

February 23, 2014

LHC-ATLAS 実験におけるミュオントリガーの効率測定

小林 大
12M01134
東京工業大学 久世研究室

Abstract

The ATLAS experiment at CERN searches for many kinds of new physics by using high energy proton-proton collision at the LHC(Large Hadron Collider). ATLAS detector is designed as a generic detector for physics researches using the LHC. The detector is composed of some sub-detectors optimized to measure different types of particles (i.e. electron, muon, etc.) with wide energy range. LHC and ATLAS experiment had started from 2008 with a center-of-mass energy of 7 TeV. In 2012, LHC ran with center-of-mass energy of 8 TeV and ATLAS collected huge amount of data with total integrated luminosity of 20.4 fb^{-1} , and reported various remarkable results such as Higgs boson discovery.

On the other hand, the collision rate at ATLAS is too high to record all data. Because of this, trigger system is employed in this experiment. Only the data which satisfy the trigger conditions are recorded. The performance of this trigger system is very important to keep enough statistics for physics analysis and simultaneously suppress background events to lower the trigger rate. Understanding of trigger efficiency and feature is also important to improve accuracy of physics analysis. Many kinds of triggers for each physics search were running in ATLAS for different particles and characteristic feature of physics signals. In particular, triggers using muons are important because of their higher particle identification efficiency. Triggers for high p_T (transverse momentum) muons are important to search for new heavy particles including Higgs boson, however, triggers for low p_T muons are also important to search for new physics by precision measurement of branching ratios including $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ (lepton flavor violating τ decay).

In this thesis, precise measurement of muon trigger efficiency is presented. Efficiency of trigger for high $p_T(> 10 \text{ GeV})$ muons has been measured precisely using muons from Z boson decay. However for low $p_T(< 10 \text{ GeV})$ muons, statistics of muons from Z decays is not enough. Therefore, a new method using muons from J/ψ meson decay was developed and efficiency of triggers for low p_T muons was measured with data taken in 2012. These results were also compared with these by Monte Carlo simulation to confirm the reproducibility of the data by the simulation. Finally, systematic uncertainty is estimated for various sources.

概要

2012年、スイス・ジュネーブで行われる LHC-ATLAS 実験では重心系エネルギー 8 TeV での陽子-陽子衝突実験を行い、積分ルミノシティ 20.4 fb^{-1} の実験データを取得することができた。この年の運転においては、効率的にデータを蓄積し、ヒッグス粒子の発見に代表される多くの研究成果により、素粒子実験分野の発展に大きく貢献することができた。

本実験においては、トリガーシステムによる事象選別を行うことで、生成される大量の物理事象の中からより重要な事象だけを記録する仕組みになっている。このトリガーシステムの中でも、特にミュオン及び電子を利用したトリガーは、強い相互作用 (QCD) 起源の背景事象と、目的とする信号を識別するために重要なものとなっている。ミュオントリガーシステムは3段階のプロセスで構成され、主に横方向運動量 p_T に対して閾値を設けることで事象の選別を行っており、物理解析に対応して、様々な閾値のミュオントリガーが稼働している。 p_T 閾値の高いトリガーは、ヒッグス粒子や超対称性粒子などの質量の大きい粒子探索に対して主に用いられるために、その性能に対する研究も詳細に行われてきた。一方、低い p_T 閾値が設定されたトリガーについては、 B_s^0 メソンの 2μ 崩壊などに代表される B メソンの物理の研究や、タウ粒子の 3μ 崩壊などのレプトンフレーバー非保存の探索などに対して必要不可欠なものとなっている。現在までの研究では、期待されていた 1 TeV 以下の質量領域には超対称性粒子の直接観測はなされておらず、今後はこういった間接観測を目的とする手法も、超対称性モデルの検証において重要になると考えられている。そのため、低い p_T 閾値のトリガーの性能測定も精密に行われる必要がある。

本研究では、この低い p_T 閾値のトリガーの性能評価に焦点を当て、 J/ψ 粒子由来のミュオン対を利用した効率測定法を開発した。この手法においては、元々高い p_T を持って生成された J/ψ 粒子由来のミュオン対の一方が高い p_T を持つことを利用し、もう一方のミュオンに対するトリガー効率を評価することにより、精密測定が可能である。本研究では、新しく開発した J/ψ 粒子を用いた手法により、2012年運転により取得されたデータのうち、効率測定が可能であった積分ルミノシティ 19.2 fb^{-1} に相当するデータに対して、トリガー効率の測定を行った。また、系統誤差を見積もり、結果をより信頼性のあるものとした。モンテカルロシミュレーションを用いた測定結果とも比較を行い、実データとシミュレーションの間の違いを確かめることで、シミュレーションによる再現性の確認も行った。最終的に、Z 粒子由来のミュオン対を用いる従来の方法を使用して、高い p_T 閾値のトリガー効率測定を行った結果と合わせることによって、幅広い p_T 閾値に対して効率測定が可能となっていることを示した。

Contents

1 序論	3
1.1 本研究の背景	3
1.2 本論文の構成	3
2 物理的背景	5
2.1 標準模型と素粒子実験	5
2.2 超対称性模型 (SUSY) の物理	6
2.3 LHC で期待される物理	7
2.4 本研究の動機となる物理	8
2.4.1 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊探索	8
3 LHC-ATLAS 実験	12
3.1 LHC	12
3.2 ATLAS 検出器	13
3.2.1 内部飛跡検出器	14
3.2.2 カロリメータ	15
3.2.3 超伝導磁石	15
3.2.4 ミューオン検出器	16
3.3 ミューオンのオフライン再構成	20
3.4 LHC-ATLAS 実験の 2012 年の状況と将来計画	21
4 ミューオントリガーシステム	24
4.1 LHC-ATLAS 実験におけるトリガーシステムの概要	24
4.2 ミューオントリガーシステム	25
4.2.1 レベル 1 トリガー (L1)	25
4.2.2 レベル 2 トリガー (L2)	28
4.2.3 イベントフィルター (EF)	30
4.3 トリガーチェーン	30
5 ミューオントリガー効率の測定	32
5.1 Tag&Probe 法	32
5.2 Z 粒子を用いた Tag& Probe 法	33
5.2.1 事象選別条件	33
5.3 J/ψ 粒子を用いた Tag& Probe 法	37
5.3.1 事象選別条件	38
5.3.2 d_0 分布の補正	40
5.3.3 背景事象の影響	43
6 結果	46
6.1 p_T 閾値 10 GeV 以上のミューオントリガー効率	46
6.1.1 p_T 閾値 24 GeV のミューオントリガー効率	46
6.1.2 p_T 閾値 18,24,36 GeV のミューオントリガーの効率	49
6.2 p_T 閾値 10 GeV 以下のミューオントリガー効率	52
6.2.1 p_T 閾値 4 GeV のミューオントリガー効率	52
6.2.2 Z 粒子を用いた Tag&Probe での測定との統合	57
6.2.3 p_T 閾値 4,6,8 GeV のミューオントリガーの効率	60

7	系統誤差	61
7.1	dR カットの値による系統誤差	61
7.2	電荷の違いによる系統誤差	61
7.3	d_0 補正による系統誤差	63
7.4	内部飛跡検出器のヒットクオリティカットの有無による系統誤差	63
7.5	系統誤差のまとめ	66
8	まとめと結論	67

1 序論

1.1 本研究の背景

欧州原子核研究機構 (CERN) に設置された、大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) は 2009 年に運転を開始し、その重心系エネルギーは 2011 年には 7 TeV、2012 年には 8 TeV と順調に世界最大の衝突エネルギーでの運転を続けている。LHC-ATLAS 実験は LHC で行われる実験の 1 つであり、2012 年 7 月 4 日に発見が報告されたヒッグス粒子の観測、超対称性模型や余剰次元模型などの標準模型を越える物理の探索といった、多岐にわたる素粒子物理の最先端の研究を、幅広く行うことを目的とした実験である。主要な目的は、世界最大の衝突エネルギーによる質量の重い未発見粒子の生成とその検出となるが、タウ粒子やトップクォークなど、かつての加速器では生成量の少なかった粒子の大量生成が可能であるという側面も持つ。これは既存の粒子に対しても、十分な統計を用いた稀崩壊の探索が可能になるという点で、非常に重要である。このような探索には、タウ粒子のレプトンフレーバー非保存崩壊の 1 つである $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ や $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ 稀崩壊などが挙げられる。

2012 年の運転において、LHC は最高瞬間ルミノシティ $7.73 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を記録し、ATLAS 実験が取得した積分ルミノシティは 21.7fb^{-1} にまで到達した。2011 年の運転では、最高瞬間ルミノシティ $3.5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、積分ルミノシティ 5.25fb^{-1} であったことから考えても、非常に好調な運転を続けていたことがわかる。しかし生成される物理事象は、その数の膨大さと記録レートの限界などの問題のために、すべてを取得し記録することは到底不可能である。このため LHC-ATLAS 実験ではトリガーシステムを採用し、データ取得の段階で物理事象に粗い選別をかけることで、取得データの量及び記録レートの制限を図っている。特にミュオンを用いたトリガーについては、ミュオンの横方向運動量 (p_T) に対して、閾値を設けることで選別を行っている。この p_T 閾値については、目的とする物理事象に応じていくつかの値に設定されたものが、並行に稼働している形となっている。 p_T 閾値の低いミュオントリガーは p_T 閾値の高いものに比べ、当然データ量及び記録レートは大きくなってしまいうため、稼働レートを削減 (プリスケール) して事象を間引きながら運転している。2012 年の運転においては、プリスケールが行われない閾値の最低ラインは 24 GeV となっており、閾値がそれ以下のものはそれぞれ閾値に応じたプリスケールが行われているのが現状である。

データ解析により取得されたデータから、物理量を測定する際にはトリガー効率を考慮する必要があるため、その精密な測定と系統誤差の評価は重要な意味を持つ。そのため主要な目的である、重い粒子からの高い p_T のミュオンに対するトリガー効率は勿論、プリスケールされているような低い p_T 閾値のトリガー効率も正確に測定される必要がある。低い p_T のミュオンを単一で要求するようなトリガー (シングルミュオントリガー) は非常に強くプリスケールされてしまうため、用いる解析は少ないが、複数の低い p_T のミュオンを要求することで、プリスケールが軽くなっているトリガーを用いる解析は非常に多い。このような複数のミュオンを要求するトリガーについては、シングルミュオントリガー効率の組み合わせとして計算が可能である。本研究では、低い p_T 閾値のシングルミュオントリガーの効率測定に主眼を置いて、最終的に ATLAS で稼働している全てのミュオントリガーの効率測定を可能とすることを目的とした。

1.2 本論文の構成

ここでは、2 章以降の構成について述べる。

- 2 章では、高エネルギー実験の物理の基礎について述べるとともに、本研究に関わる物理についての背景をまとめる。
- 3 章では、LHC-ATLAS 実験について、検出器の説明及び運転状況、将来計画について述べる。
- 4 章では、本研究に深く関わる、ATLAS 実験におけるミュオントリガーシステムについての説明を行い、その構造と選別条件について詳しく述べる。

- 5章では、トリガー効率の測定法についての基礎的な説明を行い、高い p_T 閾値のトリガーの効率測定の手法、そして本研究の主題である低い p_T 閾値のトリガーの効率測定について述べ、それに伴って導入した新たな手法、改善点について詳細な説明を行う。
- 6章では、高い p_T 閾値と低い p_T 閾値それぞれのトリガーの効率測定の結果について述べ、それぞれの測定に対する結論について述べる。
- 7章では、低い p_T 閾値のトリガーの効率測定に対する系統誤差を、新たに見積もるための手法とその結果について述べる。
- 8章では、本研究のまとめとそれに対するについて述べる。

2 物理的背景

この章では、LHC-ATLAS 実験における物理的な背景、および特に本研究に深く関わる物理的な背景について述べる。

2.1 標準模型と素粒子実験

これまで高エネルギー実験においては、素粒子物理の基本的枠組みである標準模型において予言される粒子、現象を数多く実証し、その発展に大きく貢献してきた。標準模型では、素粒子はクォークとレプトンからなる計 12 種のフェルミオン (表 1) と、ゲージボソンとスカラーボソンからなる計 5 種のボソンで (表 2) 構成されるとしている。

表 1: 標準模型の構成粒子 (フェルミオン)

	第 1 世代			第 2 世代			第 3 世代		
	記号	電荷	スピン	記号	電荷	スピン	記号	電荷	スピン
レプトン	e	-1	1/2	μ	-1	1/2	τ	-1	1/2
	ν_e	0	1/2	ν_μ	0	1/2	ν_τ	0	1/2
クォーク	u	+2/3	1/2	c	+2/3	1/2	t	+2/3	1/2
	d	-1/3	1/2	s	-1/3	1/2	b	-1/3	1/2

表 2: 標準模型の構成粒子 (ボソン)

	記号	媒介する相互作用	電荷	スピン
ゲージボソン	γ	電磁気相互作用	0	1
	g	強い相互作用	0	1
	W^\pm	弱い相互作用	± 1	1
	Z^0	弱い相互作用	0	1
スカラーボソン	H^0		0	0

フェルミオンは物質を構成される粒子とされ、強い相互作用を行うものをクォーク、行わないものをレプトンとして分類されている。

クォークは強い相互作用を行うため、量子色力学の漸近的自由の制限により単独で存在することはできず、複数のクォークで構成されるハドロンと呼ばれる形態でしか存在できない。ハドロンは、クォークと反クォークで構成されるメソンと、3つのクォークによって構成されるバリオンに分類される。クォークセクターにおいては、1973年に小林誠博士と益川敏英博士によって3世代6種類の粒子が予言され、1995年に最後のクォークであるトップクォーク (t) がフェルミ研究所のCDF実験で発見されることによって、その全粒子の存在が確認され、現在の理論体系の確立に至っている。レプトンは同様に3世代6種類の粒子で構成され、電荷を持つ荷電レプトンと電荷を持たないニュートリノに分類されている。レプトンセクターは、1974-77年にSLAC国立加速器研究所の実験によって τ 粒子が発見され、 ν_τ が2000年にフェルミ研究所のDONUT実験によって発見されることでその理論体系を確立した。しかし、ニュートリノについては1998年にスーパーカミオカンデによるニュートリノ振動の発見によって、その質量が0でないことが実証されるなど、未だに多くの謎を含んでいる。

また、標準模型のフェルミオンの性質に対する精密研究による新たな物理現象探索も盛んに行

われており、クォークセクターではCP対称性の研究、レプトンセクターではレプトンフレーバーの破れの探索などがその例となる。

ボソンのうち、ゲージボソンは標準模型を支配する4つの相互作用を媒介する粒子であり、この4つの相互作用とは、強い相互作用、電磁気相互作用、弱い相互作用、重力相互作用を指す。この相互作用それぞれに対し、グルーオン(g)、光子(γ)、弱ボソン(Z^0 と W^\pm)が割り当てられているのだが、重力相互作用については、標準模型の枠組みでは記述できておらず、媒介粒子も発見されていない。スカラーボソンは、弱ボソンの質量を説明するために導入されたヒッグス場の存在に伴って現れる、ヒッグス粒子(H^0)である。ヒッグス粒子は、2012年にLHC-ATLAS実験及び同じくLHCを用いたCMS実験において新たなボソンとして発見され、2013年にヒッグス粒子であることが確認された。この発見により、標準模型を構成する全ての粒子が実証され、標準模型は素粒子物理学の基礎として確立された。

しかし、標準模型において記述できない事象も多く、それらを説明付けるための新たな理論が必要となっている。例えば、重力相互作用の記述、ダークマターに対する説明、ヒッグス粒子の質量が標準模型の枠組みのみでの計算より軽いこと(階層性問題)に対する説明などが標準模型の抱える代表的な問題となる。

2.2 超対称性模型(SUSY)の物理

超対称性模型は、標準模型の抱える問題のいくつかを説明付ける理論模型として、存在が予言されている。超対称性模型では標準模型の中の各粒子に対して、フェルミオンに対してはボソンの、ボソンにはフェルミオンのパートナーが存在するとして、その中で最も軽い超対称性粒子をLSPと呼んでいる。存在が予言されている超対称性粒子の一覧を表3に示す。モデルによってLSPがどの粒子であるかは異なるが、一般に電荷を持たないニュートラリーノ χ^0 やグラビティーノがLSPとされる。超対称性模型ではR-パリティと呼ばれる、標準模型粒子は正、超対称性粒子は負となるような対称性があるとされる。R-パリティが保存するのであれば、LSPは標準模型粒子に崩壊することはなく、安定となる。一方、R-パリティが保存しないことを仮定する模型も存在し、この場合はLSPはより質量の軽い標準模型粒子に崩壊できる。超対称性粒子の質量とスピン以外のパラメータは、パートナーである標準模型の粒子と変わらないものと考えられている。

表3: 超対称性粒子の種類と各種パラメータの一覧

スフェルミオン	スカラークォーク	第1世代	第2世代	第3世代	スピン	電荷
		\tilde{u}	\tilde{c}	\tilde{t}		
		\tilde{d}	\tilde{s}	\tilde{b}	0	-1/3
スレプトン	\tilde{e}	$\tilde{\mu}$	$\tilde{\tau}$	0	-1	
	$\tilde{\nu}_e$	$\tilde{\nu}_\mu$	$\tilde{\nu}_\tau$	0	0	
ボシーノ					スピン	電荷
	ニュートラリーノ(χ^0)	$\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0$			1/2	0
	チャージーノ(χ^\pm)	$\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm$			1/2	± 1
	グルイーノ (グラビティーノ)	\tilde{g} \tilde{G}			1/2 +3/2	0 0

超対称性の導入によって、標準模型では説明できなかった階層性問題などに対する説明することができる。観測されるヒッグス粒子の質量 M_H は、実際の質量 M_{H_0} に量子補正がかかったもの

であり、

$$M_H^2 = M_{H_0}^2 + \delta M_H^2 \quad (1)$$

$$\delta M_H^2 = -\frac{g^2}{(4\pi)^2} \Lambda^2 + \text{高次の項} \quad (2)$$

と表される。 Λ は標準模型が適用できなくなるエネルギースケールであり、これをプランクスケール ($\sim 10^{19}$ GeV) と仮定した場合、ヒッグス粒子は観測された質量 (~ 126 GeV) よりも 6 桁ほど重くなってしまう。しかし、超対称性粒子を導入することにより、式 (1) は

$$M_H^2 = M_{H_0}^2 - \frac{g^2}{(4\pi)^2} \Lambda^2 + \frac{g^2}{(4\pi)^2} \Lambda^2 + \text{高次の項} \quad (3)$$

となり、量子補正の発散を抑えることができる。また R-パリティが保存される場合、LSP は安定な粒子となるためダークマターの候補となることができ、ダークマターの存在を説明することもできる。R-パリティが保存しない場合であっても、LSP がグラビティーノであるような模型においては、グラビティーノが重力による崩壊しかならないため、十分寿命が永く安定となり、ダークマターの候補となることが考えられる。

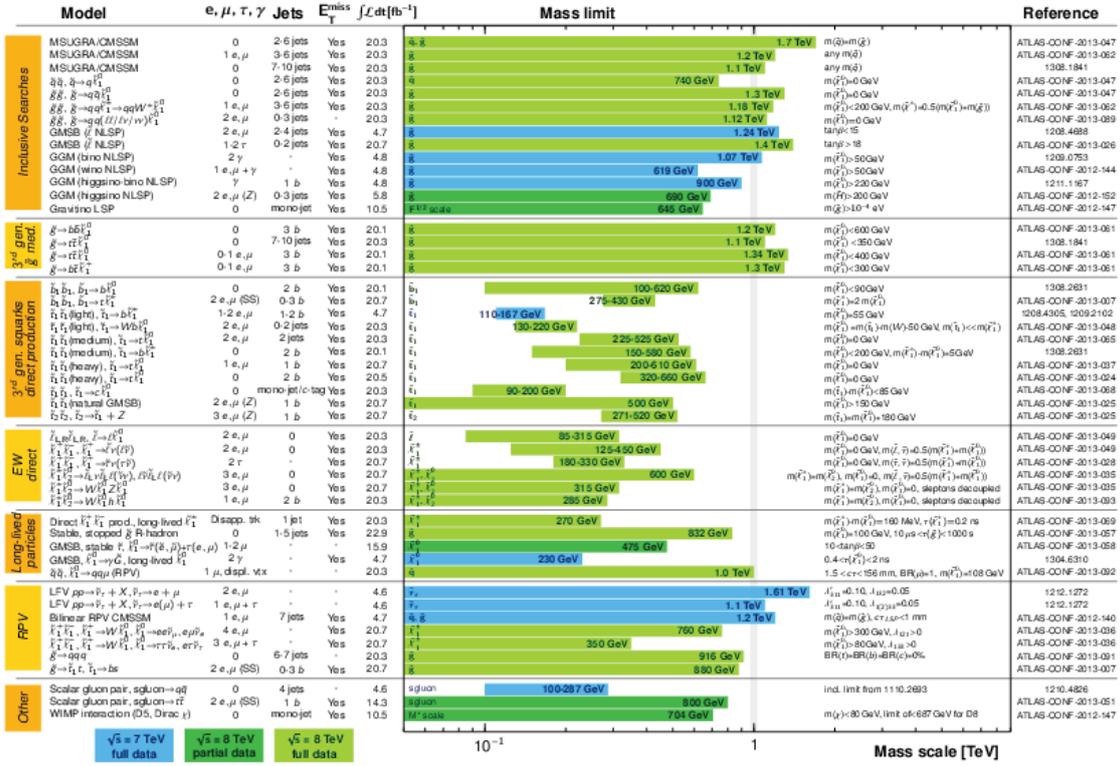
2.3 LHC で期待される物理

ヒッグス粒子が発見された今、LHC では主にヒッグス粒子の性質の精密測定、新物理の探索を目的としている。特に新物理の探索においては、過去の実験から飛躍的に上昇した重心系エネルギー、そして高輝度の衝突データを利用し、以下の 2 つのアプローチが可能である。

- 質量が大きいと予測される粒子の直接生成事象の探索
- いままで大量に生成することが難しかった粒子を大量に確保することによる、分岐比測定などの精密測定などによる間接的な新物理探索

これにより、LHC-ATLAS 実験では超対称性粒子の探索のみならず、幅広い新物理に対する探索が可能となっている。実際に図 1、図 2 に示すように、2012 年までのデータを用いて実験的制限を設けることのできた未発見粒子は、数多く存在する。

LHC-ATLAS 実験ではこの双方が可能である。しかし直接生成事象の探索において、その崩壊によって放出される粒子のエネルギーが高くなる場合が多いのに対し、間接事象探索においては、検出すべき粒子のエネルギーが比較的低いものがほとんどである。よってこの 2 つを両立するためには、幅広いエネルギーの粒子に対して十分に検出器の性能が保証されていることが必要である。本研究は、低いエネルギーの粒子に対する性能評価を行うことにより、主に間接的事象探索に対して貢献を図るものである。



*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. All limits quoted are observed minus 1 σ theoretical signal cross section uncertainty.

図 1: 超対称性模型の各超対称性粒子に対して、LHC-ATLAS 実験が与えた質量領域の制限

2.4 本研究の動機となる物理

本研究に深く関わってくる物理過程として、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊探索について述べる。

2.4.1 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊探索

$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊過程は、標準模型においては厳しく制限される荷電レプトンフレーバー保存の破れ (cLFV) の探索のひとつである。cLFV 探索実験は、これまでスイス・チューリヒのポールシェラー研究所 (PSI) で行われている MEG 実験での $\mu \rightarrow e\gamma$ の探索などが盛んに行われており、 τ を用いた探索実験は日本の高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で行われた Belle 実験、アメリカの米国スタンフォード線形加速器センター (SLAC) で行われていた BaBar 実験で主に行われてきた。このセクションでは、この $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊探索の物理と現状をまとめる。

$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊過程の物理

$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊は、標準模型においては厳しく禁止され、存在しないものと考えられていたが、近年図 3 に示すようにニュートリノ振動の存在が発見されることで、僅かながら存在しうることが予想されるようになった。しかしその崩壊分岐比は $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) \sim 10^{-54}$ と計算されるため、やはりこの信号を有意に観測することはほぼ不可能である。

一方、超対称性模型などの標準模型を越える物理の存在を仮定した場合は、スカラーフェルミオン ($\tilde{\mu}, \tilde{\tau}, \tilde{\nu}$) とニュートラリーノ ($\tilde{\chi}^0$) やチャージーノ ($\tilde{\chi}^\pm$) からなるゲージーノ ($\tilde{\lambda}$) を媒介することにより、図 4 に示すような崩壊が可能となる [1,2]。この場合の崩壊分岐比は、 $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) \sim 10^{-9}$ と予測されており、現在の実験技術で十分観測が望める領域となっている。このように、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$

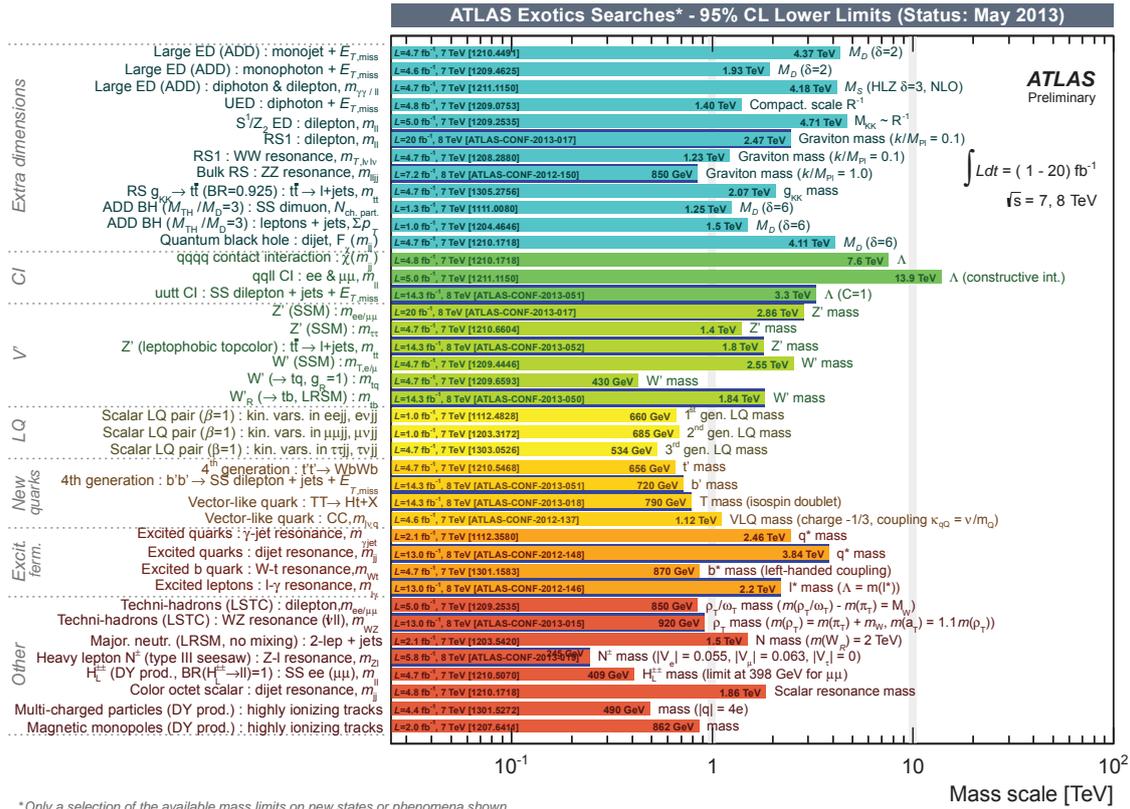


図 2: 超対称性粒子を除く、未発見粒子に対して LHC-ATLAS 実験が与えた質量領域の制限

崩壊はその崩壊分岐比の精密測定によって新物理が発見できる可能性があり、非常に探索する価値のある事象である。

$\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊探索の詳細と現状

現在、この崩壊分岐比に対する最も厳しい実験的制限は、Belle 実験と BaBar 実験によって与えられた $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) = 2.1 \times 10^{-8}$ [3, 4] となっており、目標となる 10^{-9} の領域には届いていない。この2つの実験は、どちらも電子陽電子衝突型の加速器を用いた実験であり、 $\Upsilon(4S)$ の質量にあたる 10.58 GeV のエネルギーでの高輝度のビーム衝突を行うことで、B メソン対を大量に生成することを目的としている。しかしこの際に、電子陽電子の対消滅対生成による τ 粒子も大量に生成されるため、 τ 粒子についての研究も高精度で行うことが可能であった。これらのレプトンコライダーを用いた実験における、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ を含む τ 粒子を用いたレプトンフレーバーの破れを含む崩壊の分岐比に対する上限値を、図 5 に示す。

一方、LHC においては、LHCb 実験が同様の崩壊の探索を行い、 $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) = 7.8 \times 10^{-8}$ [6] という上限を与えている。また、CMS 実験では、この崩壊分岐比を与えることは未だにできていないが、 30 fb^{-1} の積分ルミノシティにあたる統計量を蓄積すれば、 $\text{Br}(\tau \rightarrow \mu\mu\mu) = 3.8 \times 10^{-8}$ 程度の上限を与えることができるとする研究がされている [7]。

LHC-ATLAS 実験における探索

LHC では、高エネルギーの陽子陽子衝突を行い、質量の比較的大きい弱ボソン (質量 $\sim 10^2 \text{ GeV}$) や B メソン (質量 $\sim 10^1 \text{ GeV}$) を大量に生成することが可能である。図 6 に示すように、これらの

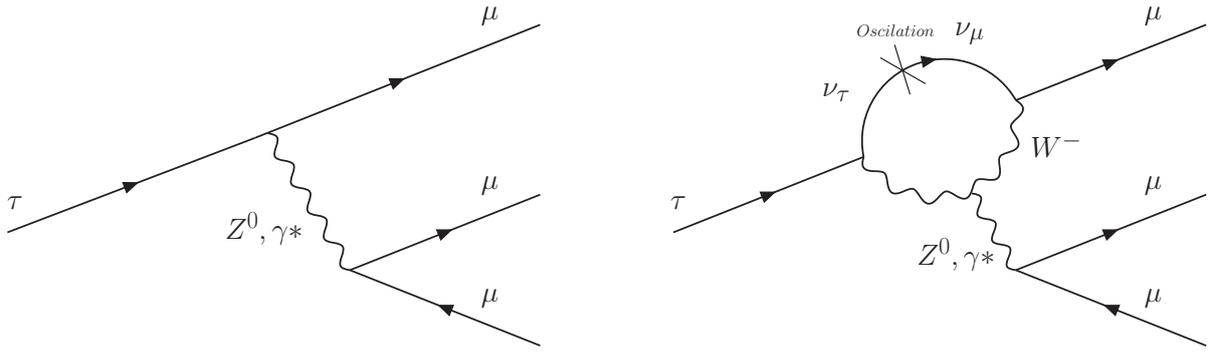


図 3: 単純な電弱相互作用ではレプトンフレーバーの破れは禁止されているため、左図のような $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊は起こらない。しかし、右図のようなニュートリノ振動を介した $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊は起こり得る。

