

平成 25 年度修士論文

ATLAS 実験のレベル 2 ミューオントリガーにおける
運動量再構成法の改良

学籍番号 12M01163

樋口浩太

東京工業大学理工学研究科基礎物理学専攻博士前期課程

指導教員 久世正弘 准教授

2014 年 3 月 24 日

概要

Large Hadron Collider(LHC) はスイスの欧州原子核機構 (CERN) にある大型陽子陽子衝突加速器である。2009 年に稼働を開始し、2012 年には重心系エネルギー 8TeV で運用されていた。2013 年から 2 年間の長期シャットダウンを挟み、2014 年からは重心系エネルギー約 13TeV での運用が予定されている。ATLAS 検出器は LHC のビーム衝突点の一つに設置されている汎用検出器であり、2012 年の運転では LHC の積分ルミノシティ 23.3 fb^{-1} に対して、 21.7 fb^{-1} の高い効率でデータを取得することに成功した。

LHC のビーム衝突頻度は 40MHz であり、全てのデータを取得することはディスクの書き出し速度などの点から困難である。そこで ATLAS 検出器では興味のある事象を選別するため、ハードウェアを用いるレベル 1、ソフトウェアを用いるレベル 2 及びイベントフィルターの 3 段階のトリガーシステムを用いて、段階的に事象選別を行っている。トリガーは電子、ミューオンなど観測したい粒子の対象ごとに用意されている。長期シャットダウン後はビームのルミノシティと重心系エネルギーの上昇によって事象レートが増加し、現状のデータ保存システムの処理できる速度を超えてしまうと予測されている。物理解析に必要なデータを保持しつつ、事象レートを削減する必要があり、トリガーの改良は必要不可欠である。

本研究の対象であるレベル 2 のミューオントリガーは内部で 2 段階の運動量再構成を行っており、その中で本研究ではミューオン検出器のみの情報を用いて高速に飛跡を再構成する MuonSA(Muon Stand Alone) アルゴリズムの改良を行った。MuonSA はミューオンの横方向運動量にしきい値を要求して事象選別を行っている。従来の MuonSA はエンドキャップ領域で横方向運動量の分解能が悪いので事象選別が行えず、トリガーレートが高くなってしまう問題があった。

その領域での横運動量分解能を向上させるため、2012 年に新しいミューオン検出器が追加された。本研究では MuonSA のエンドキャップ領域について、新しく追加されたミューオン検出器を含む検出器の情報とミューオンの横方向運動量の関係を調査し、使用する検出器の組み合わせの最適化を行った。また、改良を行ったアルゴリズムに対して性能評価を行い、横方向運動量分解能が向上することを示した。そして新しいアルゴリズムを使用してトリガーでの分解能を向上させることで、トリガーしきい値を設定することが可能となることを示した。MuonSA でのトリガーしきい値を設定することで、今後増加することが予想されるトリガーレートの削減に大きく貢献できることが期待される。

Abstract

The Large Hadron Collider(LHC) is a proton-proton collider at CERN started from 2009, and it was running until 2012 with the center-of-mass energy of 8 TeV. LHC went into long shutdown for upgrades to increase the beam energy and luminosity, and it will start from 2015 with the center-of-mass energy of 13 TeV. ATLAS detector is a general purpose particle detector which is installed at one of the LHC's intersection points. In 2012, ATLAS collected data with a total integrated luminosity of 21.7 fb^{-1} with respect to the total integrated luminosity of 23.3 fb^{-1} of LHC beam.

The bunch crossing frequency of LHC beam is 40 MHz and it is difficult to record all of such a large amount of data because of the disk writing speed and so on. So ATLAS uses the on-line system of event selection called "Trigger System" The trigger system has three distinct levels, Level 1 trigger using hardware, Level 2 and Event Filter using software. Different triggers are prepared for each object, like electron, muon and jet. After long shutdown, it is expected that event rate becomes higher than the upper limit of the data acquisition system with the current trigger system because of increase of the LHC beam luminosity and center-of-mass energy. So improvement of trigger system is necessary to lower the trigger rate keeping high efficiency for the data which is used for research of new physics.

Level 2 Muon trigger system reconstructs transverse momentum(p_T) of muon by two steps, and this thesis presents the improvement of MuonSA(Muon Stand Alone) algorithm which reconstructs tracks fast using only the Muon Spectrometer. Trigger conditions are usually defined as the threshold to p_T . Many of new physics predict muons with large p_T while background rate decrease with p_T . Therefore, it is possible to lower the trigger rate if the p_T resolution is improved.

In 2012, new muon chamber was installed to improve p_T resolution in the region where magnetic field is weak and p_T resolution is not as good as the other regions. In this thesis, a new p_T reconstruction algorithm using the new chamber was developed. Performance of new algorithm is also studied with respect to the p_T resolution and trigger rate.

目次

概要	i
Abstract	ii
第 1 章 序章	1
1.1 標準模型	1
1.2 超対称性模型	2
1.2.1 ATLAS 実験における SUSY 探索の例	3
第 2 章 LHC と ATLAS 実験	5
2.1 LHC	5
2.1.1 LHC の運転状況	6
2.1.2 LHC に設置されている検出器	6
2.2 ATLAS 検出器	6
2.2.1 内部飛跡検出器	8
2.2.2 カロリメーター	9
2.2.3 磁場システム	11
2.2.4 ミューオン飛跡検出器	13
第 3 章 トリガーシステム	19
3.1 ATLAS におけるトリガーシステム	19
3.2 ミューオントリガーシステム	20
3.3 レベル 1 ミューオントリガーシステム	20
3.3.1 バレル領域	21
3.3.2 エンドキャップ領域	21
3.4 レベル 2 ミューオントリガーシステム	22
3.4.1 MuonSA	22
3.4.2 muComb	29
3.5 イベントフィルター	29
3.6 トリガーチェイン	29
3.7 オフラインミューオン再構成	31
第 4 章 レベル 2 MuonSA における新しい検出器の組み合わせを用いた運動量再構成法の改良	32
4.1 MuonSA の現状	32

4.2	エンドキャップ領域における MuonSA の改良	33
4.2.1	Look Up Table の作成	35
4.3	新しいアルゴリズムを用いた p_T 再構成精度の評価	38
4.3.1	既存のアルゴリズムとの比較	38
4.4	MuonSA での測定精度を用いた p_T 再構成精度の評価	38
4.4.1	MuonSA の各ステーションでの角度及び位置分解能の見積もり	38
4.4.2	スメアリングを用いた MuonSA での p_T 再構成精度の予測	39
第 5 章	MuonSA に対する新しいアルゴリズムの適用の有効性の評価及び考察	49
5.1	p_T 再構成精度に対する結果及び考察	49
5.1.1	オフラインミュオン及びスメアリングを用いた場合の結果の比較	49
5.1.2	新しいアルゴリズムに対する数値計算を用いた p_T 再構成精度の妥当性の評価	51
5.2	新しいアルゴリズムを用いた MuonSA でのトリガーしきい値の見積もり	52
5.2.1	$Z \rightarrow \mu\mu$ Tag and Probe 法	52
5.2.2	MuonSA でのトリガーしきい値の設定	53
5.2.3	新しいしきい値によるトリガー効率の予測	53
5.3	2014 年運転に向けた課題	53
第 6 章	まとめ	64
付録 A	磁場中の 3 点を使用した運動量再構成の再構成精度	65
参考文献		69

第 1 章

序章

ATLAS 検出器は主に標準模型ヒッグス粒子や超対称性粒子などの標準模型を超える物理の発見を目的として建設された。ここでは標準模型及びその問題点を述べる。

1.1 標準模型

標準模型とは、素粒子とその相互作用を記述する理論であり、現在の素粒子物理学の基礎となっている。標準模型では 12 のフェルミオン、4 つのゲージボソン、そして 1 つのスカラーボソンを物質の最小単位 (素粒子) として予測されており、スカラーボソンの存在以外は全て実験的に発見されてきた。表 1.1、表 1.2、表 1.3 に現在発見されているレプトン、クォーク、ボソンをまとめる。

表 1.1 標準模型の素粒子 (レプトン)

第一世代	第二世代	第三世代	電荷
e	μ	τ	-1
ν_e	ν_μ	ν_τ	0

表 1.2 標準模型の素粒子 (クォーク)

第一世代	第二世代	第三世代	電荷
u	c	t	+2/3
d	s	b	-1/3

表 1.3 標準模型の素粒子 (ボソン)

	電荷	スピン	
ゲージボソン	γ	0	1
	gluon	0	1
	W^\pm	± 1	1
	Z^0	0	1
スカラーボソン	H	0	0

素粒子間には 4 つの相互作用が存在し、それぞれ電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用、重力相互作用と呼ばれる。標準模型は重力相互作用以外の 3 種類の相互作用が記述されている。そしてその 3 種類の相互作用は 4 種類のゲージボソンを素粒子間で交換することで伝搬する。光子 γ は電磁相互作用を、

グルーオンは強い相互作用を、 W^\pm 、 Z^0 は弱い相互作用を媒介する。電磁相互作用は電荷を持つ粒子間で生じ、強い相互作用はカラーと呼ばれる量子数を持つ粒子間で生じる。そして弱い相互作用は全ての粒子間で存在する。

フェルミオンのうち、強い相互作用の影響を受ける粒子をクォーク、それ以外をレプトンと呼ぶ。クォークはカラーと分数電荷を持っているため、標準模型に記述されている3種類全ての相互作用の影響を受ける。クォークはそのカラーを打ち消すような構成物としての形でしか存在できず、クォーク-反クォークペアのメソンとして存在するか、3種類のクォークが結合してバリオンと呼ばれる状態で存在する。クォークによる構成物を総称してハドロンと呼ぶ。

レプトンはカラーを持たないフェルミオンで、強い相互作用の影響を受けない。さらに整数電荷を持つものと電荷を持たないものが存在し、そのうち電荷を持たないものはニュートリノと呼ばれ、弱い相互作用の影響しか受けない。また、ニュートリノは標準模型では質量を持たないとされている。

標準模型は現在までの実験結果を非常に良く説明することができる。また標準理論では Weinberg-Salam 理論により基本粒子に質量を与えるヒッグス場の存在が予言されていた [1]。そのヒッグス場の存在によりスピン0のスカラーボソンであるヒッグス粒子が標準模型での基本粒子の一つとして予測されており、基本粒子の中で唯一発見が成されていなかったスカラーボソン (ヒッグス粒子) が2012年にスイスの欧州原子核機構で行われている ATLAS, CMS 両実験によって発見された [2]。ヒッグス粒子が発見されたことで素粒子物理学の基礎となっている標準模型が完成した。ヒッグス粒子はヒッグス場の影響で生成される粒子であり、そのヒッグス場は物質に質量を与える役割を持つと考えられている。ヒッグス粒子が発見されることで万物の質量起源の解明に繋がると期待されている。

1.2 超対称性模型

実験結果と良い整合性を示す標準模型にも様々な問題が存在していることが知られている。標準模型では質量を持たないとされているニュートリノだが、実際はニュートリノが質量を持つ証拠が発見されている。その他にも重力相互作用が記述できていないこと、ヒッグス粒子の質量の計算値が実験値よりも大幅に大きくなる (階層性問題)、などが問題点として挙げられる。従って標準模型が完成された現在、それを超えるような物理の探索は今後の素粒子物理学において大きな課題となってくる。特に階層性問題を解決するために導入された超対称性模型 (SUSY 模型) が現在注目されており、その対称性によって標準理論で予言されていない新たな素粒子 (SUSY 粒子) の存在が予想される。

ヒッグス粒子は各標準模型粒子の輻射補正を考慮に入れて質量の計算が行われる。その輻射補正によってヒッグス粒子の質量の計算値は実験によって求められた値と大きく異なる。階層性問題の解決には、その輻射補正を解消する必要がある。SUSY 模型はそのひとつであり、SUSY 模型では標準模型粒子のフェルミオンに対し、スピンの1/2ずれた SUSY 粒子の存在を仮定している。クォークに対する SUSY 粒子を s クォーク、レプトンに対するものをスレプトンと呼ぶ。ゲージボソンに対する SUSY 粒子はゲージノと呼ばれる。また、SUSY 模型のモデルのいくつかではヒッグス粒子は CP 対称な h^0 、 H^0 、CP 非対称な A^0 、荷電ヒッグス H^\pm の5種類のヒッグス粒子が導かれ、それに対応する超対称性粒子としてヒグジーノが予想される。そしてヒグジーノとゲージノは質量混合状態としてチャージノとニュートラリーノとして存在するとされる。

SUSY 粒子を仮定することで標準模型粒子による輻射補正項を打ち消すことができ、階層性問題を解消することができる。

また多くの SUSY 模型のモデルでは R パリティという値を仮定しており、標準模型粒子の R パリティ

は正、SUSY 粒子の R パリティは負の値を持っている。そして R パリティは反応の前後で保存則が成り立つことが仮定されている。従って最も軽い SUSY 粒子 (LSP) は標準模型粒子へ崩壊することができないため、安定であると予測される。そのような LSP はダークマターの候補となりうる。

1.2.1 ATLAS 実験における SUSY 探索の例

ATLAS 実験による SUSY 探索では終状態の信号の特徴によって様々な種類の探索が行われている。また多くの探索では LSP を終状態に持つことを仮定している。LSP は標準模型粒子と相互作用を起こしにくいいため、観測されずに検出器を通過すると考えられている。そのため LSP を終状態に持つようなイベントでは大きな横方向質量欠損 (E_T^{miss}) があることが予測される。ここでは終状態に 3 つのレプトンと E_T^{miss} を持つようなイベントを用いた SUSY 探索の例を紹介する。

R パリティを保存する SUSY 模型を仮定すると、終状態に 3 つのレプトンと E_T^{miss} を持つようなイベントには図 1.1 が予想される。図 1.1 の左の反応はチャージーノとニュートラリーノが生成され、ニュートラリーノは標準模型レプトン及びスレプトンに、そしてスレプトンが標準模型レプトンと LSP であるニュートラリーノに崩壊する。そしてチャージーノはニュートリノと sレプトンとなり、標準模型レプトンとニュートラリーノの崩壊する反応である。また、右の反応はニュートラリーノがニュートラリーノ及び Z ボソンに、そして Z ボソンが標準模型レプトン対に崩壊し、チャージーノがニュートラリーノ及び W ボソンに、そして W ボソンが標準模型レプトンとニュートリノに崩壊する反応である。

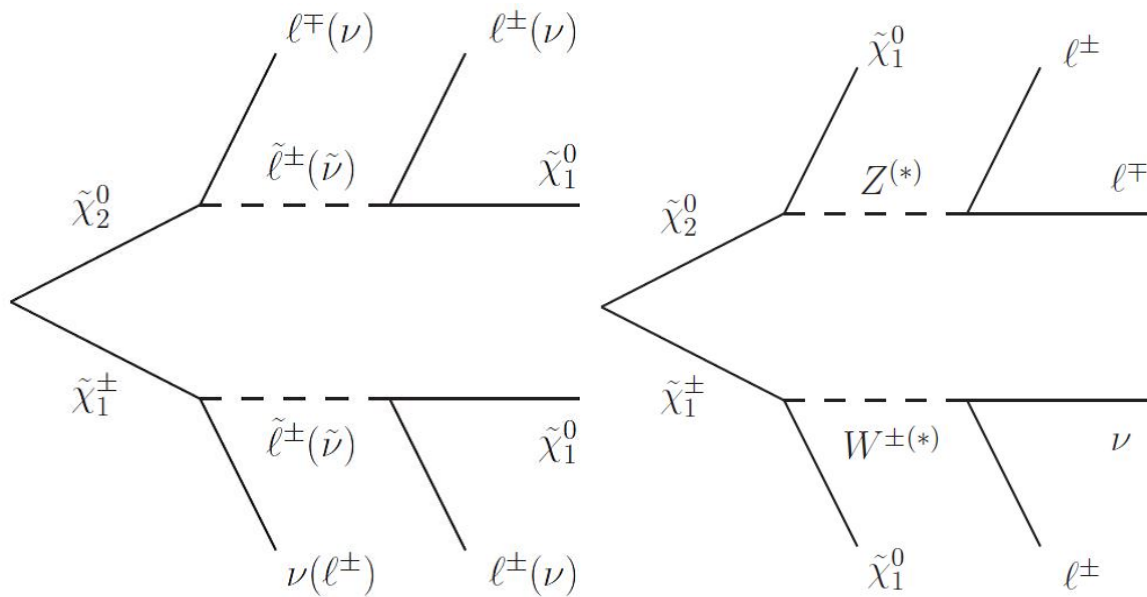


図 1.1 SUSY 粒子による終状態に 3 つのレプトンと E_T^{miss} を持つイベント [3]
 チャージーノとニュートラリーノが生成される。
 左図はスレプトンを介して終状態に移り、右図はゲージボソンを介して終状態に移る

この反応を用いた ATLAS 実験による 2012 年に取得された衝突エネルギー $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$ 運転での 20.7fb^{-1} のデータを用いた結果を図 1.2 に示す。この研究では標準模型で予測される振る舞いからの逸脱は見られず、それぞれの反応についてチャージーノ $\tilde{\chi}_1^\pm$ 及びニュートラリーノ $\tilde{\chi}_2^0$ の質量の下限を決めただけにとどまっている。図 1.1 の左の反応については $\tilde{\chi}_1^\pm$ 及び $\tilde{\chi}_2^0$ の質量は幅広い $\tilde{\chi}_1^0$ の範囲で 600GeV 以下の領域は否定され、図 1.1 の右の反応については $\tilde{\chi}_1^\pm$ 及び $\tilde{\chi}_2^0$ の質量は幅広い $\tilde{\chi}_1^0$ の範囲で 315GeV 以下の領域は否定されている。今後統計を増やすことで、より幅広い質量領域に対して制限を加えること

