようになる。しかしノイズとして赤部分の隣(オレンジ部分)が応答すると、デクラスタリングルールにより別の部分が応答したという選択を取る。これにより再構成を施した場合、本来の飛跡とは異なった飛跡として再構成されてしまい、本来出力されるべき  $d\varphi$  が異なった値として判定されてしまうことになる。図5.5では  $d\varphi = 0$  と出るべき事象が  $d\varphi = 2, d\varphi = -1$  として出力される例である。

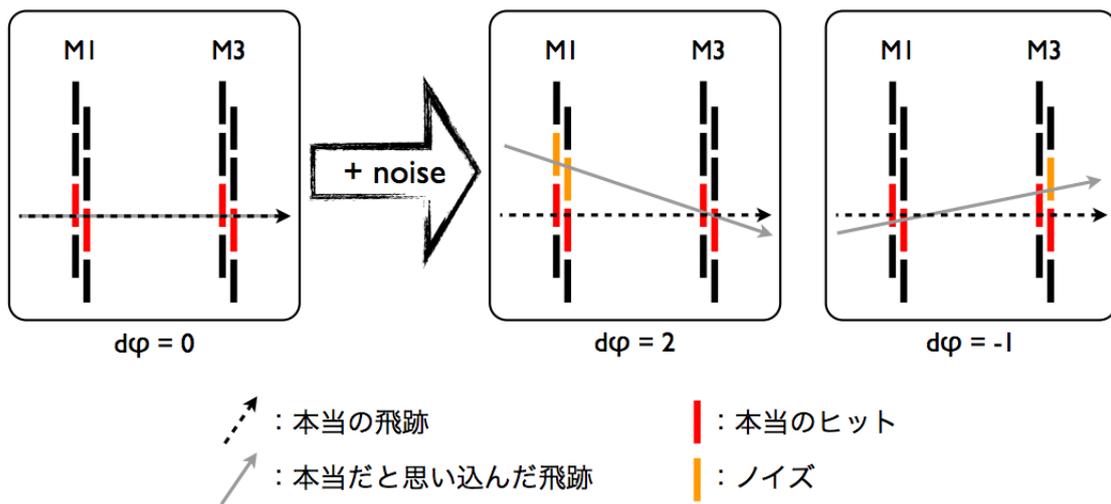


図 5.5: クロストークによる  $d\varphi$  のしき出しの原理

これにより CoincidenceWindow を参照したときに、本来であれば L1\_MU6 と判定されるべき事象が L1\_MU0 等として判定される。図5.6に一例を示す。この例は  $d\varphi = 0$  が出るべきところが  $d\varphi = -2$  と判定された時のトリガーメニューの変化を示している。この例では本来 L1\_MU6 と出るべきトリガーが L1\_MU0 としてトリガーされてしまうことが起こる。