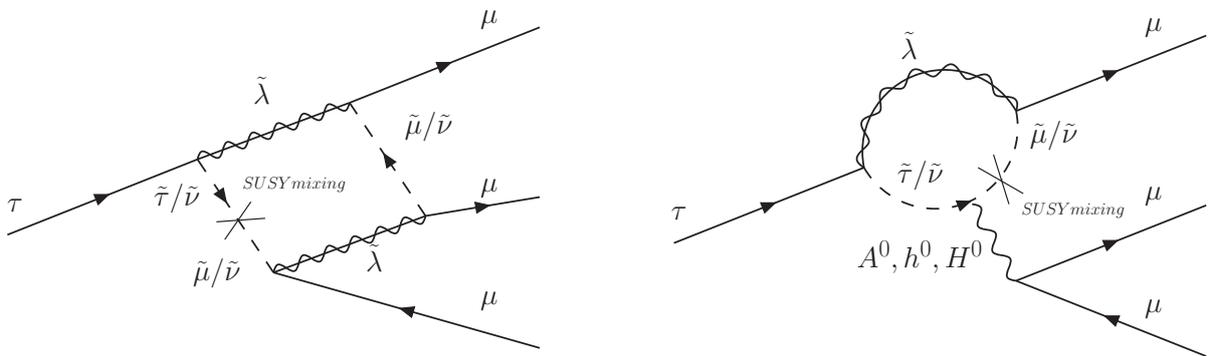


図 4: 超対称性模型を仮定した場合の $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊。左図は最も単純な MSSM (Minimal Super Symmetry Model) を仮定した場合のファインマンダイアグラムであり、右図は更にヒッグス粒子の伝搬を仮定した SUSY 模型による $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊のファインマンダイアグラムである。

粒子は τ 粒子に崩壊することができるため、LHC-ATLAS 実験ではこの過程による τ 粒子を確保することができる。重心エネルギー 14 TeV での τ 粒子の生成量は、 10 fb^{-1} あたり $W \rightarrow \tau\nu_\tau$ 過程のものが 1.5×10^8 個、 $Z \rightarrow \tau\tau$ 過程のものが 2.9×10^7 個、B メソン由来のものが 6.7×10^{11} 個と計算されている。実際には 2012 年度でも 20.4 fb^{-1} のデータを蓄積しており、2015 年から再び稼働する時には年間 $\sim 100 \text{ fb}^{-1}$ レベルでデータを取得することが予定されているため、十分な数の τ 粒子が生成されることが期待できる。

これらの過程で生成した τ 粒子は、静止状態ではなくある程度の運動量を持って生成されるため、 $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 崩壊によって放出されるミュオンの運動量も、静止状態の τ 粒子由来のものより高くなる。しかしミュオンの運動量は最大でも 20 GeV 程度であり、LHC-ATLAS 実験で検出するミュオンの中では、運動量は比較的低いものとなる。

そのため、この探索において最も重要な課題の 1 つは、運動量の小さいミュオンに対する測定精度、ないしは収集効率である。特にトリガーについては、低運動量のミュオンを含むバックグラウンド事象が大量に存在するため、このような信号を取得するようなトリガーを導入することは、簡単ではない。この問題については、4 章で詳しく述べる。

現在は 2012 年のデータを利用した解析が開始され、崩壊分岐比に対する制限を与えることを目指している。また、2015 年からの測定においては $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ 解析専用のトリガーを導入するための研究が行われており、もし実現できればより多くのデータを蓄積し、超対称性理論で予言される 10^{-9} の分岐比まで測定感度が到達することが期待される。

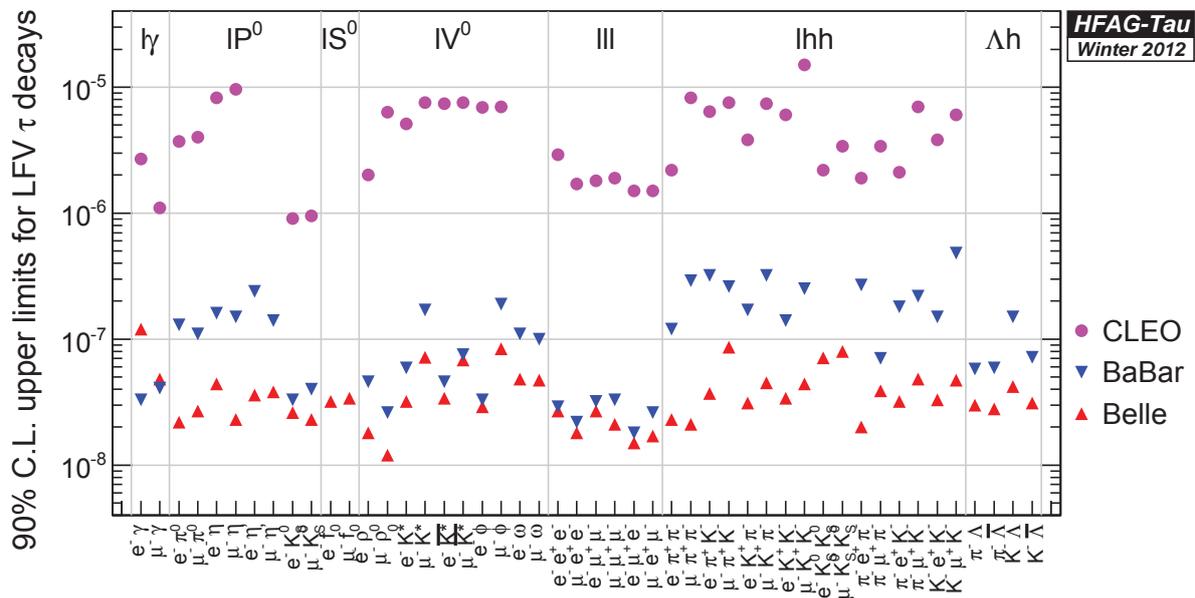


図 5: τ 粒子のレプトンフレーバーの破れを探索する各崩壊チャンネルに対する実験的上限。Belle 実験と BaBar 実験の結果に加え、その前身である CLEO 実験の結果について比較している。[5]

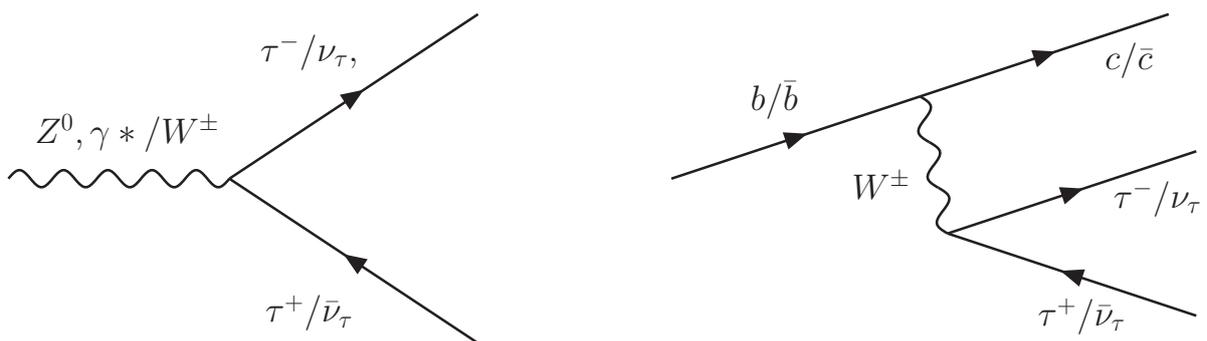


図 6: LHC での主な τ 粒子生成過程である、弱ボソンの崩壊と b クォーク (B メソン) の崩壊による τ 粒子生成。この他に c クォークを含むメソンの崩壊によっても多数の τ 粒子が得られる

3 LHC-ATLAS 実験

この章では、本実験で用いる大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) と、汎用物理探索用検出器である ATLAS 検出器について、そして実験全体の現状と将来計画について述べる。

3.1 LHC

大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) は、スイスとフランスにまたがって建設された陽子陽子衝突型加速器であり、地下 100 m に設置された全長 26.66 km のトンネル中で、互いに逆方向に加速された陽子を用いて、重心系エネルギー 14 TeV の陽子陽子衝突を行うことができるように設計されている (図 7)。前段加速器である陽子シンクロトロン (PS, SPS) を用いて加速した陽子を LHC に入射し、超伝導磁石によって最大 8.33 T の磁場をかけることで、円形軌道上を加速している。陽子の衝突は約 1.15×10^{11} 個の陽子の集団 (バンチ) 同士で行われ、衝突頻度は約 25 ns となっている [8]。LHC の各デザイン値は表 4 に示す通りである。

LHC には図 7 に示すように 4 つの衝突点が存在し、各衝突点に検出器をおくことで、研究目的の異なる実験が並行して行われている。各実験グループは、汎用検出器を用いる ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)、CMS (Compact Muon Solenoid)、重イオン衝突実験を目的にした ALICE (A Large Ion Collider Experiment)、b クォークの物理に特化した LHCb (Large Hadron Collider Beauty) の 4 つである。ATLAS と CMS はどちらも汎用検出器であるが、設計思想の違いから検出器の各部の構造及び性能は異なっており、お互いに競争相手としての役割も持っている。

2012 年の運転では、設計値のおよそ半分程度である重心系エネルギー 8 TeV での陽子陽子衝突実験を行っていた。現在は重心系エネルギー 14 TeV の運転に向け運転を休止し、約 2 年間かけてアップグレードを完了したのち、2015 年春に運転を再開する予定となっている。

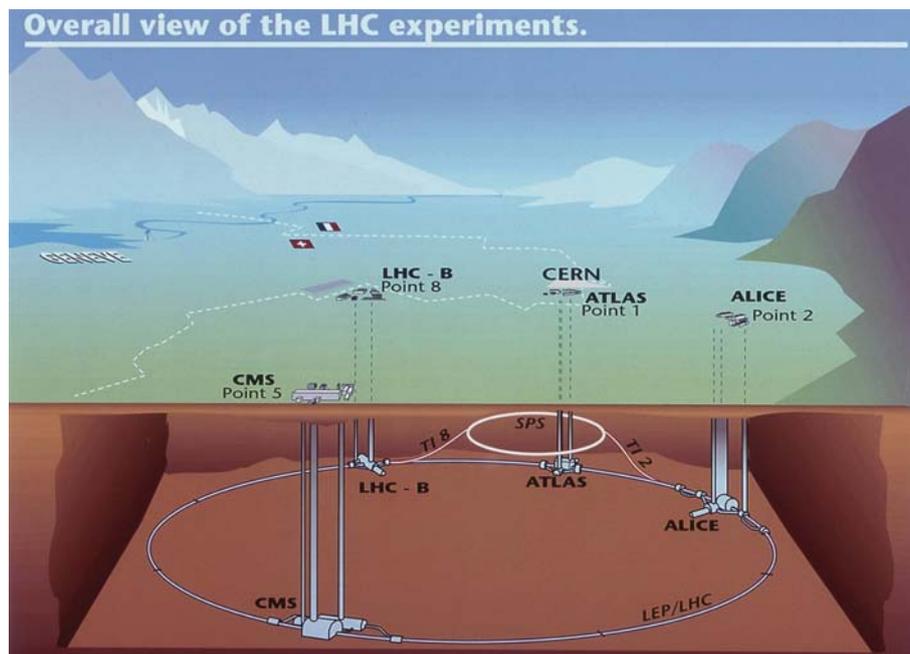


図 7: LHC の概略図

表 4: LHC の各デザイン値 [8]

リング周長	26.66 km
重心系エネルギー	14 TeV
瞬間最高ルミノシティ	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
ルミノシティ寿命	14.9 時間
想定バンチ間隔	24.95 ns
1 バンチあたりの陽子数	1.15×10^{11}
バンチ数	2808
バンチ長	1.0 ns

3.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は、ヒッグス粒子や超対称性粒子などの信号を幅広く探索するための汎用検出器であり、直径約 25 m、長さ約 44 m の円筒状のものとなっている (図 8) [9]。検出器は内側から、内部飛跡検出器、電磁カロリメータ、ハドロンカロリメータ、ミュオン検出器で構成されている。また、内部飛跡検出器とミュオン検出器による運動量測定のために、超伝導ソレノイド磁石と超伝導トロイド磁石によって磁場を生成している。内部飛跡検出器ではビーム軸と平行な方向に磁場がかかるのに対し、外側にあるミュオン検出器の領域にはビーム軸方向に垂直な方向に磁場がかかるように設置しているのが、本実験の大きな特徴でもある。

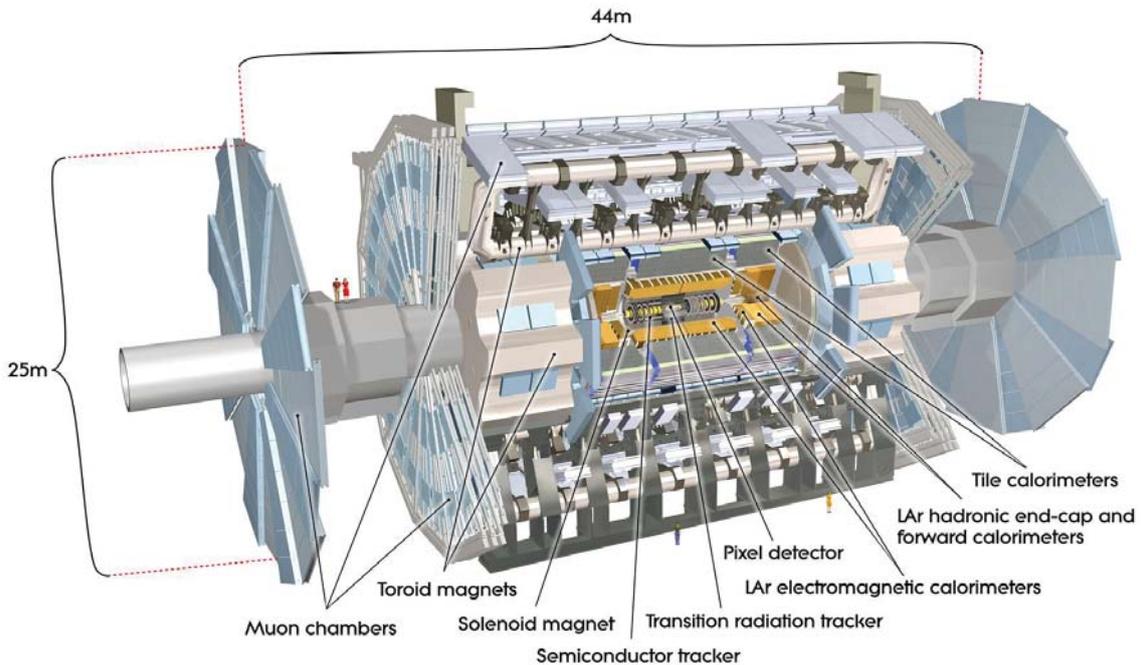


図 8: ATLAS 検出器の概略図

検出器、及び解析で利用する運動学変数

ATLAS 検出器ではビーム軸方向を z 軸とし衝突点を基準点とする。この z 軸を中心軸として、動径方向を r 、方位角を ϕ とするような円筒座標系を用いている。また直交座標系として、地面と平行でリング中心を向く方向を x 、地面に垂直な方向を y と定義している。また、極角を θ とし、擬ラピディティを $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ と定義している。ATLAS 検出器のミュオン検出器は、この擬ラピディティを用いて $|\eta| < 1.05 (38.6^\circ < \theta < 141.4^\circ)$ をバレル領域、 $|\eta| > 1.05 (0^\circ < \theta < 38.6^\circ, 141.4^\circ < \theta < 180^\circ)$ をエンドキャップ領域と分類されている。バレル領域は円筒型検出器の側面に相当し、エンドキャップ領域は端面に相当する。バレル領域とエンドキャップ領域では、検出器の形状や仕組みが大きく異なっている。

陽子陽子衝突実験においては、衝突時のクォークまたはグルーオンの持つエネルギーが不確定であり、ビーム軸付近の粒子検出が難しいなどの理由から、ビーム軸方向のエネルギー保存を仮定することは困難である。そのため一般に、エネルギーが保存するビーム軸に垂直な方向に射影した運動量(横方向運動量, p_T)や、エネルギー(横方向エネルギー, E_T)を利用する。これらはそれぞれ式(4)によって定義される。

$$\begin{cases} p_T = p \sin \theta \\ E_T = E \sin \theta \end{cases} \quad (4)$$

粒子の識別

LHC-ATLAS 実験での粒子識別は他の加速器実験の場合と同様に、複数の検出器の情報を組み合わせることで可能となっている。例えば電子に対しては、内部飛跡検出器に飛跡があり、電磁カロリメータでシャワーを形成していることで判別される。光子やハドロンとは内部飛跡検出器での飛跡の有無、ハドロンカロリメータでの信号の有無によって区別される。また、最外層にあるミュオン検出器で検出されるのはミュオンのみであるため、ミュオンはミュオン検出器で検出されたかどうかで識別される。最後に、ニュートリノの検出はどの検出器においてもされないため、横方向の運動量保存を仮定した場合のエネルギー欠損(E_T^{miss})として、間接的にのみ観測が可能である。

3.2.1 内部飛跡検出器

ATLAS 検出器の内部飛跡検出器は、生成される膨大な数の荷電粒子の飛跡を正確に再構成することが必要なため、高い位置分解能が要求される。検出器の構成は、内側からピクセル検出器(Pixels)、シリコンストリップ検出器(SCT)、遷移放射飛跡検出器(TRT)となっている(図10)。

Pixel と SCT は $|\eta| < 2.5$ の領域での飛跡の精密測定が可能である。バレル領域では Pixel と SCT がそれぞれ3層、4層の同心円筒状に配置されており、エンドキャップ領域では両側に3層、9層の円盤状の検出器が配置されている。Pixel は1つのピクセルのサイズが $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ で厚さは $250 \mu\text{m}$ となっており、位置分解能は r 方向、 ϕ 方向には $12 \mu\text{m}$ 、 z 方向には $70 \mu\text{m}$ となっている。Pixel は最も衝突点に近い検出器であるため、高い位置分解能の他にも高い放射線耐性をもつことが大きな特徴である。SCT は2枚のシリコンストリップセンサーが 40 mrad の角度で張り合わされたものを1つのモジュールとし、読み出されたストリップの交点を入射粒子の位置として検出する仕組みとなっている。各シリコンストリップセンサーには、 6.4 cm の長さのストリップが $80 \mu\text{m}$ の間隔で配置されている。位置分解能は入射角によっても異なるが、検出器に垂直に粒子が入射した場合の片側のシリコンストリップセンサーの位置分解能は、 $\sim 23 \mu\text{m}$ である。TRT は半径 4 mm のドリフトストローチューブで構成され、 $|\eta| < 2.0$ の領域に感度を持つ。チューブ上の検出器であるため、 z 方向の位置情報は測定できないが、遷移放射による検出エネルギーが粒子によって異なるため、電子と π 粒子の判別に用いられるなど、粒子識別に用いることができるという特徴を持っている。

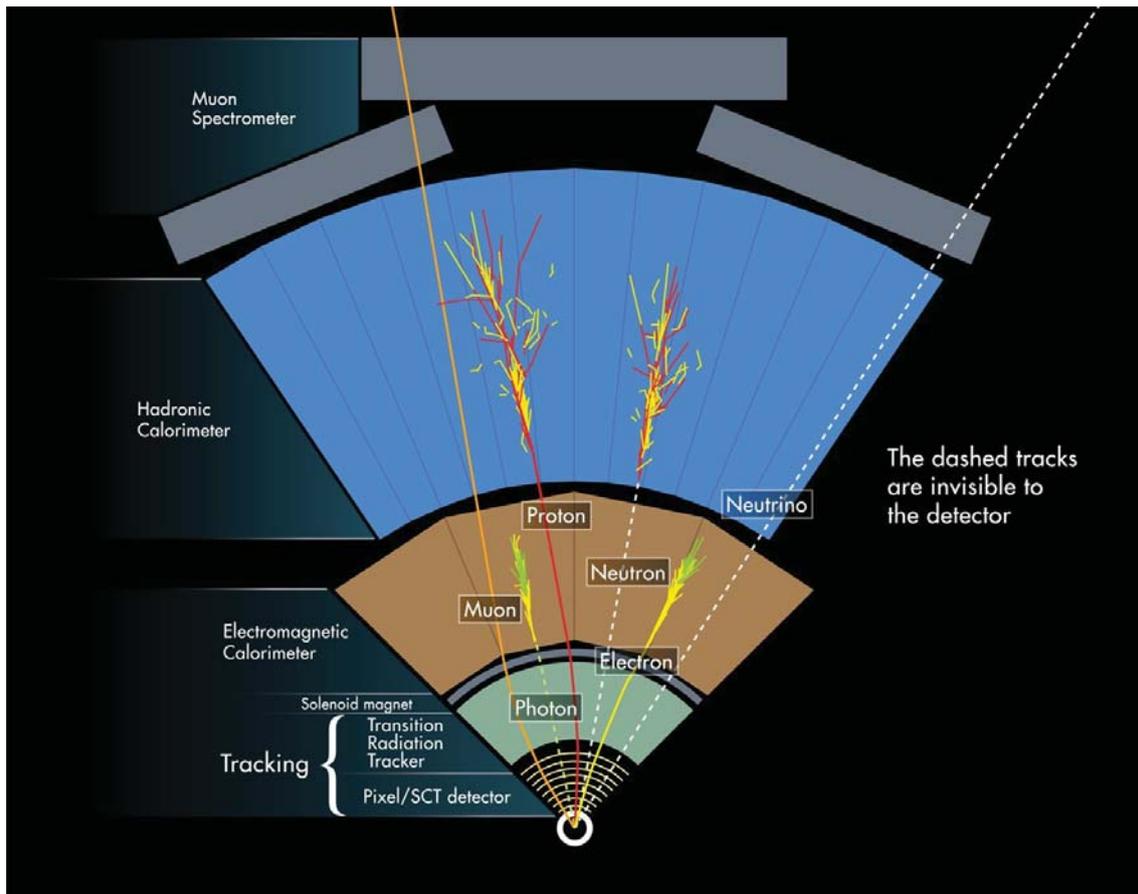


図 9: ATLAS 検出器における各粒子の検出とその識別

内部飛跡検出器には超伝導ソレノイド磁石によって2 Tの磁場がz方向にかけられており、荷電粒子は ϕ 方向に曲げられる。そのため、飛跡の位置や衝突点を精密に測定する以外にも、曲率半径から p_T を測定するという重要な役割となっている。

3.2.2 カロリメータ

ATLAS 検出器のカロリメータは、大きく分けて電磁カロリメータとハドロンカロリメータの2つからなる(図 11)。電磁カロリメータは鉛の吸収体と液体アルゴンで構成されるサンプリングカロリメータであり、 $|\eta| < 3.2$ の領域に感度を持つ。主に電子と光子の検出を目的としており、入射時に電磁シャワーを起こしてエネルギーを落として静止することを利用して、エネルギーを測定することができる。ハドロンカロリメータはその外側に位置しており、バレル($|\eta| < 1.7$)では鉄の散乱体とプラスチックシンチレータ、エンドキャップ($1.5 < |\eta| < 3.2$)では液体アルゴンハドロンカロリメータがそれぞれ使用されている。また、ビームパイプ周辺($3.2 < |\eta| < 4.9$)には電磁カロリメータとハドロンカロリメータの役割を兼ねている、前方液体アルゴンカロリメータが使用されている。

3.2.3 超伝導磁石

ATLAS 検出器には、内部飛跡検出器の外側に超伝導ソレノイド磁石、カロリメータの外側に超伝導トロイド磁石が設置されている。ソレノイド磁石は内部飛跡検出器の領域に対して、z方向に2 Tの磁場をかけており、トロイド磁石はバレル領域に0.5 T、エンドキャップ領域に1 Tの磁場を、

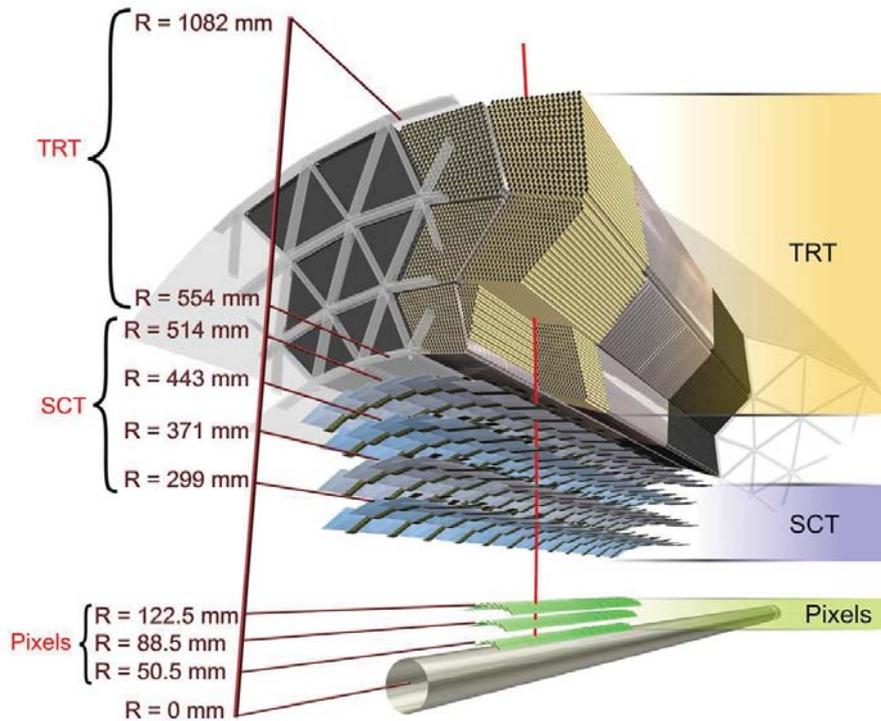


図 10: ATLAS 検出器の内部飛跡検出器の構造

それぞれ ϕ 方向にかけてミュオン検出器での p_T 測定に使われている。図 12 と図 13 に磁石の配置図と磁場の分布を示した。

3.2.4 ミューオン検出器

ミュオン検出器の目的は、ミュオンの位置や p_T の精密測定と、ミュオンを用いたトリガーを行うことである。ミュオン検出器での p_T の測定は、トロイド磁石による磁場によるミュオンの飛跡の曲率から計算される。性能としては、ミュオン検出器のみで測定した p_T が 1 TeV の時の p_T 分解能が、10% になることを目標として設計されており、 p_T は 1 GeV から 3 TeV 程までの領域が測定可能となっている。

ATLAS 検出器のミュオン検出器は、バレル領域とエンドキャップ領域で使用している検出器とその構造が大きく異なっている。バレル領域では MDT(Monitored Drift Tube) と RPC(Resistive Plate Chamber) で、エンドキャップ領域では MDT、CSC(Cathode strip chamber)、TGC(Thin Gap Chamber) で構成されるような形となっている。このうち MDT と CSC は飛跡の精密測定に使用されるのに対して、RPC と TGC は応答速度の早さを活かし、トリガーのために使用される。ミュオン検出器全体の構成の rz 断面図とバレル領域の xy 断面図を、それぞれ図 14 と図 15 に、各検出器の性能の一覧を表 5 に示す。以降では、各検出器について説明を行った後、最後にミュオンのオフライン再構成について述べる。

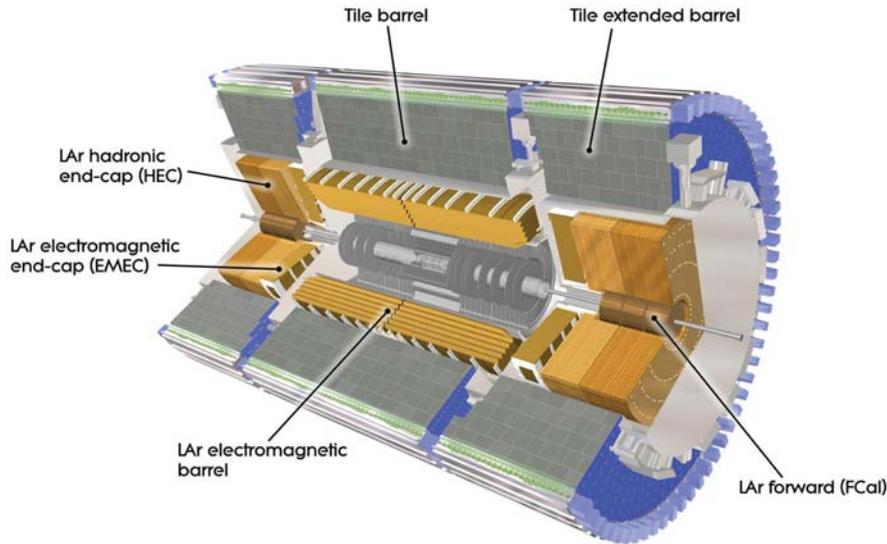


図 11: ATLAS 検出器の電磁カロリメータとハドロンカロリメータの構造

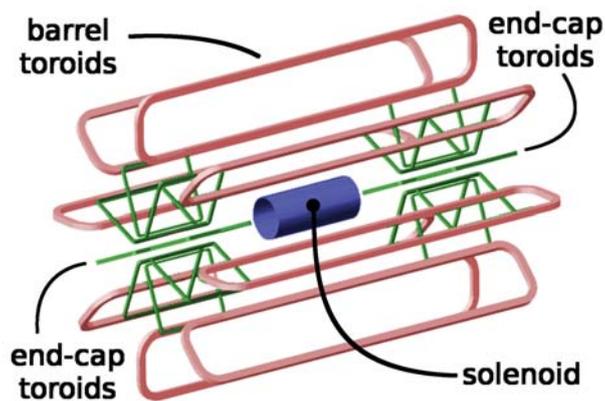


図 12: ATLAS 検出器のコイルの配置 [11]

MDT

MDT はガスとワイヤーで構成されるドリフトチューブを、図 16 のように 6 層俵積みにしてフレームに固定した状態で 1 つの検出器となる。封入されているガスは $Ar/CO_2/H_2O$ が 93:7:(1000 ppm 以下) の比率で混合したものを使用する。各ドリフトチューブの印加電圧は 3080 V であり、最大ドリフト時間は 700 ns、平均位置分解能は $80 \mu m$ である。3 層のチューブによって飛跡のセグメントを作ることによって、位置分解能は更に $35 \mu m$ まで向上させることに成功している。MDT は主にミューオンの再構成を行うための飛跡の精密測定を目的としているが、トリガーにおいても、下流のソフトウェアによる選別を行う際に重要な役割を果たしている。