ができる。

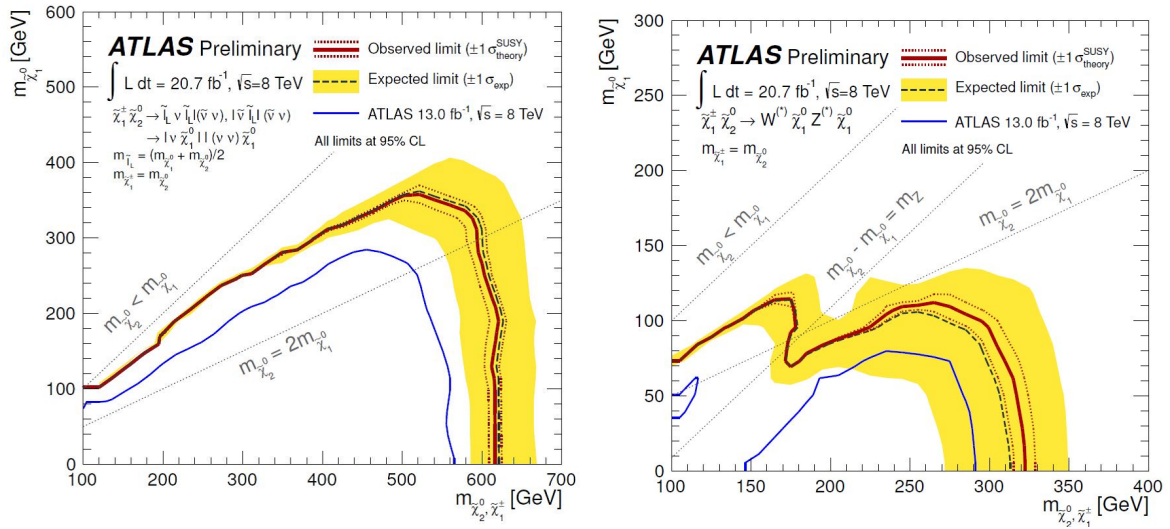


図 1.2 2つの s クォーク対生成イベントによる質量下限値 [3]

チャージノー $\tilde{\chi}_1^\pm$ とニュートラリーノ $\tilde{\chi}_2^0$ の質量が等しいことを仮定している
横軸を LSP の質量、縦軸を $\tilde{\chi}_1^\pm$ 及び $\tilde{\chi}_2^0$ の質量としている。

左図はスレプトンを介する反応、右図はゲージボソンを介する反応に対する結果を示す。

この解析のように、SUSY 粒子探索では高い p_T 領域のレプトンを使用した解析が数多く存在する。また、LHC のビーム強度は今後大幅に向上する予定であり、ATLAS 実験において統計を増やした SUSY 解析が可能となる。一方でビーム強度の増加とともに増加するバックグラウンドレートによって、既存のトリガーシステムでは全ての事象を取得することが困難となってくるのが予測されている。従って本研究で示すようなトリガーシステムの改良によって、興味のある事象に対する検出効率を落とさずにバックグラウンドを削減することが重要な課題となる。

第2章

LHC と ATLAS 実験

2.1 LHC

Large Hadron Collider(LHC) は、スイスのジュネーブに位置する欧州原子核機構 (CERN) に設置された大型陽子陽子衝突型加速器である (図 2.1)。前身である LEP 実験に用いられていた、地下 100 m に位置するトンネルの内部に設置されている。周長 26.66 km のシンクロトロンリングにはピーク値 8.33 T の磁場がかけられており、陽子を円形起動に乗せ加速している。陽子は複数の前段加速器によって加速された後、約 1.15×10^{11} 個ずつバンチ化され、LHC へと入射される。バンチ交差頻度は設計値で 25 ナノ秒間隔となっており、瞬間最大ルミノシティは $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ となる見込みである。また、陽子陽子衝突時の重心系エネルギーは 2012 年で 8 TeV、最終的には 14 TeV にまで達し、新たなエネルギースケールの物理の発見が期待されている。また、陽子陽子衝突以外に、核物理の実験のために毎年 1 ヶ月程度重イオンの衝突実験が行われている。現在 LHC は 2012 年末から 2 年間のシャットダウンに入っており、シャットダウン後には設計値に近い重心系エネルギー 13 TeV での運転が予定されている。LHC の主なパラメータを表 2.1 にまとめる。

LHC は電子より静止質量の重い陽子を加速させるため、加速時に発生するシンクロトロン放射によるエネルギー損失は電子を加速させる場合に比べて遥かに小さい。そのため、LEP よりも遥かに高いエネルギースケールを実現することが可能となる。一方で、陽子衝突は、構成物質であるクォークやグルーオン同士の散乱によるジェットなど、バックグラウンド事象が遥かに増大する。従って、LHC で行われる実験では、目的とする事象を効率よく選別し、取得データの削減を行うトリガーシステムが非常に重要となる。

表 2.1 LHC の主なデザインパラメータ [4]

主リング周長	26.66 km
重心系エネルギー	14 TeV
超電導双曲電磁石	1232 個
陽子衝突頻度	40 MHz
バンチ数	2835 個
バンチ間隔	25 ns
1 バンチあたりの陽子数	1.15×10^{11} 個
瞬間最大ルミノシティ	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

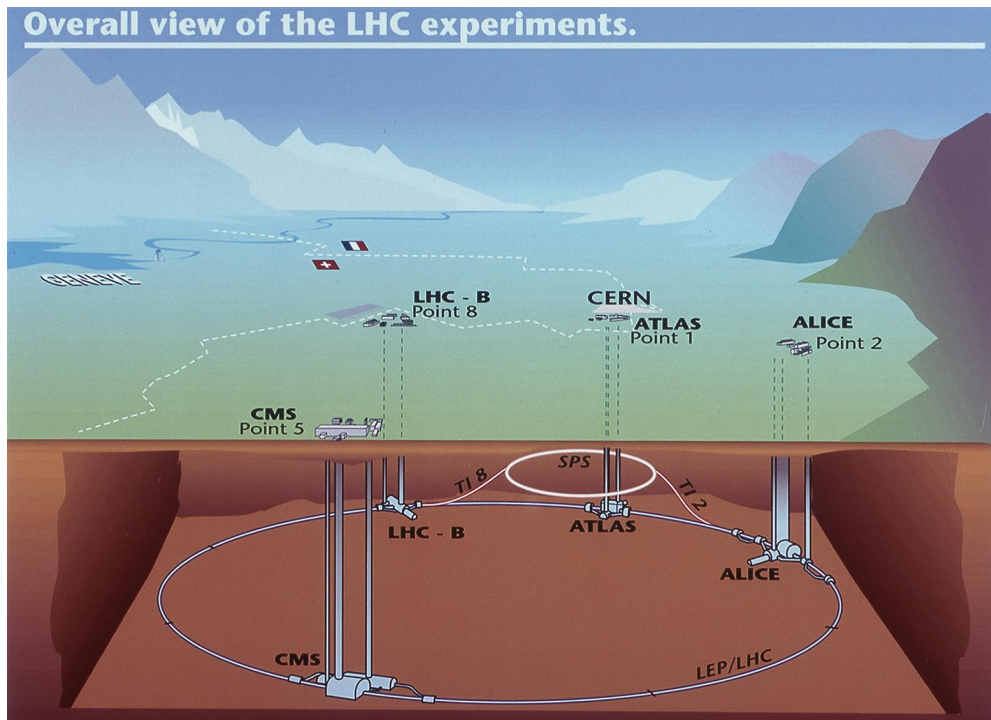


図 2.1 LHC の概観図

2.1.1 LHC の運転状況

LHC は 2012 年に重心系エネルギー 8 TeV での運用を終えた後、2013 年現在は主にビームエネルギーの強化のための 2 年間の長期シャットダウンにより運転を停止している。2012 年の運転では、瞬間最高ルミノシティは $7.73 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に達し、2012 年の積分ルミノシティは 23.3 fb^{-1} となっている。ATLAS 検出器ではそのうち 21.7 fb^{-1} という高い効率でデータを取得することに成功した。図 2.2 に 2010 年から 2012 年までの期間に ATLAS で取得された瞬間最大ルミノシティの推移を、図 2.3 に 2012 年に ATLAS で取得された積分ルミノシティの推移を載せる。

2.1.2 LHC に設置されている検出器

LHC には 4 つのビーム衝突点があり、それぞれに異なる検出器が設置されている。検出器とその目的としている物理はそれぞれ、標準模型の精密測定及びヒッグス粒子や標準模型を超える物理の探索を目的とした ATLAS(A Trooidal LHC ApparatuS) 検出器、及び CMS(the Compact Muon Solenoid) 検出器、重イオン衝突によるクォークグルーオンプラズマなどの研究を目的とした ALICE(A Large Ion Collider Experiment) 検出器、そして B 粒子の物理に特化した検出器である LHCb(Large Hadron Collider Beauty) 検出器となっている。例として CMS 検出器の外観図を図 2.4 に示す。

2.2 ATLAS 検出器

図 2.5 に ATLAS 検出器の全体図を示す。ATLAS 検出器は LHC で生成された粒子を検出するために建設された、直径 22 m, 全長 44 m, 総重量 7000 t の円筒形をした大型汎用検出器である。主に標準模型

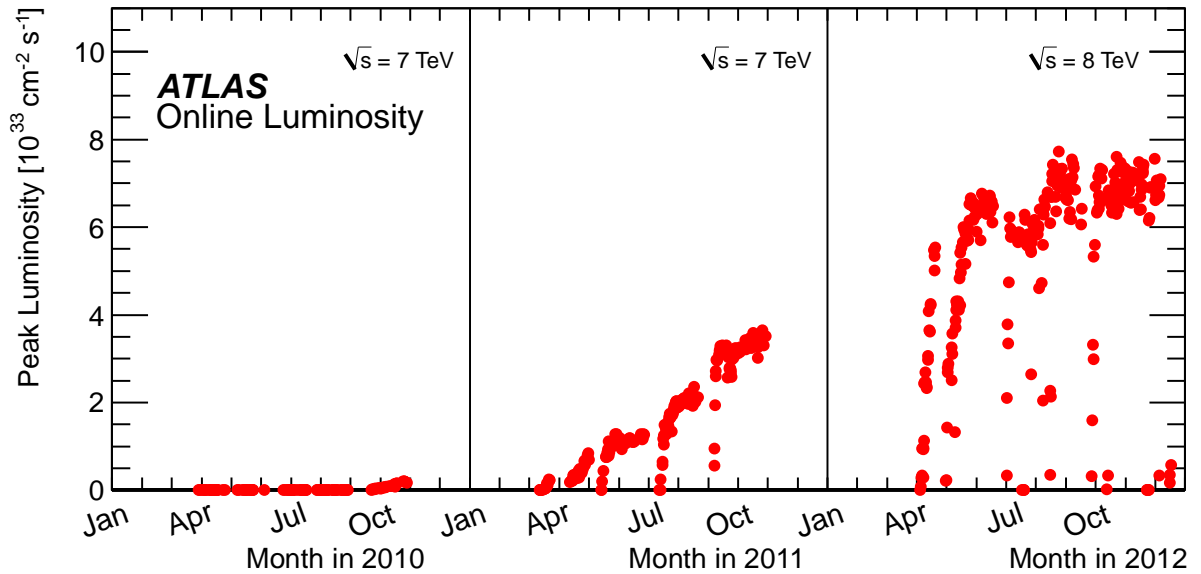


図 2.2 瞬間最高ルミノシティの推移 [5]

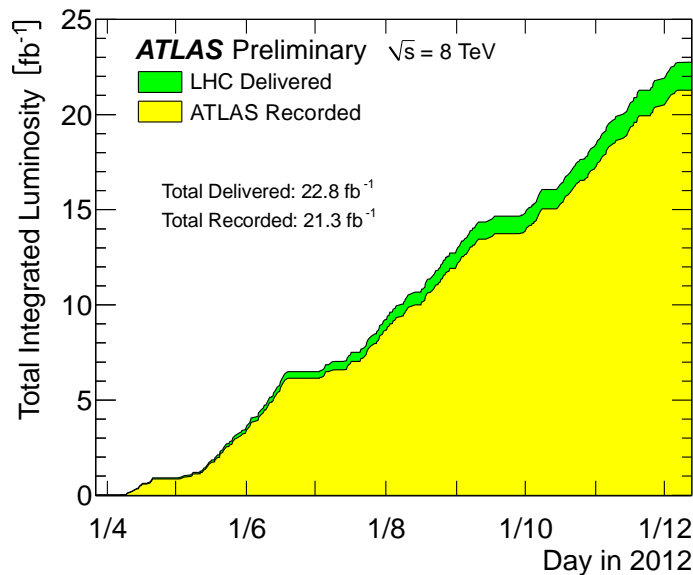


図 2.3 ATLAS で取得された積分ルミノシティの推移 [5]

ヒッグス粒子や超対称性粒子の発見などを目的としている。検出器の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、ミューオン検出器の順に衝突点から前後方向に対称に、ほぼ全ての立体角を覆うように設置されており、主に各粒子の透過性の違いを利用して粒子識別を行っている (図 2.6)。また、検出器内部に超電導マグネットが設置されており、その磁場中での粒子の飛跡から荷電粒子の運動量および電荷を決定している。

ATLAS 検出器の座標系は、ビーム軸を z 軸とし、それに垂直な方向を r 方向、ビーム軸を回転軸とする方向を ϕ 方向とする円筒座標系を使用している。またビーム軸との成す角度を θ とし、 $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ と定義された偽ラピディティを使用する。 η はビーム軸に対して垂直方向で 0 を取り、検出器の前後で正負が分かれ、 η が正の方向を A-side、負の方向を C-side と呼ぶ。ビーム軸方向ではそれぞれ $\pm\infty$ の値を取る。ハドロンコライダーでは散乱断面積が η に対してほぼ一定値となる。円筒の蓋にあたる、

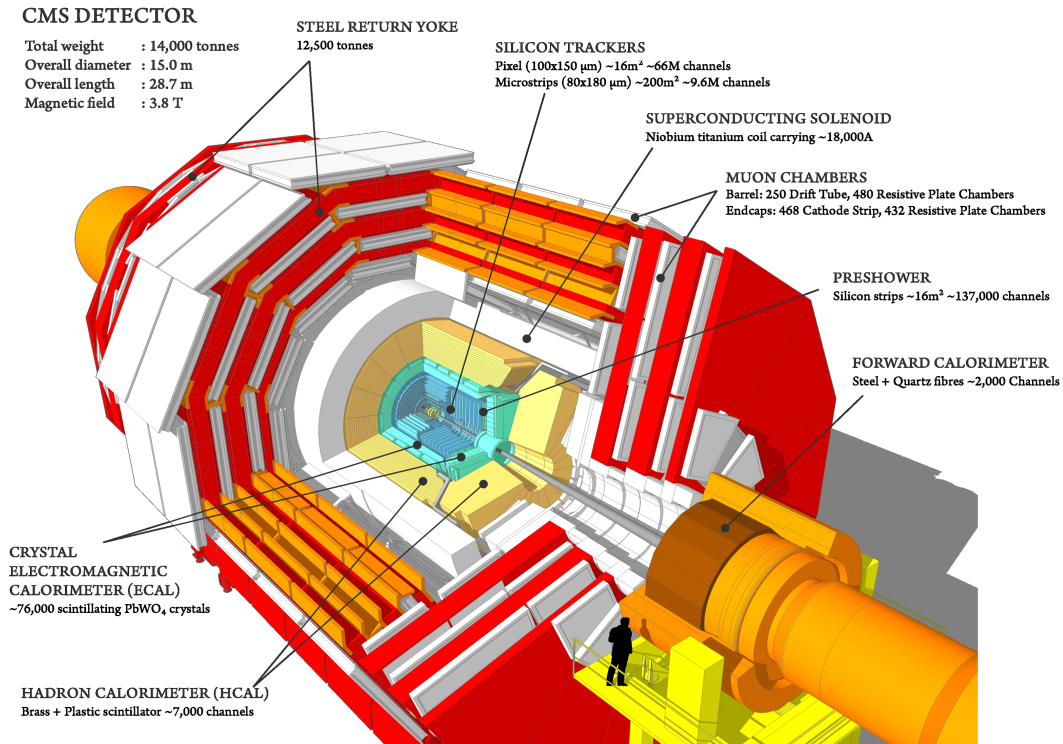


図 2.4 LHC に設置されている CMS 検出器の外観図

$|\eta| > 1.05$ の領域をエンドキャップ領域、円筒の筒にあたる $|\eta| < 1.05$ の領域をバレル領域と定義する。

陽子陽子衝突では、実際には陽子の構成要素であるクォークやグルーオンが反応するため、ビーム軸方向に運動量の初期値を持つ。一方、ビーム軸に垂直な方向では運動量の初期値が 0 であるため、反応を特徴付ける指標として横方向エネルギー (E_T) と横方向運動量 (p_T) が用いられている。横運動量 p_T は以下の式で定義される。

$$p_T = p \sin \theta \quad (2.1)$$

ATLAS 検出器では複数の種類の検出器を用いて様々な粒子の p_T 及び E_T を測定することができる。以下に、それぞれの検出器の詳細を記す。

2.2.1 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器はビーム衝突点に最も近い位置に設置され、内側からピクセル検出器 (PIX)、シリコン検出器 (SCT)、遷移放射飛跡検出器 (TRT) から構成される (図 2.7, 2.8)。内部飛跡検出器はソレノイドコイルによって 2T の磁場がかけられており、荷電粒子は ϕ 方向に曲げられる。3 種類の検出器の情報を組み合わせて荷電粒子の飛跡及び発生点を再構成し、横方向運動量 p_T を測定する。

ピクセル検出器 (PIX)

ピクセル検出器 (PIX) は最もビームの衝突点に近い領域に配置されており、 $|\eta| < 2.5$ の領域をカバーする。1 ピクセルが $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ のシリコン検出器となっており、総チャンネル数は 8040 万チャンネルとなっている。ピクセル検出器の位置分解能は非常に高く、 (r, ϕ) 平面で $10 \mu\text{m}$ 、 z 方向では $115 \mu\text{m}$ の分解能を持ち、主に衝突点の測定に使用される。