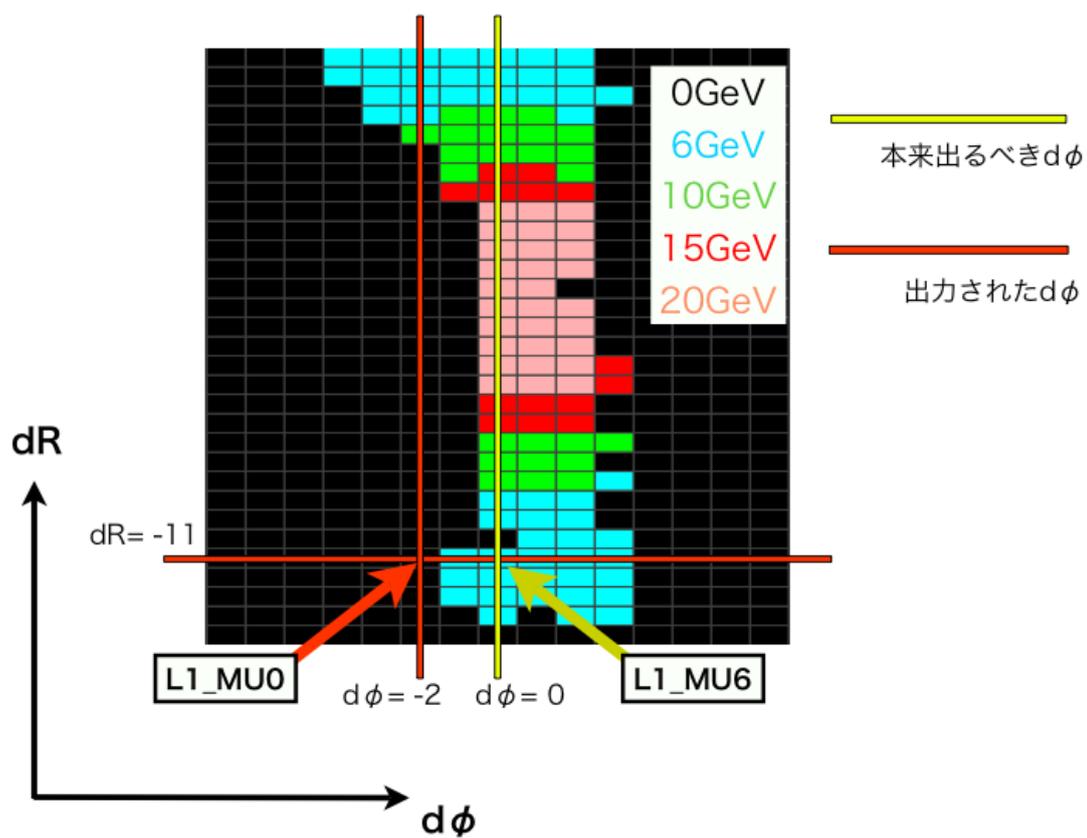


図 5.6: クロストークによる CW への影響の例

### 5.1.5 解決策

2つ目の問題である  $d\varphi$  方向へのしみ出しを解決するために、CoincidenceWindow の改良を施した。改良内容は、TGC の全 CoincidenceWindow1080 個に対して、MU6 以上の Window を  $d\varphi$  方向に  $\pm 2$  ひろげる処理を行った。従来の CoincidenceWindow のタイプである”setD”に対し、 $d\varphi$  方向に広げた CoincidenceWindow を”setF”と名付ける。図は setD と setF の CoincidenceWindow を図示したものである。これによりクロストークによる影響は少なくなると思われる。次の 5.2 節にて setF の CoincidenceWindow を用いた時のトリガー効率について記述する。

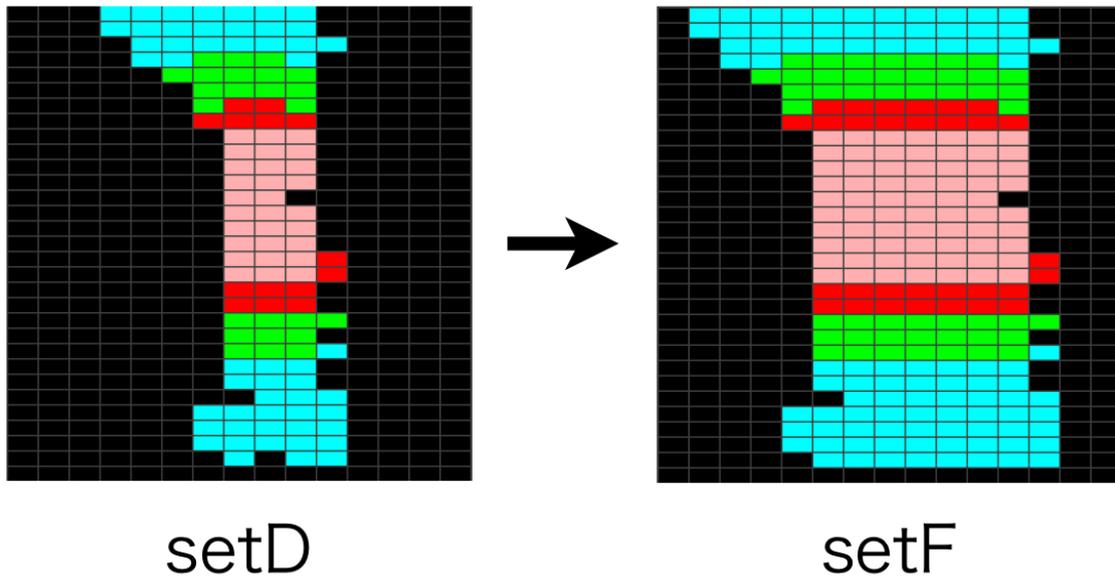


図 5.7: CoincidenceWindow の改良

## 5.2 CoincidenceWindow 改良後の効率評価

新しい CoincidenceWindow である setF は、periodE7 と呼ばれる区間の中の run161948(2010/08/17 ~ 18) から実機である SL の LUT に搭載された。ここで setF のトリガー効率を求めるために用いたデータは periodF2(2010/08/24 ~ 30) のものである。図 5.8, 図 5.9, 図 5.10 にそれぞれ setF の L1.MU0, L1.MU6, L1.MU10 についてのトリガー効率の turn on curve を示す。ここでは STACO muon を使用した。

また、実データにおける setD と setF での plateau efficiency の値を表 5.3 に示す。

表 5.3: periodE6 and periodF2 plateau efficiency for STACO

TriggerMenu	L1.MU0	L1.MU6	L1.MU10
setD(periodE6)	96.0±0.9%	87.5±1.4%	86.7±1.5%
setF (periodF2)	96.5±0.4%	93.4±0.6%	92.8±0.6%