CSC

CSC は検出器前方の $2.0 < |\eta| < 2.7$ に感度を持つ。この領域ではミューオンのレートが高いため、MDT の代わりに読み出し速度の速い CSC で精密測定を行う。CSC の概形、設置図は図 17 に示した通りであり、大小 8 枚のチェンバーによる入れ子構造となっている。1 つ 1 つの検出器は、

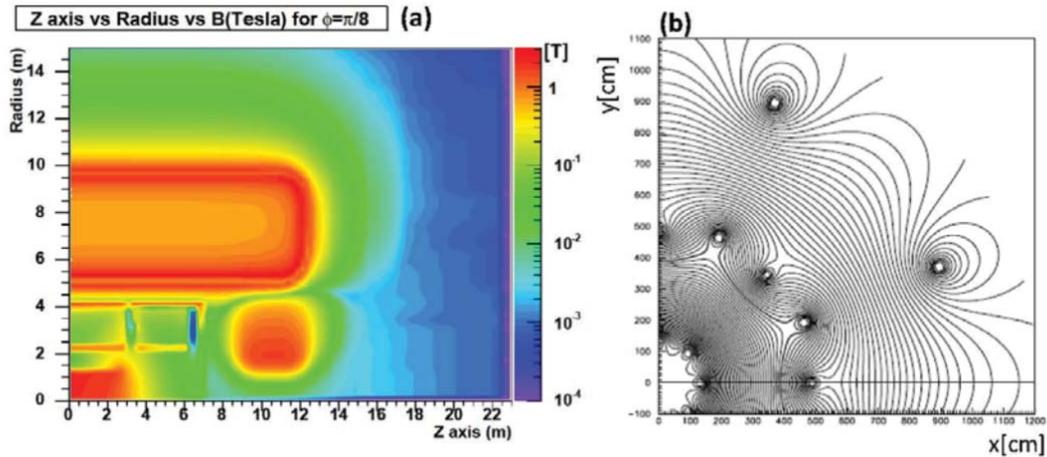


図 13: 磁束密度の rz 平面分布 (左) と、 xy 平面分布 (右) [12]。バレルとエンドキャップの継ぎ目では磁場が弱く、かつ不均一になっている部分がある。

$Ar : CO_2 = 80 : 20$ の混合ガスを用いたカソード読み出しの MWPC であり、印加電圧は 1900[V]、アノードワイヤーの間隔は $30 \mu\text{m}$ としている。位置分解能は $40 \mu\text{m}$ となっており、読み出しレートは MDT の $150[\text{Hz}/\text{cm}^2]$ に対し、 $1000[\text{Hz}/\text{cm}^2]$ となっている。

RPC

RPC はバレル領域 ($|\eta| < 1.05$) に設置されているトリガー用の検出器である。その特長は読み出し速度が 1.5 ns 程度と非常に速いことであり、検出効率も 98.5% 以上と高い。その反面位置分解能は 10 mm 程度であり、MDT に比べると劣っている。RPC は平行板間にガスを封入し、電圧をかけて読み出しを行う、ガスプレートチェンバーである。封入するガスは $C_2H_2F_2 : Iso-C_4H_{10} : SF_6 = 94.7 : 5.0 : 0.3$ の混合気体であり、平行板はプラスチック製である。印加電圧は $4.9[\text{kV}/\text{mm}]$ であり、直行して設置されたストリップの信号から、二次元の位置情報を読み出すことが可能となっている。RPC は、衝突点から外側に向かって各領域に 3 枚ずつ配置されており、図 18 に示すように、中央の MDT を挟み込むように 2 枚、外側の MDT の内側に 1 枚設置されている。

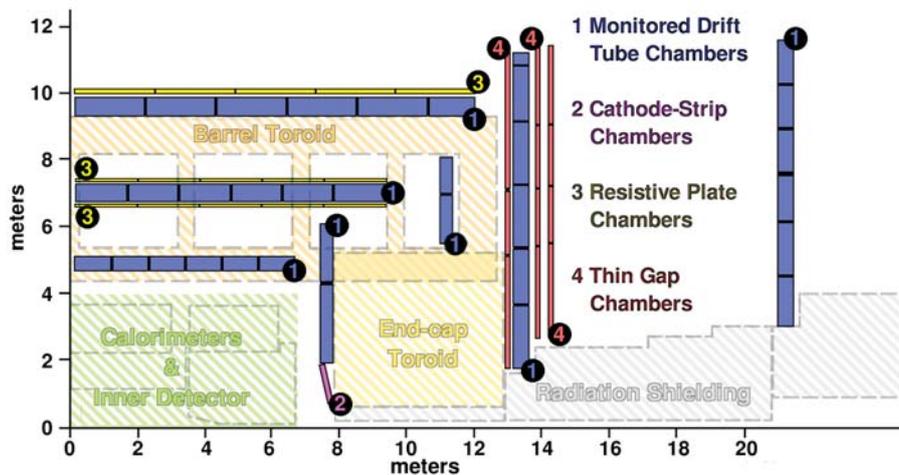


図 14: ATLAS 検出器のミュオン検出器の構造 (rz 平面) [11]

表 5: ミュオン検出器の各部の性能 [9]

MDT	<ul style="list-style-type: none"> - 有感領域 - チェンバー数 - チャンネル数 - 位置分解能 (z/r) - 用途 	$ \eta < 2.7$ (最内層 $ \eta < 2.0$) 1088(1150) 339000(354000) 35 μ m 精密測定
CSC	<ul style="list-style-type: none"> - 有感領域 - チェンバー数 - チャンネル数 - 位置分解能 (z/r) - 位置分解能 (ϕ) - 応答速度 - 用途 	$2.0 < \eta < 2.7$ 32 31000 40 μ m (r 方向) 5 mm 7 ns 精密測定
RPC	<ul style="list-style-type: none"> - 有感領域 - チェンバー数 - チャンネル数 - 位置分解能 (z/r) - 位置分解能 (ϕ) - 応答速度 - 用途 	$ \eta < 1.05$ 544(606) 359000(373000) 10 mm (z) 10 mm 1.5 ns トリガー
TGC	<ul style="list-style-type: none"> - 有感領域 - チェンバー数 - チャンネル数 - 位置分解能 (z/r) - 位置分解能 (ϕ) - 応答速度 - 用途 	$1.05 < \eta < 2.7$ 3588 318000 2 – 6 mm (r) 3 – 7 mm 4 ns トリガー

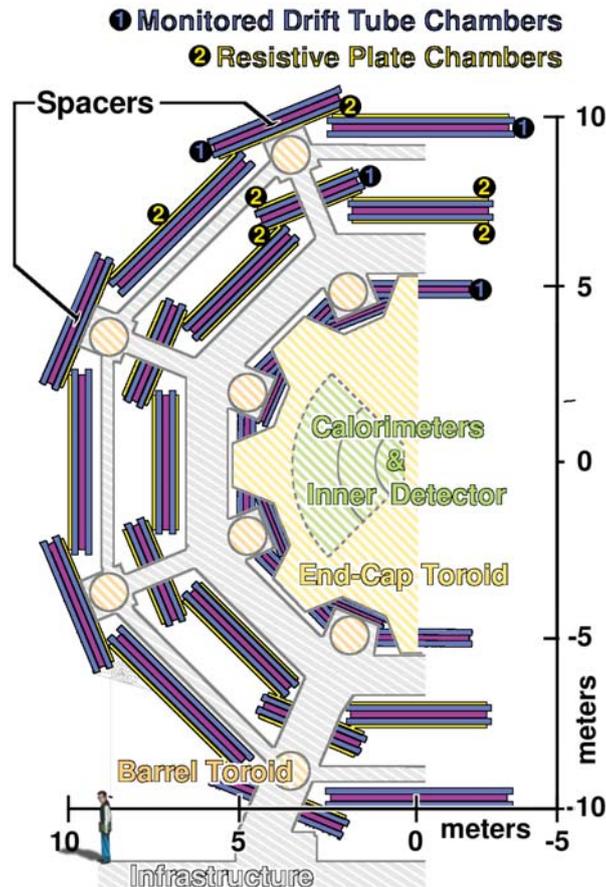


図 15: ATLAS 検出器のバレル領域におけるミュオン検出器の構造 ($r\phi$ 平面) [11]

TGC

TGC はエンドキャップ領域 ($1.05 < |\eta| < 2.4$) に設置されている、トリガー用検出器である。RPC と同様に、位置分解能が 2-6 mm 程度とそれほど高くないものの、読み出しが 4 ns 程度と速いのが特長である。アノードワイヤーとカソードストリップによる読み出しによって、2次元的な位置の測定が可能な MWPC となっており、封入されているガスは、 $CO_2 : (n - pentane) = 55 : 45$ の混合気体となっている。TGC は図 14 に示すように、MDT 最内層の内側の $|\eta| < 1.9$ の領域と $1.9 < |\eta| < 2.4$ に 1 枚ずつ、MDT の中間層の両側にそれぞれ 1 枚ずつ、その外側にもう 1 枚設置されており、片側に計 5 枚の検出器が設置されている。印加電圧は $2900 \pm 100 [V]$ であり、検出効率は 99% 以上である。

3.3 ミュオンのオフライン再構成

データ解析により物理量を測定するためには、検出器で取得された情報を統合して、粒子の情報を再構成する必要がある。トリガーの段階での再構成はオンライン再構成と呼ばれ、処理速度に制限があるため、時間をかけて精密に行うことはできない。これに対し、取得後のデータでの再構成は全検出器の情報を利用し、十分な時間をかけて行うことができる。これをオフライン再構成と呼ぶ。ここでは、この研究で主に利用するミュオンのオフライン再構成について述べる。

オフラインミュオンの再構成は、ミュオン検出器のみを用いるスタンドアロンミュオンと、内部飛跡検出器の情報も加味したコンバインドミュオンの 2 つの段階に分かれる。スタンドアロンミュオンはミュオン検出器が感度を持つ $|\eta| < 2.7$ の領域を全て利用することが

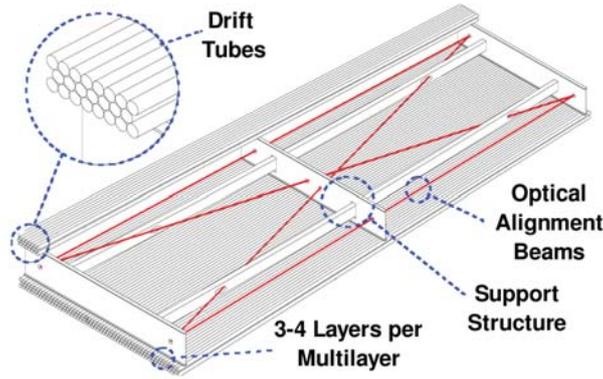


図 16: MDT の構造。赤線は光学アライメントビームであり、常にフレーム間の位置関係をモニターして調整を行うような仕組みとなっている。

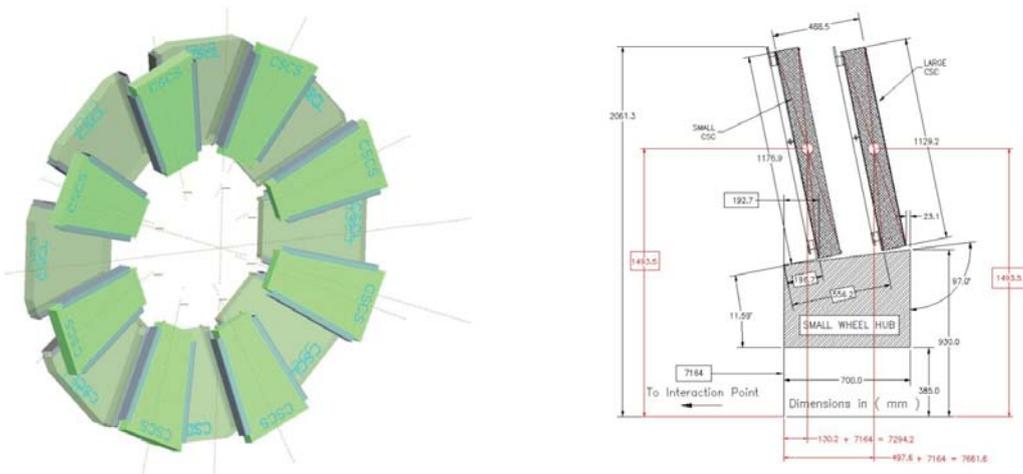


図 17: CSC の片一方の検出器の全体像(左図)と、 rz 平面で見た CSC の配置図(右図)

できるが、コンバインドミュオンは内部飛跡検出器の有感領域が $|\eta| < 2.5$ であるため、再構成できる範囲は狭い。その一方で、 p_T 分解能はコンバインドミュオンの方が優れており、 $p_T < 100$ GeV の領域では、スタンドアロンミュオンで 4-6 %、コンバインドミュオンで 2.5-3.2 %とされている [13]。

再構成を行う際には、カロリメータ内でのエネルギー損失や検出器の位置のズレの補正を行っている。前者は運動量とカロリメータのエネルギー損失の相関を補正関数によりパラメータ化し、再構成を行う際にそれを加味することで補正を行っている。後者については、超伝導磁石を稼働させていない状態での測定や、超高エネルギーの宇宙線ミュオンなどを用いて行っており、直線になるはずの飛跡からのズレを見積もることで、再構成時に補正をかけている。

3.4 LHC-ATLAS 実験の 2012 年の状況と将来計画

2012 年の運転では、デザイン値の約半分である重心系エネルギー 8 TeV の陽子陽子衝突実験が行われ、LHC-ATLAS 実験では瞬間最高ルミノシティ $7.73 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ を記録し、図 20 に示すように 1 年間の運転で積分ルミノシティ 20.3 fb^{-1} のデータを蓄積することができた。その結果、ヒッグス粒子の発見 [14] に代表されるように、素粒子物理における様々な理論の検証や探索において、重要な成果を挙げる事ができた。

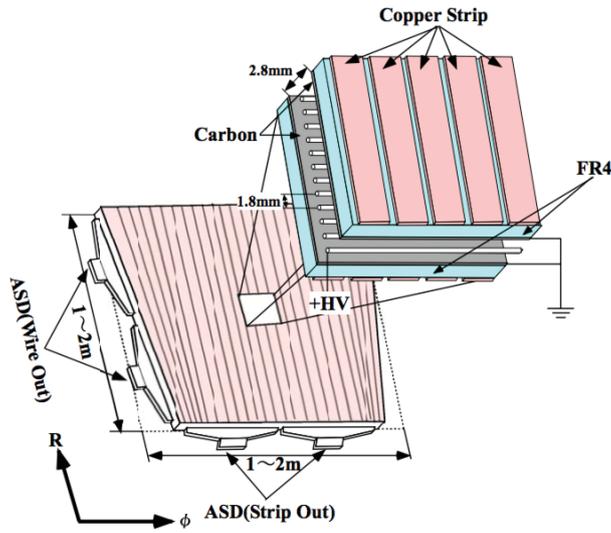


図 19: TGC の構造

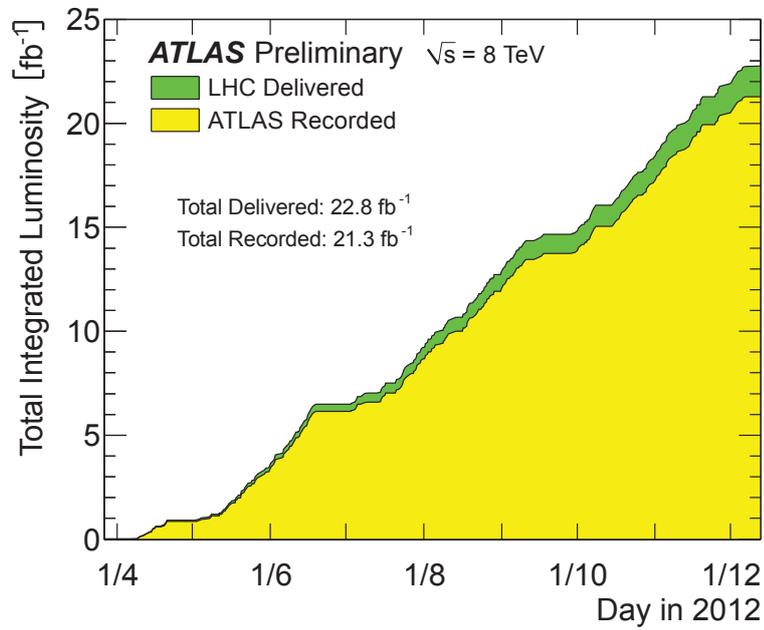


図 20: LHC-ATLAS 実験における積分ルミノシティの増加

4 ミューオントリガーシステム

LHC-ATLAS 実験におけるバンチ交差のレートは 40 MHz であり、瞬間ルミノシティ $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ での事象レートは 1 GHz にまでなると見積もられている。その一方で、データを記録するレートの限界は 400 Hz 程度であり、全ての陽子陽子衝突事象を記録するのは不可能である。そのため、データ書き込み時にあらかじめ早い選別を行い、より解析に対して重要な信号だけを記録するという方式を用いている。このシステムをトリガーシステムと呼ぶ。トリガーは様々な粒子、及び消失エネルギーなどの測定可能な物理量に対して用意されているが、特にミューオンに対するトリガーは粒子識別精度が高く、非常に重要である。この章では、トリガーシステム、特にミューオントリガーについての詳細な説明を行う。

4.1 LHC-ATLAS 実験におけるトリガーシステムの概要

LHC-ATLAS 実験のトリガーシステムは、ハードウェアでの高速処理を行うレベル 1(L1)、ソフトウェアを用いてより精度の良い選別を行うレベル 2(L2)、最後にオフライン解析とほぼ同等の事象再構成に基づく選別を行うイベントフィルター (EF) の、3 段階で構成されている。図 21

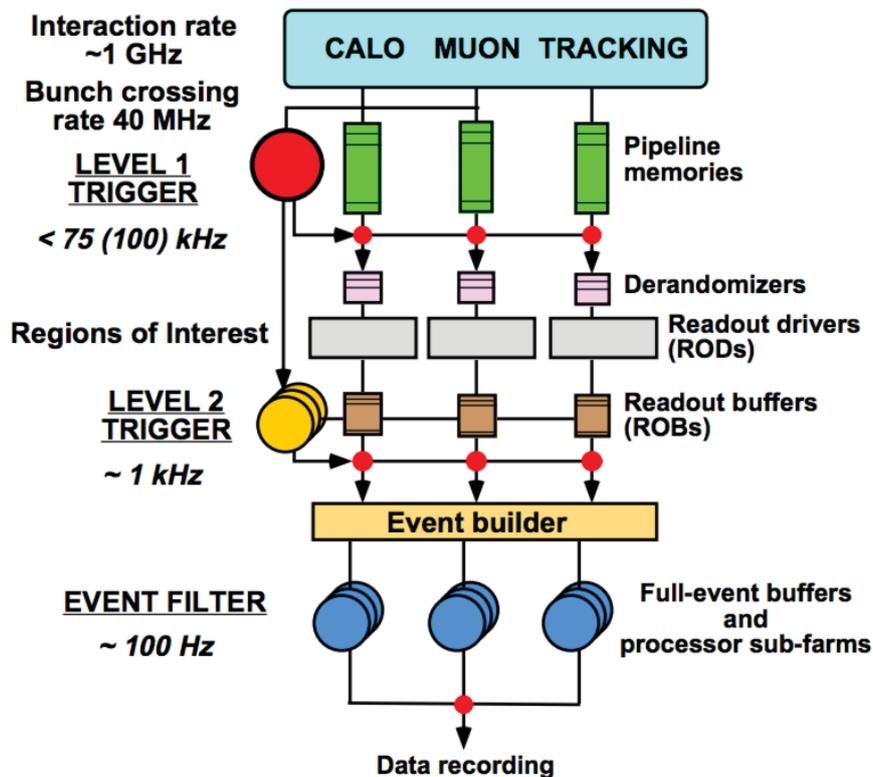


図 21: トリガーシステムの概略図 [15]

L1 はハードウェアレベルでの高速選別により、高い p_T のミューオン、電子/光子、ハドロンジェット、 τ 粒子などが検出された領域 (RoI, Region of Interest) を探索し、それを決定することを目的とする。また、カロリメータの情報から消失エネルギーを計算することで、大きな消失エネルギーがある事象も決定される。L1 での限界書き出しレートは 75 kHz となっており、RoI の決定にかけることのできる時間は $2.5 \mu\text{s}$ 程度である。

ソフトウェアを用いる L2 と EF は、まとめてハイレベルトリガー (HLT) と呼ばれている。L2 はソフトウェアレベルでの高速選別を設けるものであり、その平均プロセス時間は 3.5 ms である。

L1によって決定されたRoIを参照し、その領域のみの検出器情報を用いるため、プロセス時間を短く抑えている。ここではトリガーレートを3.5 kHzまで削減されることが要求されている。EFでは各検出器の情報を統合して、事象としての再構成を行って選別をかける。この段階での選別では、オフライン解析とほぼ同等なアルゴリズムを用いることができるため、詳細な事象選別が可能である。事象の再構成をおこなっていることから、複雑な条件のトリガーを導入することも可能であり、本研究でもそういったトリガーを用いた解析を行っている。EFに要求されるレートは400 Hz程度であり、平均プロセス時間は4 s程度となっている。

エネルギーや運動量に対する閾値が低いトリガーについては、それだけでは十分に背景事象を削減してレートを落とすことができないため、あらかじめ稼働させるレートを落とし(プリスケール)、事象を間引く形で書き込みレートを抑えている。低エネルギー及び低運動量の粒子を用いる解析では、複数の粒子、または消失エネルギーを要求するなどして背景事象を削減し、信号事象を含むデータを間引かないように工夫している。2012年の運転では、プリスケールされない単一のミュオンを要求するようなトリガーは、L2までの最低閾値が18 GeV、EFまででは最低閾値が24 GeVであった。また、L1の段階から複数の粒子を要求することでレートを下げ、閾値を上げずにプリスケールを回避することも可能であり、実際に2012年では p_T が13 GeV以上のミュオンが2つあることを要求するようなトリガーなどは、プリスケールせずに稼働させることができた。

本研究ではミュオントリガーの効率測定を行ったため、以下ではミュオントリガーの仕組みについて詳細に述べる。

4.2 ミュオントリガーシステム

ミュオントリガーにおいてもLHC-ATLAS実験のトリガーのシステムに則り、L1, L2, EFの3段階で構成されている。L1ではRPCとTGCを用いたハードウェアトリガー、L2ではMDT及び内部飛跡検出器で再構成した飛跡の情報を用いてトリガーを発行し、EFでは更に詳細な飛跡情報に基づく選別を行う。

ミュオンは物質貫通力が高く、最外殻のミュオン検出器で検出されるため、他の検出粒子に比べて粒子識別の精度が良い。そのため、ミュオンを用いたトリガーは様々な解析において有用であり、ヒッグス粒子探索のゴールデンチャンネルでもある $H \rightarrow ZZ \rightarrow \mu\mu\mu\mu$ を始め、様々な解析に対して大きな役割を果たしている。

ここからは、ミュオントリガーの各段階についての詳細な選別手法を説明する。

4.2.1 レベル1トリガー (L1)

レベル1トリガー(L1)はバレル領域ではRPC、エンドキャップ領域ではTGCをそれぞれ用いてハードウェアレベルの選別を行う。これらの検出器は応答速度が速いため、どの衝突からきた信号であるかを十分特定することができる。各領域でその選別条件などに違いがあるため、以下では各領域毎にその選別手法を説明する。

バレル領域

バレル領域では、RPCの2層目にヒットがあった場合、それに関連したヒットを他の層で探すという仕組みになっている。関連したヒットを探す領域をロードと呼び、探索するミュオンの p_T 領域毎にそれぞれの幅が定義されている。 p_T が低いミュオンは磁場中の曲がりが大きいため、ロードは広めに定義され、コインシデンスも2層でしか要求しない(図22)。一方 p_T が高いミュオンは磁場中の曲がり小さいため、ロードは狭く定義され、コインシデンスは3層全てに要求する。このためバレル領域での p_T 閾値の異なるL1の効率は、閾値周辺の p_T 領域だけでなく、閾値よりも十分高い p_T 領域でも異なっている。

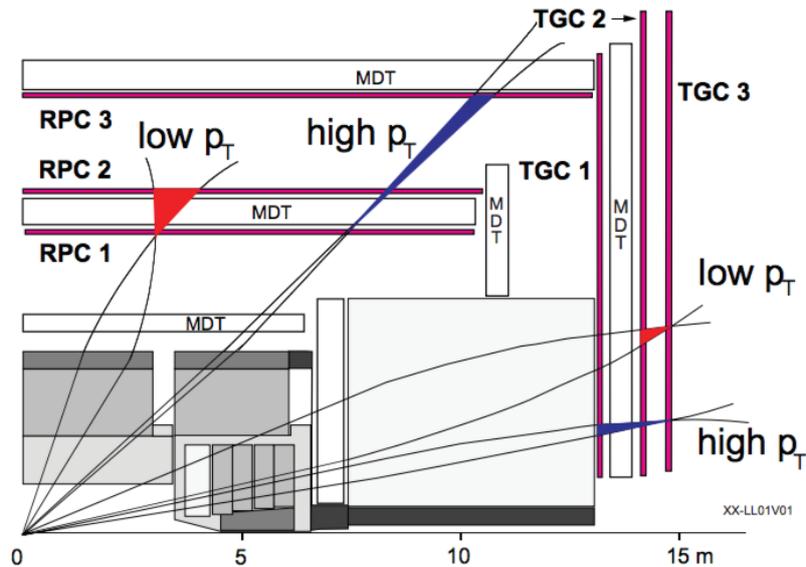


図 22: 各領域での、 p_T に対するコインシデンス条件の違い [15]

エンドキャップ領域

TGC は全体としては図 23 の左図に示すような配置となっており、2 枚で構成される doublet と 3 枚で構成される triplet(図 24) からなる、2 種類のチェンバーが配置されている。最内層は 1 層の doublet(I)、中間層は 1 層の triplet(M1) と 2 層 double(M2, M3) でそれぞれ構成され、計 9 枚の TGC が配置されている。トリガーに使用されているのは中間層の 3 層であり、バレル領域と同様にロードを定義し、コインシデンスを要求する (図 22)。M3 でのヒットを基準にロードを定義し、低い p_T に対しては M2、M3 の 2 層のコインシデンスを要求し、高い p_T に対してはこれに M1 も加えた 3 層でのコインシデンスを要求する。

また、TGC は各層が図 23 の右図に示すような円盤状のものとなっており、 $1.05 < |\eta| < 1.9$ の領域をエンドキャップ部、 $1.9 < |\eta| < 2.4$ の領域をフォワード部とそれぞれ呼んでいる。読み出し単位は 12 回回転対称となっており、各領域をセクターと呼んでいる (図 23 右図中の紫で示される領域)。各セクターについて、エンドキャップ部では ϕ 方向に 4 列チェンバーが配置されているのに対し、フォワード部では 2 列のチェンバーが配置されている。図中の青で塗られている領域はトリガーセクターと呼ばれ、エンドキャップ部で 48 分割、フォワード部で 24 分割されている。更に各トリガーセクターはエンドキャップ部で 148 個、フォワード部で 64 個のサブセクターという単位に分けられている。この大きさは、1 つの RoI に相当する。

次に、TGC を用いた L1 トリガー判定のための p_T 測定について説明する (図 25)。バレル領域とは異なり、磁場中に TGC を配置していないため、単純にスペクトロメータ方式での測定ではなく、衝突点からミュオンが飛来していることを仮定して p_T を見積もる。まず M3 のヒットと衝突点を結び、無限運動量のミュオンの飛跡と仮定する。この飛跡と M1、M2 のヒット位置の差分 (ΔR 、 $\Delta\phi$) を取り、この ΔR 、 $\Delta\phi$ に対応する p_T をあらかじめシミュレーションを用いて求めておくことで、 p_T を割り出す。この ΔR 、 $\Delta\phi$ には p_T 毎に上限値が設定されており、それにより決定される範囲をコインシデンスウィンドウと呼ぶ。 p_T 閾値が 0 というのは、この上限値を設定しないということの意味する。各 p_T に対するコインシデンスウィンドウの例を図 26 に示した。

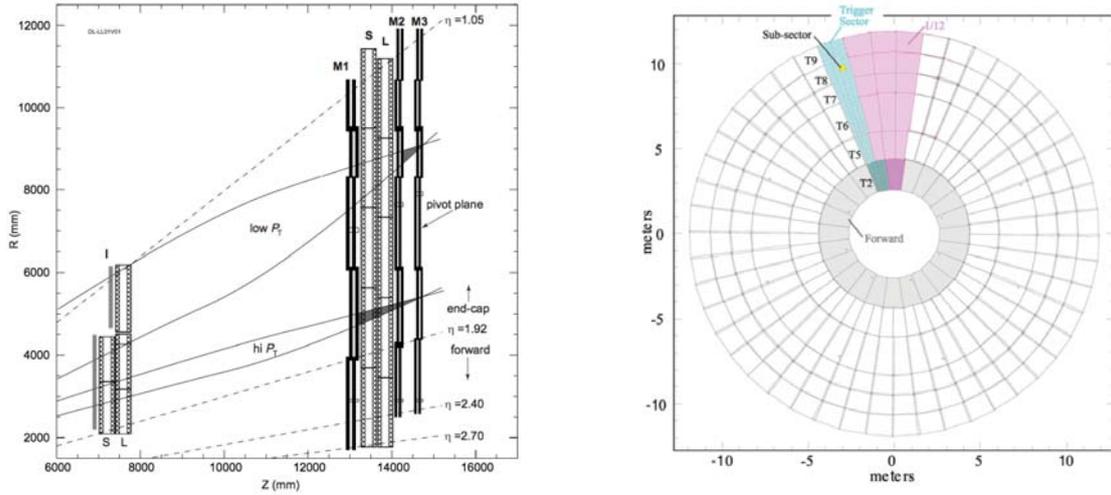


図 23: TGC の配置の rz 平面図 (左図) [15] と M3 の $r\phi$ 平面図 (右図) [16]

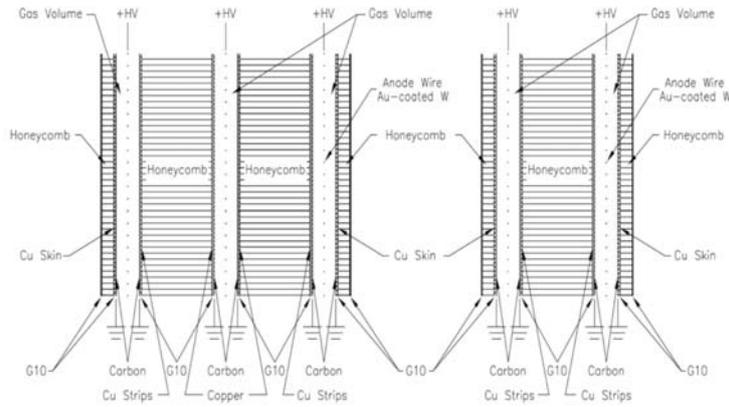


図 24: doublet と triplet の構造 [16]