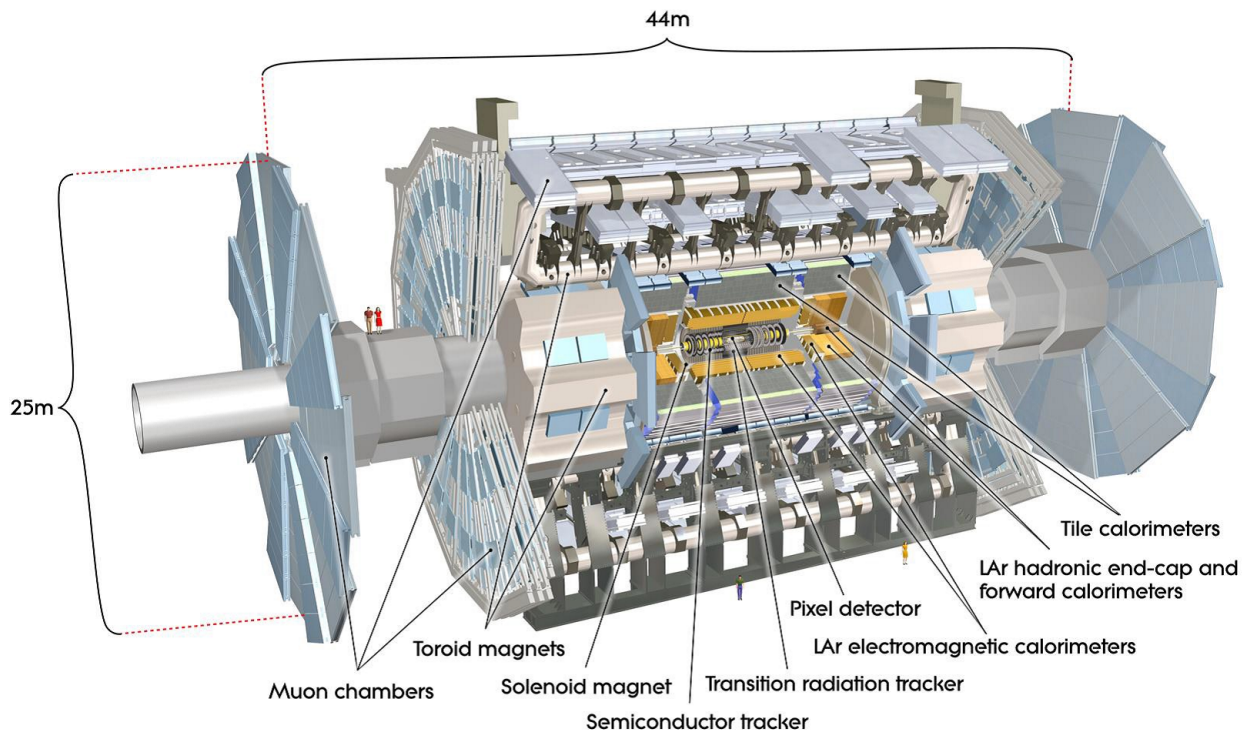


図 2.5 ATLAS 検出器の全体図

シリコン検出器 (SCT)

シリコン検出器 (SCT) はシリコンウエハーを $80\ \mu\text{m}$ 間隔で円筒状に並べた半導体検出器である。SCT は PIX の外側に配置され、 $|\eta| < 2.5$ の領域をカバーする。2層を互いに $40\ \text{mrad}$ ずつ傾けることで2次元的な位置検出が可能となり、位置分解能は (r, ϕ) 平面で $17\ \mu\text{m}$ 、 z 方向では $580\ \mu\text{m}$ の分解能を持っている。

遷移放射飛跡検出器 (TRT)

遷移放射飛跡検出器 (TRT) は SCT の外側に配置され、 $|\eta| < 2.0$ の領域をカバーする。TRT は半径 $4\ \text{mm}$ のドリフトストローチューブ検出器を堆積して構成されており、ドリフトチューブはビーム軸と平行方向に設置されているので (r, ϕ) 平面のみの位置分解能を持つ。各チューブの位置分解能は $130\ \mu\text{m}$ であり、遷移放射の原理を用いて粒子識別をすることができる。遷移放射とは、電荷を持つ粒子が異なる誘電率を持つ物質へ入射する際に光子が放出される現象である。放出される光子のエネルギースペクトルは連続的であり、そのエネルギーピークは粒子のローレンツ因子 γ に比例する。これによって入射した荷電粒子が電子かどうか識別することが可能となる。

2.2.2 カロリメーター

カロリメーターは内部飛跡検出器の外側に配置され、 $|\eta| < 4.9$ の範囲をカバーする。 η の範囲によって放射線量や対称とする物理が異なるため、異なる検出器を組み合わせている。カロリメーターは主に電子と光子の区別やジェットの見出し、粒子のエネルギー測定に用いられている。

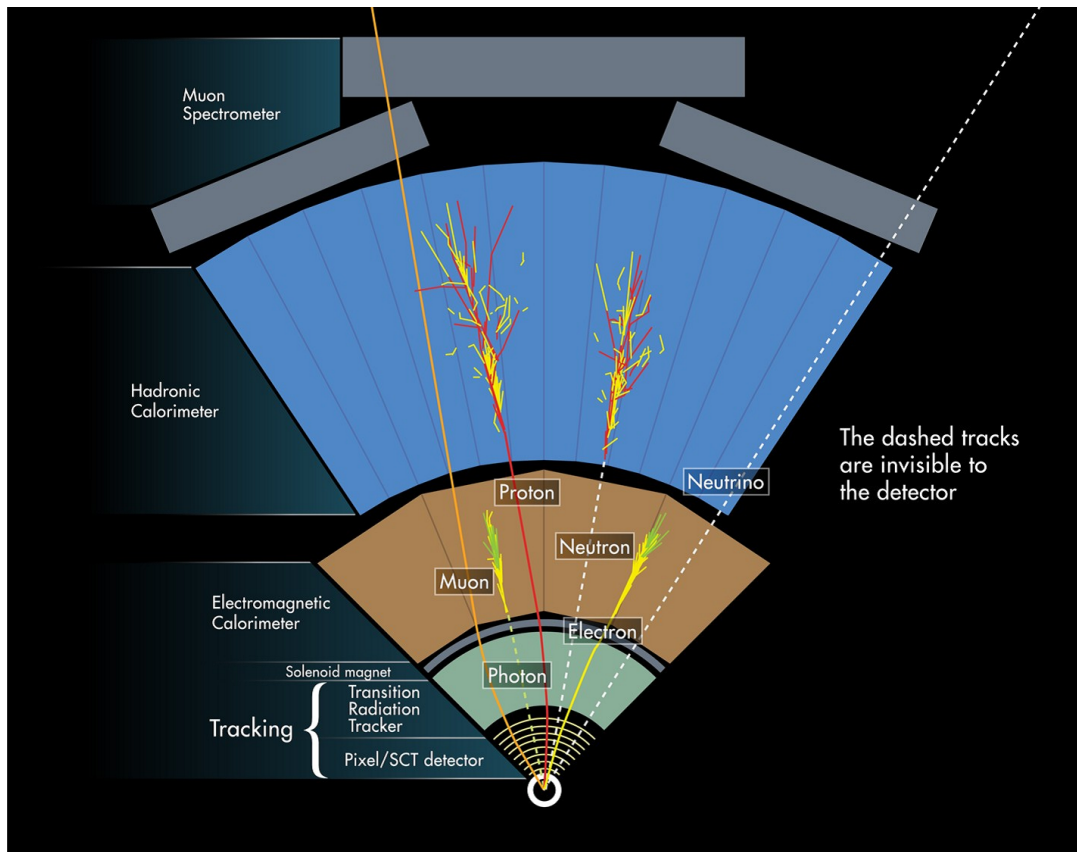


図 2.6 ATLAS 検出器での粒子の透過性の違い
主に粒子の透過性を利用して種類の識別を行っている

電磁カロリメーター

電磁カロリメーターは $|\eta| < 3.2$ の領域に設置され、主に電子と光子のエネルギーの測定に使用される。鉛の吸収体と液体アルゴンの層を交互に重ねたアコーディオン構造を成しており、各層は細分化されて位置分解能を高めている。電磁シャワーのエネルギー量などにより、粒子のエネルギー測定と種類の選別を行っている。電子/光子とジェットの識別は電磁カロリメーターの外側に存在するハドロンカロリメーターへのエネルギーの漏れ出しによって行われる (図 2.6)。また、電子と光子の識別は内部飛跡検出器中の飛跡によって行われる。

ハドロンカロリメーター

ハドロンカロリメーターは電磁カロリメーターの外側に設置され、主にジェットの再構成とエネルギーの測定に使用されている。バレル領域 ($|\eta| < 1.7$) ではプラスチックシンチレーターと鉄の吸収材を交互に並べたタイルカロリメーターを使用し、エンドキャップ領域 ($1.5 < |\eta| < 3.2$) では液体アルゴンシンチレーターと銅の吸収材を交互に並べた液体アルゴンカロリメーターが用いられる。さらにビーム軸に近い前方の領域 ($|\eta| < 4.9$) の領域では、液体アルゴン前方カロリメーターが設置され、電子、光子、ハドロンが全て検出される。

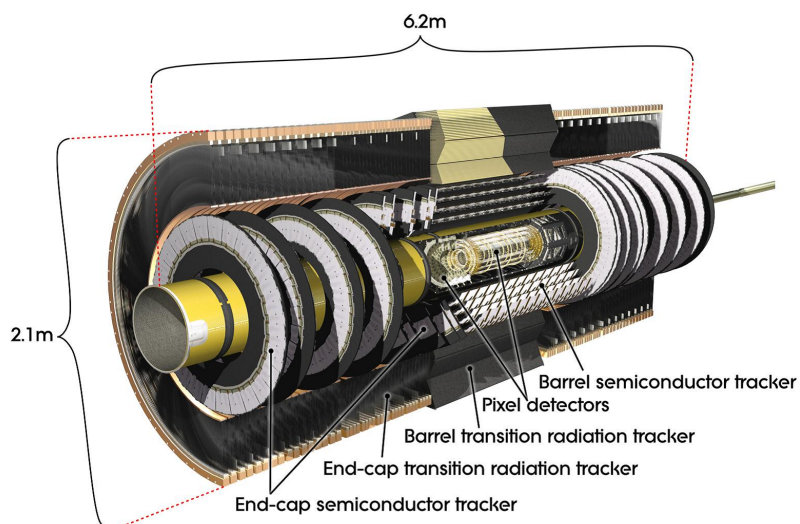


図 2.7 内部飛跡検出器

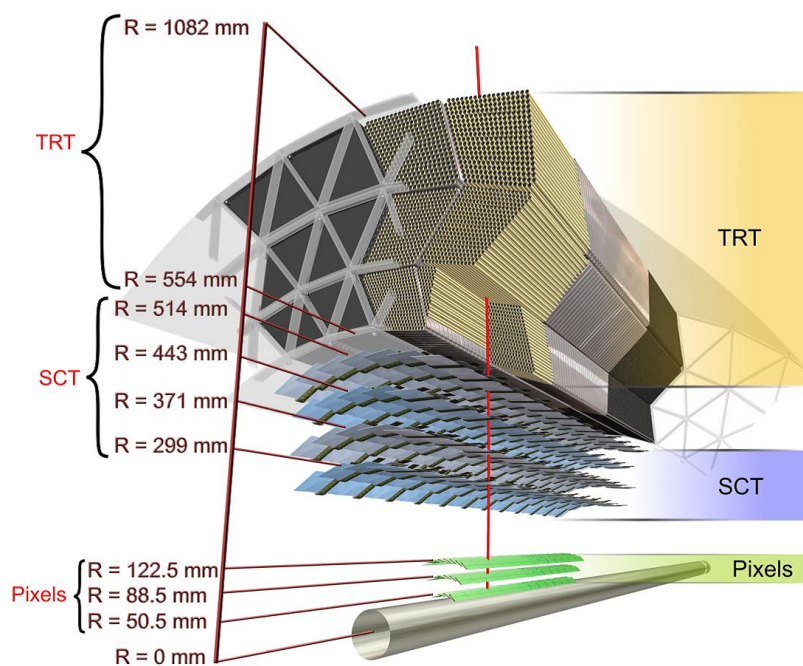


図 2.8 バレル領域の内部飛跡検出器の拡大図

2.2.3 磁場システム

ATLAS 検出器では粒子の横運動量を測定することを目的とした磁場を発生させるために、ソレノイドマグネットとトロイダルマグネットの2種類の電磁石を使用している。図 2.10 に ATLAS 検出器の電磁石の模式図を載せる。

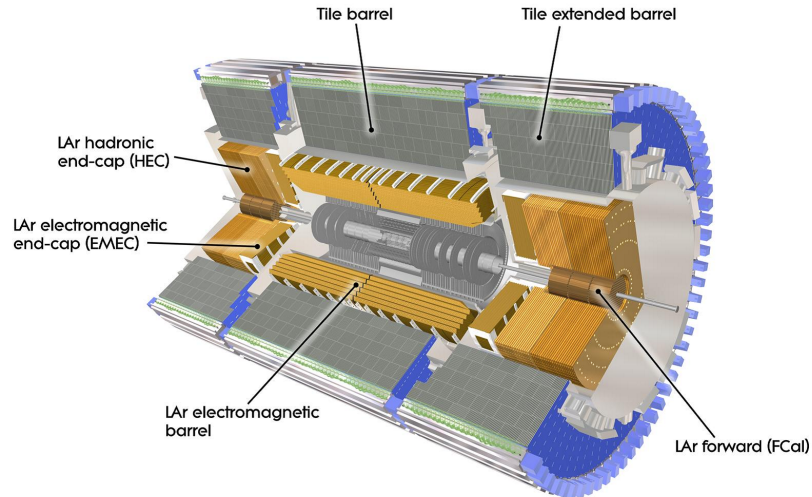


図 2.9 カロリメーターの全体図

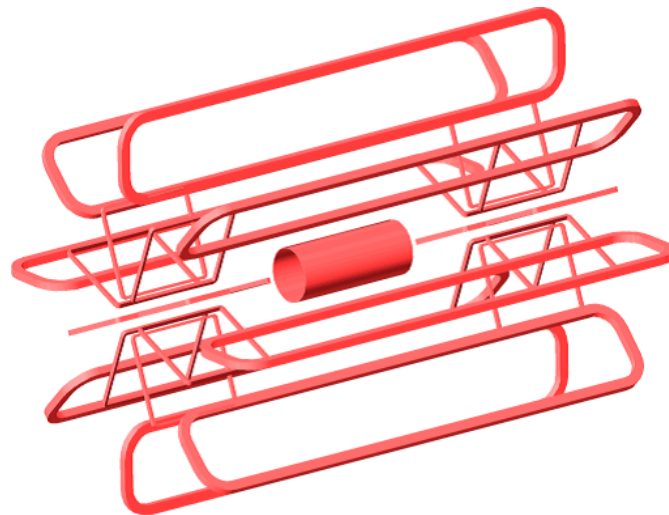


図 2.10 ATLAS 電磁石コイルの模式図

ソレノイドマグネット

ソレノイドマグネットは内部検出器とカロリメーターの間に設置され、内径 2.46 m、外径 2.56 m、長さ 5.8 m の円筒形をしている。内部に 2 T の磁場を作り出し、その磁場によって内部検出器中で荷電粒子の飛跡を ϕ 方向に曲げることで横方向運動量を測定している。

トロイダルマグネット

トロイダルマグネットはカロリメーターの外側に設置され、バレル領域に 0.5 T、エンドキャップ領域に 1 T の磁場を付加している。バレル領域、エンドキャップ領域共に ϕ 方向に 8 回対称が仮定されてトロイダルマグネットが配置されている。図 2.11 に $z=11\text{m}$ 地点の (x,y) 平面での磁場分布を示す。 $z=11\text{m}$ はバレル領域とエンドキャップ領域の継ぎ目付近にあたり、この領域では磁場の強い領域と弱い領域が混在している。

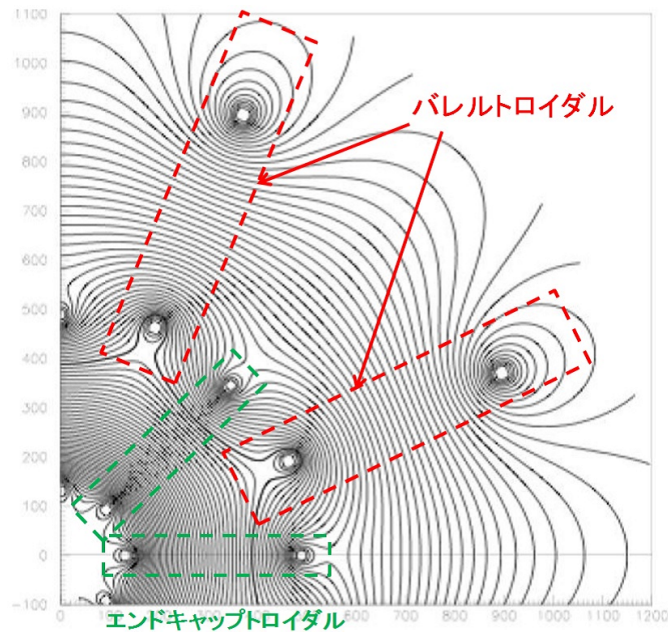


図 2.11 エンドキャップ領域付近 ($z=11\text{m}$) の (x,y) 平面での磁場分布

2.2.4 ミューオン飛跡検出器

図 2.12、2.13 にミューオン飛跡検出器の断面図を載せる。ミューオンは物質透過能力が非常に強く、寿命も $2.2\ \mu\text{s}$ と長いため、ミューオン飛跡検出器は ATLAS 検出器の最も外側に配置されている。ATLAS が目標としている物理は、終状態に高い横方向運動量を持つミューオンを含むような反応を含む。よって、これらの特徴を持つミューオンを検出することが重要である。