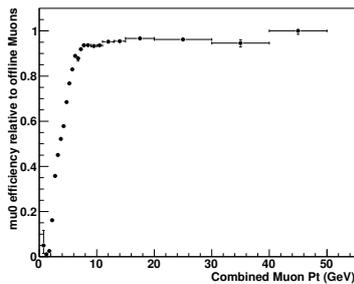


図 5.8: periodF2 L1\_MU0

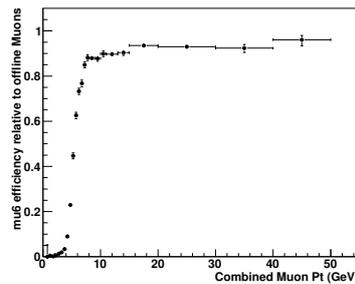


図 5.9: periodF2 L1\_MU6

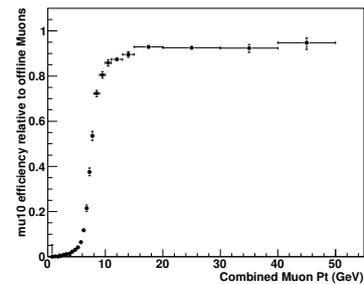


図 5.10: periodF2 L1\_MU10

表 5.3 を見ると、setD の CoincidenceWindow に比べ、setF は L1\_MU6 及び L1\_MU10 のトリガメニューでトリガー効率が上昇していることがみてとれる。L1\_MU6 に関しては約 6%、L1\_MU10 も同様に 6% ほど上がっていることがわかる。

### 5.3 改良後のシミュレーションとデータとの効率比較

再びシミュレーションで生成されたミュオンのデータと実際のデータで比較をする。このとき、シミュレーション内で行われている処理にもクロストークの影響についての補正が必要になるので修正が施された。またシミュレーションでは、TGC のトリガー情報を発行するシミュレータ「TrigT1TGC」というツールがあり、ここで CoincidenceWindow のパターン (setD or setF) について指定できるように変更された。

また、実データと比較するにあたって、実データの Pt と  $\eta$  の相関をもとにミュオンのイベントジェネレーションを行い、3.2.8 節の流れでシミュレーションデータを生成した。図 5.11 は periodE6 における Pt と  $\eta$  の二次元ヒストグラムであり、縦軸が Pt 値 (単位は MeV)、横軸が  $\eta$  となっている。このヒストグラムを用いることでミュオンの  $\eta$  と Pt の組み合わせがわかり、このミュオン群をシミュレーションにおいて生成しシミュレーションデータを作成する。このシミュレーションデータを用いることで実データと対等に比較することができる。生成にはクロストークを考慮したシミュレータを用い、TrigT1TGC にて setD 及び setF を指定して 2 種類のシミュレーションデータを 100 万イベント作成した。

このシミュレーションデータと実データのトリガー効率及び plateau efficiency を比較する。図 5.12, 図 5.13, 図 5.14 に setD のシミュレーションと実データの turn on curve の比較図を示す。それぞれ L1\_MU0、L1\_MU6、L1\_MU10 についてのトリガー効率比較である。赤点がシミュレーションデータであり、黒点が実データのトリガー効率を示している。

また、同様に setF についてもトリガー効率の比較を行う。図 5.15, 図 5.16, 図 5.17 がそれぞれ L1\_MU0、L1\_MU6、L1\_MU10 についての turn on curve であり、赤点がシミュレーションデータ、黒点が実データのトリガー効率を示している。

最後に setD, setF におけるシミュレーションデータ及び実データの plateau efficiency についてまとめたものが表 5.4 になる。これをみるとシミュレーションと実データの差異はほとんど無くなっていると見て取れる。

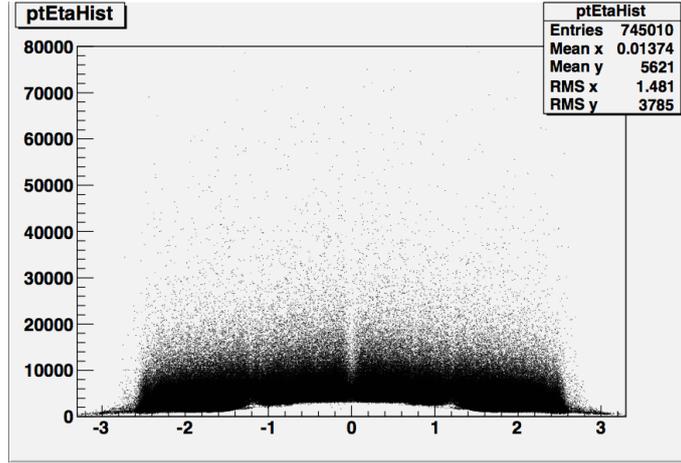
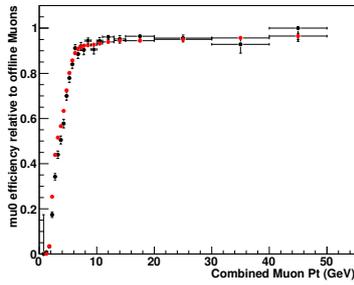
図 5.11: periodE6 における Pt- $\eta$  分布