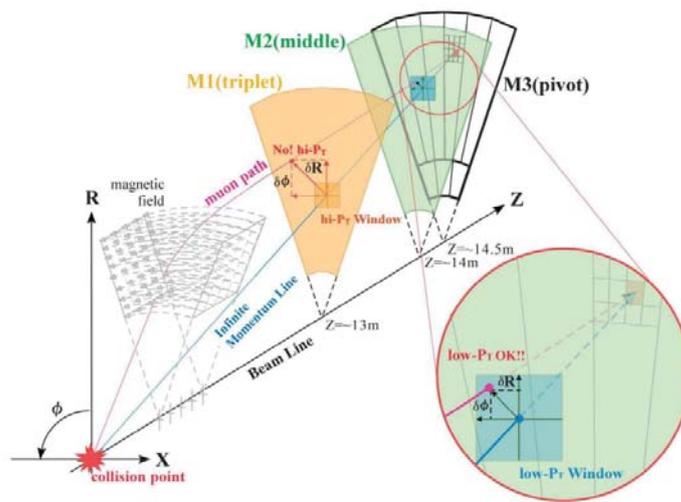


図 25: p_T 測定 の 原理 [16]

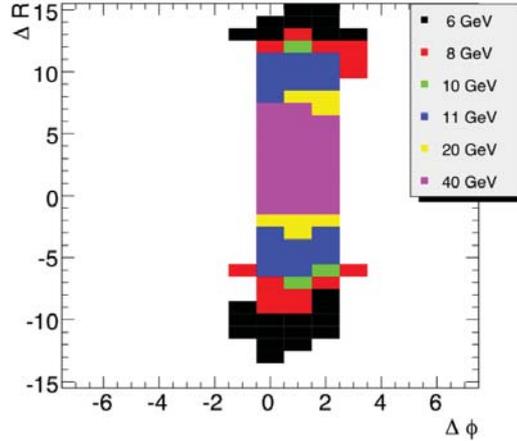


図 26: 各 p_T に対するコインシデンスウィンドウ [16]

4.2.2 レベル 2 トリガー (L2)

ミュオントリガーにおける L2 は、MDT の情報のみを用いて高速処理を行うミュオンスタンドアロントリガー (L2muonSA) と、内部飛跡検出器の情報を用いて、より正確な飛跡及び p_T の情報を用いて選別を行うコンバインドトリガー (L2muComb) の 2 段階で構成される。以下では、この各段階でのソフトウェアアルゴリズムについて説明を行う。

レベル 2 ミュオンスタンドアロントリガー (L2muonSA)

L2muonSA では、L1 で決定された RoI 周辺の MDT 情報を用いて p_T を見積もることが主な役割となる。その際のインプットレートは ~ 30 kHz と非常に高いため、ここでは高速に処理することが最優先事項である。バレル領域とエンドキャップ領域のどちらでも、そのヒット情報から得られる変数と p_T を結びつける対応表 (ルックアップテーブル、LUT) を参照して p_T を決定する。LUT はあらかじめ実データ、及びシミュレーションを用いて調整されており、検出器の位置 η, ϕ に対して細かくビン分けされて設定されている。バレル領域とエンドキャップ領域では、用いる変数及びビンの分割の仕方が異なるため、それらについて簡単に説明する。

バレル領域では、磁場中でのミュオンの曲率半径 R (図 27) を計算し、 p_T と対応づけて LUT を作成する。バレル領域の Large 部、Large Special 部、Small 部、Small Special 部それぞれに対し、 η 方向に 30 分割、 ϕ 方向に 30 分割された合計 900 の異なる (η, ϕ) 領域に対して LUT を作成することで、各検出器領域における R から p_T を割り出せるようになっている。また MDT のヒットが 2 層しかなかった場合には、原点を通ることを仮定することで、検出効率を上昇させている。

エンドキャップ領域では図 28 に示す α と β という変数を用いる。 α は中間層と最外層のヒット位置を結んだ直線と、中間層のヒット位置と衝突点を結んだ直線のなす角と定義される。最外層にヒットがなかった場合は、中間層と最外層のヒット位置を結ぶ代わりに、中間層内部での飛跡の傾きを用いる。また、 p_T が低くミュオンの曲がりが大きいため、RoI 周辺にヒットを見つけれない場合は、TGC の情報を用いて計算した α を代わりに用いることとしている。一方 β は、中間層と最外層のヒット位置を結んだ直線と、衝突点と最内層のヒット位置を結んだ直線のなす角として定義される。 α では使用していない最内層の情報を使用することで、その精度は改善するが、最内層のない領域 ($|\eta| > 2.0$) では適用できない。各領域に対して、このうち最も p_T の測定精度が良いと期待される変数を用いて LUT を作成する。通常最も精度が良いのは β であるが、 β が定義できない領域では α を用いるという方針になっている。

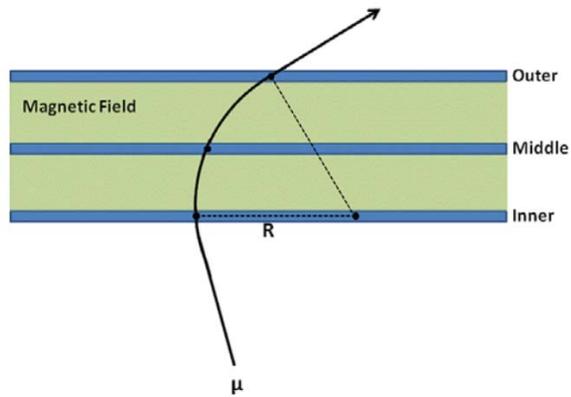


図 27: バレル領域で p_T 計算に用いられる変数である曲率半径 R [12]

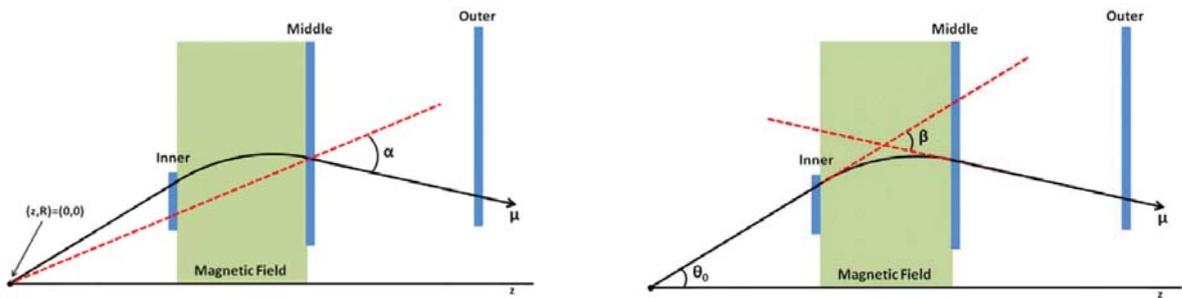


図 28: エンドキャップ領域で p_T 計算に用いられる変数である α (左)、 β (右) [12]

レベル2 コンバインドトリガー (L2muComb)

L2の後段アルゴリズムであるL2muCombでは、L2muonSAで計算された p_T と飛跡の位置情報を用いて、内部飛跡検出器での飛跡情報とマッチングを取ること、より精密に求められた p_T に対して閾値を要求して選別を行う。

まず、L2muonSAの飛跡位置から逆算して、内部飛跡検出器での飛跡を探す領域を決定する。ここで決定される飛跡探索範囲は、 $\Delta\eta$ と $\Delta\phi$ で決定され、その範囲で再構成された飛跡の中でL2muonSAの飛跡とのマッチングが取れるものを探索、決定する。この時、L2muonSAと内部飛跡検出器でそれぞれ計算された p_T を用いて、それぞれにウェイトをかけて平均を取ること、L2としての最終的な p_T を決定する。L2では、この最終的な p_T に対して閾値を設けて選別すること、事象選別を行っている。

4.2.3 イベントフィルター (EF)

EFでは、RoI基準ではなく事象全体の再構成を行った後で選別をかける。L2までに比べて処理時間の制限が緩いため、オフラインで行う再構成と同等のアルゴリズムを用いることができ、選別の精度も非常に高い。また事象全体で再構成を行うため、L2まででトリガーにかからなかったものを、この段階で再探索することができる。こういった方式をイベントフィルターフルスキャン (EFFS) と呼ぶ。例としては、L2までで p_T 閾値を18 GeVを越えるミュオンを要求するトリガーを通過してきた事象に、更に p_T が8 GeVを越えるもう1つ別のミュオンが存在するというものを要求する、といったトリガーを考えることができる。通常、EFの p_T 閾値が24 GeV以下のトリガーはプリスケールされてしまうが、こういった対象とする物理事象のトポロジーに基づいた要求を付け加えることで、結果的にプリスケールを回避しつつ閾値を下げるのが可能である。

4.3 トリガーチェイン

実際のデータ取得を行う際には、L1、L2、EFの一連の組み合わせを以て、1つのトリガーとしての選別が行われる。この組のことをトリガーチェインと呼び、LHC-ATLAS実験では複数のトリガーチェインがいくつも平行に動作している (図29)。それぞれのトリガーチェイン毎に様々な目的があり、単純に高い p_T のミュオンや電子などを利用するヒッグス粒子探索や、TeVスケールの新粒子探索、低い p_T のミュオンや電子をしっかりと捉えることが重要なBメソンの物理や、 τ レプトンの物理などが挙げられる。しかし前述した通り、閾値を下げる場合はプリスケールされてしまうため、低い p_T のミュオンや電子を単一で要求するトリガーは多くの統計を得ることができない。そのため、低い p_T のミュオンや電子を必要とする場合は粒子が複数あることを要求する、もしくは他の粒子と組み合わせるなど付加的な要求をする必要がある。このときの効率については、単純に単一要求した場合のトリガーが2回かかったものとして計算できるため、結果的に単一要求を行うトリガーの効率測定によって、全てのトリガーの効率を測定を行うことが可能である。

また、各トリガーチェインと各段階のトリガーには固有の名称が付けられている。トリガーチェインの名前は、最終的に要求するEFの名前で呼ばれ、 p_T 閾値6 GeVのトリガーはEF_mu6といったように定義される。このトリガーでは、L1でコインシデンスウインドウが6 GeVとなっているL1_MU6を用いており、そのRoIをシードしてL2ではL2_mu6を要求し、最終的にEFでEF_mu6を要求している。

一方、この解析で効率測定を行うEF_mu4Tというトリガーチェインは、L1でL1_MU4というトリガーを用いており、これは p_T 閾値は0 GeVであるが、コインシデンスを取る際に要求する層の数が、場所によって異なるという特殊なものである。これは、エンドキャップ領域でのレート削減を目的とした最適化であり、3層要求による効率の変化が少ない部分に3層のヒットを要求することにより、ミュオンに対する効率を維持したまま、できる限りノイズを抑制するようにしている (図30)。

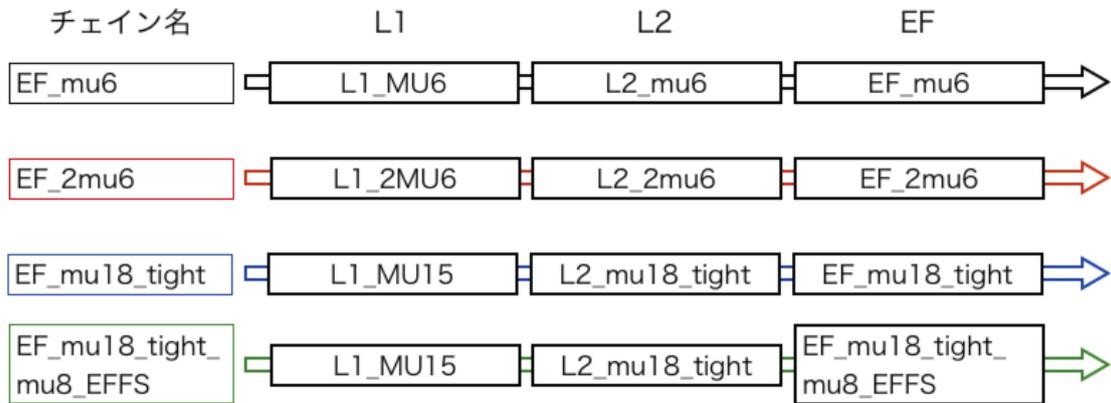


図 29: トリガーチェーンの例。単一ミューオントリガーの例として EF_mu6 と EF_mu18_tight 、L1 から複数のミューオンをトリガーするチェーンの例として EF_2mu6 、イベントフィルターフルスキャンを採用しているトリガーの例として $EF_mu18_tight_mu8_EFFS$ のフローチャートを示した。

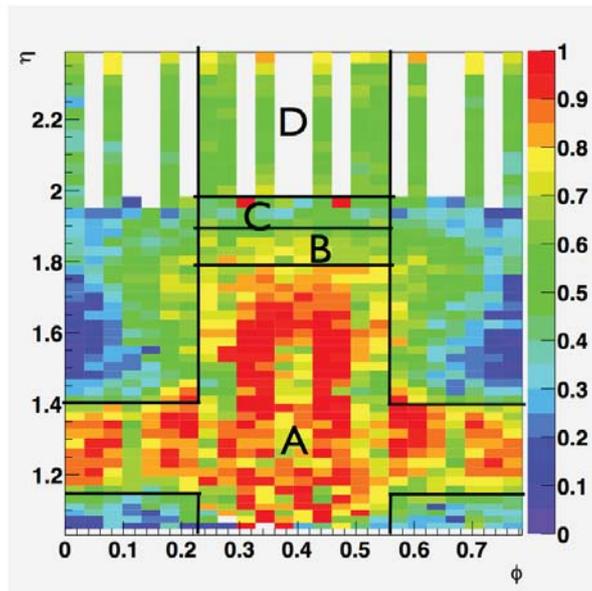


図 30: 2層のヒットを要求した場合と3層のヒットを要求した場合の比 [13]。影響が少ないと思われる A の領域では3層を要求している。

5 ミューオントリガー効率の測定

この章では、ミューオントリガーの効率測定方法について述べる。ここで測定するトリガー効率 (ϵ) とは、オフラインで再構成されるミューオンに対して、トリガーにかかった割合と定義する。

$$\epsilon = \frac{\text{Number of "Triggered" muons}}{\text{Number of "Reconstructed" muons}} \quad (5)$$

ここで参照するオフラインミューオンに対しては、トリガーの要求はされていない。測定した効率は、ミューオンの p_T や η 、及び ϕ などの関数として算出し、各パラメータに対する依存性を詳細に確かめることを目的とした。特に設定された p_T 閾値が正確に機能しているかを確認し、その性能を理解することを最も大きな目的の1つとしている。また、実データとシミュレーションを用いて結果を導出しその比較を行うことで、シミュレーションによるデータの再現性、及びシミュレーションを用いて解析する際に補正すべき値の確認を行った。

以下では、トリガーの効率測定手法である Tag&Probe 法 の概念について説明した後、比較的単純な Z 粒子を用いた高い $p_T (> 14 \text{ GeV})$ のミューオンに対して用いる手法について紹介し、最後に今回新しく開発した J/ψ 粒子を用いた低い $p_T (< 14 \text{ GeV})$ のミューオンに対して用いる手法について詳細に説明する。

5.1 Tag&Probe 法

使用する実データ、及びシミュレーションは、全て何らかのトリガーを通過した事象のみで構成される。そのため、事象を取得した際にトリガーを鳴らしたミューオンに対する効率は常に 100% になり、トリガー効率の測定に用いることはできない。本研究で用いる Tag& Probe と呼ばれる手法は、Z 粒子や J/ψ 粒子などの崩壊由来の 2 つのミューオンを用いて、一方がトリガーを鳴らしていたことを要求することで、もう一方に対してはこのような問題が起こらずに、正しい効率が測定できるというものである (図 31)。トリガー効率を測定する際には、オフラインミューオンに対

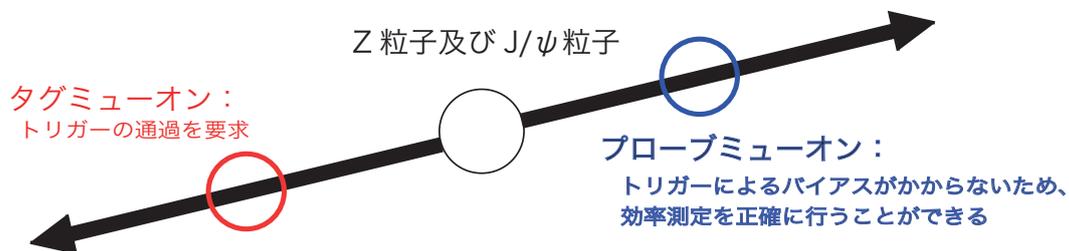


図 31: Tag&Probe 法 の概念図

し、トリガーの有無の判定を行う必要がある。判定はオフラインミューオンの飛跡と充分近い位置に、トリガーが発行されたことを条件として行い、以下の式で定義される ΔR の値がある大きさ以下であることを要求する。この ΔR に対する上限値は、ミューオンの p_T や用いる手法によって異なったものとなる。

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (6)$$

$\Delta\eta$ と $\Delta\phi$ は、比較対象となるオフラインミューオンと発行されたトリガーの η と ϕ それぞれの差である。レベル 1 及びレベル 2 トリガーの効率測定を行う際は、ミューオン検出器までに通過する磁場の影響を考慮するために、オフラインミューオンの飛跡からミューオン検出器 (TGC, RPC) の位置での通過点を導出し、L1 の RoI の位置との ΔR に対して条件を設けた。一方 EF の効率測定には、EF で再構成されたミューオンの発生点での方向とオフラインミューオンの方向の ΔR を用いるため、このような操作は行っていない。あらかじめトリガーを要求する方のミューオンと効率測定を行う方のミューオンを、それぞれタグミューオン、プローブミューオンと呼ぶ。タグ

ミュオンに要求するトリガーは事象を取得するのに使われたものと同様であり、単一のミュオンに対するトリガーとして機能しているものである必要がある。

LHCでは、図32に示すような過程でZ粒子及び J/ψ 粒子が大量に生成される¹ため、Tag&Probe法による効率測定を行った場合の統計誤差は1%未満にまで抑えることができ、精密な測定を行うことができる。Z粒子と J/ψ 粒子の質量の違い($M_Z \sim 91 \text{ GeV}$, $M_{J/\psi} \sim 3.1 \text{ GeV}$)から、それぞれの崩壊由来のミュオンは放出時の運動量の範囲が異なるため、お互いの測定可能な運動量の範囲を補う役割を果たしており、これらを組み合わせることで広範囲の運動量に対して効率測定を行うことが可能である。Z $\rightarrow\mu\mu$ 過程におけるミュオンの p_T が高く、バックグラウンド事象が少

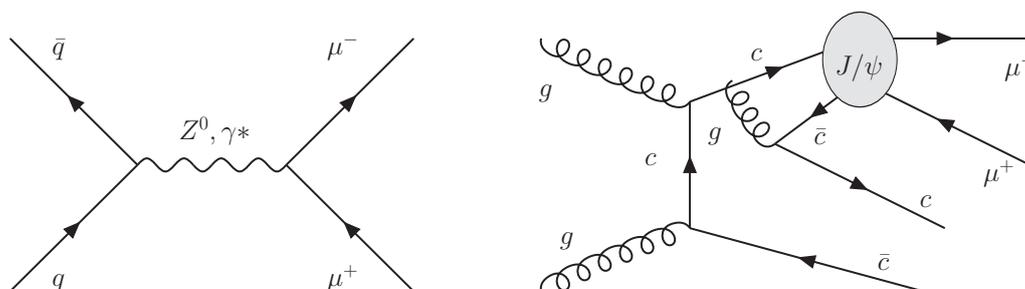


図 32: LHC での $Z \rightarrow \mu\mu$ 過程 (左図) と $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ 過程の一例 (右図)

ないなどの理由から、Z粒子を用いたTag&Probeによる効率測定は、比較的シンプルな方法で行うことができる。これに対し、 $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ 過程におけるミュオンの p_T はLHCで生成する事象の中では低いものであり、膨大なバックグラウンド事象が存在する。そのため、効率測定に用いる手法には工夫が必要であり、より複雑な方法を取る必要があった。本研究では、特にLHC-ATLAS実験において最も低い p_T 閾値である4 GeV閾値のミュオントリガー効率を測定することに重点を置き、 J/ψ を用いたTag&Probeによる効率測定の手法を確立することを目的とした。

5.2 Z粒子を用いた Tag& Probe 法

高い $p_T (> 10 \text{ GeV})$ のミュオンに対するトリガー効率の測定は、Z粒子の崩壊由来のミュオン対を利用した、Tag&Probe法を用いて行う。

Z粒子の質量は $M_Z \sim 91.2 \text{ GeV}$ と重く、横方向にはほぼ運動量を持たない状態で生成される。そのため、その崩壊による2つのミュオンは、xy平面上ではほぼ正反対の方向へ放出される。放出されたミュオンは $20 < p_T < 60 \text{ GeV}$ の範囲に集中しており、タグミュオンに要求する単一ミュオントリガーの p_T 閾値は25 GeV程度のもを用いれば充分である。一方で、 $p_T < 10 \text{ GeV}$ のミュオンは運動学的にほとんど放出されないため、統計量が少なく純度も低い。そのためこの手法は $p_T > 10 \text{ GeV}$ で有効であり、特に $p_T > 20 \text{ GeV}$ では非常に精度の良い測定が可能であると言える。

測定に用いた実データは、2012年に取得したデータのうち最初の期間の運転を除いた、積分ルミノシティ 19.2 fb^{-1} に相当するものである。最初の期間の運転では、 J/ψ 粒子を用いたTag&Probeでの効率測定を行うために必要なトリガーがまだ導入されていなかったため、条件を揃えるためにこの解析でも除外した。シミュレーションについては、Z $\rightarrow\mu\mu$ 事象生成を行うものを使用した。

5.2.1 事象選別条件

この解析における事象選別は、事象全体に要求する条件、タグミュオンのトリガー判定条件、プローブミュオンのトリガー判定条件に分けられる。

事象全体、及び事象中の全ミュオンに課した条件は以下の通りである。

¹それぞれの分岐比は $\text{Br}(Z \rightarrow \mu\mu) = 3.366 \pm 0.007\%$, $\text{Br}(J/\psi \rightarrow \mu\mu) = 5.93 \pm 0.06\%$ [17]

- p_T 閾値 24 GeV のミュオントリガーによって取得された事象である。
- そのデータを取得した運転期間に、検出器が正常に動作していたことが確認されている。
- オフライン再構成時にコンバインドミュオンとして再構成されたものである。
- 内部飛跡検出器のヒットのクオリティが保証された、総電荷が0となるミュオン対が存在し、その不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $75 < M_{\mu\mu} < 105$ GeV を満たしている。

トリガー要求に使用したトリガーは EF_mu24i_tight と呼ばれるものであり、 p_T 閾値は 24 GeV に設定され、そのミュオンの近くに他の粒子の飛跡が少ないことを要求するというものである。内部飛跡検出器のヒットクオリティは、表6に挙げるカットを要求して保証している。これはLHC-

Pixels	最内層の想定ヒット数 = 0 または 実際のヒット数 > 0 飛跡に関連するヒットの数とその領域の不感センサーの数の和 > 0
SCT	飛跡に関連するヒットの数とその領域の不感センサーの数の和 > 4
TRT	0.1 < $ \eta $ < 1.9: ヒット数 > 5 かつそのうち飛跡とある距離以上近いヒットが 10%以上 $ \eta < 1.9$: ヒット数 > 5 の場合のみ、飛跡とある距離以上近いヒットが 10%以上
SCT+Pixels	飛跡付近の検出器不感領域の数の総和 < 3

表6: 内部飛跡検出器の各検出器におけるヒットクオリティに対する要求

ATLAS 実験で共通に使用されるカットに基づいている。このときのミュオン対の不変質量の分布と、この2つのミュオンのなす ΔR と p_T の二次元分布を図33に示す。 ΔR はどの p_T のミュオンに対しても ~ 3.2 程度であり、xy 平面ではほぼ正反対の方向、かつ η が同等になる方向に放出されていることがわかる。

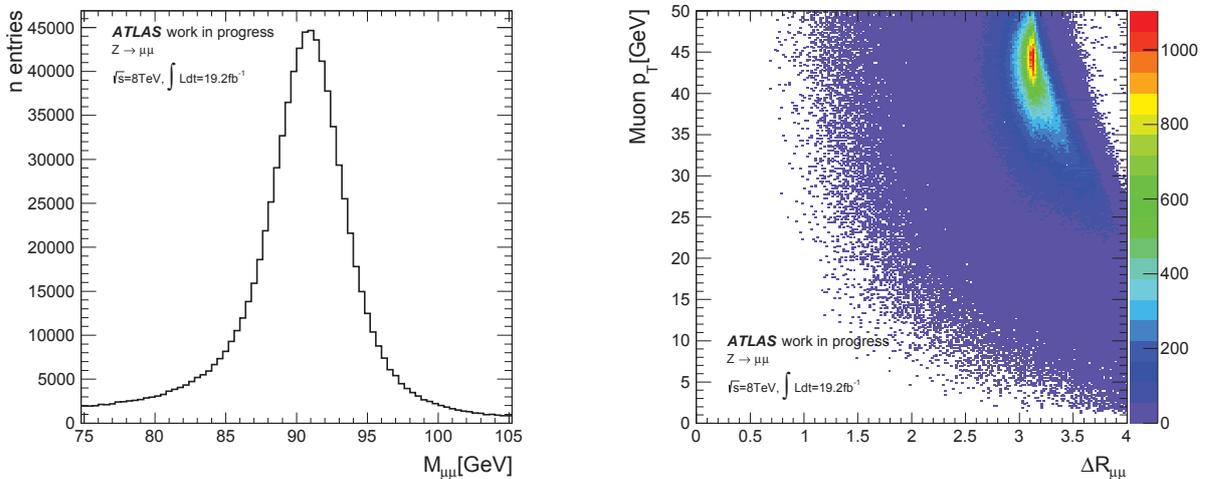


図33: Z 粒子の質量 (左図) とその崩壊由来の2つのミュオン間の ΔR とプローブミュオンとなるミュオンの p_T の二次元分布 (右図)

次に2つのミュオンのうち一方に、事象に要求したトリガーと同じ EF_mu24i_tight の通過を要求した。この時に要求した条件は、以下の通りである。

- オフラインミュオンの $p_T > 24$ GeV

- 飛跡から外挿した、ミュオン検出器でのオフラインミュオンの通過位置と L1 トリガーが発行された RoI の位置の $\Delta R(\Delta R_{RoI,tag})$ に対し、 $\Delta R_{RoI,tag} < 0.08$
- オフラインミュオンと EF 再構成ミュオンの $\Delta R(\Delta R_{EF,tag})$ に対し、 $\Delta R_{EF,tag} < 0.08$

$\Delta R_{RoI,tag}$ に対する要求は図 34 の左図を確認して決定し、EF についても同様のカットを設けることとした。

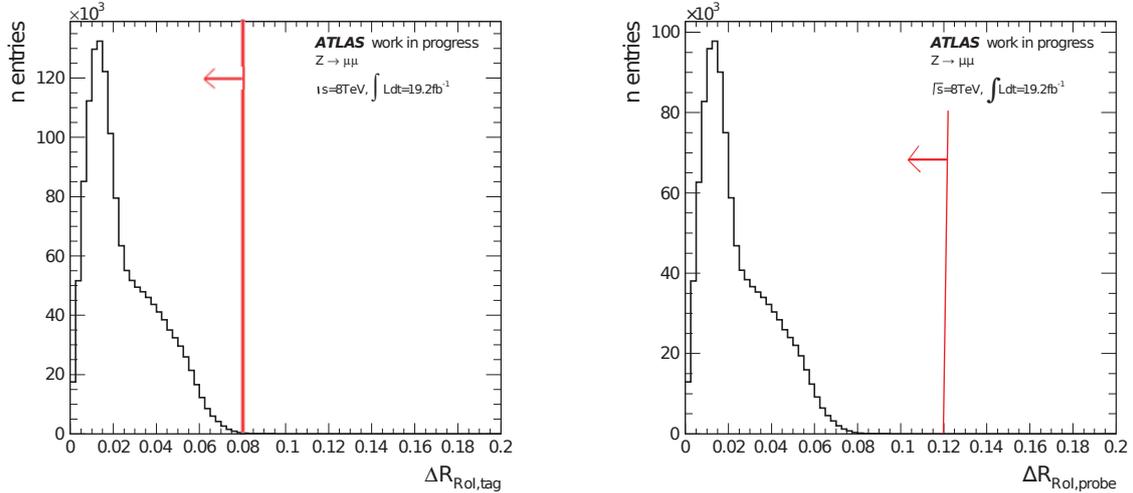


図 34: Z Tag&Probe における、タグミュオン判定時のオフラインミュオンと L1 RoI の間の ΔR 分布 (左図) と、プローブミュオン判定時のオフラインミュオンと L1 RoI の間の ΔR 分布 (右図)

この操作によって定義されたプローブミュオンの p_T, ϕ, η , 及び電荷を Q とした時の $Q \times \eta$ の分布をそれぞれ図 35, 図 36, 図 37 に示した。図 35 と図 36 はバレル領域とエンドキャップ領域での分布及びトリガーの設定が異なるため、それぞれの領域に分けて分布を示した。これらの分布は全て、分布の形状を比較するために、データとシミュレーション双方をそれぞれの面積が 1 になるように規格化して示した。図 35 では、バレル領域とエンドキャップ領域の両方で、実データとシミュレーションの分布が良くあっていることが確認できるとともに、 $p_T = 40$ GeV 付近にピークがあるのが確認できる。図 36 では、 $1 < \phi < 2.5$ のミュオンが少なくなっていることが確認できる。これはタグミュオンとなるもう一方のミュオンが、検出器の足にあたる領域にあるためにトリガーされないことにより、プローブミュオンとして使えるミュオンが減少しているためである。また図 37 では、検出器の中心、及びバレル領域とエンドキャップ領域の境目で、ミュオンの数が少なくなっていることがわかる。これは、単純に検出器の不感領域にあたるためである。更に $Q \times \eta$ の分布では、磁場によって曲げられる方向が違うことによる影響を確認することができる。図 37 の左右の図の比較から、影響はほとんどなく、Z 粒子由来の高い p_T のミュオンに対しては、電荷による依存性は見られないということがわかる。