ミューオン飛跡検出器はトロイダルマグネットによって生成される、バレル領域では 0.5T 、エンドキャップ領域では 1T の磁場によってミューオンの飛跡を (r,z) 平面で曲げて横方向運動量測定を行う。ミューオン飛跡検出器は位置の精密測定を行う Monitored Drift Tube(MDT)、Cathod Strip Chamber(CSC) とトリガー発行の役割を持つ Resistive Plate Chamber(RPC)、Thin Gap Chamber(TGC) の 4 種類で構成されている。TGC、RPC はトリガーのために設置された検出器であり、MDT に比べて位置測定分解能は悪いが読みだし速度は速い。ミューオン飛跡検出器は ϕ についておおまかに 8 回対称をしている。バレル領域、エンドキャップ領域共に、大きめの検出器と小さめの検出器が 8 枚ずつ入れ子状に配置されており、それぞれ Large 部、Small 部と呼ばれている。8 回対称の Large 領域、Small 領域をそれぞれセクターと呼ぶ。検出器は全部で 16 のセクターで構成されている。図 2.13 にみられるように、11,12,14,15 番のセクターは検出器を支える足のある領域なので特別な形状の検出器となっている。この部分をそれぞれ Large special、Small special と呼ぶ。

表 2.2 に ATLAS 検出器に設置されている各ミューオン検出器の主な性能をまとめる。

MDT

Monitored Drift Tube(MDT) は $|\eta| < 2.7$ の範囲に設置され、 $|\eta| < 1.05$ がバレル領域、 $1.05 < |\eta| < 2.7$ がエンドキャップ領域となっている。図 2.14 に MDT の模式図を載せる。MDT は直径 30mm のドリフトチューブを複数積層させた構造をしており、エンドキャップ領域、バレル領域それぞれに複数層設置されている (図 2.12)。その層をそれぞれステーションと呼ぶ。粒子の飛跡の η 方向の位置情報を

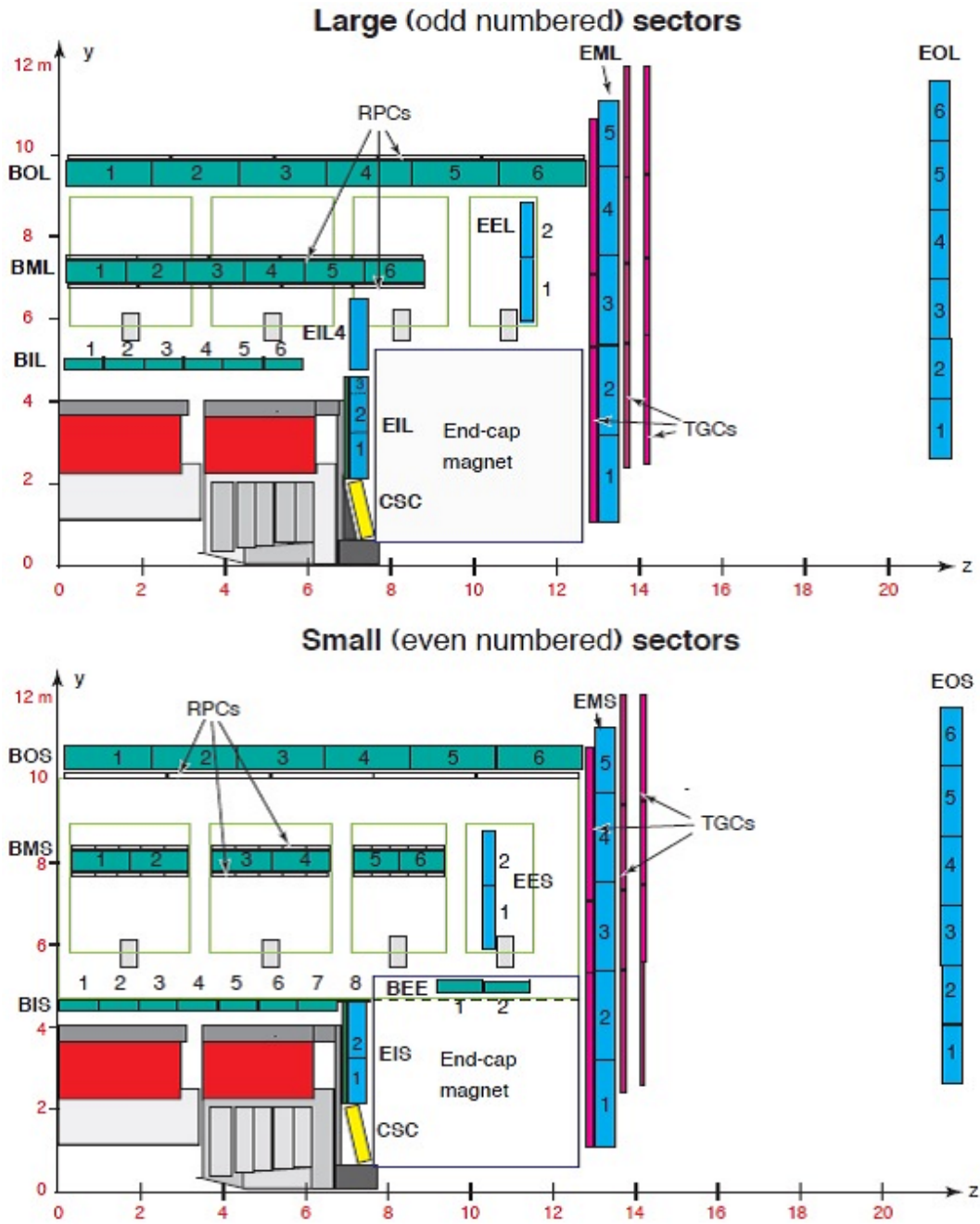


図 2.12 ミューオン検出器の (r, z) 平面断面図 上図 : Large 部 下図 : Small 部
 青色がエンドキャップ領域、緑色がパレル領域の MDT を、赤色が TGC、白色が RPC、黄色が CSC を示す

精密に測定するため、ドリフトチューブは (r, z) 平面に垂直に敷かれる。ドリフトチューブは中心に直径 $50\mu\text{m}$ のアノードワイヤーが張られており、アルゴンと二酸化炭素の混合気体 (混合比 93:7) が 3 気圧で封入されている。アノードワイヤーとチューブ壁には 3080V の電圧が印加されており、荷電粒子がドリフトチューブを通過した際に、チューブ内のガスが電離してアノードワイヤーに向かって電荷がドリフトする。そのドリフト時間から電子がドリフトした距離を見積もり、高い位置分解能を得ることができる。各チューブの位置分解能は $80\mu\text{m}$ 、複数チューブを使用して粒子の飛跡を計算することで $35\mu\text{m}$ まで位置分解能を高めることができる。

図 2.12 に示されているように、パレル領域は 3 ステーション、エンドキャップ領域には 4 ステーション

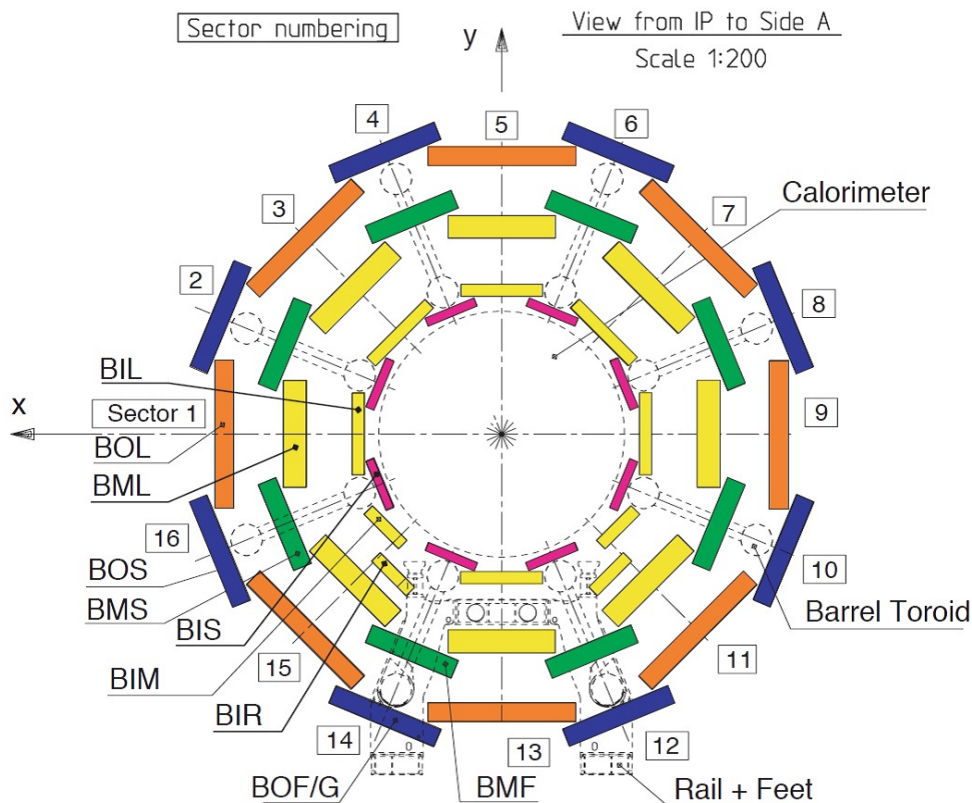


図 2.13 ミューオン検出器の (x,y) 平面断面図

の MDT が設置されている。バレル領域は内側からそれぞれ Inner ステーション、Middle ステーション、Outer ステーションと呼ばれ、エンドキャップ領域は内側からそれぞれ Inner ステーション、EE ステーション、Middle ステーション、Outer ステーションと呼ばれる。EE(Extra Endcap) ステーションはエンドキャップ領域とバレル領域の継ぎ目付近の p_T 測定精度を改良するために新しく追加された MDT であり、2012 年春から試験的に C-side のみの運用を行っていた。本論文ではこの EE ステーションを用いた p_T 測定精度の改良を目標としている。

Large 部、Small 部ではそれぞれのステーションの形や配置されている領域が違い、特に Inner ステーションでは Small 部ではエンドキャップ領域の Inner ステーションが小さく、バレル領域の Inner ステーションがその領域を補完している形となっている。詳細については 4 章で説明を行う。

CSC

CSC は Multi Wire Proportional Chamber(MWPC) 検出器であり、 $2.0 < |\eta| < 2.7$ の範囲に設置されている。図 2.15 に CSC の外観図を載せる。検出器前方ではミューオンのレートが高く、MDT の読み出し速度 ($150\text{Hz}/\text{cm}^2$) では対応できないため CSC を用いて測定を行う。CSC は平行に並ぶ陰極ストリップで挟まれたガスギャップに、ストリップと垂直になるように陽極ワイヤーを張った構造である。位置分解能は r 方向で $40\mu\text{m}$ で読み出し速度は $1000\text{Hz}/\text{cm}^2$ と MDT よりも高速な読み出しが可能である。

表 2.2 各ミューオン検出器の主な性能 [6]

MDT	
・有感領域	$ \eta < 2.7$
・チェンバー数	1088
・位置分解能	$35\mu\text{m}$
・用途	精密測定
CSC	
・有感領域	$2.0 < \eta < 2.7$
・チェンバー数	32
・チャンネル数	31000
・位置分解能 (R 方向)	$40\mu\text{m}$
・位置分解能 (ϕ 方向)	5mm
・用途	精密測定
RPC	
・有感領域	$ \eta < 1.05$
・チェンバー数	544
・チャンネル数	359000
・位置分解能 (z 方向)	10mm
・位置分解能 (ϕ 方向)	5-10mm
・用途	トリガー発行
TGC	
・有感領域	$1.05 < \eta < 2.7$
・チェンバー数	3588
・チャンネル数	318000
・位置分解能 (R 方向)	2-6mm
・位置分解能 (ϕ 方向)	3-7mm
・用途	トリガー発行

RPC

RPC はバレル領域におけるトリガー発行を主な目的としている検出器である。図 2.16 に RPC の模式図を示す。 $|\eta| < 1.05$ の範囲に配置され、MDT の Middle 検出器を挟み込む形で 2 枚、Outer 検出器に接する形で 1 枚の計 3 枚が設置されている。位置情報は直交したストリップによる (ϕ, z) 方向の二次元読み出しで行われ、MDT では測定されない ϕ 方向の位置測定を行うことが可能である。RPC は並行電極板を利用したワイヤーの存在しないガスチェンバーで、応答速度が速く、1.5 ナノ秒である。また位置分解能は ϕ 方向に 5-10mm である。

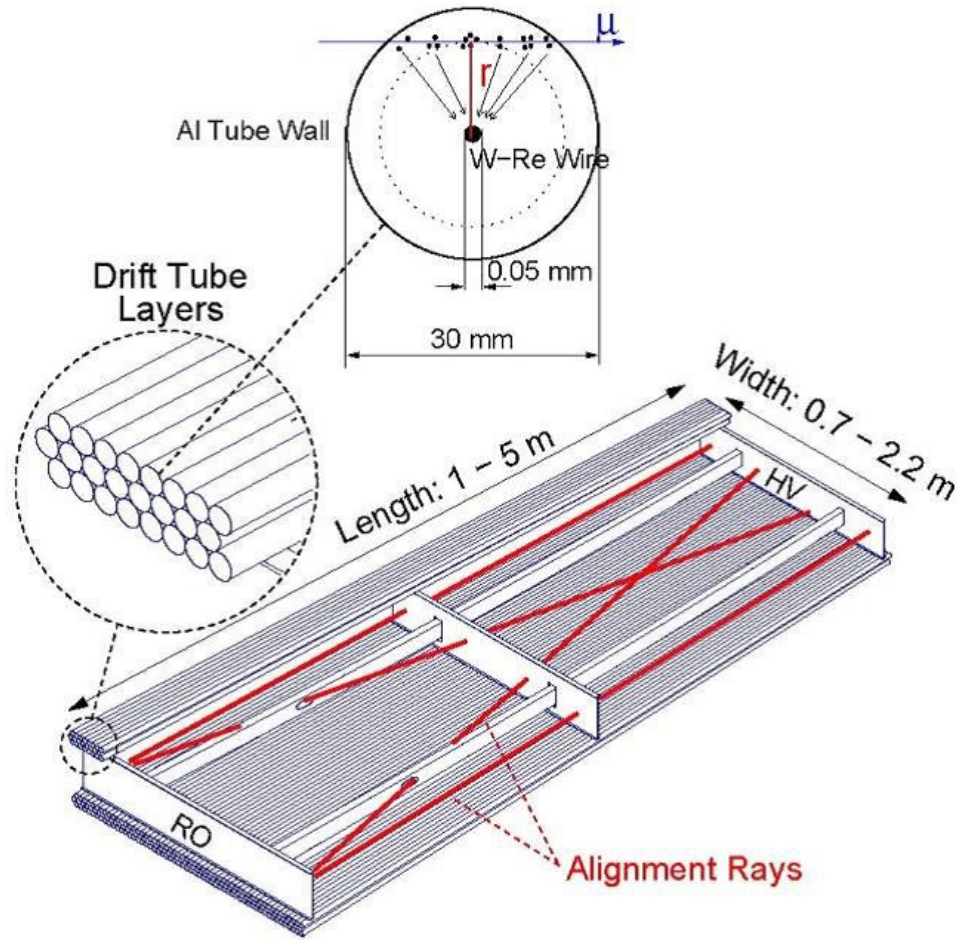


図 2.14 MDT の模式図

TGC

TGC はエンドキャップ領域に設置された MWPC である。図 2.17 に TGC の模式図を示す。 $1.05 < |\eta| < 2.4$ の範囲に配置され、MDT の Middle 検出器を挟み込むように設置された 2 枚と、その外側の 1 枚がトリガーに用いられている。TGC は MWPC の一種であり、アノードワイヤーとカソードストリップを直交する形で配置することにより、2次元の位置測定が可能である。位置分解能は r 方向で 2-6 mm であるが応答速度は 4 ナノ秒と速く、エンドキャップでのトリガー検出器として使用されている。検出効率は 99% 以上である。

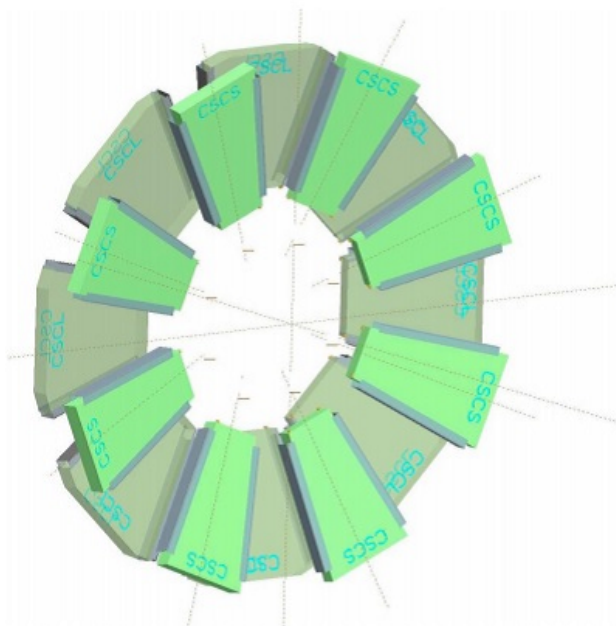


図 2.15 CSC の配置

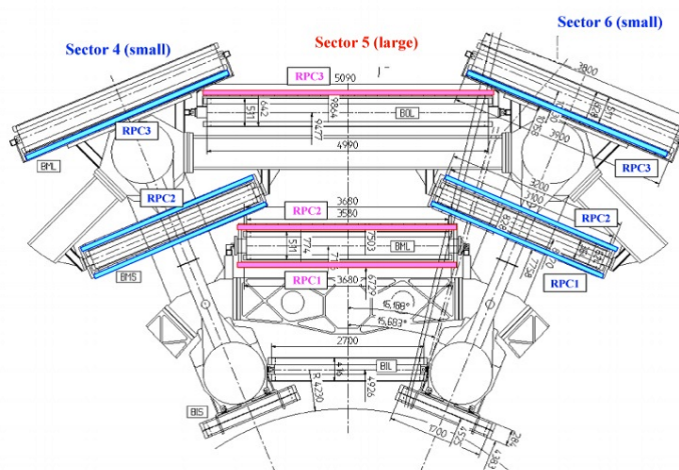


図 2.16 RPC の配置

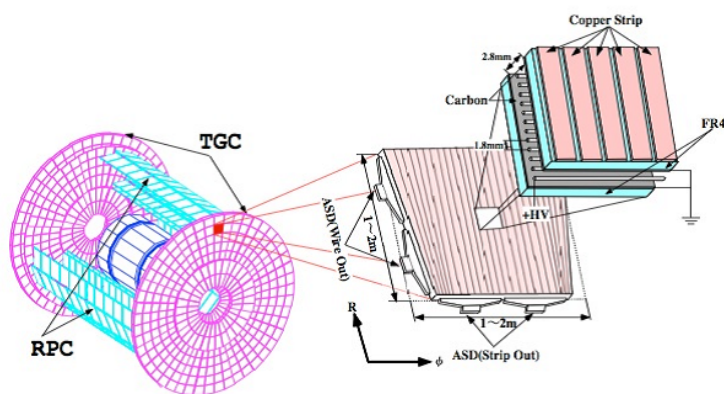


図 2.17 TGC の配置

第 3 章

トリガーシステム

3.1 ATLAS におけるトリガーシステム

LHC による高ルミノシティ実験では、1回のバンチ交差あたり平均 23 回の陽子陽子衝突が予想される。バンチ交差のレートは 40MHz であるので ATLAS 検出器の衝突点で発生する陽子陽子衝突のレートは 1GHz に及ぶ。これらの多量なイベントを全て記録することは不可能であり、目的とする物理事象のイベントをオンラインで識別する必要がある。ATLAS 実験では物理事象を含むイベントを効率的に収集するための判断をオンラインで行い、DAQ(Data Acquisition) システムにトリガーを発行している。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容量の制約及び計算機の能力の制約で $O(400\text{Hz}-1\text{kHz})$ にまで落とす必要があり、同時に ATLAS 実験で興味のある物理事象の信号領域において高い検出効率を持つことが要求される。ATLAS 実験のトリガーシステムはハードウェアで高速処理を行うレベル 1、ソフトウェアを用いて詳細な事象再構成を行うレベル 2、オフラインとほぼ同等の再構成が行われるイベントフィルターの三段階で構成されており、段階的にイベントレートを落としていく。このうちソフトウェアを用いるレベル 2 とイベントフィルターをハイレベルトリガー (HLT) と呼ぶ。各々のトリガーは前段のトリガー条件を満たしたイベントにのみ働き、必要に応じてさらなる選別を行う。図 3.1 に ATLAS におけるトリガーシステムの概要図を示す。