図 5.12: setD L1\_MU0

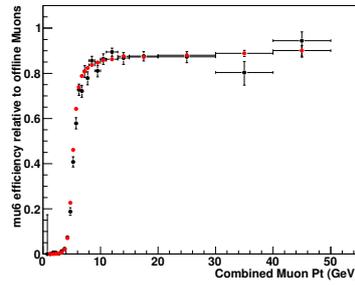


図 5.13: setD L1\_MU6

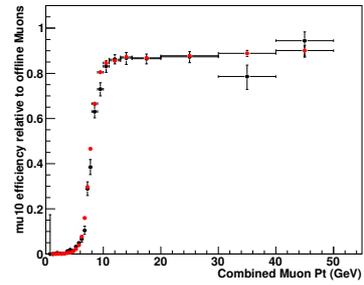


図 5.14: setD L1\_MU10

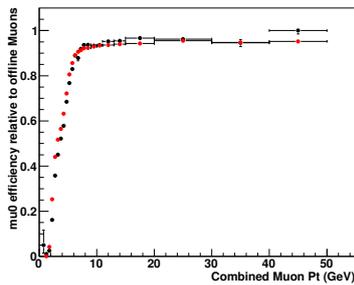


図 5.15: setF L1\_MU0

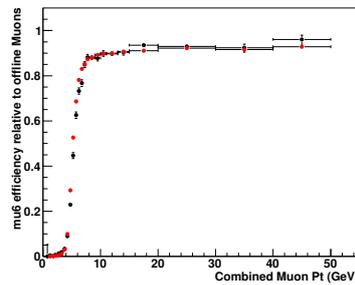


図 5.16: setF L1\_MU6

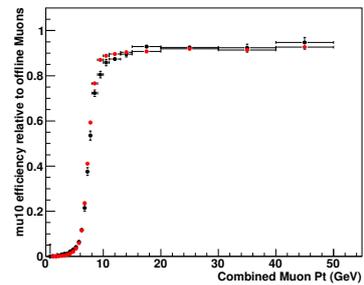


図 5.17: setF L1\_MU10

表 5.4: setD and setF simulation vs data for STACO

CW version	data type	L1_MU0	L1_MU6	L1_MU10
setD	simulation	$94.8 \pm 0.2\%$	$87.7 \pm 0.3\%$	$87.4 \pm 0.3\%$
	data	$96.0 \pm 0.9\%$	$87.5 \pm 1.4\%$	$86.7 \pm 1.5\%$
setF	simulation	$94.8 \pm 0.2\%$	$91.5 \pm 0.2\%$	$91.2 \pm 0.2\%$
	data	$96.5 \pm 0.4\%$	$93.4 \pm 0.6\%$	$92.8 \pm 0.6\%$

ただし、setD においてはシミュレーションと実データのトリガー効率は統計誤差の範囲で一致しているといえるが、setF では L1\_MU0、L1\_MU6、L1\_MU10 において 1~2%ほどの差があることがわかる。考えられる原因は

- 実機のアライメント (検出器の配置情報) がシミュレーションに適用されていない部分がある。
- ミューオン再構成の効率 (Reconstruction Efficiency) とトリガー効率の相関がシミュレーションで考慮されていない。

などがある。1つ目は、実際の検出器の詳細な位置情報がシミュレーション内に適用されていないので、シミュレーションと実データでトリガー効率の差が生まれるという推測である。TGC のアライメントについては今なお研究が行われており、この研究からシミュレーションのチューニングが必要になってくるであろう。2つ目は、ミューオンが再構成されない事象が多いとき、実データの方がトリガー効率が高くなるであろう、という推測である。トリガー効率算出は式 4.4 にあるようにコンバインドミューオンがあることが前提となる。もし TGC にヒットがあったとしてもミューオンとしてコンバインドされないものはトリガー効率の母集団には入り得ない。このような事象が多く存在するとトリガー効率にも影響が出る。この影響がシミュレーションで考慮されていないと実データとシミュレーション間でトリガー効率が異なるものとなってしまう。このことにより、トリガー効率とミューオン再構成の効率の相関について精密な研究が行われる必要がある。

## 5.4 現在のトリガーレート状況

トリガーメニューに対するトリガーレートの現在の状況を述べる。

L1\_MU20、L1\_MU15、L1\_MU10、L1\_MU6、L1\_MU0 それぞれに関するトリガーレートと LHC のルミノシティとの相関関係図を図 5.18 に示す。横軸がルミノシティ、縦軸がトリガーレートでログスケールをとっている。図 5.18 は periodG ~ I あたりのルミノシティ範囲である。

本論文で用いた periodE6 及び periodF2 のルミノシティは約  $1.0 \times 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  なので、この時のトリガーレートは概算で、L1\_MU0 : 1kHz、L1\_MU6 : 300Hz、L1\_MU10 : 200Hz となる。