最後に、定義されたプローブミュオンそれぞれに対して、トリガーを通過していたかどうかの判定を行い、トリガー効率を測定した。測定結果については、 J/ψ 粒子を用いた手法と合わせて 6 章で述べる。トリガーの通過判定はトリガーの各段階 (L1, L2muonSA, L2muonCB, EF) に対して行い、各段階の効率を測定した。L1 のトリガー通過判定は、飛跡外挿したオフラインミュオンと L1 の RoI の位置の $\Delta R(\Delta R_{RoI,probe}$, 図 34 右図) を用いて行い、 $\Delta R_{RoI,probe} < 0.12$ を通過することで L1 を通過したと判定した。この判定基準については、図 34 の右図で 0.08 程度でも充分であることが確認できるが、後述する J/ψ 粒子を用いた手法のものと条件を揃えるため、0.12 に設定している。L2muonSA 及び L2muonCB は L1 の RoI を引き継いでいるため、RoI 毎に L2muonSA

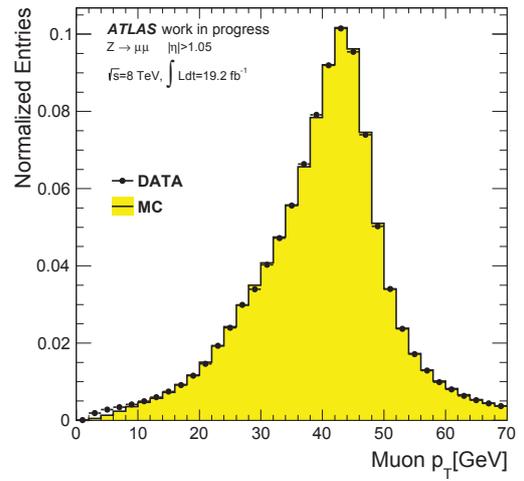
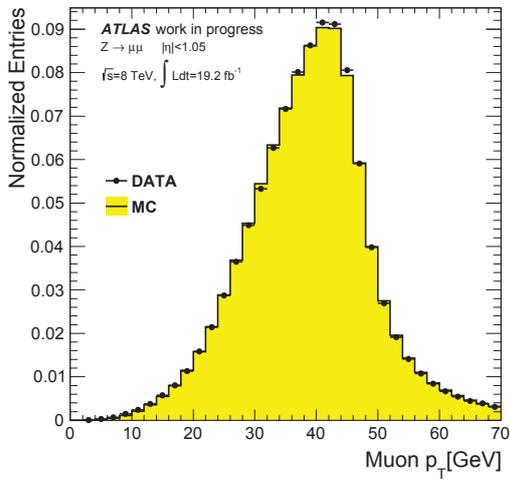


図 35: Z Tag& Probe におけるプローブミュオンの p_T 分布 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

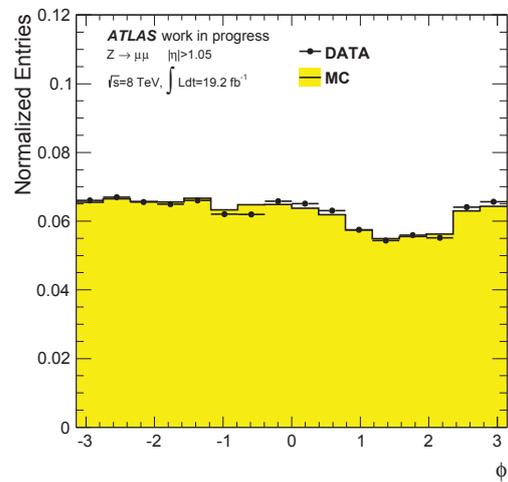
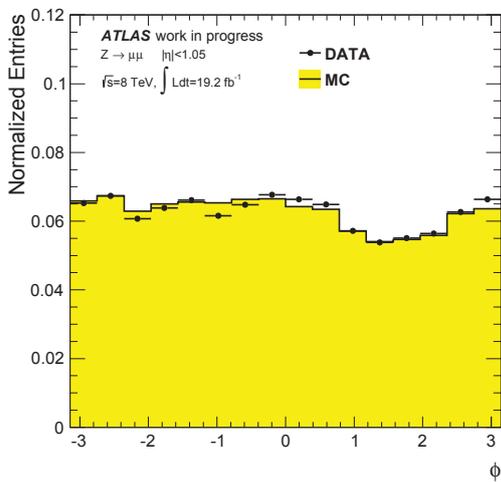


図 36: Z Tag& Probe におけるプローブミュオンの ϕ 分布 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

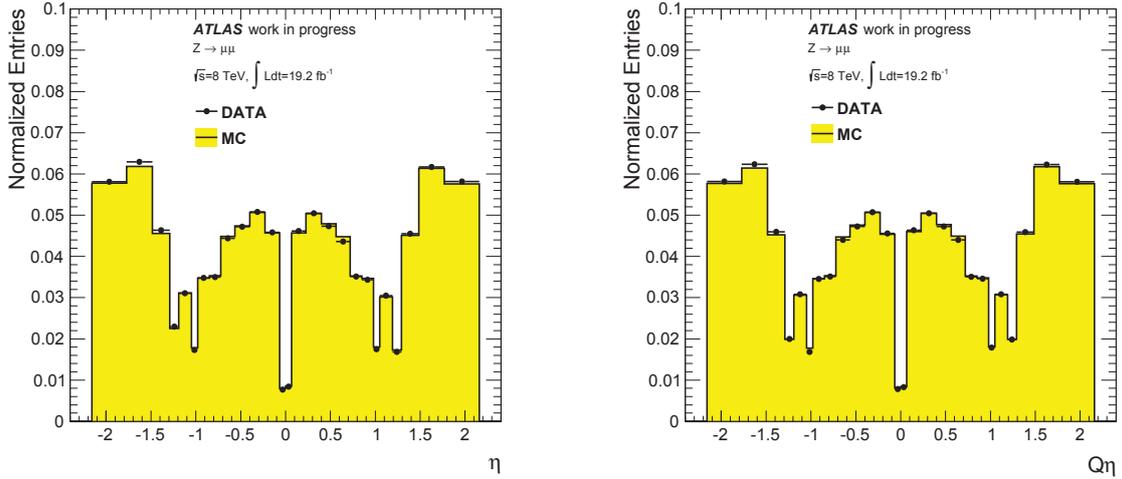


図 37: Z Tag& Probe におけるプローブミュオンの η 分布 (左図) と $Q\eta$ 分布 (右図)

と L2muonCB を通過したかどうかの情報が残されている。そのため、これらのトリガー通過判定はこの情報を元に行っている。EF では 1 つの RoI 周辺で複数のミュオンを再構成することができる。そのため L2 の通過判定の場合とは異なり、L1 の場合と同様に ΔR による判定を行った。この時に用いたのは、オフラインミュオンと EF 再構成ミュオンの $\Delta R(\Delta R_{EF,probe})$ であり、 $\Delta R_{EF,probe} < 0.08$ を通過することで EF を通過したと判定した。

5.3 J/ψ 粒子を用いた Tag& Probe 法

低い $p_T (< 14 \text{ GeV})$ のミュオンに対するトリガー効率の測定は、 J/ψ 粒子の崩壊由来のミュオン対を利用した、Tag& Probe 法を用いて行う。

この J/ψ 粒子を用いることで、 p_T が低いミュオンに対する統計量が十分に得られることが期待できるが、Z 粒子を用いた手法とは異なり、タグとなるミュオンの p_T も低くなってしまふことが大きな問題である。前述したように、 p_T 閾値の低いミュオントリガーはプリスケールされてしまっているため、タグミュオンを決定する際にはこういったトリガーの通過を要求すると、統計を大きく失ってしまう。本研究ではこの問題をうまく回避し、 J/ψ 粒子由来の低い p_T のミュオンを十分に利用することを目的として、Z 粒子を用いた手法を応用した新しい Tag&Probe によるトリガー効率測定法を開発した。

J/ψ 粒子の質量が $M_{J/\psi} \sim 3.1 \text{ GeV}$ と比較的小さいために、ある程度の横方向運動量を持った (ブーストした) 状態で生成されるものが多く存在する。このような J/ψ 粒子の崩壊から放出される 2 つのミュオンは xy 平面上で正反対に飛ばず、むしろ非常に近い方向に飛ぶ事象が多くなる。こういった J/ψ 粒子の崩壊では、一方のミュオンは p_T が大きくなるものが多くなる。そのため、一方のミュオンには閾値 18 GeV のトリガーを要求することで、プリスケールによる統計量の減少を回避し、もう一方のミュオンの $p_T < 10 \text{ GeV}$ で十分な統計を確保することを考えた。また、このようにブーストした J/ψ 粒子は B メソンの崩壊などからも生成されるため、その扱いにも気を使う必要がある。

本研究では、このような J/ψ 特有の生成過程の特徴、Z 粒子を用いた場合との運動学的な差異、背景事象の影響などを考慮に入れ、正確さが保証された手法を確立した。

5.3.1 事象選別条件

J/ψ 粒子を用いた手法では、L1 及び L2 の効率測定と EF の効率測定には、それぞれ異なる特殊なトリガーで取得された事象を用いる。前述した通り、 p_T 閾値の低い単一ミュオントリガーは強くプリスケールされているため、事象がそのトリガーで取得されたことを要求した場合、十分な統計を確保することが難しい。そのため、ブーストした J/ψ の崩壊由来のミュオンが高い p_T を持つことを利用して、ブーストした J/ψ の信号に特化した 2 つのトリガーを導入することで、この問題を回避した。まず、この 2 つの特殊トリガー *EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS* と *EF_mu18_tight_L2_2mu4T_Jpsimumu* について説明する。

EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS

このトリガーは、L2 までは p_T 閾値 18 GeV のトリガーとして稼働し、EF では L2 まででトリガーされたミュオンと、別のミュオンを再探索し、その不変質量が J/ψ 粒子の質量付近 ($2.5 < M_{\mu\mu} < 4.5$ GeV) になる事象を拾うフルスキャントリガーとして機能する。EF で J/ψ 粒子をトリガーすることに特化することで、 J/ψ 粒子の信号を効率よく収集しつつプリスケールを回避している。全体としては単一ミュオントリガーとは見なせないが、L2 までは単一ミュオントリガーとして機能しているため、タグミュオンに p_T 閾値 18 GeV のトリガー *EF_mu18_tight* の通過を要求することで、L2 までの効率を測定することが可能である。

EF_mu18_tight_L2_2mu4T_Jpsimumu

このトリガーは、L2 の段階で J/ψ 粒子の不変質量が組めるようなミュオン対を探索し、トリガーする。その一方で、EF としては単純に p_T 閾値 18 GeV のトリガーとして稼働している。このトリガーは L2 で十分にレートを落とすことによって、プリスケールを回避する仕組みとなっている。*EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS* と同様に全体としては単一ミュオントリガーとは見なせないが、EF だけは単一ミュオントリガーとして機能しているため、*EF_mu18_tight* の通過を要求することで、EF の効率を測定することが可能である。

この測定では、この 2 つのトリガーを用いて L2 までと EF の効率を別々に測定し、その結果を統合することで最終的なトリガーとしての効率測定を行った。以下では、それぞれの解析を行う際の事象選別について述べる。事象全体、及び事象中の全ミュオンに課した条件は以下の通りである。() で示されているのは EF の測定の場合である。

- *EF_mu18_tight_Jpsi_EFFS* (*EF_mu18_tight_L2_2mu4T_Jpsimumu*) によって取得された事象である。
- そのデータを取得した運転期間に、検出器が正常に動作していたことが確認されている。
- オフライン再構成時にコンバインドミュオンとして再構成されたものである。
- 内部飛跡検出器のヒットのクオリティが保証された、総電荷が 0 となるミュオン対が存在し、その不変質量 $M_{\mu\mu}$ が $2.8 < M_{\mu\mu} < 3.4$ GeV を満たしている。

内部飛跡検出器のヒットに対するカットについては、Z 粒子の場合と同様に表 6 の条件を要求した。このときのミュオン対の不変質量の分布と、この 2 つのミュオンのなす ΔR と p_T の二次元分布は図 38 のようになった。Z 粒子の場合とは違い、 J/ψ 粒子は比較的大きい運動量を持って生成されるため、高い p_T のミュオンに対しては ΔR の小さいところにしか存在せず、 $p_T \sim 4$ GeV でも 0.5 程度までしか遠くならない。このように 2 つのミュオンが非常に近いことから、トリガー通過を要求する際の ΔR に気をつけなければ、タグミュオンの判定をプローブミュオンの RoI と行ってしまうなど、取り違いが起こってしまう危険がある。このような間違いを防ぐた

めに、あらかじめ2つのミューオン間の $\Delta R(\Delta R_{\mu\mu})$ がある程度大きいことを要求する。カットの値は、 $p_T > 10$ GeV では $\Delta R_{\mu\mu} > 0.2$ と設定した。一方、 $p_T < 10$ GeV でのカットの値は $p_T = 10$ GeV で $\Delta R_{\mu\mu} > 0.2$ 、 $p_T = 3$ GeV で $\Delta R_{\mu\mu} > 0.3$ となるように p_T の1次関数として定義した。これは、低い p_T では飛跡外挿の精度が悪くなることに由来しており、具体的にはプローブミューオン判定の説明の際に述べる。これらの値設定は、 $\Delta R_{\mu\mu}$ がタグミューオン判定の ΔR とプローブミューオン判定の ΔR の和よりも大きくなるように要求すれば、原理的に取り違いが起らないと考え、 $\Delta R(\text{limit})_{\mu\mu} = \Delta R(\text{limit})_{\text{RoI},\text{tag}} + \Delta R(\text{limit})_{\text{RoI},\text{tag}}$ として行った。

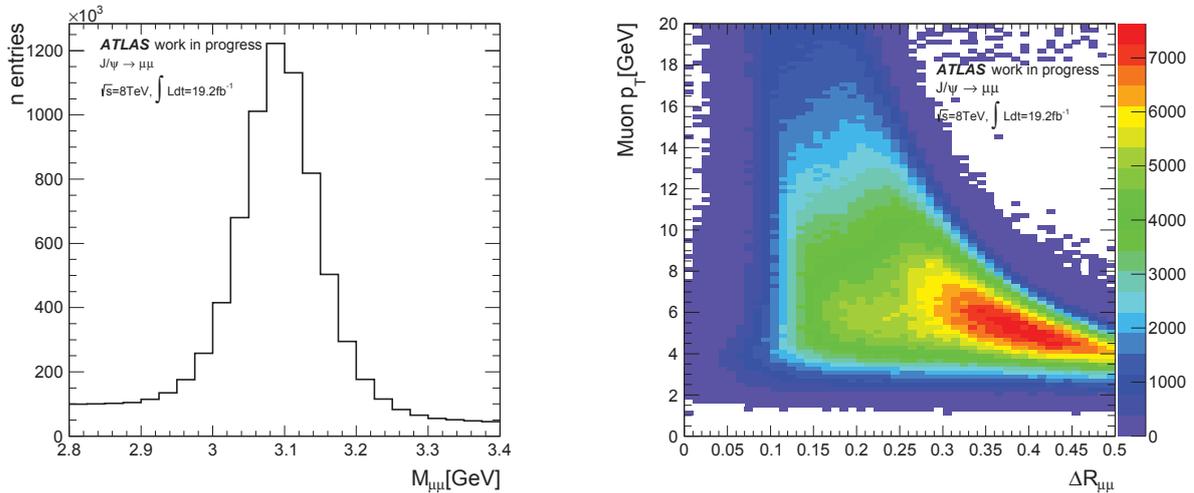


図 38: J/ψ 粒子の質量(左図)とその崩壊由来の2つのミューオン間の ΔR とミューオンの p_T の二次元分布(右図)

タグミューオンは、 EF_mu18_tight を通過しているものと定義し、 ΔR による判定を行った。この時に要求した条件は、以下の通りである。

- オフラインミューオンの $p_T > 18$ GeV
- 飛跡から外挿した、ミューオン検出器でのオフラインミューオンの通過位置と L1 トリガーが発行された RoI の位置の $\Delta R(\Delta R_{\text{RoI},\text{tag}})$ に対し、 $\Delta R_{\text{RoI},\text{tag}} < 0.08$
- オフラインミューオンと EF 再構成ミューオンの $\Delta R(\Delta R_{\text{EF},\text{tag}})$ に対し、 $\Delta R_{\text{EF},\text{tag}} < 0.08$

$\Delta R_{\text{RoI},\text{tag}}$ に対する要求は図 39 の左図を確認して決定し、EF についても同様のカットを設けることとした。

この操作によって定義されたプローブミューオンの p_T , ϕ , η , 及び電荷を Q とした時の $Q \times \eta$ の分布をそれぞれ図 40, 図 41, 図 42 に示した。図 40 と図 41 はバレル領域とエンドキャップ領域での分布及びトリガーの設定が異なるため、それぞれの領域に分けて分布を示した。これらの分布は全て、分布の形状を比較するために、データとシミュレーション双方をそれぞれの面積が1になるように規格化して示した。図 40 では、 p_T が 4 GeV 程度のミューオンが最も多く、 p_T が大きくなるにつれて減少していくことが確認できる。また図 41 から、バレル領域でのみ $-2 < \phi < -0.5$ の検出器の足にあたる部分のミューオン数が少ないことがわかる。Z 粒子を用いる場合とは違い、タグミューオンとプローブミューオンの位置が近いため、この場合タグミューオンも $-2 < \phi < -0.5$ の領域にあることがほとんどである。そのため、タグミューオンに対するトリガー効率が低く、プローブミューオンが減少しているものと考えられる。図 42 からは、電荷による分布の違いが確認

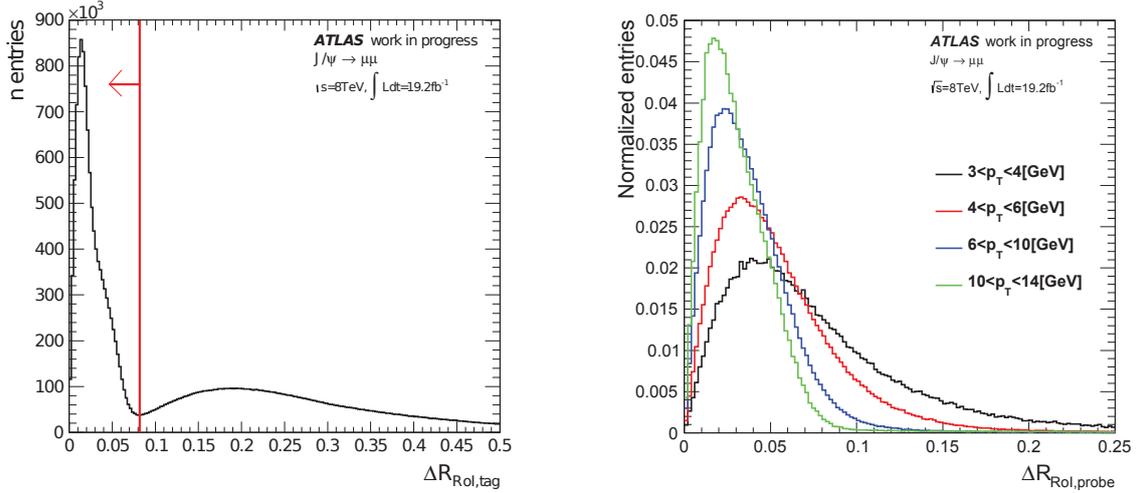


図 39: J/ψ Tag&Probe における、タグミュオン判定時のオフラインミュオンと L1 RoI の間の ΔR 分布 (左図) と、プローブミュオン判定時のオフラインミュオンと L1 RoI の間の ΔR 分布 (右図)

できる。Z 粒子を用いた場合とは異なり、左右の図の間での違いはあるが、強い相関はなくそれほど偏った影響は出ていないように見える。

最後に、定義されたプローブミュオンそれぞれに対して、トリガーを通過していたかどうかの判定を行い、トリガー効率を測定した。トリガー通過の判定方法については Z 粒子を用いた場合と同様だが、先述したように $\Delta R_{RoI,probe}$ の条件に気をつける必要があった。図 34 の右図に示す通り、 p_T によって $\Delta R_{RoI,probe}$ の分布形状は大きく異なることが確認された。その上、高い p_T のミュオンは $\Delta R_{\mu\mu}$ が小さくなるため、 $\Delta R_{RoI,probe}$ も大きく取ることはできない。結果として、どの p_T に対しても十分な統計を確保しつつ、 $\Delta R_{RoI,probe}$ の精度を考慮するために、 $\Delta R_{RoI,probe}$ に対する判定ラインを p_T によって変える必要があった。要求する条件としては、 $p_T > 10 \text{ GeV}$ では $\Delta R_{RoI,probe} < 0.12$ とし、 $p_T < 10 \text{ GeV}$ でのカットの値は $p_T = 10 \text{ GeV}$ で $\Delta R_{RoI,probe} < 0.12$ 、 $p_T = 3 \text{ GeV}$ で $\Delta R_{RoI,probe} < 0.22$ となるように p_T の 1 次関数 ($\Delta R_{\mu\mu} > (24 - p_T)/70$) として定義した。

5.3.2 d_0 分布の補正

J/ψ 粒子の生成過程には B メソンの崩壊によるものが含まれる。B メソンは比較的長い寿命 ($\tau \sim 1.5 \times 10^{-12} \text{ s}$) を持つため、その崩壊によって生成される J/ψ 粒子は、衝突点からある程度離れた位置を発生点とする。一方、本研究では直接生成のみを考慮したシミュレーションを使用しているため、B メソンの崩壊による事象は含まれていない。本研究では、B メソン崩壊事象による影響を評価するために、図 43 に示されるような d_0 と L_{xy} という変数を利用した。 d_0 はインパクトパラメータの 1 つであり、ビームの衝突点とミュオンの飛跡の xy 平面上での距離を表す。 L_{xy} は、 J/ψ 粒子の運動量方向に射影された距離であり、実際に J/ψ 粒子が崩壊するまでの xy 平面上での飛行距離を表している。実データとシミュレーションにおける、それぞれの変数の分布を図 44 に示した。

ミュオントリガーでは、L2muonCB で内部飛跡検出器とミュオン検出器の情報を統合しているが、内部飛跡検出器を用いて飛跡を再構成する際に d_0 を 0 と仮定している。そのため、ある程度衝突点から離れている飛跡は内部飛跡検出器を用いた再構成ができず、結果的に統合ができ

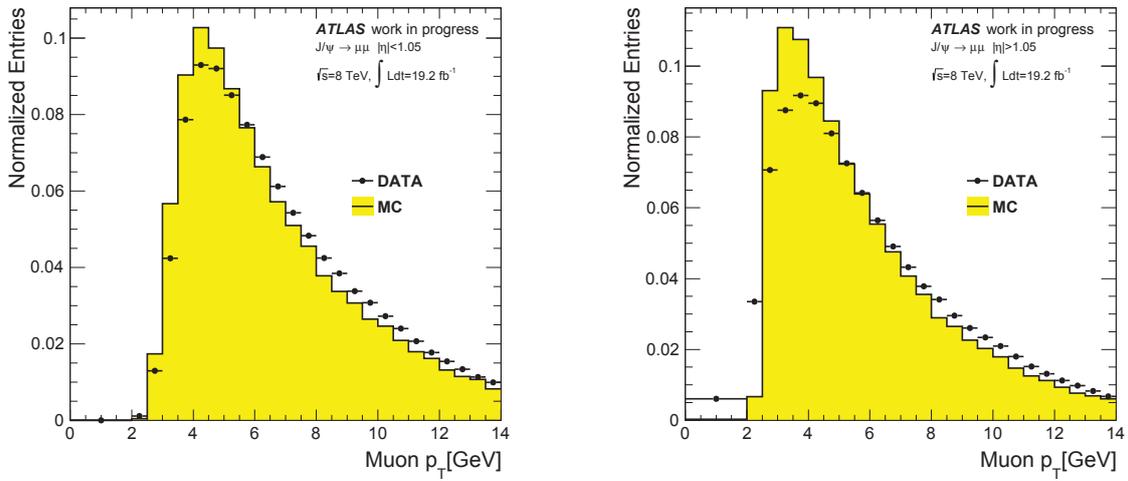


図 40: J/ψ Tag& Probe におけるプローブミューオンの p_T 分布 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

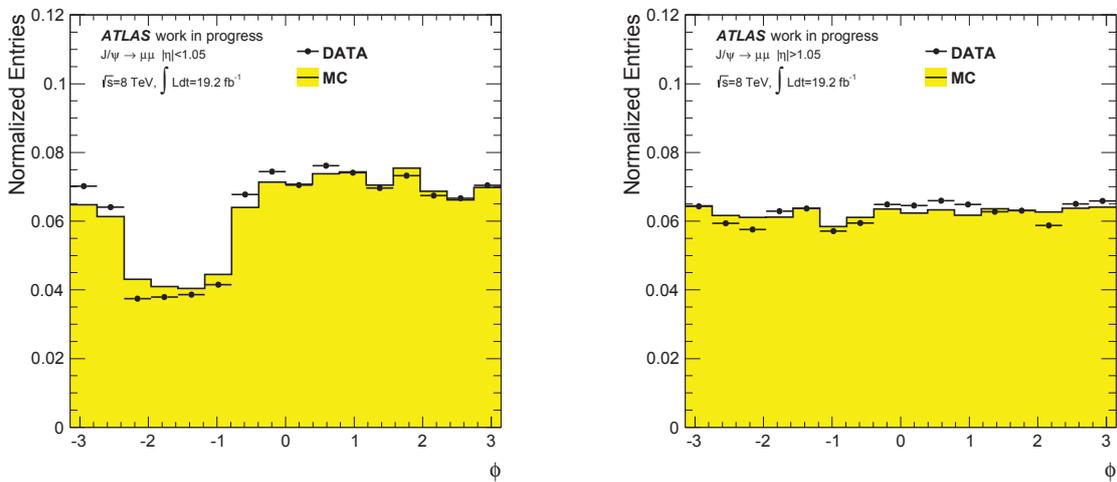


図 41: J/ψ Tag& Probe におけるプローブミューオンの ϕ 分布 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

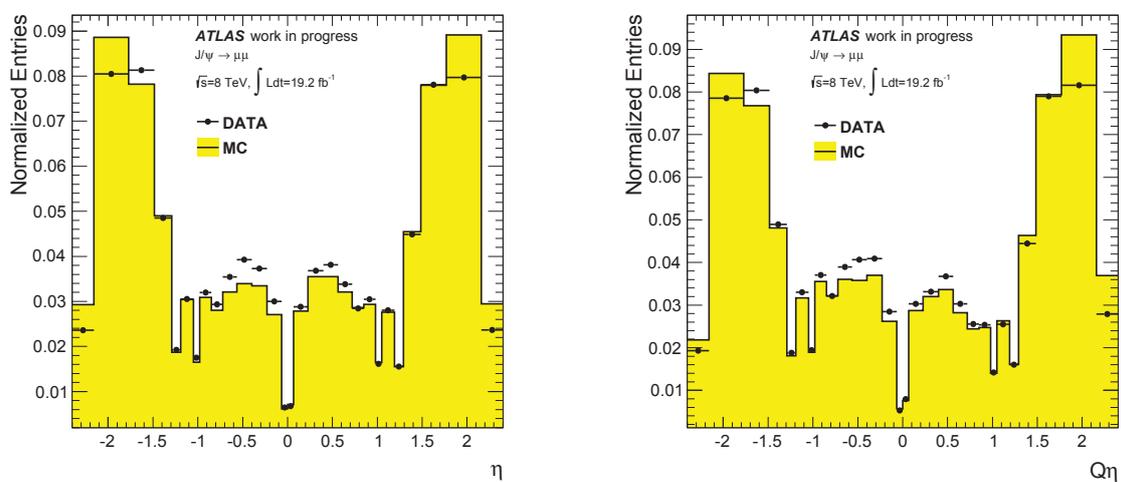


図 42: J/ψ Tag& Probe におけるプローブミュオンの η 分布 (左図) と $Q\eta$ 分布 (右図)

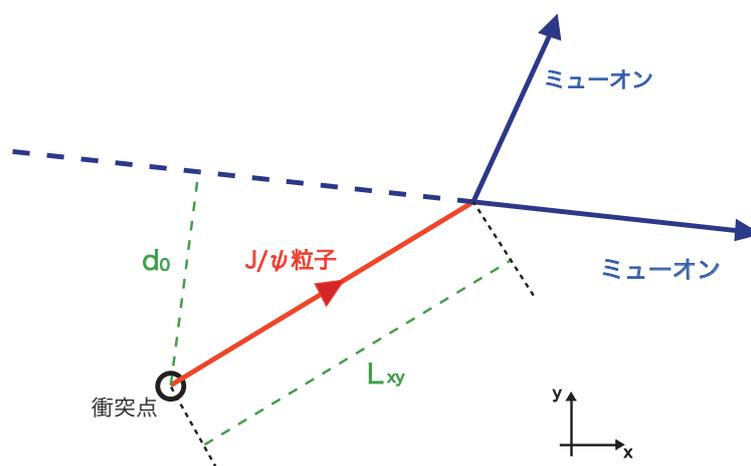


図 43: xy 平面図における d_0 と L_{xy} の定義

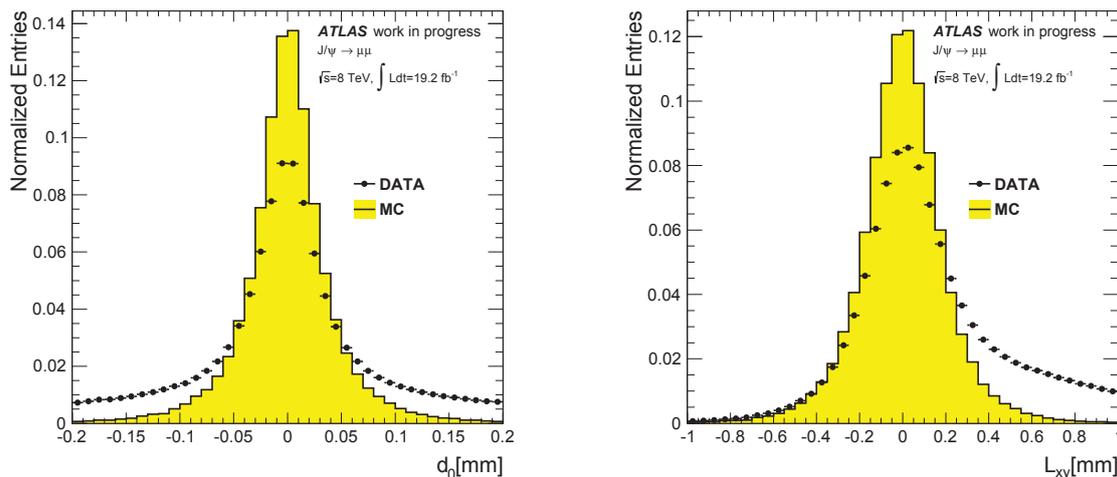


図 44: J/ψ Tag& Probe におけるプローブミューオンの d_0 分布 (左図) と L_{xy} 分布 (右図)。実データとシミュレーションで、大きく違いが生じているのがわかる。