レベル 1 トリガーではハードウェアを用いて高い p_T のミューオンや電子、光子、ハドロンジェット、 τ レプトンなどの信号を探す。これらの信号が観測された (η, ϕ) 平面での領域を Region of Interest (RoI) と呼ぶ。同時に大きな運動量欠損 E_T^{miss} を持つイベントも選択される。レベル 1 では高速応答を重視して粗い事象選別を行う。許容される最大書き出しレートは 75kHz である。またバンチ交差から $2.5\mu\text{s}$ 以内に事象の取得を判別し、RoI を決定する必要がある。

レベル 2 トリガーはソフトウェアを用いたトリガーである。レベル 1 トリガーによって与えられる RoI のデータを利用して、注目する検出器の領域を絞り込むことで短い演算時間で精度のよい選別を行い、レートを 3.5kHz まで削減する。平均プロセス時間は 3ms である。

イベントフィルターでは各検出器の完全な位置情報やトリガー条件を基にほぼオフライン解析と同等のアルゴリズムを用いて詳細な事象選別を行うことで、記録レートを 200Hz まで削減する。平均プロセス時間は 4 秒程度である。

本研究では ATLAS トリガーシステムの中でも特にミューオントリガーの改良を行った。次節からはミューオントリガーについて特に詳しく説明する。

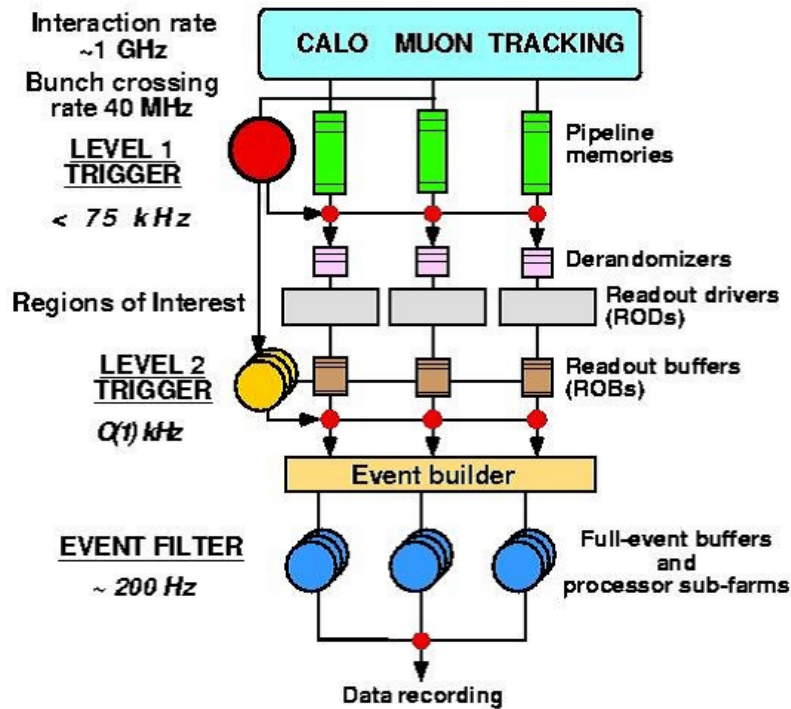


図 3.1 ATLAS におけるトリガーシステムの概要図 [7]

3.2 ミューオントリガーシステム

ここでは本論文で扱うミューオンを対称としたトリガーシステムについて述べる。ミューオンは検出器の最外層で検出されるため、ハドロンジェットによるバックグラウンドとの識別がしやすい。そのため SUSY 粒子やヒグッス粒子などに対して有効なトリガーとして解析を行う際によく用いられる。従ってミューオントリガーが信号を確実に捕らえられることは非常に重要である。

レベル 1 ではトリガー用検出器 (RPC、TGC) を用いてハードウェアによる高速選別を行い、ミューオン RoI を定義する。レベル 2 では RoI 周辺の MDT のヒットを探し、ミューオンの飛跡を再構成する。最後にイベントフィルターでさらに詳細な選別を行い、全ての条件を満たすミューオンが存在するイベントを取得する。

3.3 レベル 1 ミューオントリガーシステム

レベル 1 ミューオントリガーはバレル部は RPC、エンドキャップ部は TGC のトリガー用検出器を用いて行われる。バレル、エンドキャップ領域は共に 3 層のトリガー検出器のコインシデンスを取ることでミューオン候補の時間と位置を測定することが可能であり、ミューオン候補がどのバンチ交差から来ているかを特定することができる。

3.3.1 バレル領域

RPCは2層目にヒットがあった場合、それに関連するヒットを他の層から探す。その探索領域をロードと呼び、ロードはミューオンの p_T によって場合分けされて複数定義されている。RPCでのロードの例を図3.2に示す。低い p_T のミューオンの場合、磁場中での曲率が大きいのでRPCでのコインシデンスは2層のみを要求している。また、ロードは広めにとられる。一方で高い p_T のミューオンは曲率が小さいため、3層でコインシデンスを要求している。ロードは狭いものが用いられる。

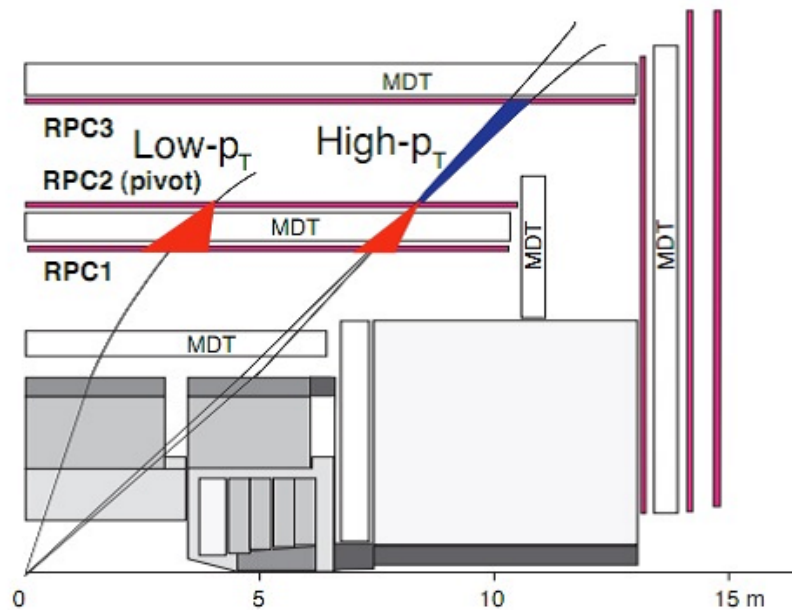


図 3.2 RPC のコインシデンスの例

3.3.2 エンドキャップ領域

TGCはRPCに比べ、時間分解能は悪いが非常に高いバンチ交差特定能力を持つ。図3.3にTGCの (r,z) 平面での配置の図を示す。

TGCは2層構造(doubleユニット)もしくは3層構造(tripletユニット)をしており、Inner層に1枚のdoubleユニット、Middle層に1枚のtripletユニット(M1)、2枚のdoubleユニット(M2,M3)が配置されている。M3層にヒットがあった場合、ロードを定義してM1,M2のヒットを探す。RPCと同様に、低い p_T のミューオンの場合コインシデンスはM1とM2、またはM1とM3の2層のみを要求し、高い p_T のミューオンの場合、M1,M2,M3の3層でコインシデンスを要求している。レベル1ではM3でのヒット点と衝突点を結んだ直線を無限運動量のミューオンの飛跡と仮定し、M1,M2においてこの直線との r 方向と ϕ 方向の差を測定する。それぞれの値を Δr 、 $\Delta\phi$ と呼ぶ。この Δr 、 $\Delta\phi$ から p_T を計算する際の計算時間を短縮するため、各変数と p_T を関連付けるためのテーブルが用意されており、それを使用してレベル1のミューオン p_T が導出される。ここで計算された p_T を利用して、事象選別が行われる。

図3.4に2012年の運用におけるレベル1ミューオントリガーの検出効率を示す。

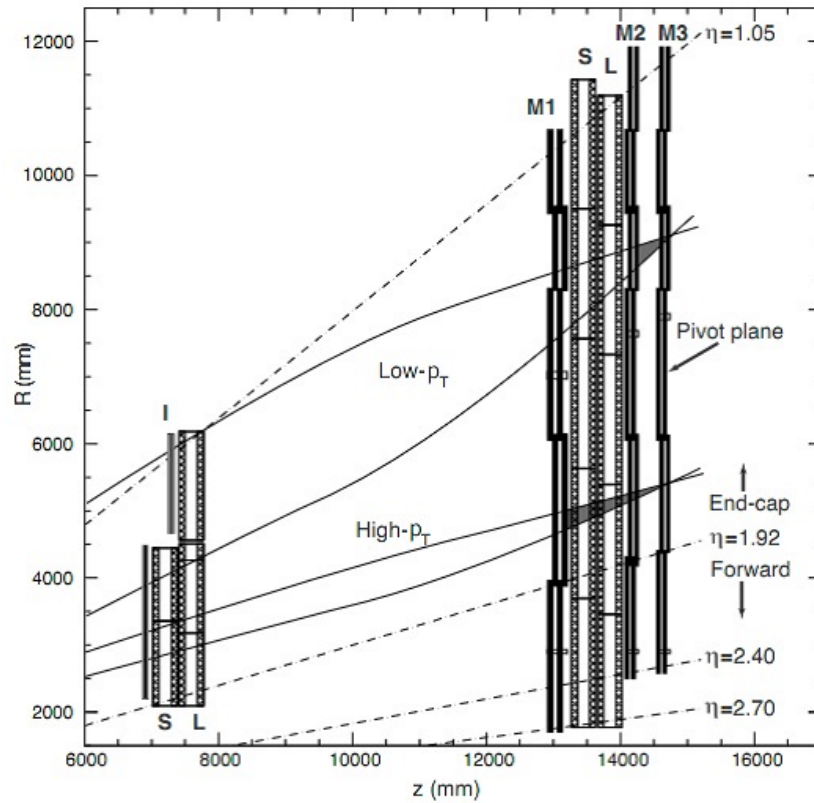


図 3.3 TGCの配置 (r,z 平面)

3.4 レベル 2 ミューオントリガーシステム

レベル 2 ミューオントリガーは 2 段階のステップで p_T の再構成を行う。第一段階として Stand Alone ミューオントリガーアルゴリズム MuonSA ではレベル 1 の RoI 情報の周辺においてミューオン検出器の情報のみを用いて p_T を計算する。その後、コンバインドミューオントリガーアルゴリズム (muComb) によって、MuonSA の情報と内部飛跡検出器の情報を組み合わせてより精度の高い p_T 計算が行われ、設定されたしきい値によって事象選別を行ってトリガーレートを削減する。

本研究では 2 段階あるレベル 2 ミューオントリガーアルゴリズムのうち、第一段階に当たる MuonSA アルゴリズムについて改良を行った。次節にて MuonSA アルゴリズムの詳細を述べる。

3.4.1 MuonSA

レベル 1 を通過するミューオンのイベントレートは 20kHz であるため、MuonSA では高速処理を必要とする。MuonSA ではレベル 1 で求められた RoI の周辺で MDT ヒットを検索し、各 MDT ステーションごとにドリフトチューブの情報を用いてヒット位置と飛跡の傾きを再構成する。各ステーションで再構成されたそれらの飛跡の情報をスーパーポイントと呼ぶ。次にスーパーポイントの情報を元にミューオンの磁場中での曲率半径、もしくはそれに変わる変数を測定し、ミューオンの p_T を導出する。測定された各変数からミューオンの p_T を計算する際の計算時間を短縮するため、各変数と p_T との対応表 (Look Up Table, LUT) を予め用意してある。現在の MuonSA では、バレル領域、エンドキャップ領域を通る

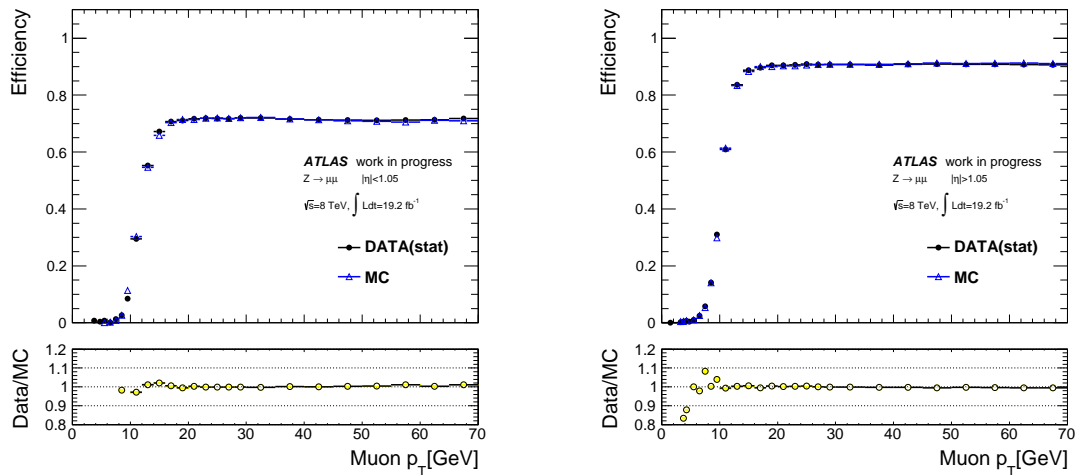


図 3.4 2012 年でのレベル 1 トリガーの検出効率 [9]

黒線がデータを用いた結果、青線がモンテカルロシミュレーションでの結果を表す
 左図はバレル領域、右図はエンドキャップ領域での結果を表す

ミュオンに対し、それぞれの領域のスーパーポイントの情報のみを使用して p_T を再構成している。 p_T 計算で用いられるアルゴリズムはバレル領域とエンドキャップ領域で異なる。ここでは各ステーションでのスーパーポイントの再構成法及びバレル領域、エンドキャップ領域それぞれのアルゴリズムについて詳細を示す。

MDT を用いたスーパーポイントの再構成

この節では MuonSA アルゴリズムで使用されている飛跡パターン認識アルゴリズムの詳細を述べる。

MDT はエンドキャップ領域の Inner ステーションは 8 層、それ以外は全て 6 層のドリフトチューブから構成されている。 MuonSA の飛跡パターン認識アルゴリズムは各ステーションごとにドリフトチューブのヒットを直線でフィットすることでスーパーポイントを再構成している。この時、フィットに使用するチューブはレベル 1 トリガーの情報を用いて荒く推定されたミュオンの飛跡を基準に決定される。このミュオンの飛跡は各ステーションにおいて直線で定義され、その直線を中心としてロードと呼ばれる一定の幅を持った探索領域を広げる。そしてロードの中に含まれるヒットがあるチューブのうち、各チューブ層につき最大 1 本、ロードの中心に最も近いものを選択する。その選択されたチューブを直線フィットし、その直線をスーパーポイントを定義する。スーパーポイントはその傾きやそのステーションでのヒット座標の情報を保持している。図 3.5 にチューブ選択の模式図を載せる。

チューブを選択した後、それらのチューブのドリフト時間から距離に換算したドリフト円の距離 (ドリフト半径) をもとに、その円全てに接する直線を仮定して直線フィットを行う。ドリフトチューブのヒット情報はドリフト円の大きさで与えられ、その円を直線フィットをした際の結果は複数取りうる。チューブに対する直線フィット及び、フィット結果の多様性についての例を図 3.7 に載せる。

フィット結果を一意に決定するため、選択されたチューブのうち両端のチューブを 2 本ずつ計 4 本選択し、その 4 本のチューブの左右の組み合わせを変更して計 $2^4 = 16$ 回の直線フィットを最小二乗法を用いて行う。そしてその中で χ^2 が最小となる接線を正しいパターンだと定義し、そのパターンを元を選択したチューブ全てを用いて直線フィットを行い、その直線をスーパーポイントと定義する。スーパーポイントの再構成の例を図 3.6 に載せる。