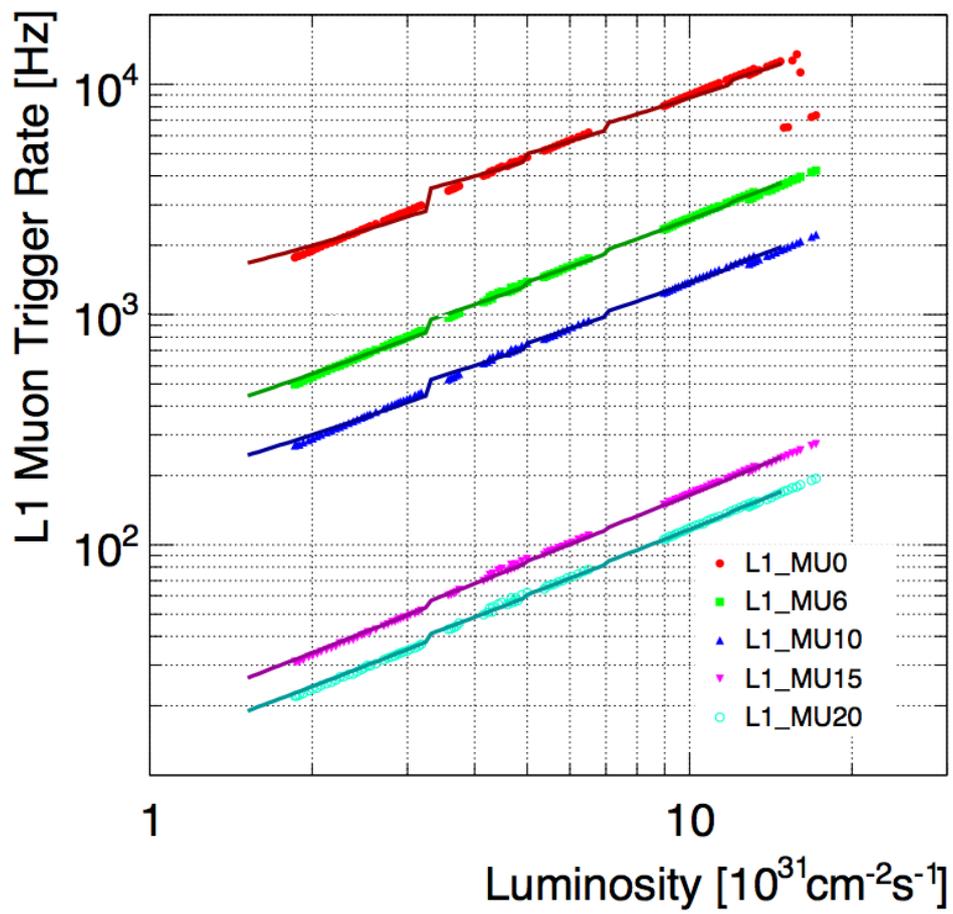


図 5.18: トリガーレートとルミノシティの相関図

## 5.5 トリガー効率の時間遷移

最後にまとめとして、periodE ~ periodI(2010/07/29 ~ 2010/10/29) までの run 毎の plateau efficiency 遷移を図 5.19、図 5.20、図 5.21 に示す。それぞれ L1\_MU0、L1\_MU6、L1\_MU10 の plateau efficiency の遷移を表す。L1\_MU6、L1\_MU10 に関しては、periodE7 の run161948 を境に plateau efficiency が上昇し、その後も安定したトリガー効率を得られていることがわかる。