ないということが起こる。このように、衝突点からある程度離れていることによってトリガーの効率に影響が出ることが考えられるため、この影響を補正する必要がある。 J/ψ 粒子の飛行距離 L_{xy} が長くても、 J/ψ 粒子の飛跡方向とほぼ同じ方向に飛んだミューオンは、 d_0 が大きくならないため影響はない。そのため L_{xy} が大きくなれば影響は出やすくなるが、 d_0 の方がより直接的に強く影響が出るので、この測定では d_0 の分布を補正することで、この影響を考慮することとした。

本研究では、実データのみを用いて補正を行う手法を開発した。B メソン由来の J/ψ 粒子の崩壊点は衝突点と有意に離れており、その方向は再構成された J/ψ の運動量方向となっていると考えられる。そのため、こうした事象は $L_{xy} > 0$ に集中することが考えられる。一方 J/ψ 粒子自体の飛行距離は極めて短いため、位置分解能等の影響を考慮すると直接生成した J/ψ 粒子の信号は $L_{xy} < 0$ と $L_{xy} > 0$ に、均等に分布すると考えられる。そのため $L_{xy} < 0$ の領域では、ほとんどが直接生成された J/ψ 粒子の信号だとすることができる。そこで、 $L_{xy} > 0$ の領域での d_0 の分布の形状を、 $L_{xy} < 0$ での d_0 の分布形状に規格化して補正を行うこととした。補正後の d_0 の分布を図 45 に示した。

5.3.3 背景事象の影響

J/ψ 粒子を用いた効率測定を行うにあたって、信号事象領域を $2.8 < M_{\mu\mu} < 3.4$ と設定したが、実際は J/ψ 粒子ではない背景事象も含まれている。この背景事象の影響を考慮に入れるために、背景事象が支配的であると思われる領域 ($2.5 < M_{\mu\mu} < 2.8$ 、背景事象領域) で測定された効率を用いて、その影響を差し引くというを行った。背景事象領域で測定された効率 ϵ_{bg} が、信号事象領域で背景事象由来のミューオンを用いた場合の効率と同等であると仮定し、信号事象領域で純粋に J/ψ 由来のミューオンを用いた場合の効率を $\epsilon_{J/\psi}$ とすると、実際に解析で用いた質量領域で測定される効率 ϵ は、 J/ψ 粒子由来の信号の割合 S/N を用いて以下のように表される。

$$\epsilon = \left(1 - \frac{S}{N}\right) \times \epsilon_{bg} + \frac{S}{N} \epsilon_{J/\psi} \quad (7)$$

この式 (7) を変形すると、 $\epsilon_{J/\psi}$ は

$$\epsilon_{J/\psi} = \frac{N}{S} \epsilon - \left(\frac{N}{S} - 1\right) \epsilon_{bg} \quad (8)$$

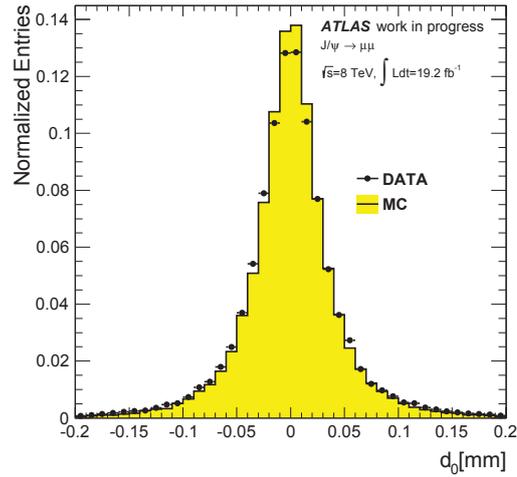


図 45: d_0 補正後のプローブミュオンの d_0 分布

と表せる。本研究では式 (8) で示されるように、信号事象領域と背景事象領域で測定された効率と信号事象領域での S/N 比から、純粋な J/ψ 粒子によるトリガー効率を求め、測定結果とした。

S/N 比は、図 38 に示される信号事象領域の範囲での質量分布を、 J/ψ 粒子による信号をガウス分布、バックグラウンドの寄与を一次関数と仮定し、これらの複合関数でフィッティングすることで求められる。結果として、S/N 比は 90% 程度と見積もった。あらかじめ信号事象領域と、背景事象領域での効率を p_T 依存性として導出し (図 47)、その比を補正として用いた。また、S/N 比は p_T 依存性がないものと仮定し、どの p_T に対しても同じ S/N 比を用いている。図 47 に示されるように、各 p_T の領域での効率の差は大きいところでも 5% 未満であったため、結果的にこの補正による効率の変化は 0.1% にも満たないが、背景事象を考慮に入れることによって、系統誤差として背景事象の影響を含める必要はないものとした。

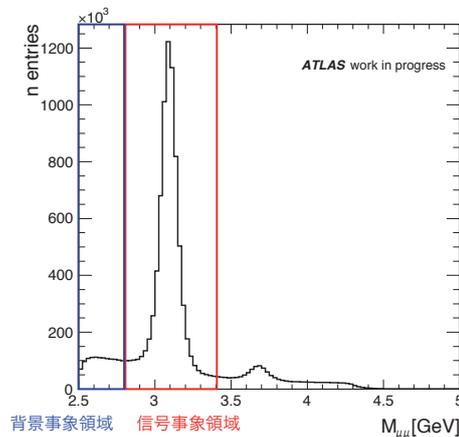


図 46: 背景事象領域と信号事象領域の定義

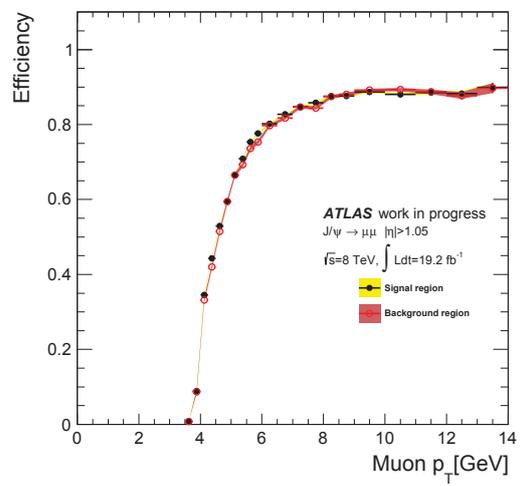
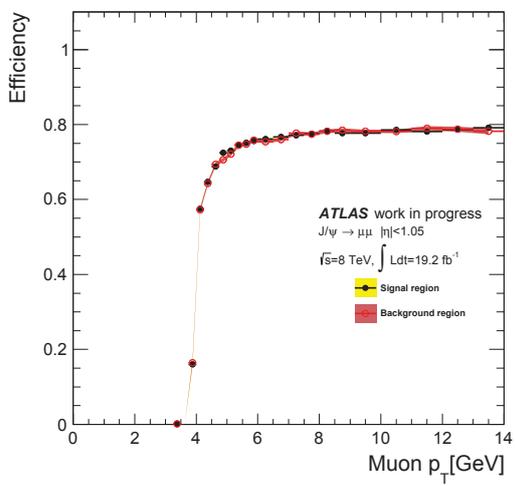


図 47: 背景事象領域と信号事象領域での効率の p_T 依存性。左図はバレル領域で、右図はエンドキャップ領域のもの。

6 結果

この章では効率測定を行った結果を示す。効率測定を行ったトリガーは、それぞれ p_T 閾値を 4、6、8、18、24、36 GeV に設定しているものである。結果は p_T 閾値が 10 GeV 以上のものとそれ以下のものに分けて示した。他の閾値のトリガーについては、性能の特徴などが似通っているため、詳細な説明はせず最後にまとめて結果を表示するにとどめた。また、この測定を行うことで明らかになったミュオントリガーの問題点とその原因について、最後に述べる。

6.1 p_T 閾値 10 GeV 以上のミュオントリガー効率

p_T 閾値 10 GeV 以上のミュオントリガーとして、閾値を 18 GeV、24 GeV、36 GeV に設定されているものについて、効率測定を行った。この3つのトリガーの性能は良く似ているため、詳細な結果の説明は p_T 閾値 24 GeV のトリガーについてのみ行い、 p_T 閾値 18 GeV、36 GeV のトリガーについては最終的な結果のみを述べる。また、この測定においては系統誤差の見積もりは行わず、結果については統計誤差のみを考慮して示すこととした。

6.1.1 p_T 閾値 24 GeV のミュオントリガー効率

ここでは *EF_mu24i_tight* と呼ばれる、 p_T 閾値 24 GeV のミュオントリガーの効率を測定した結果について述べる。これはプリスケールをしない単一ミュオントリガーの中で、最も p_T 閾値が低いものであり、ヒッグス粒子の測定をはじめとする様々な物理解析に用いられている、重要なトリガーである。測定は Z 粒子を用いた Tag & Probe によって行い、結果はミュオンの p_T 、 η 、電荷と η の積 $Q\eta$ 、 ϕ などのパラメータに対する依存性として示した。また、それぞれ実データとともにシミュレーションでの結果を重ねて示しており、更に比較を行うためにその比を示した。以下では、各パラメータに対する依存性について説明を行う。

p_T の依存性については、各段階での性能を詳細に評価するために L1、L2 各段階における測定結果と、L2 を通過したミュオンに対する EF の効率測定結果を、図 48、図 49、図 50 にそれぞれバレル領域とエンドキャップ領域に分けて示した。図 48 では、L1 の段階での設定閾値 15 GeV が、シミュレーション通りに良く機能していることが確認できる。L1 では、 p_T の測定精度がハイレベルトリガーに比べて悪いため、閾値での効率の立ち上がりがなだらかになっている。L2 で設けている閾値は 22 GeV であり、これも同様に良く機能しているということが図 49 から確認できる。EF では 24 GeV のミュオンに対する効率が 90% となるように閾値を設定しており、実際は 23 GeV 程度の値が要求されている。これは図 50 に示すように、非常に精度よく機能していることが確認できる。最終的な効率は L2 までの効率と EF 単独の効率の積として、図 51 に示す通りに計算された。どちらも設定閾値である 24 GeV で鋭い立ち上がりが見られ、24 GeV 以降に対しては安定した効率で動作していることがわかった。それぞれ効率が $\sim 100\%$ 近くまで上がらないのは、L1 で用いるトリガー検出器の不感領域による損失があるためであり、特にバレル領域では検出器の足の存在や、配線部などの影響で効率は $\sim 70\%$ となっている。エンドキャップ領域でも、ビーム軸付近や検出器の境目の不感領域の影響があるため、効率は $\sim 86\%$ となっている。また、シミュレーションとも良く一致しており、思い通りの性能が発揮できていることが確認できた。

ϕ 依存性については最終的な効率のみを、バレル領域とエンドキャップ領域に分けて図 52 に示した。ここでは効率が安定した領域での依存性を確認するため、 $p_T > 24$ GeV のカットを要求している。バレル領域で見られる効率の落ちている部分は、丁度検出器の足に当たる部分で検出器の不感領域が大きいため、シミュレーションでも確認できるようにトリガー効率は低くなることがわかっている。エンドキャップ領域では、ほぼどの領域でも一定の効率を示しており、シミュレーションとも良く一致していた。

η 分布と $Q\eta$ 依存性も ϕ 依存性と同様に、最終的な効率についてのみ述べる。ここでも ϕ 依存性と同様に、 $p_T > 24$ GeV のカットを要求している。図 53 からわかるように、バレル領域とエンドキャップ領域の継ぎ目にあたる $|\eta| \sim 1.05$ の付近と、バレル領域の中心 $|\eta| \sim 0$ 付近では効率が低い

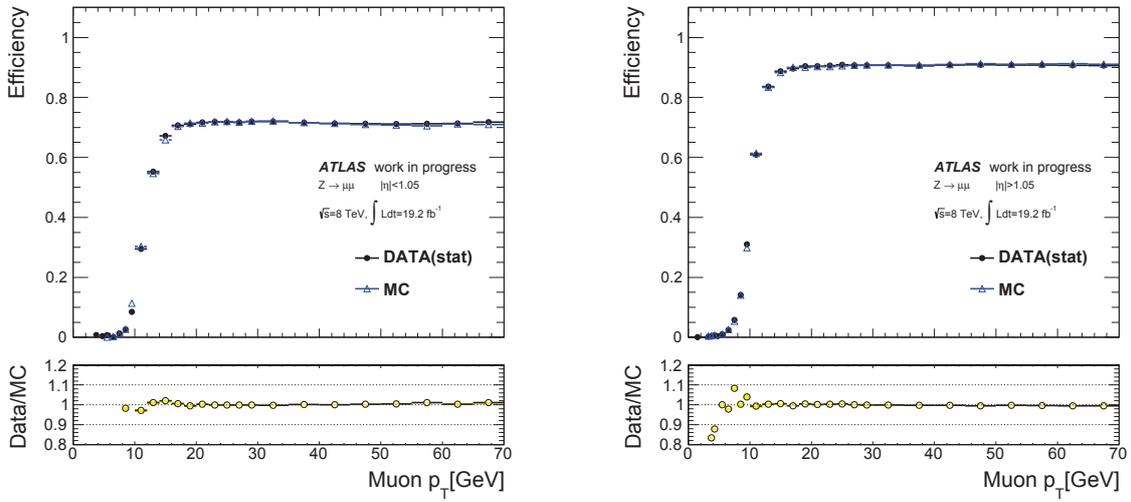


図 48: $p_T = 24$ GeV を閾値とするミュオントリガーの、プローブミュオンに対する L1 効率の p_T 依存性 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

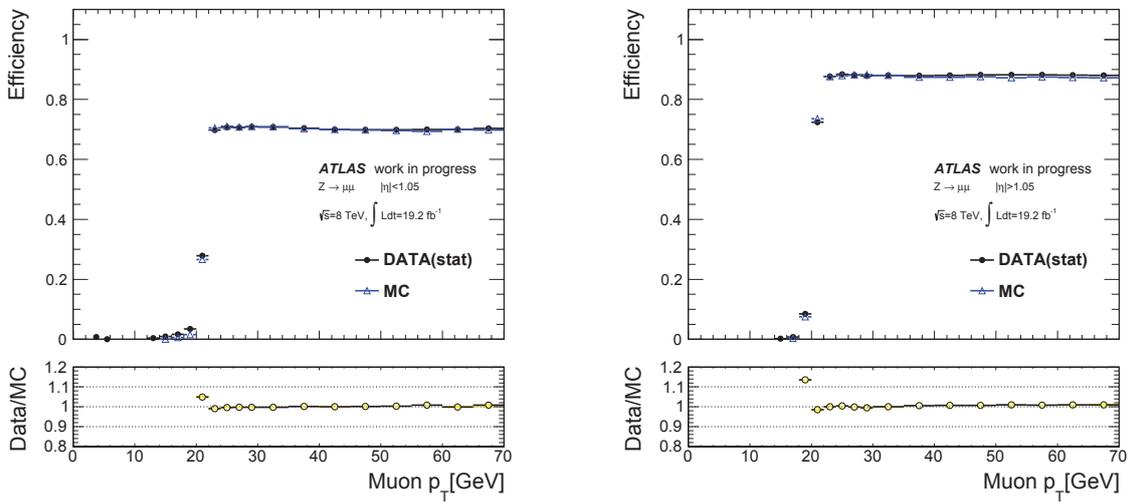


図 49: $p_T = 24$ GeV を閾値とするミュオントリガーの、プローブミュオンに対する L2 効率の p_T 依存性 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

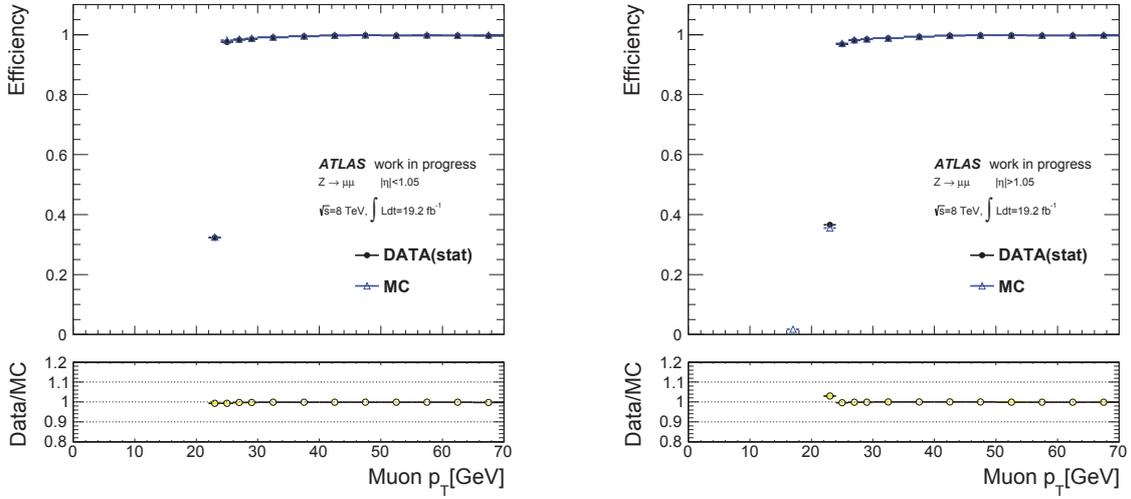


図 50: $p_T = 24$ GeV を閾値とするミュオントリガーの、L2 を通過したミュオンに対する EF 効率の p_T 依存性 (左図：バレル領域、右図：エンドキャップ領域)

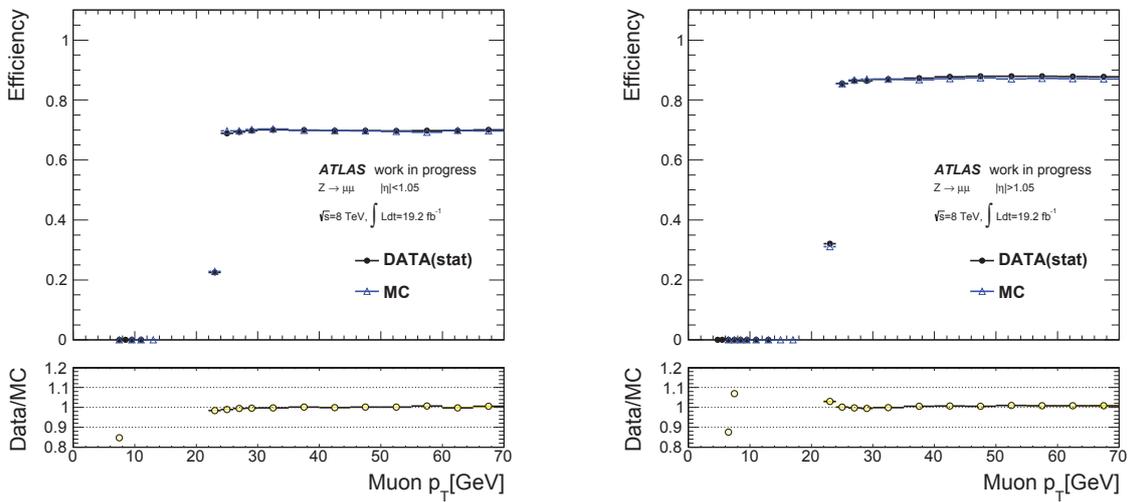


図 51: $p_T = 24$ GeV を閾値とするミュオントリガーの最終的な効率の p_T 依存性 (左図：バレル領域、右図：エンドキャップ領域)

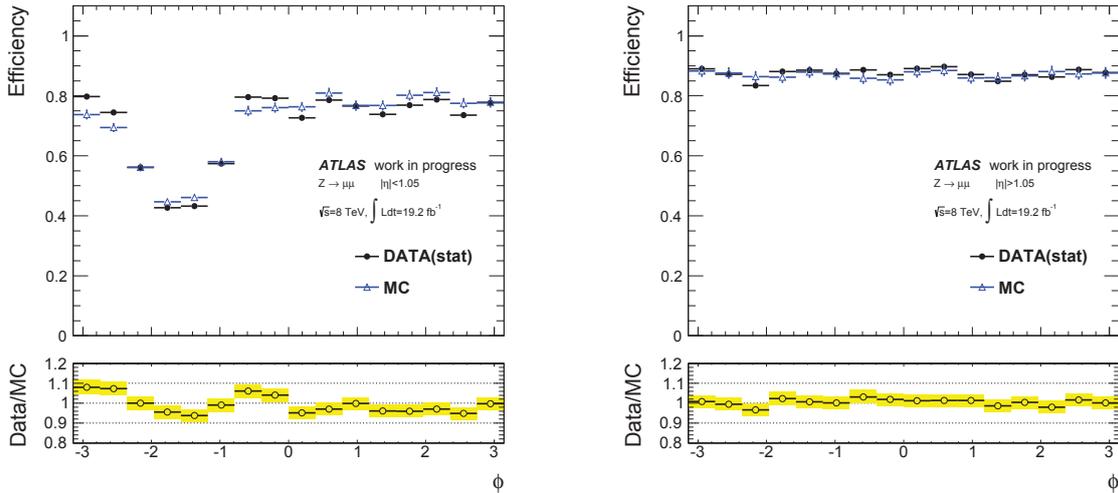


図 52: $p_T = 24$ GeV を閾値とするミュオントリガー効率の ϕ 依存性 (左図：バレル領域、右図：エンドキャップ領域)

ことが確認できる。これは、どちらも検出器の不感領域にあたる領域であり、前者は継ぎ目の部分に隙間ができており、後者は読み出しのコード類がその周辺にあるために被覆率が低くなっている。また、 $Q\eta$ 依存性を確認することによって、磁場によって曲がる方向による違いを確認することができる。しかし、この影響は p_T が高く磁場によって曲げられにくいミュオンに対しては現れにくいいため、依存性は η そのものとはほぼ変わらないものとなっている。

実データとシミュレーションにおいての、 $Q\eta$ と ϕ 及び $Q\eta$ と p_T の二次元的な相関を図 54 と図 55 に示した。 $Q\eta$ と ϕ の二次元分布に対しては、 $p_T > 24$ GeV を要求している。これらの二次元分布から、効率の検出位置による分布や、その p_T との相関を確認できた。また、図 56 に示すように実データとシミュレーションの比を取ることで、性能差をより正確に調べることができた。

6.1.2 p_T 閾値 18,24,36 GeV のミュオントリガーの効率

p_T 閾値がそれぞれ 18,24,36 GeV と設定されている、 EF_mu18_tight 、 EF_mu24i_tight 、 EF_mu36_tight と呼ばれるトリガーの効率について、測定した結果を示す。 EF_mu24i_tight については先述した通りであるが、比較対象として同時に結果を示す。結果は p_T に対する依存性として、バレル領域とエンドキャップ領域に分割して図 57 に示した。それぞれの効率測定結果から、各 p_T 閾値が正しく機能していることが確認でき、シミュレーションとも良くあっていることが確認できた。

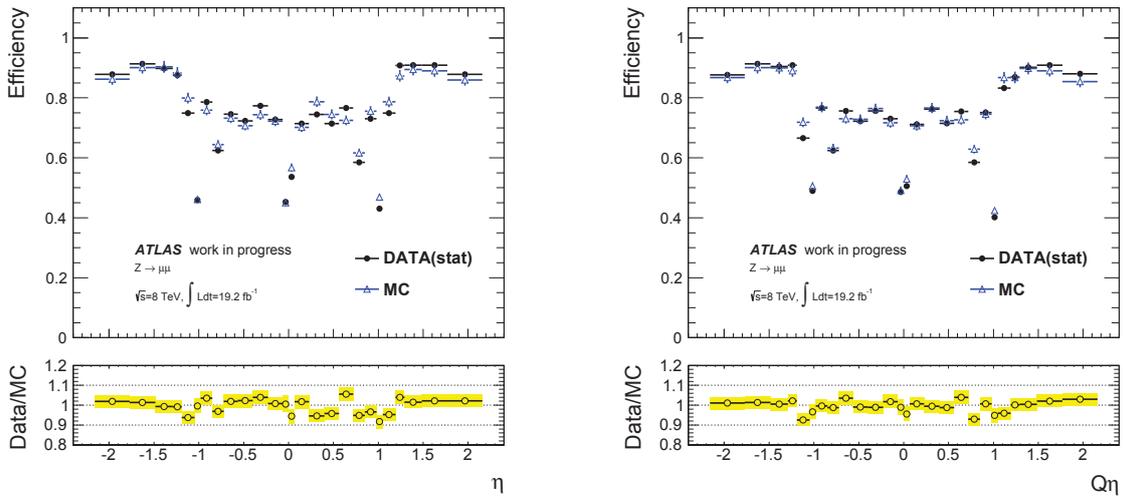


図 53: $p_T = 24$ GeV を閾値とするに対するミュオントリガー効率の η 依存性 (左図)、及び $Q * \eta$ 依存性 (右図)

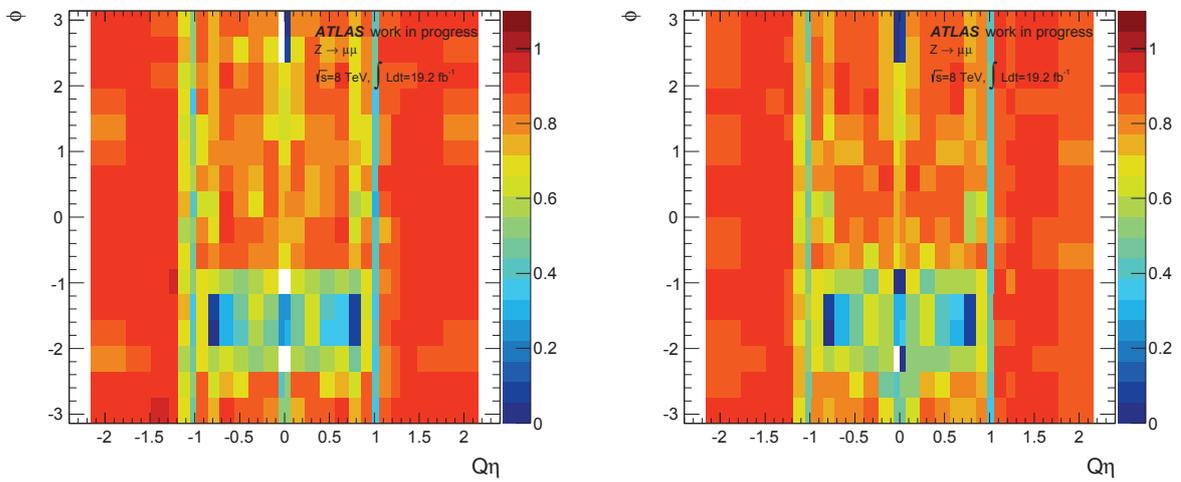


図 54: $p_T = 24$ GeV を閾値とするミュオントリガー効率の $Q\eta - \phi$ 二次元分布 (左図: 実データ、右図: シミュレーション)

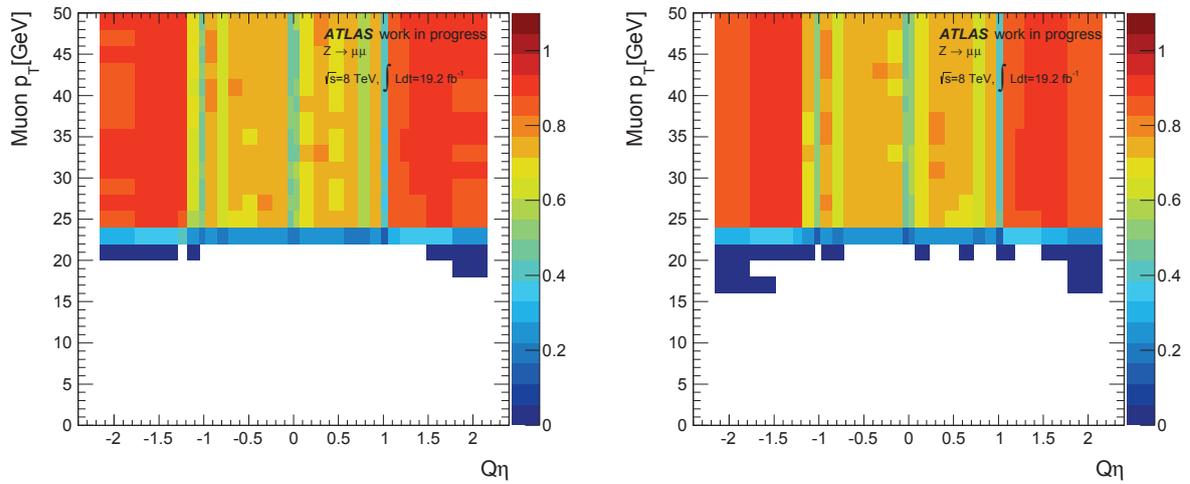


図 55: $p_T = 24$ GeV を閾値とするミュオントリガー効率の $Q * \eta - p_T$ 二次元分布 (左図: 実データ、右図: シミュレーション)

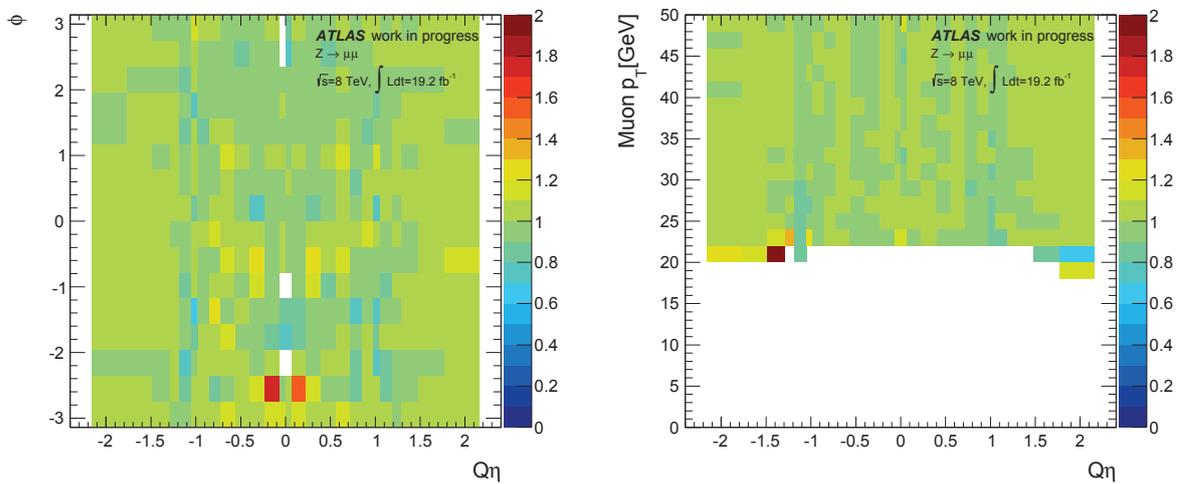


図 56: $p_T = 24$ GeV を閾値とするミュオントリガー効率の、 $Q * \eta - \phi$ (左図)、及び $Q * \eta - p_T$ (右図) 二次元分布に対する実データとシミュレーションの比較