こうして再構成されたスーパーポイントを用いて MuonSA においてバレル領域、エンドキャップ領域

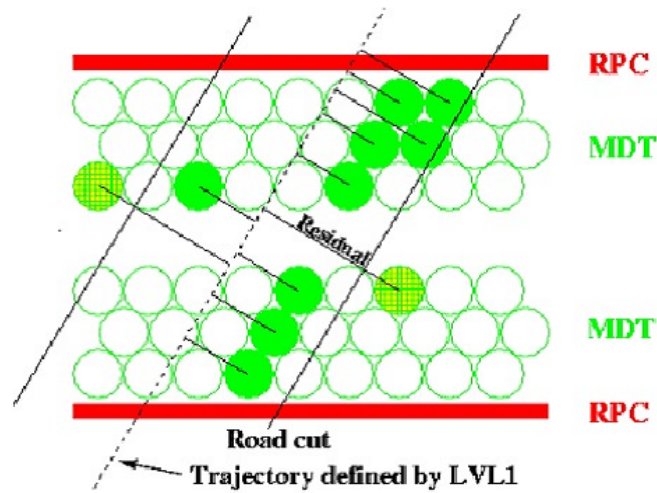


図 3.5 MDT チューブ選択の模式図 [8]

ロードを広げ、各チューブ層につきロード中心に最も近いチューブをヒットチューブとして選択する

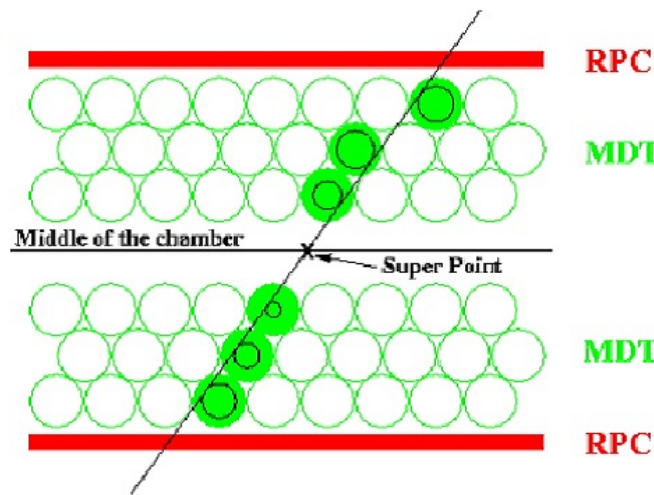


図 3.6 スーパーポイント再構成の模式図 [8]

スーパーポイントは傾きと座標の情報を保持している。

で変数を定義し、 p_T 再構成を行っている。

バレル領域

バレル領域では図 3.8 で示される曲率半径 R を用いて p_T を再構成することが可能である。バレル領域では 3 層の MDT ステーションの間に磁場領域が存在し、一様磁場を仮定して各 MDT ステーションのヒット点から曲率半径を求める。この R から以下の式を用いて p_T を再構成する。

$$p_T = A_{ij}R + B_{ij} \tag{3.1}$$

R から p_T を導出するためのパラメータ A_{ij} 、 B_{ij} は、それぞれ磁場の強さ及び物質中での粒子の運動量欠損に関する項を表す。磁場の強さ及び飛跡中に存在する物質量は位置依存性を持つため、各パラメータは (ϕ, η) 平面で細かく領域分けをして調整を行う必要がある。また、電荷によって飛跡の曲がり方は反転するので、各電荷に対しても場合分けを行う必要がある。そのため、バレル領域では ϕ 方向での 8 回対称性を仮定し、Large 検出器、Small 検出器、Large Special 検出器、Small Special 検出器の各々で η 方向、

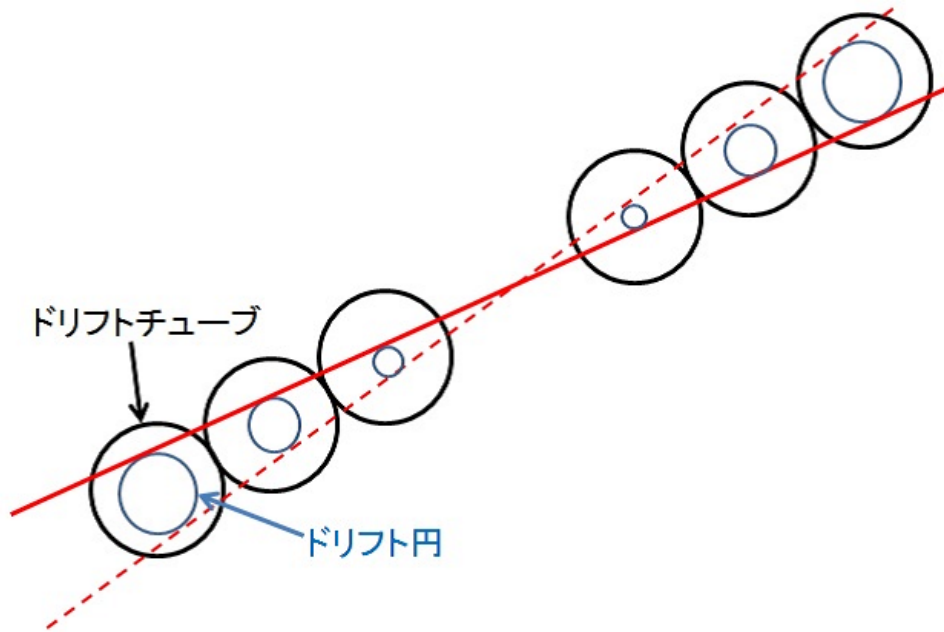


図 3.7 チューブに対する直線フィットの模式図
赤線及び赤点線は取りうる接線の例

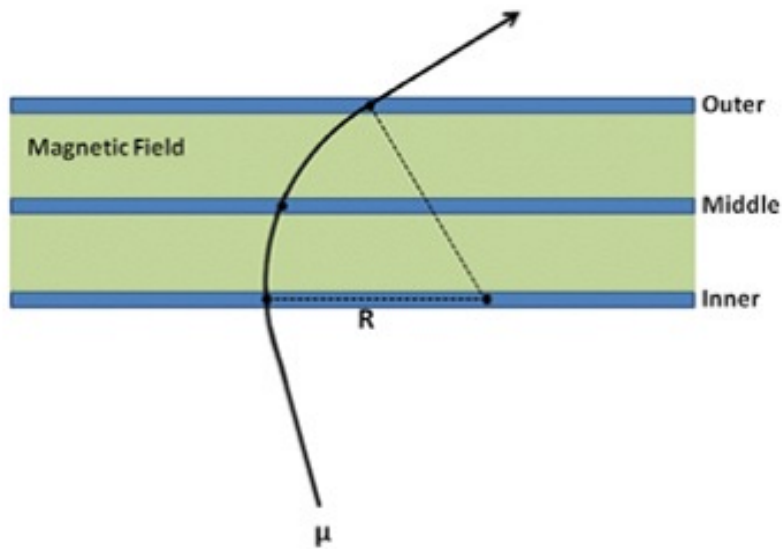


図 3.8 パレル領域における曲率半径 *Radius* の模式図

ϕ 方向にそれぞれ 30 ずつの計 900 領域に対し、各電荷ごとにパラメータのテーブルが用意されている。

MDT ヒットが 2 ステーションしかない場合でも、原点を通ることを仮定してフィットを行うことで R を定義し、検出効率を向上させている。

エンドキャップ領域

エンドキャップ領域では磁場領域が Inner, Middle ステーションの間のみが存在するため、バレル領域と同じように磁場中の 3 点を用いて曲率半径を定義し、 p_T を再構成することができない。そのため、曲率半径とは別の変数を定義する必要があるが、エンドキャップ領域では Inner ステーションでスーパーポ

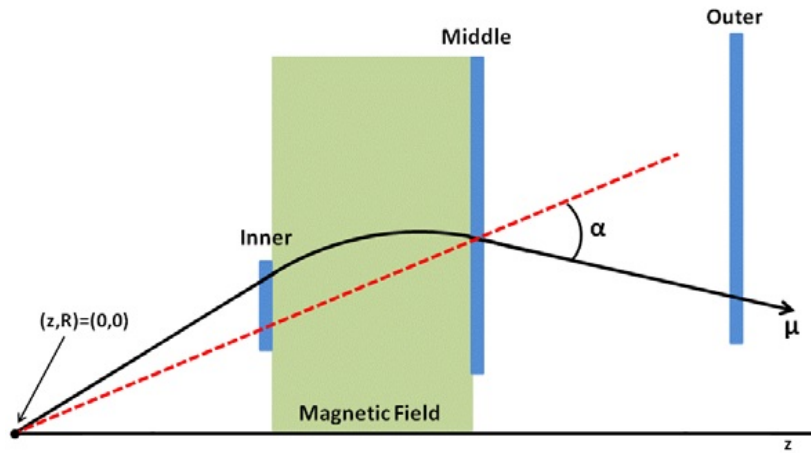


図 3.9 エンドキャップ領域における角度 α の模式図

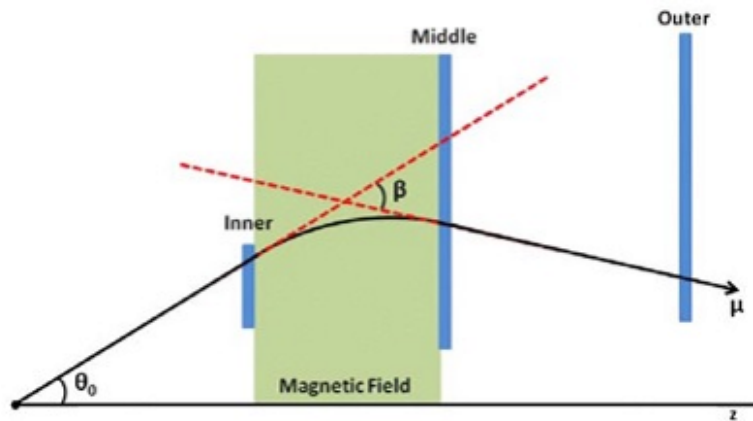


図 3.10 エンドキャップ領域における角度 β の模式図

イントが定義できる場合とできない場合について、それぞれ異なる変数を定義している。

Inner ステーションのスーパーポイントを使用しない場合には図 3.9 に表されるように、Middle ステーションと Outer ステーションを結ぶ直線と、衝突点と Middle ステーションを結んだ直線の成す角 α を用いて p_T を再構成する。レベル 1 トリガーは Middle 層にヒットを要求するため、Middle ステーションを用いて α を定義することで検出効率を高めることができる。Outer ステーションにヒットがない場合は、Middle ステーションのスーパーポイントの傾きと、衝突点と Middle ステーションを結んだ直線の成す角を α として計算する。この α は p_T に関して近似的に次の式を用いて表される。

$$\alpha = A_{ij} + B_{ij} \frac{1}{p_T} + C_{ij} \left(\frac{1}{p_T} \right)^2 \quad (3.2)$$

この関係式 3.2 において MuonSA では、 A_{ij} を 0 に固定することで p_T に上限を与えない工夫をしている。二次方程式の解の公式より、次の式から p_T を再構成する。

$$\frac{1}{p_T} = \frac{-B_{ij} + \sqrt{B_{ij}^2 - 4(A_{ij} - \alpha)}}{2C_{ij}} \quad (3.3)$$

Inner ステーションでスーパーポイントを定義できる場合は、図 3.10 に表されるように、Middle、Outer ステーションを結ぶ直線と Inner ステーションのスーパーポイントの傾きの成す角 β を定義する。

β に対しても α と同様に式 3.2 を用いて表すことができる。そして 3.3 を用いて p_T を再構成している。

Inner, Middle, Outer ステーションの3点を使用するため、 β による測定は α による測定に比べて p_T を精度良く測定することができる。一方、Inner ステーションの有感領域は $1.05 < |\eta| < 2.0$ の領域であり、 $|\eta| > 2.0$ の領域では β は使用することができない。また、図 3.11 に示されるように Small 部ではエンドキャップの Inner ステーションが小さく、 $1.05 < |\eta| < 1.2$ の領域についてはエンドキャップ領域に Inner ステーションが存在しないため、現在の MuonSA アルゴリズムでは α を用いて再構成を行っている。

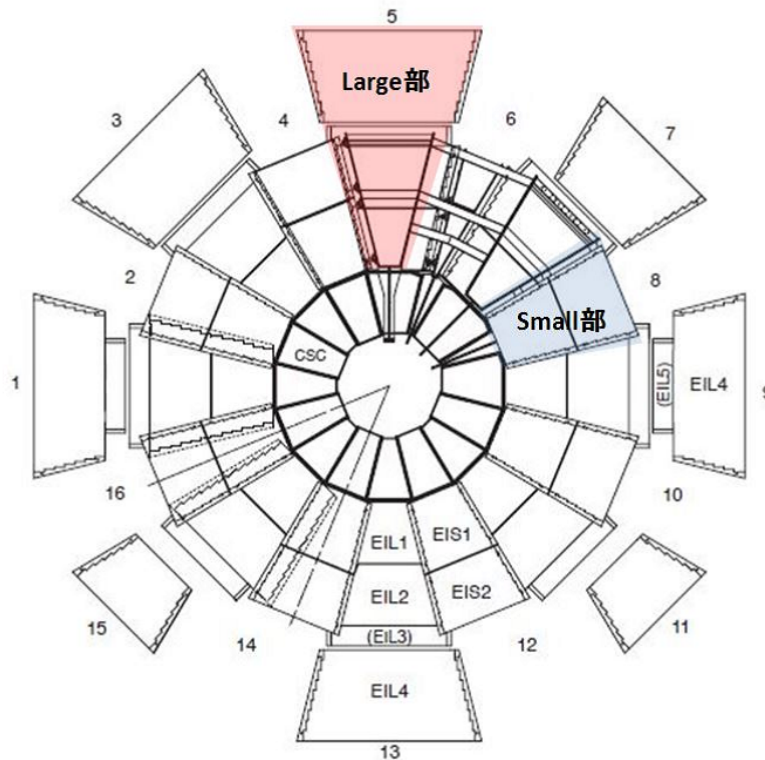


図 3.11 エンドキャップ領域の Inner ステーションの構造 Inner ステーションは Large 部に比べ Small 部が小さく、その領域はバレル領域の Inner ステーションによってカバーされている。

エンドキャップ領域でも磁場強度などは位置依存性を持つため、 α, β と p_T の関係式 3.2 のパラメータ B_{ij}, C_{ij} は (η, ϕ) 平面で細かく分けられた領域ごとに予め調整されて用意されている。図 3.12 にエンドキャップ領域での ϕ 方向における領域分けで適用される対称性の図を示す。 ϕ 方向に対して 8 回対称性を適用した後に、 ϕ 中心に対して線対称を仮定して重ねたものを 12 の領域に分割している。 η 方向には 30 等分に領域を分割されている。それぞれの領域に対して、電荷毎に調整された α, β と p_T の対応表が用意されている。

MuonSA では α, β を定義し、それぞれを用いて再構成された横運動量 $p_T(\alpha), p_T(\beta)$ を得た後に、TGC のヒット情報を元に再構成された横運動量 $p_T(L1), p_T(\alpha), p_T(\beta)$ の 3 通りから最も信頼度の高いものを選択し、MuonSA の p_T とする。基本的には使用する測定点が多く、高い精度が期待される β を優先的に使用し、 β が使用できない場合は α が優先的に選択される。ただし、 p_T が低い事象では MDT のスーパーポイントの再構成精度が悪く、特に Inner ステーションの再構成精度は大きく悪化するため、 β は大きく間違える可能性がある。従って β を用いる場合は、 $p_T(\alpha)$ がある程度大きいという条件と、 $p_T(\beta)$ が $p_T(\alpha)$ から大きく変わらないという条件を要求する。また、 β を使用できない場合は優先的に α

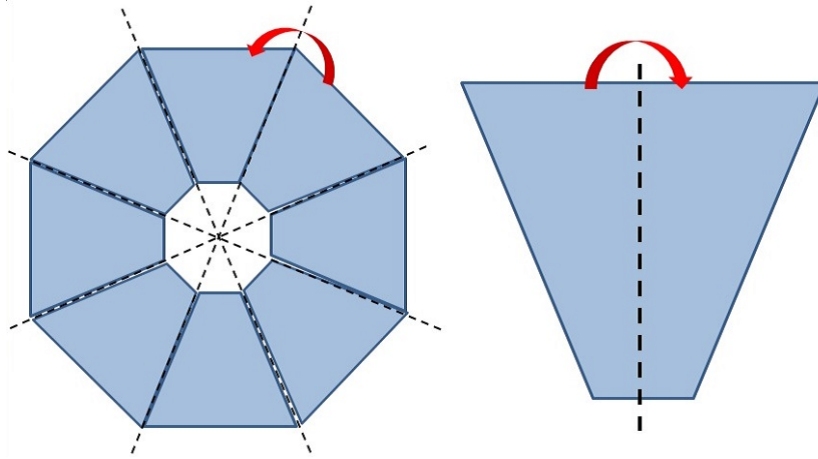


図 3.12 MuonSA のエンドキャップ領域に対する ϕ 方向に対する領域分けで適用される対称性の概要 左図のように 8 回対称を適用した後、右図のように左右対称を適用する

を使用するが、Middle ステーションのみしか使用できない場合は $p_T(L1)$ がある程度大きいという条件を要求する。以下に詳細な選択基準を示す。

・ 3 ステーション全てにヒットがある場合

3 点の情報を用いており、より精度が高いと考えられる β を優先的に使用する。ただし、 $p_T(\alpha)$ を用いた次の条件式により、 $p_T(\beta)$ の信頼性を要求する。

$$p_T(\alpha) > 10 \text{ GeV} \text{ かつ } \frac{|p_T(\beta) - p_T(\alpha)|}{p_T(\alpha)} < 0.5 \quad (3.4)$$