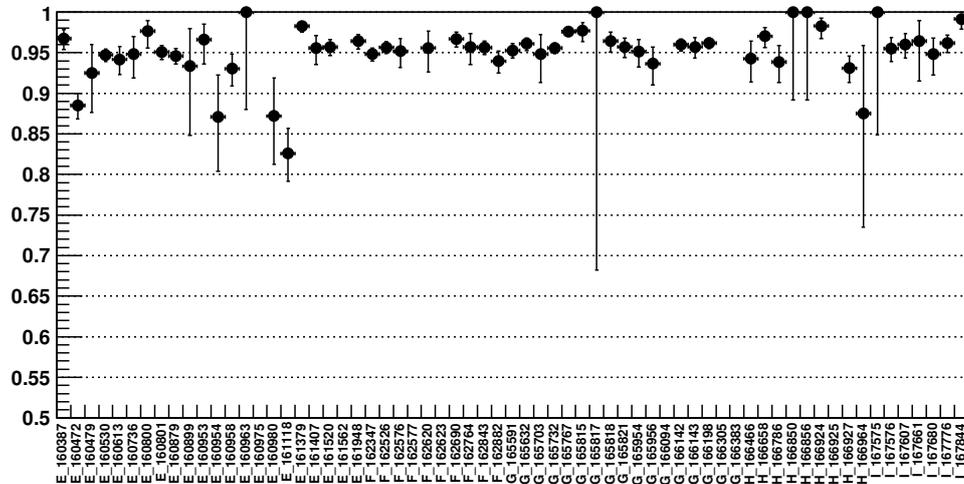


図 5.19: L1\_MU0 plateau efficiency の時間遷移

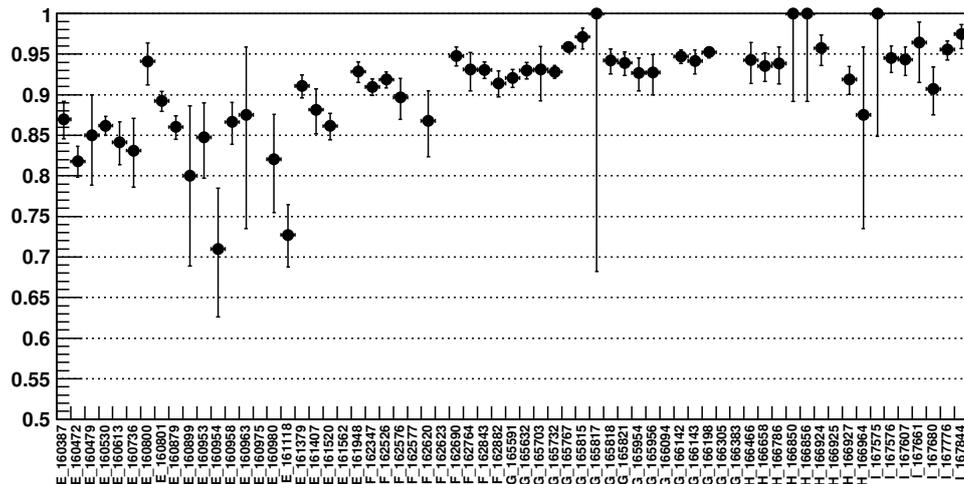


図 5.20: L1\_MU6 plateau efficiency の時間遷移

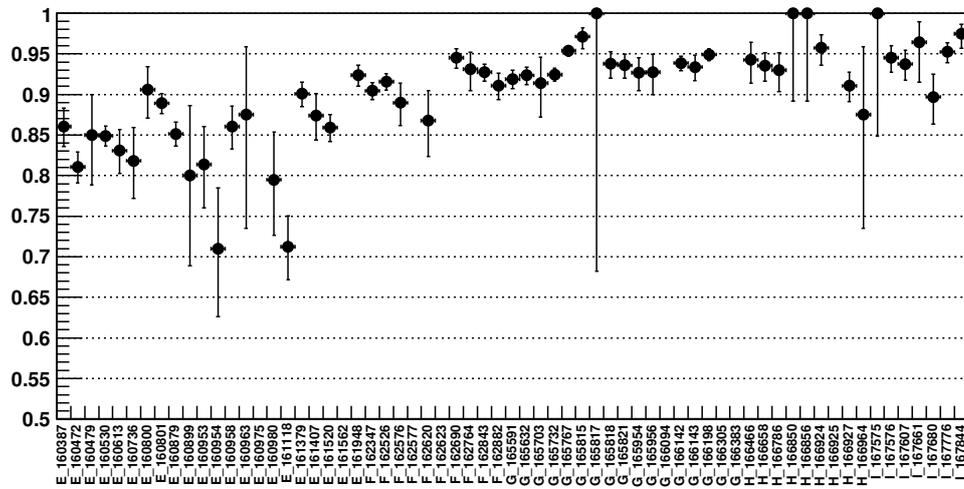


図 5.21: L1\_MU10 plateau efficiency の時間遷移

## 第6章 まとめ

本研究では ATLAS 実験におけるレベル 1 ミューオントリガーのトリガー効率について、実際に得られたデータを用いて研究、解析を行った。

レベル 1 ミューオントリガーではシミュレーションで作成された CoincidenceWindow と呼ばれる参照表を用いて、磁場の曲がりから Pt 値を概算し、トリガー発行を行う。この時発行されるトリガーマニューである L1\_MU0、L1\_MU6、L1\_MU10 について実データを用いてトリガー効率を算出し、シミュレーションデータとの比較を行なった。

従来の CoincidenceWindow のタイプである setD を使用したデータでは、2-station coincidence である L1\_MU0 に関しては実データとシミュレーションで大きな差異はなかったが、3-station coincidence で発行される L1\_MU6 及び L1\_MU10 では実データのトリガー効率がシミュレーションよりも 7%ほど低いことが確認された。この原因が、クロストークにより  $d\varphi$  の出るべき値がずれてしまうことにより起こるとわかり、対処として CoincidenceWindow を  $d\varphi$  方向に  $\pm 2$  に広げる”setF”を作成した。この CoincidenceWindow を用いることで実データでの L1\_MU6 及び L1\_MU10 のトリガー効率が 6%ほど上昇した。そしてその後の run でも安定して高いトリガー効率が得られていることが分かった。