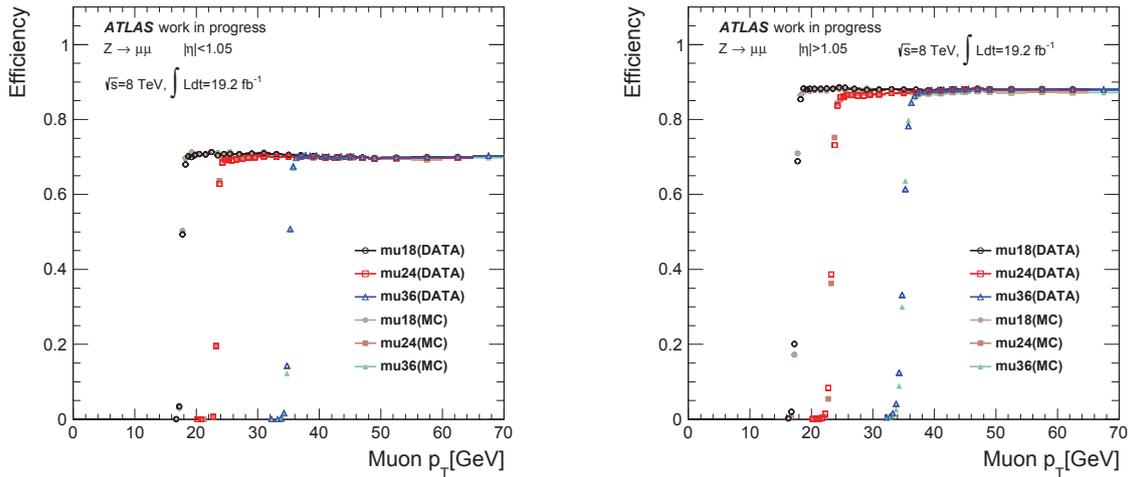


図 57: $p_T = 24, 36$ GeV を閾値とするミュオントリガーの効率の p_T 依存性 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

6.2 p_T 閾値 10 GeV 以下のミュオントリガー効率

p_T 閾値 10 GeV 以下のミュオントリガーとして、閾値を 4 GeV、6 GeV、8 GeV に設定されているものについて、効率測定を行った。この3つのトリガーの性能は良く似ており、今回は最低閾値である 4 GeV のトリガー効率を測定することを目的としているため、詳細な説明は p_T 閾値 4 GeV のトリガーについてのみ行う。 p_T 閾値 6 GeV、8 GeV のトリガーの効率については、最後に最終的な効率だけを述べる。また、それぞれの測定結果については、統計誤差の他に p_T に依存した系統誤差をつけている。系統誤差の見積もりについては次章で説明する。

6.2.1 p_T 閾値 4 GeV のミュオントリガー効率

ここでは EF_mu4T と呼ばれる、 p_T 閾値 4 GeV のトリガーの効率を測定した結果について述べる。この測定は新しく開発した J/ψ 粒子を用いた Tag&Probe によって行った。結果はミュオンの p_T 、 η 、電荷と η の積 $Q\eta$ 、 ϕ などのパラメータに対する依存性として示した。それぞれ実データとともにシミュレーションでの結果を重ねて示しており、更に比較を行うためにその比を下段に示した。最後に、Z 粒子を用いた Tag&Probe によって測定された結果と統合し、相互の結果のクロスチェックを行うとともに、高い p_T までトリガー効率の振る舞いを確認した。以下では、各パラメータに対する依存性について説明を行う。

p_T の依存性については、各段階での性能を詳細に評価するために L1、L2 各段階における測定結果と、L2 を通過したミュオンに対する EF の効率測定結果を、図 58、図 59、図 60 にそれぞれバレル領域とエンドキャップ領域に分けて示した。図 58 は、L1 の段階での効率の振る舞いを示したものであるが、特にエンドキャップ領域での立ち上がりが緩やかになってしまっているのが確認できる。これは、単純な 3 層のコインシデンスではトリガー効率が低くなってしまいうため、バレル領域との境界付近の特定の領域のみ 2 層のコインシデンスを取るという特殊な要求が原因である。L2 では、図 59 に示すように L1 よりも厳しく閾値を要求することで、立ち上がりが整形されているのが確認できる。EF では最終設定閾値である 4 GeV を要求しており、図 60 に示すように非常に精度よく機能していることが確認できる。最終的な効率は L2 までの効率と EF 単独の効率の積として、図 61 に示す通りに計算された。どちらも設定閾値である 4 GeV で立ち上がっているが、L1 の段階での効率の影響により、エンドキャップ領域における立ち上がりは比較的緩やかに

なっていることが確認できた。効率が安定するのは、バレル領域で～80%、エンドキャップ領域で～90%の時であり、シミュレーションとも良く一致していることが確認できた。安定したときの効率が p_T 閾値が 24 GeV のトリガーの場合 (図 51) よりも高くなっているのは、4.3 節で述べたように L1 でのコインシデンスの要求が一部 2 層になっているためであり、想定通りの違いである。

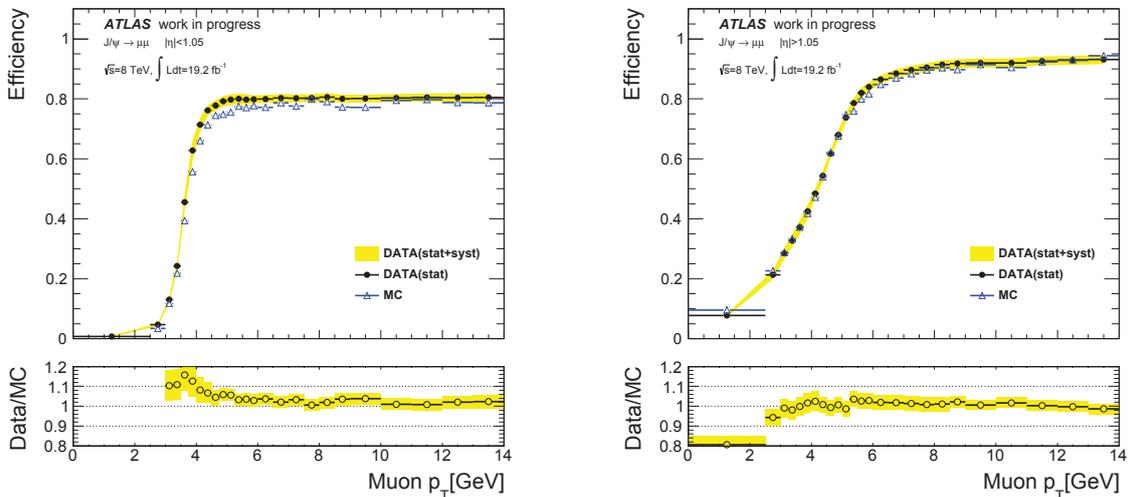


図 58: $p_T = 4$ GeV を閾値とするミュオントリガーの、プローブミュオンに対する L1 効率の p_T 依存性 (左図：バレル領域、右図：エンドキャップ領域)

効率の ϕ 依存性については、バレル領域とエンドキャップ領域に分割して図 62 に示した。ここでは、効率の安定する $p_T > 6$ GeV での結果を示している。図 52 と同様に、バレル領域では検出器の足に当たる部分で効率が低いことが確認でき、エンドキャップ領域ではほぼ一定の効率を示している。シミュレーションでは、特にバレル領域では多少のズレが生じているものの、同様の ϕ 依存性が確認でき、性能を良く再現しているということが確認できた。

次に、効率の η 依存性及び $Q\eta$ 依存性について図 63 に示した。ここでも ϕ 依存性と同様に、 $p_T > 6$ GeV を要求している。図 53 と同様に、バレル領域とエンドキャップ領域の継ぎ目の部分での効率低下が確認できる一方で、 J/ψ 粒子を用いた場合は、電荷に対する違いが大きく現れることが確認できた。これは、 p_T が低いミュオンが磁場で大きく曲げられるために、電荷の違いによって曲がる方向が異なる影響が大きくなっていることに起因する。特に $Q\eta = -1$ の付近では、ミュオンの飛跡はバレル領域とエンドキャップ領域の境目を通り、ビーム軸から離れていく方向に曲がっている。この場合図 64 のように、構造上どちらの検出器にもヒットしないミュオンが多くなってしまったため、効率が低下していると考えられる。

実データとシミュレーションにおいての、 $Q\eta$ と ϕ 及び $Q\eta$ と p_T の二次元的な相関を図 65 と図 66 に示した。図 67 には、それぞれの分布について実データとシミュレーションの比を計算したものを示した。 $Q\eta$ と ϕ の二次元分布に対しては、 $p_T > 6$ GeV を要求している。これらの分布からも図 63 で確認できた通り、 $Q\eta = -1$ の周辺では効率が低下していることが確認でき、 p_T が低くなっていくほどその影響が顕著になっていることも確認できる。 $p_T < 6$ GeV に対する $Q\eta = 1$ 周辺の振る舞いについては、逆にバレル領域を通過してエンドキャップ領域に入射するような信号となっており、どちらも掠めたような信号となってしまったために効率が落ちるものと思われる。また、 $Q\eta = -1$ の効率低下については、図 67 でも確認できるように、 $p_T < 6$ GeV では実データとシミュレーションで大きな食い違いが見られる。これは L2 の前段である L2muonSA の効率に差があることで、生じているものであることがわかっている。L2MuonSA では、実際の検出器とシミュレーション上での検出器のアライメントの差を考慮に入れるため、 p_T の計算に用いる値が少

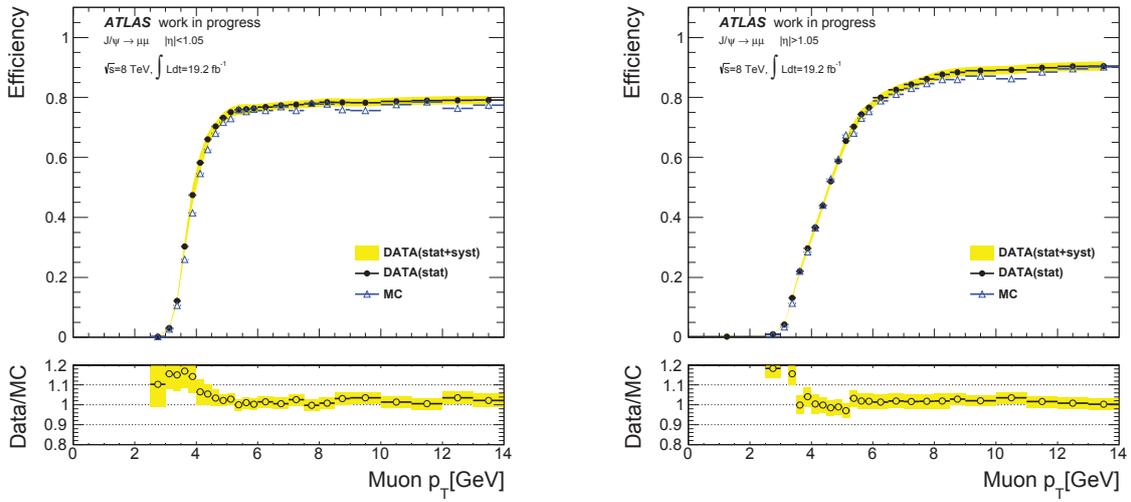


図 59: $p_T = 4$ GeV を閾値とするミュオントリガーの、プローブミュオンに対する L2 効率の p_T 依存性 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

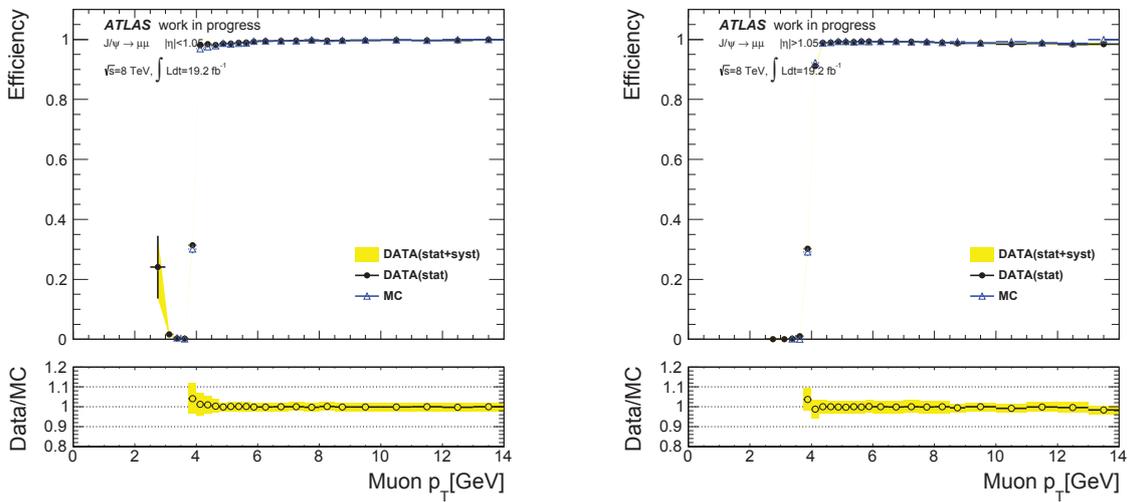


図 60: $p_T = 4$ GeV を閾値とするミュオントリガーの、L2 を通過したミュオンに対する EF 効率の p_T 依存性 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

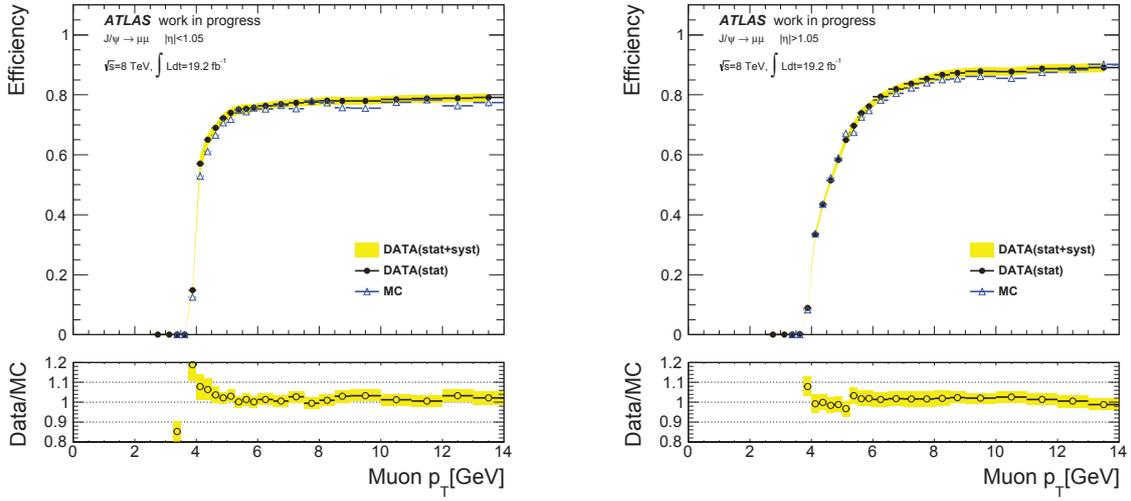


図 61: $p_T = 4 \text{ GeV}$ を閾値とするミュオントリガーの最終的な効率の p_T 依存性 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

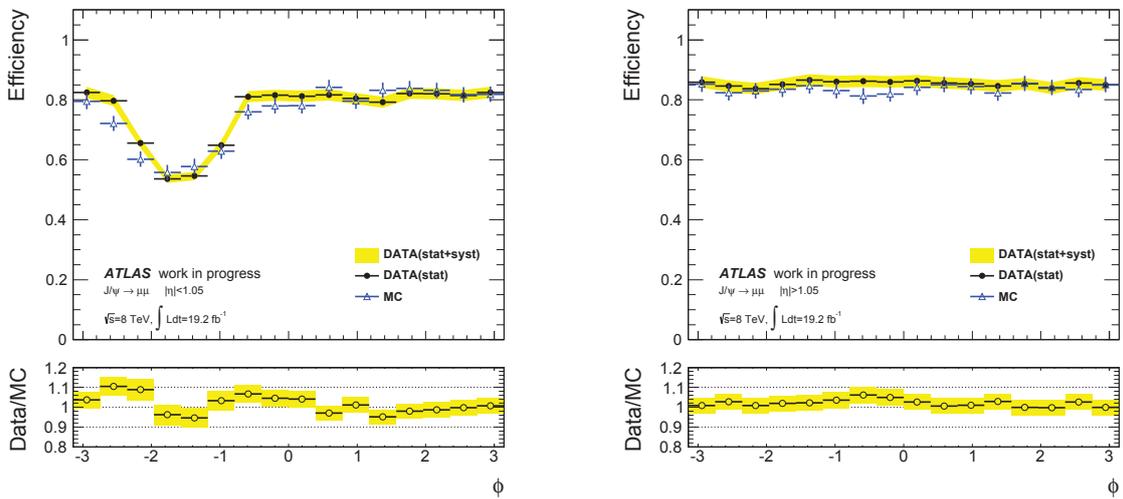


図 62: $p_T = 4 \text{ GeV}$ を閾値とするミュオントリガー効率の ϕ 依存性 (左図: バレル領域、右図: エンドキャップ領域)

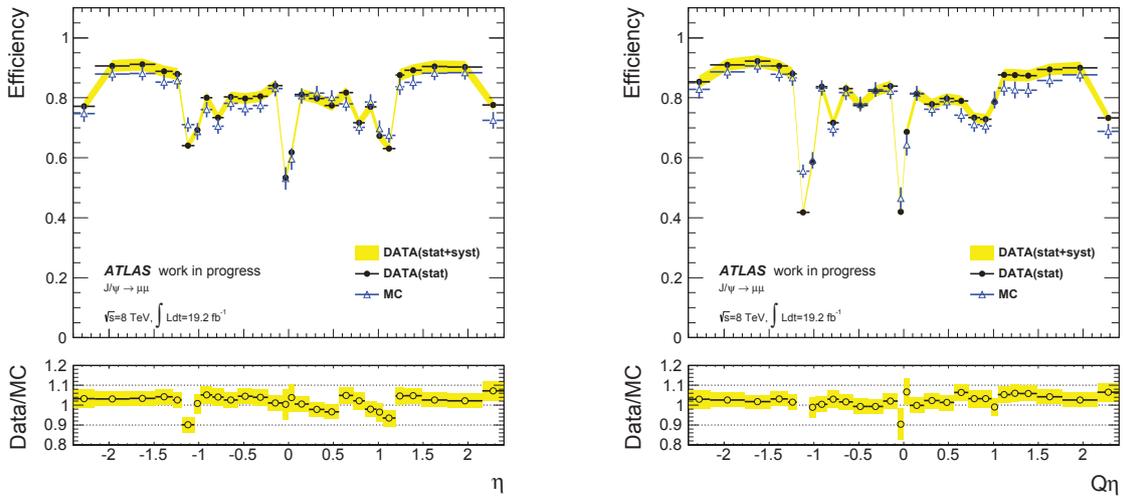


図 63: $p_T = 4 \text{ GeV}$ を閾値とするミュオントリガー効率の η 依存性 (左図)、及び $Q\eta$ 依存性 (右図)

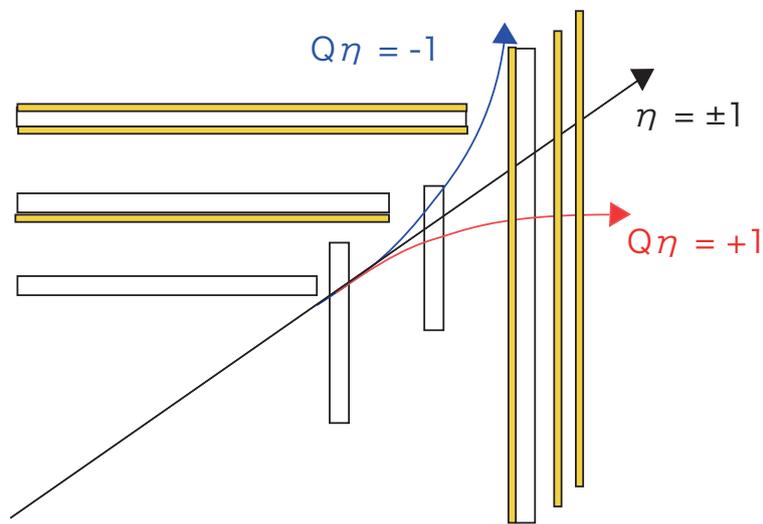


図 64: バレル領域とエンドキャップ領域の境界付近での、ミュオンの曲がる方向に対する状況の違い。黄色で示したのはトリガー用検出器である RPC と TGC を示しているが、 $Q\eta \sim -1$ のミュオンはヒットしないものが存在する。

し異っており、効率に差が出てしまうのはこの影響を考慮しきれていないためであると思われる。これらの食い違いが起こる領域を除けば、実データとシミュレーションでの振る舞いは良く一致していることが確認できた。

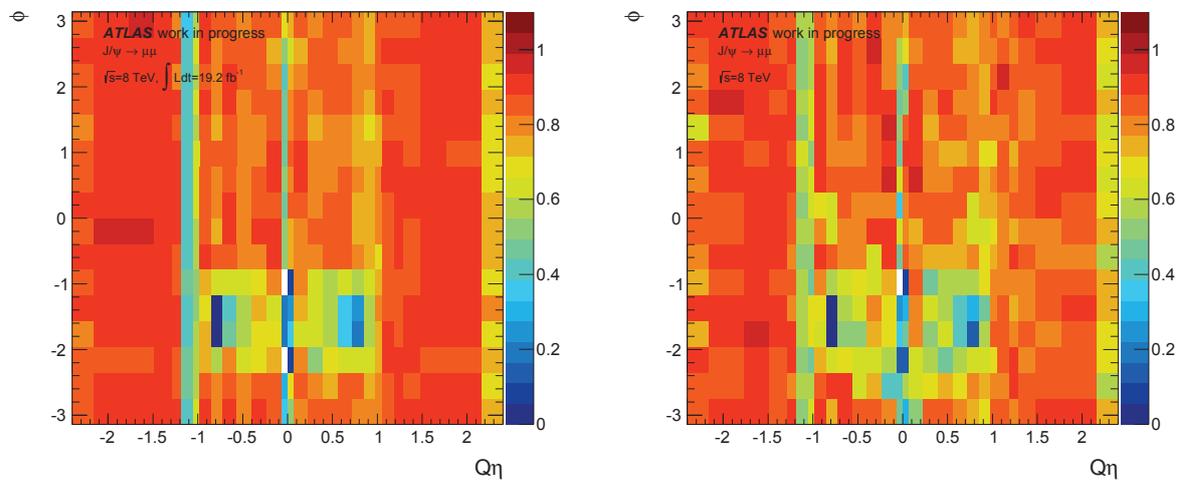


図 65: $p_T = 4 \text{ GeV}$ を閾値とするミュオントリガー効率の $Q\eta - \phi$ 二次元分布 (左図: 実データ、右図: シミュレーション)

実データにおいて J/ψ 粒子を用いた場合には、B メソンなどの崩壊由来の J/ψ 粒子によるミュオンが含まれているため、 d_0 の大きいミュオンが多くなっている。このため、効率の d_0 依存性を確認することが可能である。L2 の段階での d_0 依存性を図 68 に示した。このように、L2 の段階での d_0 依存性は 0.2 mm 程度の範囲であっても、確かに見えていることがわかる。これは、内部飛跡検出器で飛跡を再構成する際、パイルアップ²に対する強度を増すために、ある程度衝突点付近から来ていることを要求しており、L2 後段の muComb で探索する飛跡が作れないことが原因であることがわかっている。

6.2.2 Z 粒子を用いた Tag&Probe での測定との統合

Z 粒子を用いた Tag&Probe においては、3 - 10 GeV の閾値付近での効率を測定することは難しいが、 J/ψ 粒子由来のミュオンでは測定が難しい 15 GeV 以上の p_T 領域での効率の振る舞いを確認することができる。そのため、この比較により高い p_T まで正常に機能しているかどうかを確認するとともに、双方が感度を持つ 10 - 15 GeV の領域で同様の値が得られることを確認することで、クロスチェックを行うこともできる。

図 69 には、バレル領域及びエンドキャップ領域における効率の p_T 依存性を、 J/ψ 粒子と Z 粒子をそれぞれ用いた Tag&Probe で測定した結果を示した。 J/ψ 粒子と Z 粒子を用いた結果は、それぞれ $p_T < 14 \text{ GeV}$ 、 $p_T > 10 \text{ GeV}$ の結果のみを示している。この結果から、それぞれの結果が誤差の範囲内で良く一致し、高い p_T までほぼ一定の効率を保っているということが確認できた。このことから、今回新しく開発したブーストした J/ψ 粒子を用いた手法により、バイアスのかからない測定ができているということが言える。

²LHC では高ルミノシティの陽子陽子衝突により、多重衝突 (パイルアップ) が起こる。1 度のバンチ交差毎に 20 個もの反応点が生成される場合もある。

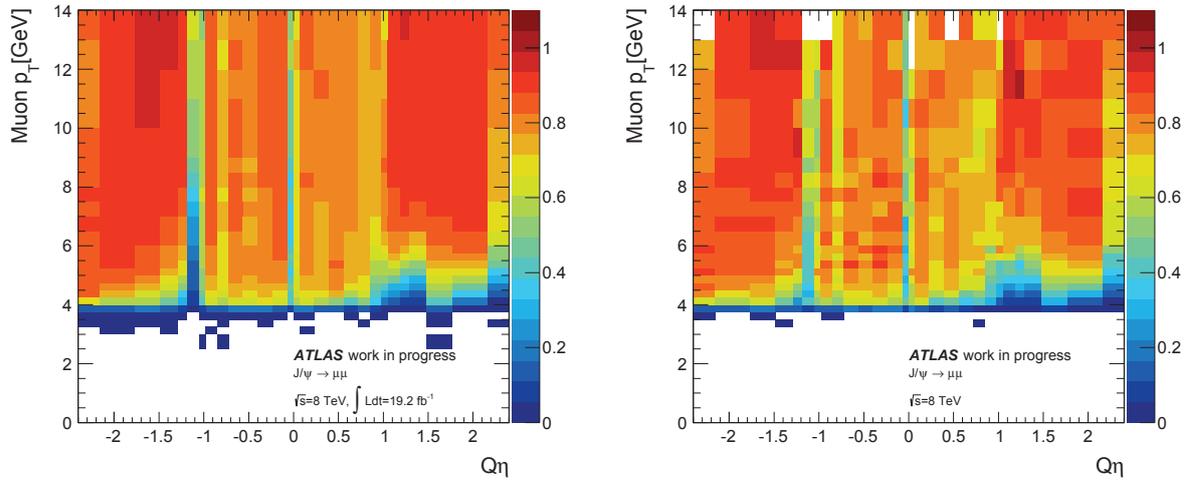


図 66: $p_T = 4 \text{ GeV}$ を閾値とするミュオントリガー効率の $Q_\eta - p_T$ 二次元分布 (左図：実データ、右図：シミュレーション)

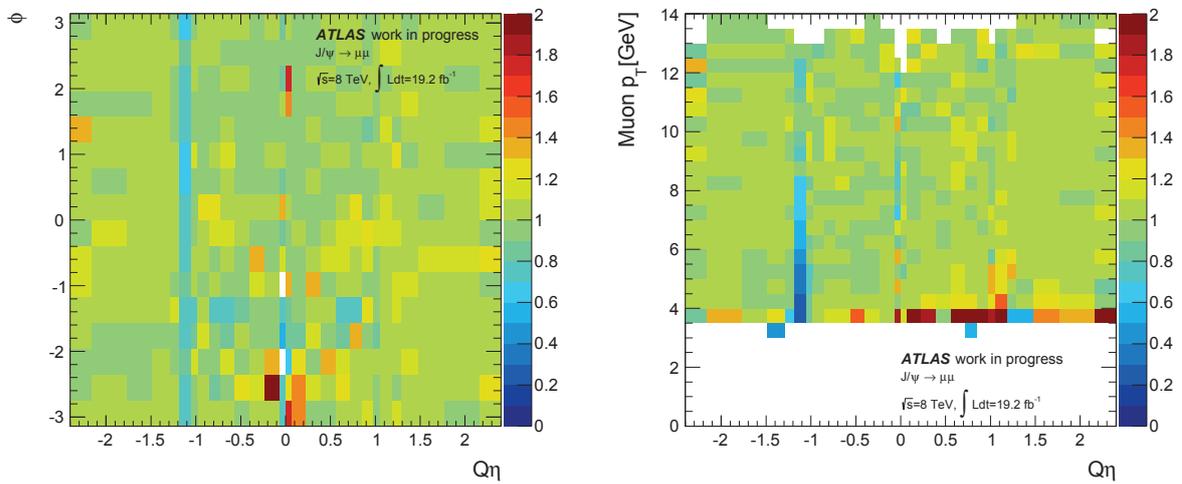


図 67: $p_T = 4 \text{ GeV}$ を閾値とするミュオントリガー効率の、 $Q_\eta - \phi$ (左図)、及び $Q_\eta - p_T$ (右図) 二次元分布に対する実データとシミュレーションの比較

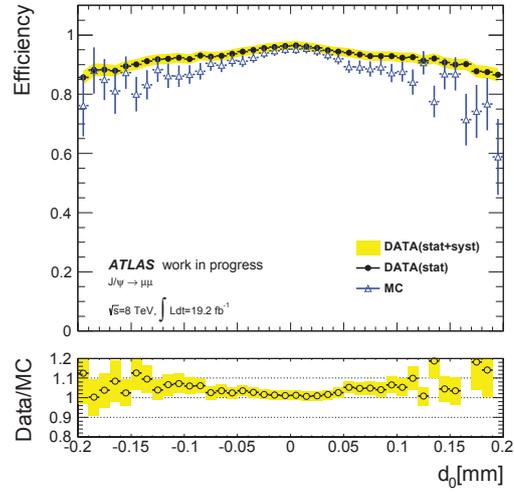


図 68: $p_T = 4$ GeV を閾値とするミュオントリガー効率の L2 での d_0 依存性

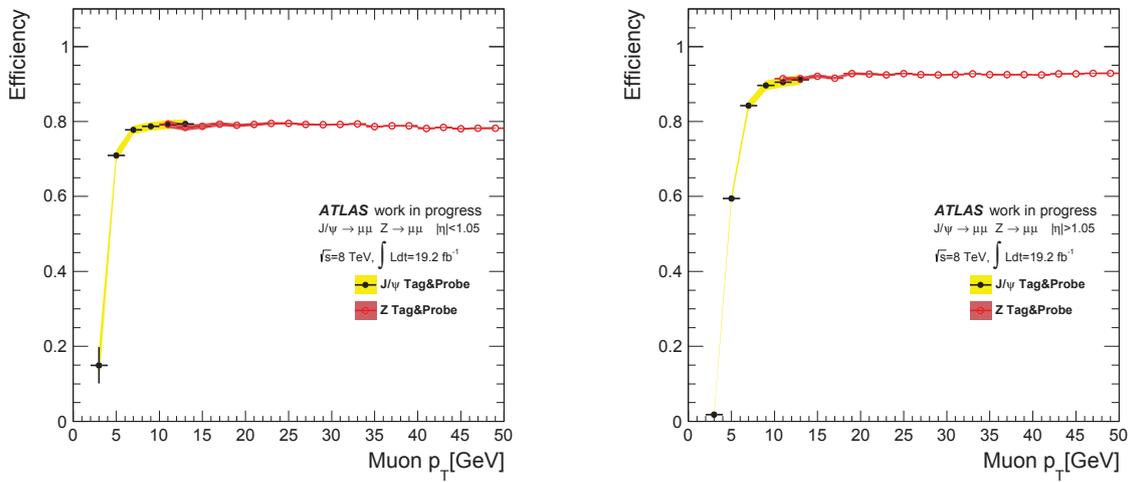


図 69: $p_T < 14$ GeV では J/ψ 粒子を、 $p_T > 14$ GeV では Z 粒子を用いて測定した結果を利用し、 $p_T = 4$ GeV を閾値とするミュオントリガーの効率の p_T 依存性として示した (左図：バレル領域、右図：エンドキャップ領域)