上記の条件式を満たす場合、 $p_T(\beta)$ を選択し、この条件を満たさない場合は $p_T(\alpha)$ を選択する。

・ Middle, Outer ステーションにのみヒットがある場合

この場合、 $p_T(\alpha)$ を MuonSA の p_T として使用する。

・ Inner, Middle ステーションにのみヒットがある場合

この場合は $p_T(L1)$ 、 $p_T(\alpha)$ 、 $p_T(\beta)$ の中から使用する p_T を選択する。

まず $p_T(\beta)$ の信頼性を要求するため、次の条件式を用いる。

$$p_T(\beta) > p_T(\alpha) \text{ または } \frac{|p_T(L1) - p_T(\alpha)|}{p_T(\alpha)} > \frac{|p_T(L1) - p_T(\beta)|}{p_T(\beta)} \quad (3.5)$$

この条件式を満たす場合、 $p_T(\beta)$ を選択する。それを満たさない場合、 $p_T(\alpha)$ の信頼性を要求するために次の条件式を要求する。

$$p_T(L1) > 8 \text{ GeV} \quad (3.6)$$

この条件式を満たす場合、 $p_T(\alpha)$ を、満たさない場合は $p_T(L1)$ を使用する。

・ Middle ステーションにのみヒットがある場合

ヒットが Middle ステーションのみにある場合、 $p_T(\alpha)$ の信頼性を要求するために式 3.6 の条件式を要求する。この条件を満たす場合は $p_T(\alpha)$ を、満たさない場合は $p_T(L1)$ を使用する。

そしてこれらの選択基準によって最終的に選ばれた p_T 及びミューオンの飛跡情報を第二段階の muComb に渡す。

3.4.2 muComb

レベル2 ミューオントリガーシステムの2段階目の muComb では、ミューオン検出器に加えて内部飛跡検出器の情報も使用してより精密なミューオンの p_T 測定を行う。muComb では MuonSA で測定されたミューオンの飛跡を使用し、その周辺の内部飛跡検出器の情報を使用して p_T を測定する。その後、MuonSA で求められた p_T と、内部飛跡検出器を用いて求められた p_T に重みづけをして組み合わせることで、最終的なレベル2 ミューオントリガーの p_T を決定する。

図 3.13 に 2012 年の運用におけるレベル2 ミューオントリガーの検出効率を示す。

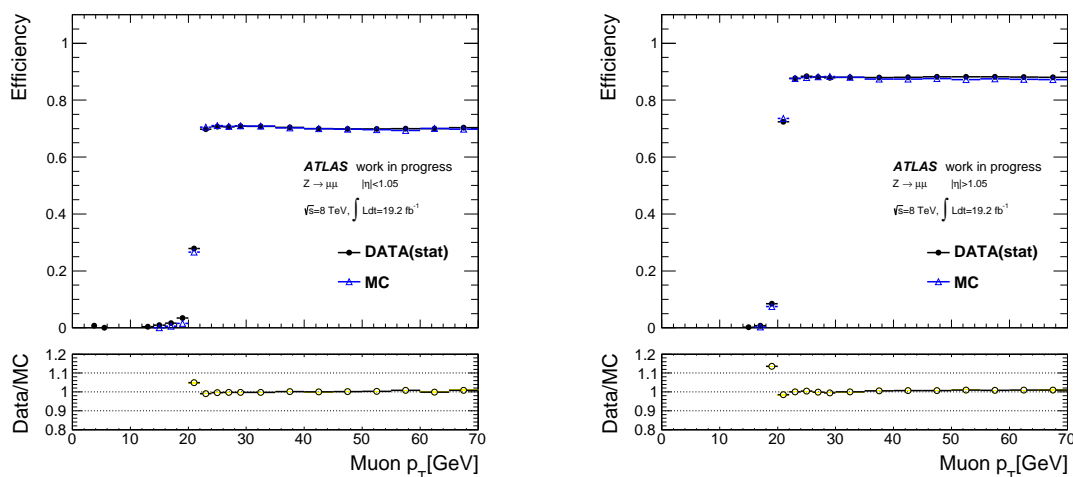


図 3.13 2012 年でのレベル2 トリガーの検出効率 [9]

黒線がデータを用いた結果、青線がモンテカルロシミュレーションでの結果を表す
左図はバレル領域、右図はエンドキャップ領域での結果を表す

3.5 イベントフィルター

前段の HLT であるレベル2 ミューオントリガーシステムでは、ミューオンの飛跡周りの検出器情報のみを用いて p_T を再構成していたのに対し、イベントフィルターでは全ての検出器情報を用いてオフラインでのミューオン再構成と同等の解析を行う。そこで求められた p_T を用いて最終的な事象選別を行う。

オフラインでの再構成については後に記載する (3.7 節参照)。図 3.14 に、2012 年の運用における muComb に対するイベントフィルターの検出効率を示す。

3.6 トリガーチェイン

ATLAS 検出器では本章に述べたようなトリガーシステムが複数平行に動作しており、それぞれ目標とする物理によって各段階において条件が設定されている。基本的にはヒッグス解析や TeV スケールでの新しい物理探索を目標に、高い p_T の電子やミューオンなどを優位に取得するためにトリガーの各段階でのしきい値を設定している。また、B 粒子の崩壊などからの低い運動量領域の粒子を取得するための、しきい値を低く設定されたトリガーも用意されている。

このように複数のトリガーが平行に走っている状況下において、トリガーの各段階での使用する条件の

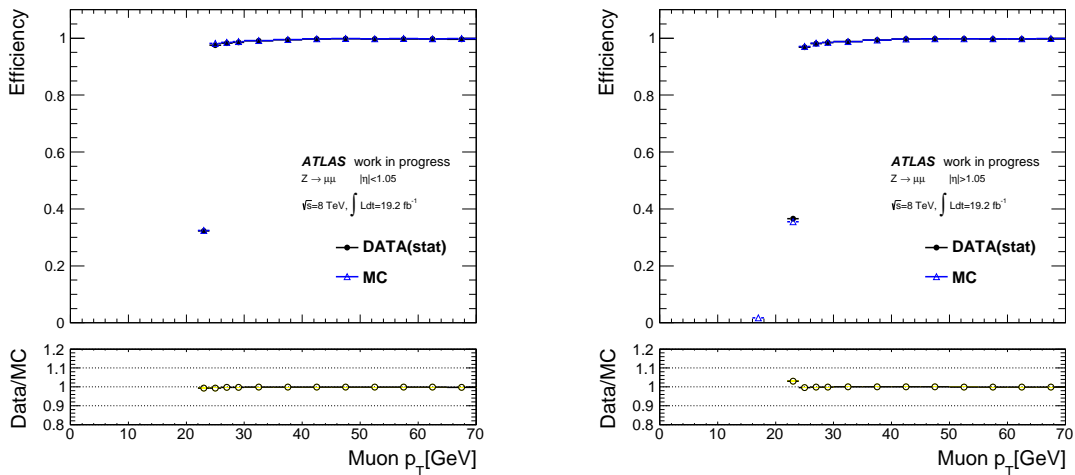


図 3.14 2012 年でのイベントフィルターの muComb に対する検出効率 [9]

黒線がデータを用いた結果、青線がモンテカルロシミュレーションでの結果を表す
 左図はバレル領域、右図はエンドキャップ領域での結果を表す

組み合わせのことを、トリガーチェーンと定義する。例えば、4GeV 以上のミューオンを取得するためのトリガーチェーンを EF_mu4 と呼ぶ。このチェーンは、レベル 1 ではしきい値を設けず、レベル 2、イベントフィルターの各段階においてしきい値を 4GeV と設定したものを指す。このように ATLAS では解析を行う際に、取得したいイベントに合わせて使用するトリガーチェーンを選択する。ただし、しきい値が低いトリガーはレートが高くなるため、単独トリガーを発行するのではなく、イベントを間引いて取得を行う (プリスケール)、ミューオンを複数要求する、ジェットや横方向欠損エネルギー (missing E_T) など他のトリガーと組み合わせるトリガーを発行するなど、トリガーレートを増加させないための様々な工夫が行われている。

図 3.15 に各トリガーチェーンの検出効率の例を示す。

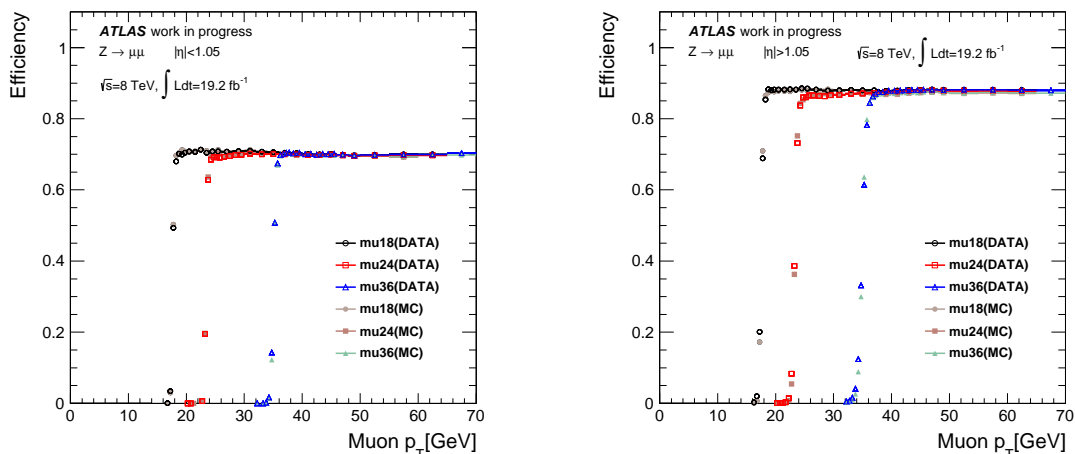


図 3.15 2012 年での様々なミューオントリガーチェーンの検出効率 [9]

実線がデータを用いた結果、破線がモンテカルロシミュレーションでの結果を表す
 左図はバレル領域、右図はエンドキャップ領域での結果を表す

3.7 オフラインミュオン再構成

3段階のトリガーシステムによって取得されたデータは、全ての検出器情報を用いて精密に再構成される。この過程はトリガーシステムと違い、再構成やディスクの書き出し速度に制限がない。これをオフライン再構成と呼び、ミュオンや電子/光子など、各オブジェクト毎に行われる。ここではミュオンのオフライン再構成について扱う。

オフラインのミュオン再構成は、ミュオン検出器のみの情報を用いて行われるスタンドアローンミュオンと、内部飛跡検出器の情報とスタンドアローンミュオンの情報を組み合わせて行うコンバインドミュオンの2段階に分けることができる。スタンドアローンミュオンは $|\eta| < 2.7$ の領域まで測定可能であるが、 p_T の分解能は低く、 $p_T < 100\text{GeV}$ のミュオンに対しておよそ4%～6%の分解能を持つ。コンバインドミュオンは測定点が増えるため、 p_T の分解能は高く、 $p_T < 100\text{GeV}$ のミュオンに対しておよそ2.5%～3.2%の分解能を持つ。また、内部飛跡検出器を使用しているため、スタンドアローンミュオンに比べて検出器中の物質によるエネルギーのロスの影響が少なく、より正確なミュオンの情報を測定することが可能である。しかし内部飛跡検出器の有感領域のため、測定可能な領域は $|\eta| < 2.5$ まで狭まる。

オフラインミュオン再構成によって再構成されたミュオンの情報のことをオフラインミュオンと呼ぶ。

第 4 章

レベル 2 MuonSA における新しい検出器の 組み合わせを用いた運動量再構成法の 改良

本論文ではレベル 2 ミューオントリガーの内、ミューオン検出器のみを用いて p_T を計算するレベル 2 MuonSA (Muon Stand Alone) アルゴリズムに対する改良を行った。本章では新しい検出器の情報を用いた MuonSA の p_T 測定アルゴリズムの改良について述べる。幅広い p_T のミューオンについて性能を評価するために、2012 年に様々なトリガーチェーンで取得されたデータをまとめて解析に使用した。

4.1 MuonSA の現状

現状の MuonSA を改良する際の課題を述べる。MuonSA はエンドキャップ、バレル領域共にミューオンの飛跡を磁場によって変曲させ、その曲がり方を 3 層の MDT ステーションを用いて観測することで p_T を測定している。ミューオンの曲率半径は p_T と磁場の強さによって決定されるので、 p_T を精度よく測定するためには磁場の強さが均一であることが重要である。また磁場強度が強いほど、 p_T 測定精度が高くなる。図 2.11 に示されるように、エンドキャップ領域とバレル領域の継ぎ目にあたる部分ではそれぞれ大きさの違うバレル領域とエンドキャップ領域のマグネットの発生させる複雑な磁場中を粒子が通過することとなる。そのため p_T 測定精度が悪く、検出効率を守るためにこれまでは MuonSA のしきい値を設定していなかった。

p_T の測定精度を評価するためには比較対象として正確なミューオンの情報が必要である。そこで正確なミューオンの情報として、コンバインドミューオンによって測定されたオフラインミューオンを使用する。オフラインでの再構成の精度は MuonSA での p_T の測定精度よりも十分に高いので、オフラインで再構成された p_T との比較で得られた p_T の分解能は、MuonSA の分解能と解釈できる。今後、 p_T の分解能などを議論する際に、オフラインミューオンの情報を比較として用いる。 p_T の分解能を評価するため、オフラインミューオンの p_T との比較として以下の式で定義される残差を用いる。

$$\text{残差} = \frac{\frac{1}{p_T(\text{offline})} - \frac{1}{p_T(\text{MuonSA})}}{\frac{1}{p_T(\text{offline})}} \quad (4.1)$$

残差はオフラインミューオンで求められた p_T と比較したときのずれを表す値と定義する。残差の式で p_T ではなく $1/p_T$ を用いているのは、 η 方向の位置決定精度が $1/p_T$ に比例するからである。 p_T の分解

能は残差の分布をガウスフィットした幅と定義する。

図 4.1 に各 η 領域における MuonSA の p_T 分解能分布を載せる。 p_T 分解能は $-1.05 < \eta < -0.8$ のバレル領域が p_T に依存性がなく、約 5% であり、 $-2.2 < \eta < -1.8$ のエンドキャップ領域では p_T にほぼ比例して分解能が悪化し、 $p_T = 25\text{GeV}$ 付近で約 10% の値を持つ。これは検出器の物質による多重散乱による分解能の悪化が原因であり、 $|\eta|$ が大きくなるとミューオンの飛跡上に存在する検出器の物質が増加することを反映している。それに対してエンドキャップ領域とバレル領域の継ぎ目付近である $-1.4 < \eta < -1.05$ では p_T にほぼ比例して分解能は悪化し、 $p_T = 25\text{GeV}$ 付近で約 15% と、他の領域に比べて悪化していることが確認できる。

この MuonSA のエンドキャップ領域での p_T 分解能の問題点に対し、本研究ではオフラインミューオンの各 MDT ステーションでの位置及び角度情報を用いて、使用する MDT ステーションの組み合わせの最適化を行い、新しく変数を定義することで p_T 分解能が向上することを示した。これにより、 p_T に対してしきい値を設定し、レベル2でのトリガー頻度を減少させることを目的とする。

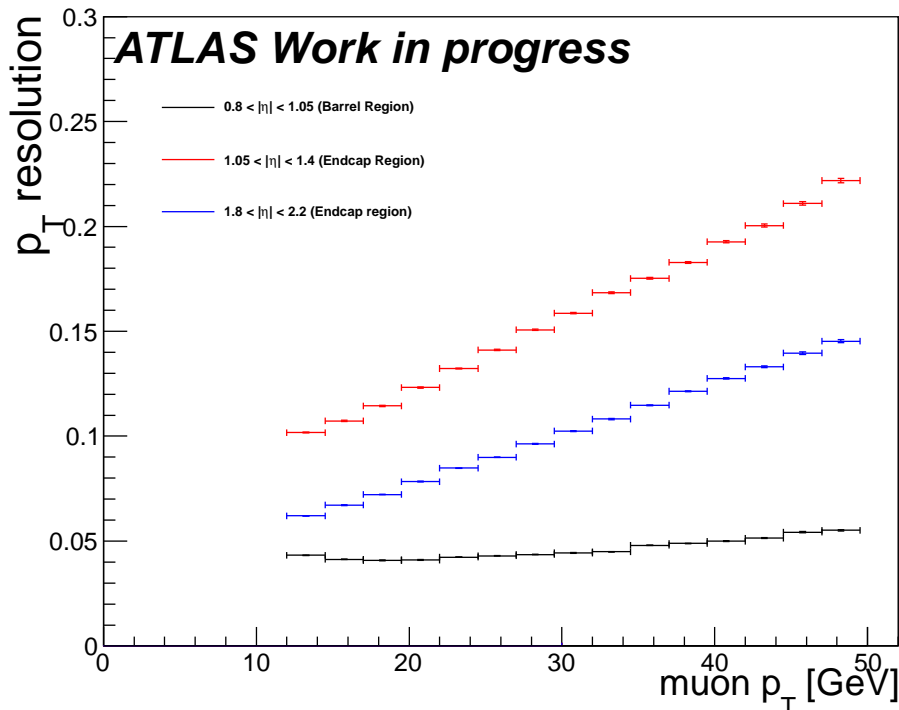


図 4.1 MuonSA の各 η 領域における p_T 分解能の分布

黒線：バレル領域、赤線：エンドキャップ領域 (バレルとの継ぎ目付近) 青線：エンドキャップ領域

4.2 エンドキャップ領域における MuonSA の改良

エンドキャップ領域における MuonSA の改良として、2012 年に新しく導入された EE ステーションの MDT(2.2.4 節参照) を使用した研究を行った。従来の MuonSA のエンドキャップ領域では、3.4.1 節に述べた通り、Inner,Middle ステーション間に存在する磁場によって変曲されたミューオンを磁場の内側に存在する Inner,Middle ステーションと、外側に存在している Outer ステーションによって測定している。特にエンドキャップ領域とバレル領域の継ぎ目付近の磁場が複雑な領域では、磁場中でのミューオンの直

接的な測定が可能となれば p_T 分解能が改善することが期待されているが、従来の MDT ステーションの配置では磁場中での直接測定は不可能であった。新しく導入された EE ステーションは Inner, Middle ステーション間の磁場中に設置されているので、これによって磁場中でのミューオンの飛跡の直接測定が可能となり、 p_T 分解能の改善が期待される。EE ステーションは $1.05 < |\eta| < 1.35$ の領域に存在し、2012 年の運転では C-side の EE ステーションのみを試験的に動作させていた。本研究では 2012 年に取得された EE ステーションの MDT を含むデータを用いて、MuonSA の改良を行った。