また、シミュレーション内での処理にクロストークを考慮するチューニングを行なったことで、実データとシミュレーションもトリガー効率がほぼ一致する結果となった。しかし新しい CoincidenceWindow では少しの差異があることがわかり、今後も研究を重ねてシミュレーションのチューニングを行っていく必要があると思われる。また L1\_MU15 及び L1\_MU20 に対するトリガー効率も算出し、精密な研究が行われる必要がある。

## 付録A 付録

### A.1 2010年陽子陽子衝突データ一覧

表 A.1: periodA

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodA (lumi : 0.4nb <sup>-1</sup> )	run152166	0.007542
	run152214	0.004436
	run152221	0.02131
	run152345	0.01811
	run152409	0.08052
	run152441	0.06968
	run152508	0.01177
	run152777	0.05273
	run152844	0.008197
	run152845	0.02828
	run152878	0.02932
	run152933	0.02318
	run152994	0.006673
	run153030	0.02708
	run153134	0.0328
	run153136	0.002103
	run153159	0.012
run153200	0.008423	

表 A.2: periodB

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodB1 (lumi : 2.0nb <sup>-1</sup> )	run153565	0.7717
	run153599	0.09512
	run154810	0.1673
	run154813	0.3256
	run154815	0.07401
	run154817	0.5594
periodB2 (lumi : 7.2nb <sup>-1</sup> )	run154822	0.4331
	run155073	1.194
	run155112	3.68
	run155116	0.5602
	run155160	1.359

表 A.3: periodC

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodC1 (lumi : 8.5nb <sup>-1</sup> )	run155228	0.04703
	run155280	0.2882
	run155569	1.033
	run155634	1.126
	run155669	0.5339
	run155678	1.209
	run155697	4.261
periodC2 (lumi : 1.4nb <sup>-1</sup> )	run156682	1.407

表 A.4: periodD

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodD1 (lumi : 30.9nb <sup>-1</sup> )	run158045	1.011
	run158116	16.31
	run158269	3.577
	run158299	1.395
	run158392	8.583
periodD2 (lumi : 38.9nb <sup>-1</sup> )	run158443	1.452
	run158466	1.947
	run158545	1.511
	run158548	11.96
	run158549	4.022
	run158582	18.02
periodD3 (lumi : 36.7nb <sup>-1</sup> )	run158632	5.982
	run158801	7.439
	run158975	23.23
periodD4 (lumi : 89.3nb <sup>-1</sup> )	run159041	29.64
	run159086	59.65
periodD5 (lumi : 29.4nb <sup>-1</sup> )	run159113	29.4
periodD6 (lumi : 105.1nb <sup>-1</sup> )	run159179	16.14
	run159202	11.44
	run159203	8.432
	run159224	69.08

表 A.5: periodE

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodE1 (lumi : 150.4nb <sup>-1</sup> )	run160387	60.64
	run160472	83.21
	run160479	6.5
periodE2 (lumi : 100.3nb <sup>-1</sup> )	run160530	100.3
periodE3 (lumi : 284.9nb <sup>-1</sup> )	run160613	56.2
	run160736	19.27
	run160800	26.27
	run160801	91.17
	run160879	91.97
periodE4 (lumi : 144.9nb <sup>-1</sup> )	run160899	5.524
	run160953	25.39
	run160954	46.28
	run160958	47.15
	run160963	2.536
	run160975	8.243
	run160980	9.768
periodE5 (lumi : 140.1nb <sup>-1</sup> )	run161118	34.5
	run161379	105.6
periodE6 (lumi : 160.9nb <sup>-1</sup> )	run161407	41.77
	run161520	119.1
periodE7 (lumi : 187.6nb <sup>-1</sup> )	run161562	95.15
	run161948	92.44

表 A.6: periodF

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodF1 (lumi : 577.4nb <sup>-1</sup> )	run162347	238.1
	run162526	279.8
	run162576	52.71
	run162577	6.753
periodF2 (lumi : 1472.5nb <sup>-1</sup> )	run162620	77.89
	run162623	262.2
	run162690	368.6
	run162764	117.8
	run162843	334.6
	run162882	311.4

表 A.7: periodG

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodG1 (lumi : 856.2nb <sup>-1</sup> )	run165591	168.7
	run165632	687.5
periodG2 (lumi : 1238.8nb <sup>-1</sup> )	run165703	89.76
	run165732	1149
periodG3 (lumi : 1362.8nb <sup>-1</sup> )	run165767	1126
	run165815	236.8
periodG4 (lumi : 360.9nb <sup>-1</sup> )	run165817	32.35
	run165818	328.5
periodG5 (lumi : 2437.5nb <sup>-1</sup> )	run165821	298.6
	run165954	371.5
	run165956	106.2
	run166094	198.1
	run166097	370.1
	run166142	818.8
periodG6 (lumi : 3476.8nb <sup>-1</sup> )	run166143	274.2
	run166198	1703
	run166305	398.8
	run166383	1375