6.2.3 p_T 閾値 4,6,8 GeV のミュオントリガーの効率

p_T 閾値を 6, 8 GeV に設定しているトリガーの効率測定結果について述べる。結果は、図 70 に p_T 閾値を 4, 6, 8 GeV に対する効率の p_T 依存性を、バレル領域とエンドキャップ領域に分けて示した。また、それぞれ実データとシミュレーションによる結果を重ねて示している。どのトリガーも設定された閾値で立ち上がりが見えていることが確認でき、シミュレーションとも良く一致していることがわかる。効率が立ち上がった後の振る舞いと値については、バレル領域ではほぼ同じであるのに対し、エンドキャップ領域では閾値が 6 GeV 以降のトリガーの効率が低くなっているのがわかる。これは、 EF_mu4T トリガーの説明で述べたように、4 GeV 閾値のトリガーはエンドキャップ領域の一部のみ 2 層コインシデンスになっていることが原因である。この最適化により、 EF_mu4T トリガーの効率が、エンドキャップ領域全体として高く維持されているということが見て取れる。

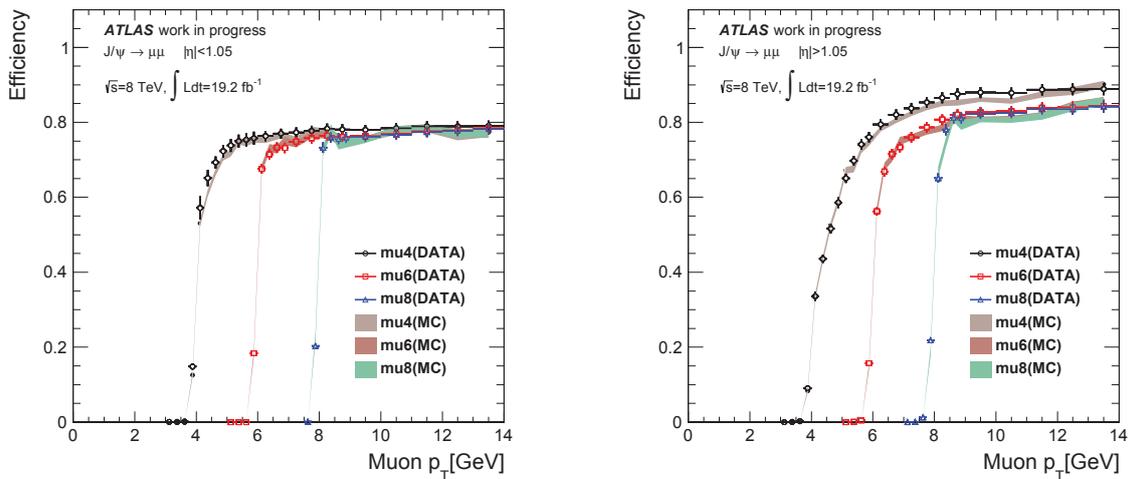


図 70: $p_T = 4, 6, 8$ GeV を閾値とするミュオントリガーの効率の p_T 依存性 (左図：バレル領域、右図：エンドキャップ領域)

7 系統誤差

この章では、 J/ψ 粒子を用いた Tag& Probe によるトリガー効率測定に対する系統誤差について述べる。系統誤差は、今回の解析では統計誤差との比較から、1%以下のものについては無視できるとしている。系統誤差の要因はいくつか存在するため、それぞれに対して行った見積りの手法と結果について個別に説明する。また、シミュレーションでも同様の影響が再現されている場合、実データとシミュレーションの比率に対する系統誤差は、打ち消される形となる。そのため、各要因毎に実データとシミュレーションの比率に対する影響を確認し、比率計算に対する系統誤差も見積もった。

7.1 ΔR カットの値による系統誤差

プローブミューオンのトリガー通過判定を行う際に要求した、 ΔR の条件の変化に応じて、効率がどの程度変化するかを確認し、この条件の設定に対する系統誤差を見積もった。 $\Delta R_{\text{RoI,probe}}$ に対する要求は、元々4章で説明したように $p_T > 10$ では $\Delta R_{\text{RoI,probe}} < 0.12$ 、それ以下では p_T の一次関数として定義されている。ここではその要求を各 p_T に対して 0.05 だけ広げて同様の解析を行い、元々の条件での結果と比を取ることで、系統誤差を見積もった。この際タグミューオンに対する要求は変えておらず、 $\Delta R_{\text{RoI,tag}} < 0.08$ としているため、2つのミューオン間の距離 $\Delta R_{\mu\mu}$ に対する要求は、元々定義していたものより 0.05 だけ広げる必要がある。そのため、各 p_T に対して $\Delta R_{\mu\mu}$ に対する要求は厳しくなっている。

効率の p_T 依存性において、各 p_T 領域に対する元々の解析での効率を ΔR を変化させた解析で割った値を図 71 に示す。結果はバレル領域とエンドキャップ領域について分けて示しており、系統誤差としても個別に見積もった。バレル領域では、 $p_T > 4.5\text{GeV}$ ではその影響が無視できるが、 $p_T < 4.5\text{GeV}$ ではその影響を考慮する必要があることがわかる。そのため $p_T < 4.5\text{GeV}$ に対しては、それぞれの p_T 領域での比の値を系統誤差としている。エンドキャップ領域では、 $p_T > 5\text{GeV}$ ではその影響が無視できるが、 $p_T < 5\text{GeV}$ ではその影響を考慮する必要があることがわかる。そのためバレル領域と同様に、 $p_T < 5\text{GeV}$ に対しては、それぞれの p_T 領域での比の値を系統誤差とした。これらの影響は、元々図 39 に示したように、低い p_T では ΔR の精度が悪くなるということによって起こっている。 J/ψ 粒子を用いた解析では、2つのミューオンが非常に近いため、この影響を無視できるような広さの ΔR を要求することができないため、その効率に与える影響を系統誤差として考慮している。

シミュレーションによる実データの再現性を確認するため、シミュレーションに対しても図 71 と同様に各 p_T に対する影響を見積もった。このシミュレーションでの見積もりと、実データとの見積もりの比を取り、実データとシミュレーションの相違を系統誤差として測定結果に考慮した。この結果を図 72 に示す。シミュレーションの統計量が、実データよりも 1桁程少ないため、誤差の範囲は少し大きくなっている。バレル領域では、同じく $p_T < 4.5\text{GeV}$ では p_T 依存性を考慮し、 $p_T > 4.5\text{GeV}$ では p_T によらず 1%の誤差を付けるものとした。またエンドキャップ領域では、全体として 2%程度の影響が見られるため、一律に 2%の誤差を付けるものとした。

7.2 電荷の違いによる系統誤差

ここでは、電荷が正のミューオンと負のミューオンでのトリガー効率の差を評価し、電荷の違いによる系統誤差を見積もった。手法としては先述した ΔR の場合と同様に、電荷を正と負に限定した解析を行い、各 p_T に対して比を計算するというものである。計算結果はバレル領域とエンドキャップ領域に分けて、図 73 に示した。バレル領域の方が影響は比較的大きいものの、どちらも偏った分布は見られず、 $p_T > 6\text{GeV}$ で 0.5%、 $p_T < 6\text{GeV}$ で 1%と見積もった。

同様にシミュレーションでも見積もりを行い、実データとの比を取ることで、実データとシミュレーションの相違に対する系統誤差を見積もった。その結果を図 74 に示す。バレル領域とエンドキャップ領域の両方でかなり大きなふらつきが見られるが、偏ったふらつきがないことから、こ

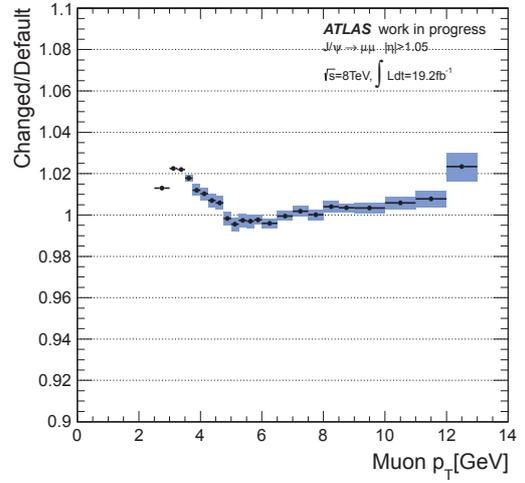
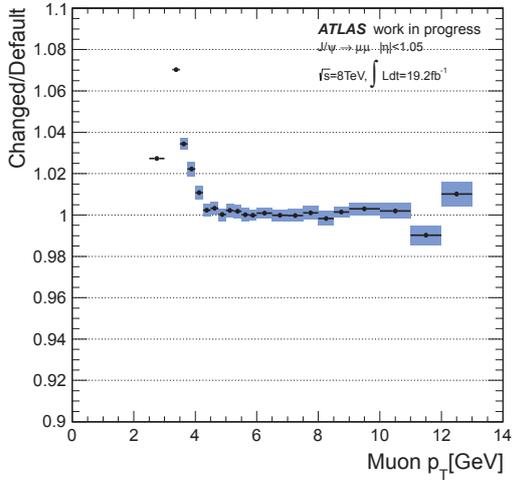


図 71: $\Delta R_{RoI,probe}$ の変化に対する効率の変化 (右図: バレル領域、左図: エンドキャップ領域)

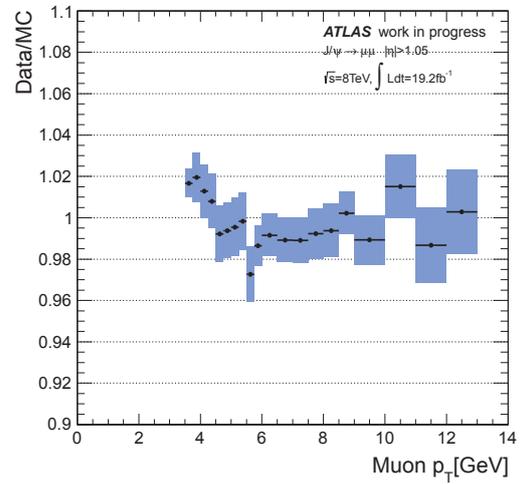
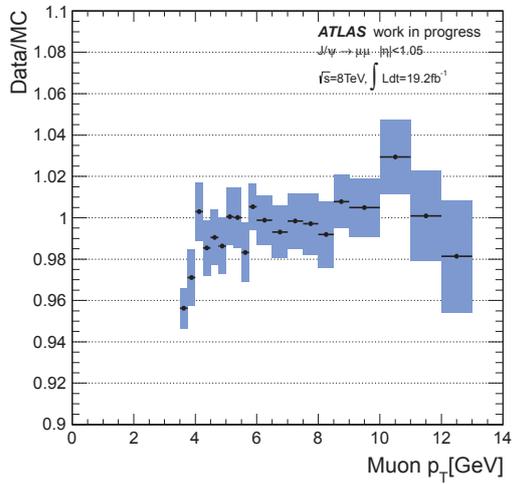


図 72: $\Delta R_{RoI,probe}$ の変化に対する実データとシミュレーションの効率比の変化 (右図: バレル領域、左図: エンドキャップ領域)

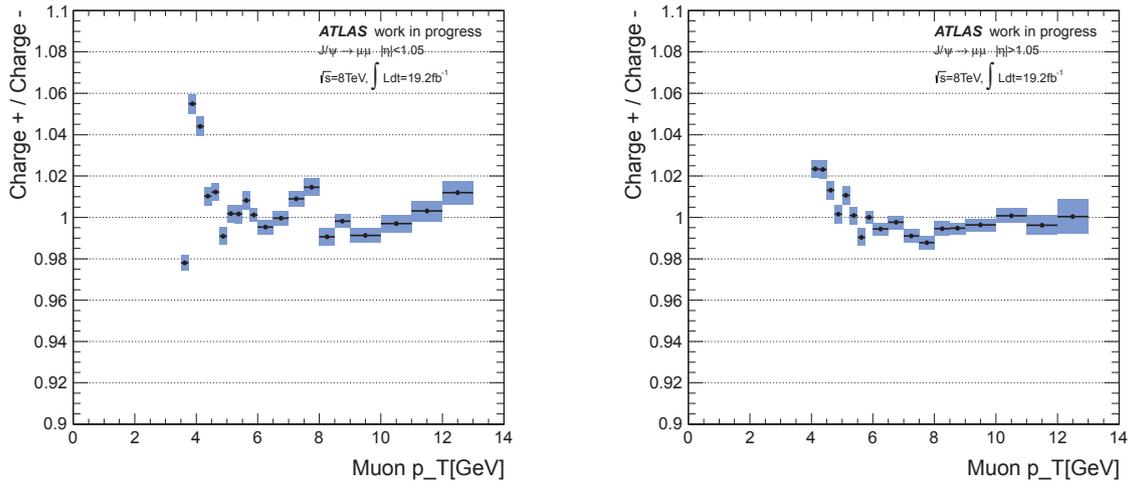


図 73: 電荷の正負の違いに対する効率の変化 (左図：バレル領域、右図：エンドキャップ領域)

これはシミュレーションの統計不足が原因と思われる。そのため、どちらも実データでの見積もり結果を信頼することとし、効率の比を求める際にも、 $p_T < 6 \text{ GeV}$ で 0.5%、 $p_T > 6 \text{ GeV}$ で 1% の系統誤差がつくものとした。

7.3 d_0 補正による系統誤差

この解析では、 d_0 分布に対する補正を行っているが、それに対する系統誤差も見積もる必要があると考えた。しかし、この補正に対する測定結果の変化は少なく、運動学的にほとんど低い p_T のミュオンにしか影響は出ない。そのため、ここでは過大評価ではあるが、 d_0 補正を行った場合と行わなかった場合の効率の違いを系統誤差とした。結果は図 75 に示した通りである。バレル領域、エンドキャップ領域ともに、 $p_T > 4 \text{ GeV}$ では 1% 未満であり、無視できる大きさとなっている。しかし、 $p_T < 4 \text{ GeV}$ では 1% 程度にまで大きくなるため、1% の系統誤差がつくものとした。

また、シミュレーションに対しては d_0 補正を行っていないため、効率比に対する系統誤差は、実データで見積もったものをそのまま利用するものとした。

7.4 内部飛跡検出器のヒットクオリティカットの有無による系統誤差

この解析では、より信頼できるミュオンを用いるために、内部飛跡検出器のヒットに対して表 6 の条件をかけている。このカットの有無での違いを見積もることによって、信頼性の低いミュオンの混入による系統誤差を見積もることとした。これについても影響が小さいことが見込まれるため、単純に条件をかけた場合とかけない場合の効率を比較し、その相違を系統誤差とした。その結果を図 76 に示す。バレル領域、エンドキャップ領域のどちらでも、概ね 1% 以内に収まっており、偏った分布も見られない。そのため、全体としてこの系統誤差は無視できるものとした。

また、シミュレーションで同様の見積もりを行ったものと比を取った結果を図 77 に示した。これについても、どちらの領域でもその影響は無視できる範囲に収まっていることがわかり、系統誤差は無視できるものとした。

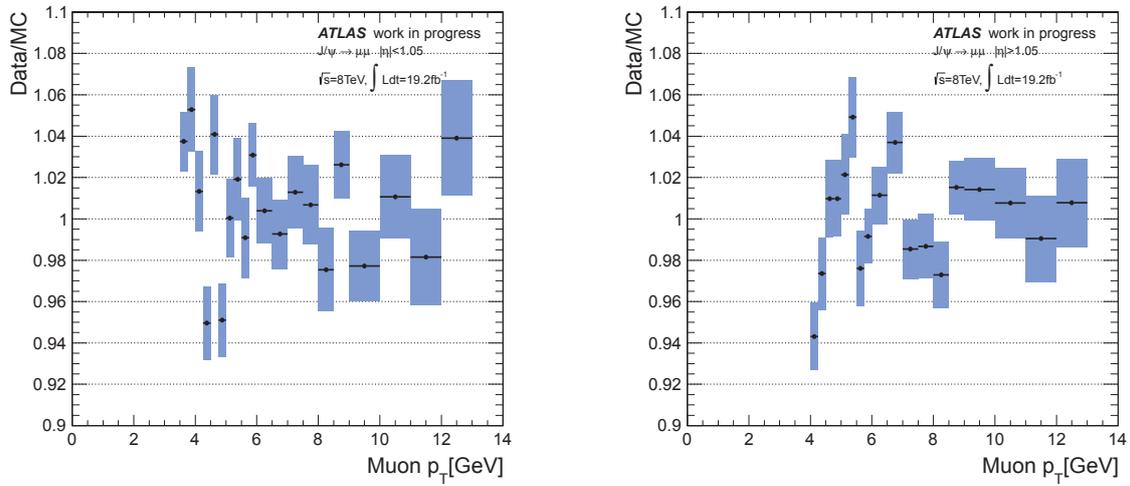


図 74: 電荷の正負の違いに対する実データとシミュレーションの効率比の変化 (右図: バレル領域、左図: エンドキャップ領域)

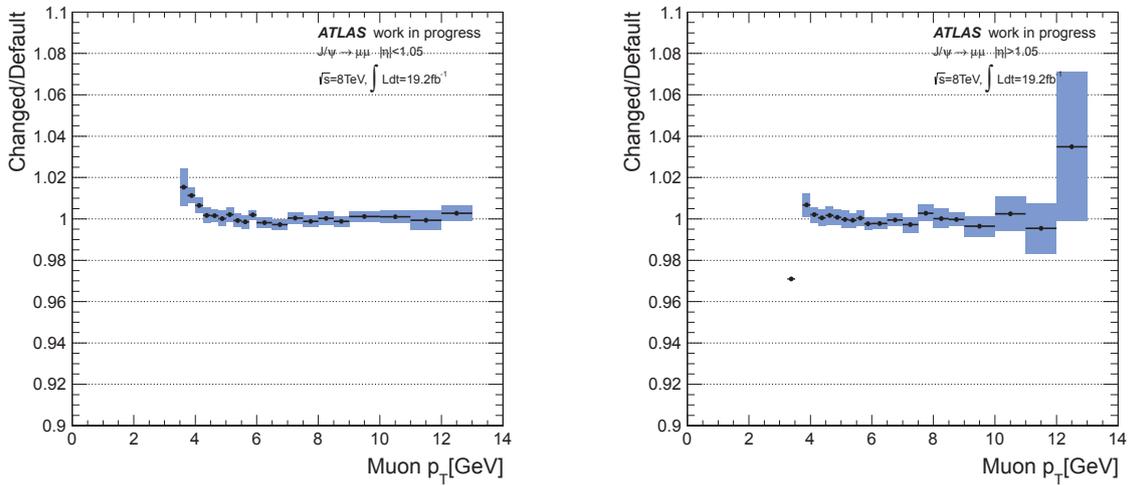


図 75: d_0 補正の有無に対する効率の変化 (右図: バレル領域、左図: エンドキャップ領域)

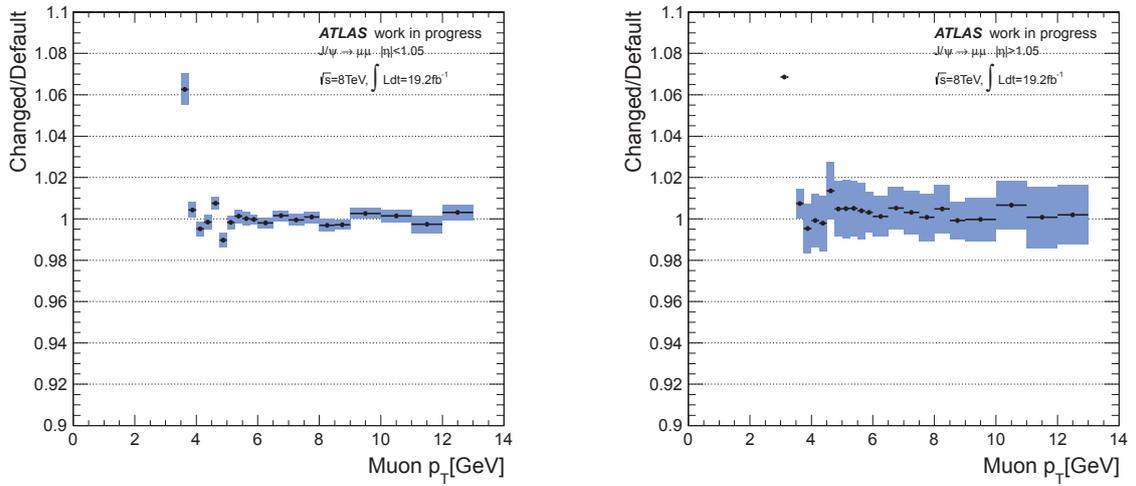


図 76: 内部飛跡検出器のヒットに対する条件の有無による効率の変化 (右図: バレル領域、左図: エンドキャップ領域)

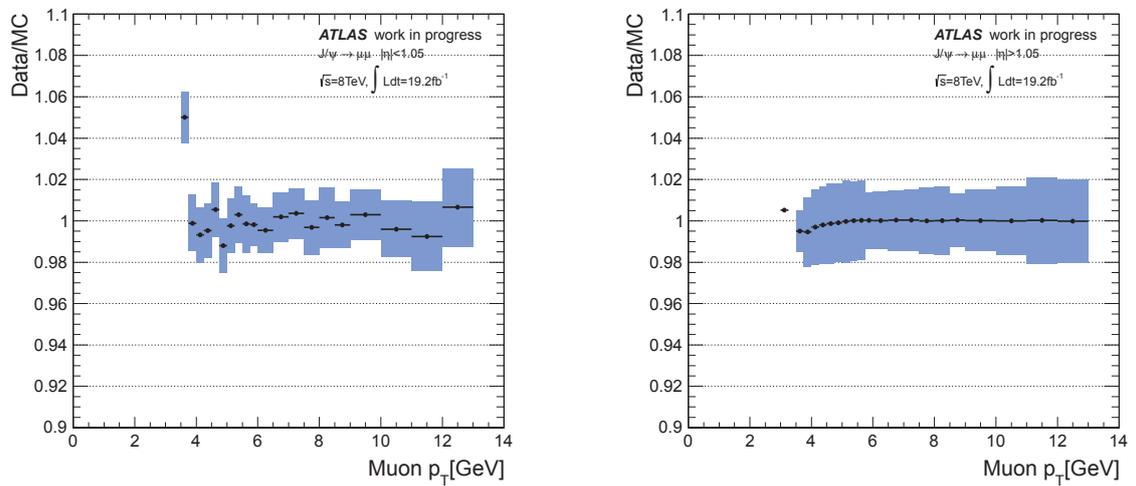


図 77: 内部飛跡検出器のヒットに対する条件の有無による実データとシミュレーションの効率比の変化 (右図: バレル領域、左図: エンドキャップ領域)

7.5 系統誤差のまとめ

以上で見積もった系統誤差について、表7と表8にまとめた。全体としては、電荷の違いによる誤差が大きく、 $p_T \sim 4$ の低い p_T 領域では様々な要因による系統誤差が確認された。

	バレル領域		エンドキャップ領域	
	低い p_T	高い p_T	低い p_T	高い p_T
$\Delta R_{RoI,probe}$	平均 2%程度	なし	平均 1%程度	なし
電荷の違い	一律 1%	一律 0.5%	一律 1%	一律 0.5%
d_0 補正	一律 1%	なし	一律 1%	なし
内部飛跡検出器のヒット	なし		なし	
合計	平均 2.4%程度	一律 0.5%	平均 1.7%程度	一律 0.5%

表 7: 系統誤差のまとめ (対効率)

	バレル領域		エンドキャップ領域	
	低い p_T	高い p_T	低い p_T	高い p_T
$\Delta R_{RoI,probe}$	平均 2%程度	一律 1%	一律 2%	
電荷の違い	一律 1%	一律 0.5%	一律 1%	一律 0.5%
d_0 補正	一律 1%	なし	一律 1%	なし
内部飛跡検出器のヒット	なし		なし	
合計	平均 2.5%程度	一律 1.2%	一律 4%程度	一律 1.6%

表 8: 系統誤差のまとめ (実データとシミュレーションの比較)

8 まとめと結論

LHC-ATLAS 実験では、トリガーシステムが用いられており、その効率を精密に測定することは、物理に対する測定結果の精度の向上に直結する。本研究では、特にミュオンを用いたトリガーの効率を、幅広い p_T 領域に対して精密に測定した。特に $\tau \rightarrow \mu\mu\mu$ や $B_s^0 \rightarrow \mu\mu$ といった、新物理の間接探索において非常に重要となる、 $p_T < 10\text{GeV}$ のミュオンを目的とした p_T 閾値の低いトリガー効率測定を行うために、 J/ψ 粒子を用いた新しい手法を開発した。この手法の開発にあたっては、単純な Z 粒子を用いた手法の拡張では十分な統計量を確保することが難しいため、ブーストした J/ψ を用いた特殊な Tag&Probe を考えた。この測定のために、ブーストした J/ψ を標的とした特殊トリガーの導入、ミュオンの飛跡が近いことによって起こる問題の防止、 B メソン由来の J/ψ 粒子や背景事象の影響など様々な工夫を導入し、測定手法を確立することができた。結果として、従来の Z 粒子を用いた方法では測定が難しい、 p_T 閾値が 4 GeV のトリガーの閾値付近の効率を精密に測定することができ、その振る舞いを理解することができた。更にシミュレーションや Z 粒子を用いた手法との比較、系統誤差の見積もりを行うことで、この解析の正しさを確認し、結果の信頼性が保証できるものとした。また、低い p_T のミュオンに対してのトリガー効率の振る舞いを細かく確認することで、バレル領域とエンドキャップ領域の付近で発生する効率低下や、 d_0 依存性の存在などの問題を確認し、その原因を明らかにすることができた。これにより p_T 閾値が $6, 8\text{ GeV}$ のトリガーの効率も測定することができ、 Z 粒子を用いた手法と合わせ、LHC-ATLAS 実験におけるミュオントリガーのおよそ全ての閾値のトリガーの振る舞いを確認することを可能にした。

References

- [1] K. S. Babu, Christopher Kolda, Phys. Rev. Lett. 89, 241802 (2002)
- [2] Brignole, Andrea et al., Nucl.Phys. B701 (2004) 3-53
- [3] K.Hayasaka, K.Inami, Y.Miyazaki et al. (The Belle collaboration), PLB 687,139 (2010)
- [4] BaBar Collaboration (Lees, J.P. et al.), Phys.Rev. D81 (2010)
- [5] Sw. Banerjee, K. Hayasaka, H. Hayashii, A. Lusiani, M. Roney, B. Shwartz, HFAG-Tau Report Early 2012, <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/tau/winter-2012/hfag-tau-winter-2012.pdf>
- [6] The LHCb Collaboration, CERN-LHCb-CONF-2012-015
- [7] Santinelli, Roberto ; Biasini, Maurizio, CMS-NOTE-2002-037
- [8] L. Evans, P. Bryant, JINST 3 S08001(2008)
- [9] ATLAS Collaboration, JINST 3 S08003(2008)
- [10] Joerg Wotschack, ATL-MUON-PUB-2008-06
- [11] J.J.Goodson, Search for Supersymmetry in States with Large Missing Transverse Momentum and Three Leptons including a Z-Boson, Thesis of Stony Brook University
- [12] Takeshi Dohmae, Performance study of Level2 Muon Trigger System in the ATLAS experiment, Msc thesis of University of Tokyo
- [13] 野辺拓也, ATLAS 実験に置けるミュオントリガーの性能改良, 東京工業大学大学院修士学位論文 (2011)
- [14] ATLAS Collaboration, Phys. Lett. B 716 (2012) 1-29
- [15] ATLAS Level-1 Trigger Group, Level-1 Trigger Technical Design Report, ATLAS TDR-012(1998)
- [16] 岸本巴, ATLAS 実験に置けるミュオントリガー効率の評価, 神戸大学大学院修士学位論文 (2011)
- [17] Particle Data Group(<http://pdg.lbl.gov/>)

謝辞

この修士学位論文研究において、久世研究室、ATLAS 日本グループの皆様を始め多くの方々のお力添えをいただきました。

指導教員である久世正弘准教授には研究に関するご指導は勿論、研究室としての活動を通して、様々な面で教育的にご指導を頂き、大変感謝しております。高エネルギー加速器研究機構の長野邦浩准教授には、ATLAS ミューオントリガーグループでの研究において、研究に対する導入や詳細部分についての相談などをはじめ、欧州原子核研究機構での研究のあらゆる場面でご助力頂きました。本当にありがとうございます、そしてこれからもよろしくお願い致します。石塚正基助教には、研究に対する姿勢などの基礎的なことから、専門的な相談や発表資料、及び論文作成時の助言など、大変お世話になりました。本当にありがとうございます。副指導教員である陣内修准教授には、東工大 ATLAS グループのリーダーとして、また ATLAS 日本グループの指導者として、助言を頂きました。ここに挙げさせて頂いた先生方以外にも、ATLAS 日本グループ代表である徳宿克夫教授、KEK の青木雅人助教、神戸大学の山崎祐司准教授を始め、ATLAS グループの先生方からは様々なアドバイスを頂きました。皆様本当にありがとうございました。

また、野辺拓也氏、阿部陽介氏、永井遼氏をはじめとする東工大の先輩方、ATLAS 日本グループの先輩にあたる奥山豊信氏、二ノ宮陽一氏らには、研究に関して様々なアドバイスを頂きましたので、改めて感謝いたします。大学院の同期である樋口浩太氏、本橋和貴氏、永井慧氏、生越駿氏や、後輩である岡島裕治氏、シャランコヴァ・ラリツァ氏、田中雅大氏、細川健人氏、西原佑氏には、友人(後輩)として、また様々な議論をする相手として大学院での学生生活を大変充実したものにさせて頂き、大変有り難く思います。

最後に、この場を借りてこれまで厚く支援し続けていただいた両親に、深く感謝いたします。