表 A.8: periodH

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodH1 (lumi : 6470.1nb <sup>-1</sup> )	run166466	1734
	run166658	2471
	run166786	2257
	run166850	8.071
periodH2 (lumi : 2849nb <sup>-1</sup> )	run166856	410.2
	run166924	1305
	run166925	191.6
	run166927	623
	run166964	319.2

表 A.9: periodI

sub period	run number	積算 lumi(nb <sup>-1</sup> )
periodI1 (lumi : 15584.1nb <sup>-1</sup> )	run167575	201.1
	run167576	3971
	run167607	5963
	run167661	1459
	run167680	3990
periodI2 (lumi : 8913nb <sup>-1</sup> )	run167776	6291
	run167844	2622

## 参考文献

- [1] ATLAS Collaboration. "ATLAS Photos ".  
<http://www.atlas.ch/photos/index.html>.
- [2] ATLAS Collaboration. "ATLAS EXPERIMENT Public Results ".  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/RunStatsPublicResults2010>.
- [3] CMS Collaboration. "The CMS experiment at the CERN LHC ". 2008 JINST 3 S08004.
- [4] ALICE Collaboration. "The ALICE experiment at the CERN LHC ". 2008 JINST 3 S08002.
- [5] The LHCb Collaboration. "The LHCb Detector at the LHC ". 2008 JINST 3 S08005.
- [6] Michael Spira. "QCD Effects in Higgs Physics ". arXiv:hep-ph/9705337v2 12 Nov 1997.
- [7] ATLAS Computing Group. "ATLAS TWiki ".  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/Atlas/AtlasComputing>.
- [8] ATLAS 日本グループ. "ATLAS-Japan Home Page ".  
<http://atlas.kek.jp/research/index.html>.
- [9] ATLAS Collaboration. "ATLAS Collaboration Site ".  
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Collaboration/>.
- [10] ATLAS Run Query.  
<http://atlas-runquery.cern.ch/>
- [11] Update of Technical Design Report 09 June 2000 ATLAS Muon Endcap Level-1 Trigger
- [12] The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider in 2008
- [13] Marc Paterno ,Calculating Efficiencies and Their Uncertainties ,May 5 2003
- [14] Glen Cowan, Error analysis for efficiency ,
- [15] 越前谷陽佑著, 東京大学修士学位論文「ATLAS 前後方ミュオントリガーシステムのコミッショニングとアップグレードに向けた研究開発」2010 年
- [16] 堀卓也著, 神戸大学修士学位論文「アトラス実験レベル1 ミュオントリガーのシミュレーションによる性能評価」2009 年
- [17] 早川俊著, 神戸大学修士学位論文「LHC シングルビームを用いた ATLAS 実験前後方ミュオントリガーシステムの性能評価」2009 年
- [18] 門坂拓哉著, 神戸大学修士学位論文「ATLAS 前後方ミュオントリガーシステム SectorLogic 及びオンラインソフトウェアの開発」2008 年

[19] Statistical Science 2001, Vol. 16, No. 2, 101-133

## 謝辞

本研究を行うにあたって、研究を行う機会と熱心なご指導をしていただいた蔵重久弥教授に深く感謝いたします。また、本研究に関して多くのご指導と助言をいただきました松下崇氏と久保田隆至氏、結束晃平氏に深く感謝いたします。

神戸大学のエレクトロニクス担当である早川俊氏、中塚洋輝氏には大変お世話になり感謝いたします。

神戸大学の川越清以教授、山崎祐司准教授、石川明正氏、越智敦彦氏ならびに ATLAS TGC JAPAN の坂本宏氏、川本辰夫氏、石野雅也氏、佐々木修一氏、戸本誠氏、杉本卓也氏、福永力氏、菅谷頼仁氏、織田勸氏、TGC エレクトロニクスグループの奥村恭幸氏、高橋悠太氏、長谷川慧氏、鈴木友氏に深く感謝いたします。

共に同じ研究において協力、助言を頂いた岸本巴氏、鈴木雄太氏兩名に深く感謝いたします。秘書の横山有美氏、井上奈保氏には出張手続き等でお世話になりました。深く感謝いたします。また、岡田勝吾氏、Matt King 氏、秋山邦裕氏、谷和俊氏、吹田航一氏、徳永香氏、宮崎一樹氏、小西拓也氏、駒井英俊氏には研究生生活を通して多くの協力、助言を頂きまして誠にありがとうございます。そして研究生生活を共に楽しく送ることができた研究室の皆様には大変感謝しております。

情報処理技術において多くの助言をいただきました岡本慶大氏、小南英司氏に感謝いたします。最後に家族に感謝の意を述べて謝辞と致します。