EE ステーションを用いた p_T 導出のための変数として、現在の MuonSA で用いられている曲率半径 R (3.4.1 節参照) を導入した。 R は磁場中に存在する 3 点を使用して、一様磁場中の飛跡であることを仮定して計算される。エンドキャップ領域でも Inner, EE, Middle ステーションの 3 点を使用して R を定義する。図 4.2 に、エンドキャップ領域における Inner, EE, Middle ステーションを用いた R の定義の模式図を載せる。

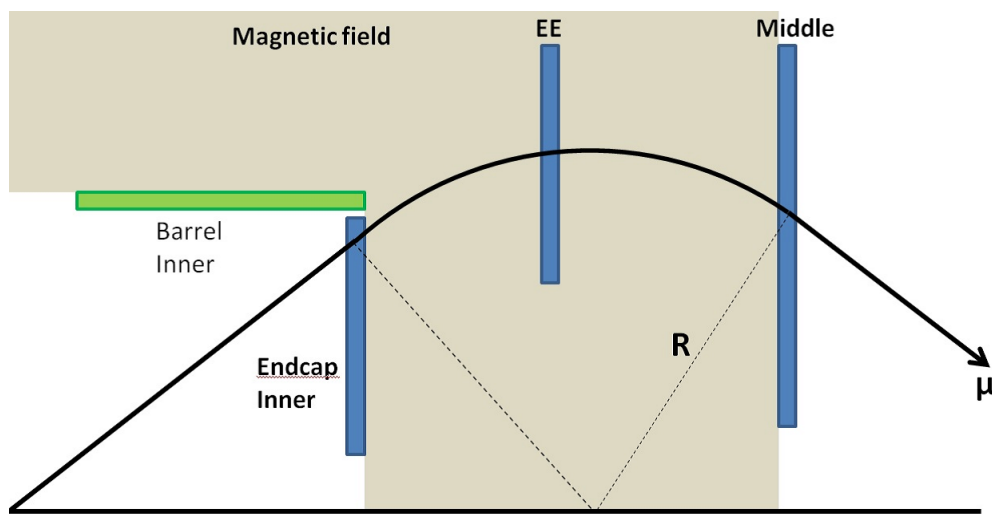


図 4.2 エンドキャップ領域における Inner, EE, Middle ステーションを用いた R の模式図
青色がエンドキャップ領域の MDT、緑色がバレル領域の MDT

さらに、Inner, EE, Middle の 3 ステーションを使用するミューオンの割合を向上させるため、本研究では従来の MuonSA ではエンドキャップ領域のミューオンについては使用していなかったバレル領域の Inner ステーションも使用して変数の振る舞いを見積もった。エンドキャップ領域の Inner ステーションは Large 部に比べて Small 部に対する有感領域が小さく、有感領域外をバレル領域の Inner ステーションによってカバーされている (図 3.11 参照)。しかし従来の MuonSA ではエンドキャップ領域での飛跡再構成をする場合はバレル領域の情報を使用しないため、Small 部のエンドキャップ Inner ステーションが存在しない領域では p_T 分解能が悪くなる問題があった。そこで本研究ではバレル領域とエンドキャップ領域の Inner ステーションを併用し、MuonSA においてバレル領域の情報を使用した際の利点についても見積もった。

図 4.3 にバレル領域の Inner ステーションを用いた R の定義の模式図を示す。ここで一様磁場中の曲率半径は粒子の p_T と磁場強度のみに依存するため、 R を使用することでエンドキャップ、バレル領域のどちらの Inner ステーションを使用した場合でも同一の p_T 導出パラメータを使用することができ、アルゴリズムを簡略化することが可能となる。

図 4.4 にエンドキャップ領域での全トラックにおける使用できる各ステーションの組み合わせの割合を表す。Small 部はエンドキャップ領域の Inner ステーションが $|\eta| > 1.2$ の部分のみしかなく、広い η

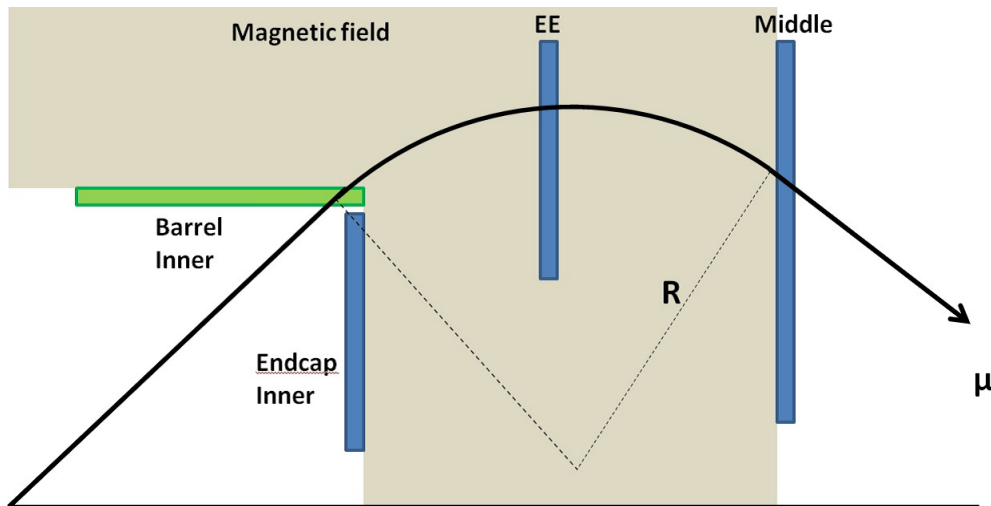


図 4.3 エンドキャップ領域におけるバレル領域の Inner ステーションを用いた R の模式図
青色がエンドキャップ領域の MDT、緑色がバレル領域の MDT

領域で Inner, EE, Middle の 3 ステーションを使用した測定を可能にするにはバレル領域の Inner ステーションの使用が不可欠なことがわかる。 $|\eta| = 1.2$ 付近はエンドキャップ領域とバレル領域の Inner ステーションの継ぎ目にあたる部分であり、この部分では 3 ステーションを用いることができるイベントの割合が減少している。この継ぎ目の領域を除けば、約 90% のトラックで R による測定が可能である。

また、Large 部はエンドキャップ Inner ステーションが広い η 領域をカバーしており、EE ステーションが存在する η 領域ではほとんどの領域がエンドキャップ Inner ステーションによってカバーされているのがわかる。従って Large 部ではバレル Inner ステーションを使用する利点は少ない。Large 部の $|\eta| = 1.2$ 付近はエンドキャップ Inner ステーションの一部がくびれている構造を持ち Inner ステーションが使用できる割合が減少するため、3 ステーションを用いることができるイベントの割合が減少している。この領域を除けば、約 80% のトラックで R による測定が可能である。このため EE ステーションを用いて p_T 分解能が向上したのならば、Large 部、Small 部共にこの領域において大きな利点があることがわかる。また、バレル Inner ステーションの使用は Small 部において 3 点使用できる割合を高めることができ、 p_T 測定精度向上が期待できる。

しかし、バレル Inner ステーションは従来の MuonSA では使用されていなかったため、レベル 2 ミューオンの情報を用いた性能評価を行うことができない。従って本研究ではオフラインミューオンの情報を使用してバレル Inner, EE ステーションを使用する際の p_T 測定精度の性能評価を行った。

4.2.1 Look Up Table の作成

3.4.1 節で述べたように、MuonSA における p_T 再構成は、MDT を用いて定義された各変数を使用して行われる。そして各変数から p_T へ一対一に対応させる p_T 導出パラメータが (η, ϕ) 平面で細かく分けられた領域ごとに予め調整されて用意されている。その (η, ϕ) 領域ごとに用意されたパラメータの表を Look Up Table(LUT) と呼ぶ。

従来の MuonSA ではエンドキャップ領域は ϕ 方向に対して 8 回対称性を適用した後に、 ϕ 中心に対して線対称を仮定して重ねたものを 12 の領域に分割し、 η 方向には 30 等分に領域を分割されている。(3.4.1 節参照) しかし本研究では各変数の振る舞いに対して左右対称性が確認できなかったため、 ϕ 領域

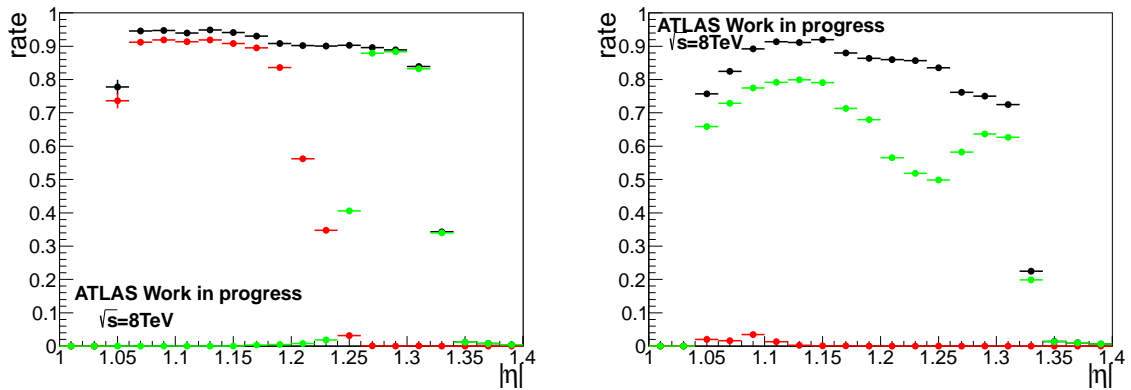


図 4.4 エンドキャップ領域での全トラックにおける各ステーションの組み合わせの割合
 黒線が EE ステーションの定義できる割合、赤線が平行 Inner ステーションと EE ステーションの両方を定義できる割合、緑線がエンドキャップ Inner ステーションと EE ステーションの両方を定義できる割合を示す
 左図は Small 部、右図は Large 部を示している

に対して左右対称性を適用せず、 ϕ 領域に対して 8 回対称を適用した後に 24 の領域に分割を行った。また、Large 領域、Small 領域でそれぞれ別に変数の振る舞いを調べ、それぞれの領域に対する LUT の作成を行った。 η 方向の領域分けについては従来の MuonSA での領域分けと統一した。従来のアルゴリズムと同じ条件で比較を行うため、曲率半径 R だけでなく、 α, β についても同じ領域に対して LUT を新しく作成した。

図 4.5 は (η, ϕ) 平面で分割したうちの 1 領域について、電荷によって場合分けを行って α と p_T の相関に対して $1/p_T$ の 2 次関数 (式 3.2) を用いてデータをフィットした結果を示す。データをフィットする際、 p_T の上限値を与えないように、パラメータ A を 0 に固定している。

同様に β, R についても式 3.2 を用いて p_T との相関図のフィットを行い、各変数からの p_T 導出パラメータを決定して LUT を作成した。ただし、 R については EE の存在する η 範囲が限られているため、 $-1.35 < \eta < -1.05$ の範囲のみ LUT 作成を行った。図 4.6、図 4.7 にそれぞれ β 及び R に対する、 $1/p_T$ との相関図の例を載せる。以後、各変数から求めた p_T はこの LUT を参照して計算される。各変数に対する振る舞いを比較するため、図 4.13~4.18 に EE ステーションが設置されている η, ϕ 領域 ($-1.35 < \eta < -1.05$) での各変数に対する LUT の値の分布を示す。図 4.13~4.18 は各変数に対する $1/p_T$ の 2 次関数 (式 3.2) を用いたフィットの係数をプロットしたものであり、 B_{ij} が 1 次の係数、 C_{ij} が 2 次の係数を表す。Small 部、Large 部それぞれの ϕ 領域に分け、各電荷ごとに示している。図 4.13~4.18 より、どの変数でも同じような 2 次の係数の η, ϕ 依存性が見られる。Small 領域では負電荷ミューオンは $\phi = 0.3$ 付近、正電荷ミューオンは $\phi = 0.4$ 付近で 2 次関数の振る舞いが強くなるのがわかる。Large 領域では負電荷ミューオンは ϕ が正に向かうにつれて、正電荷ミューオンは ϕ が負に向かうにつれて 2 次関数の振る舞いが強くなるのがわかる。また、 $-1.35 < \eta < -1.25$ の領域では負電荷ミューオンでは $\phi = -0.1$ 付近、負電荷ミューオンでは $\phi = 0$ 付近で 2 次の係数が小さくなっていることが確認できる。このように各変数と p_T との相関には電荷及び η, ϕ に対して非常に強い依存性を持っており、電荷及び (η, ϕ) 平面で分割して LUT を調整することはトリガーで p_T を再構成する際に非常に重要であることがわかる。

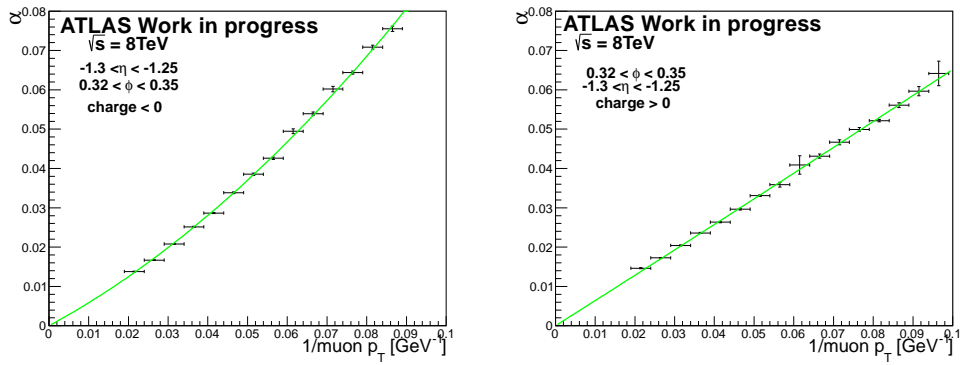


図 4.5 α と p_T の相関図 左図は負電荷、右図は正電荷のミューオンに対する図
緑線は二次関数 3.2 式を用いたフィット結果

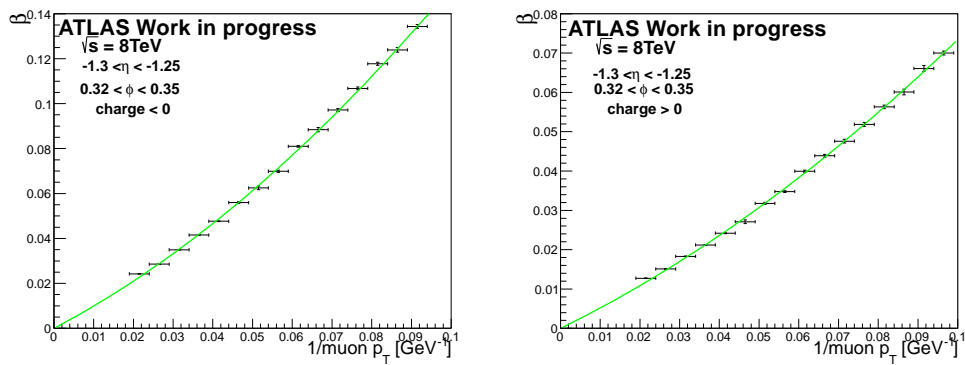


図 4.6 β と p_T の相関図 左図は負電荷、右図は正電荷のミューオンに対する図
緑線は二次関数 3.2 式を用いたフィット結果

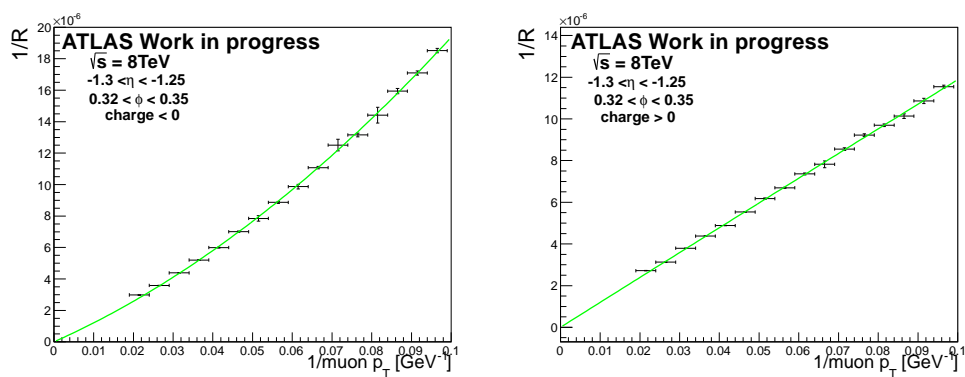


図 4.7 R と p_T の相関図 左図は負電荷、右図は正電荷のミューオンに対する図
緑線は二次関数 3.2 式を用いたフィット結果

4.3 新しいアルゴリズムを用いた p_T 再構成精度の評価

4.3.1 既存のアルゴリズムとの比較

4.2.1 節で調整をした、各変数からの LUT を用いて $-1.35 < \eta < -1.05$ の C-side のエンドキャップ領域での各変数の性能評価を行う。性能評価には LUT の調整に用いたものと同じ、2012 年に様々なトリガーチェーンによって取得されたデータを用いた。

各変数における p_T 分解能として、各 p_T 領域での各変数から求めた p_T に対する残差 (式 4.1) の分布をガウスフィットした際の幅を評価する。図 4.8 に、 α, β, R の残差をガウス関数を用いてフィットを行った例を載せる。2.5GeV の p_T ごとに領域分けを行い、図 4.8 のように残差をガウス関数でフィットし、そのガウス幅を分解能と定義した。その分解能とオフラインミュオンの p_T との関係性のグラフを各 (ϕ, η) 領域ごとに表し、オフラインミュオンの情報を用いて新しいアルゴリズムを使用する際の効果の評価を行った。この結果は 5.1.1 節にまとめる。

4.4 MuonSA での測定精度を用いた p_T 再構成精度の評価

4.3 節においてオフラインミュオンによる EE 及びバレル領域の Inner ステーションを用いた p_T 再構成精度改良の評価を行った。しかしオフラインミュオンによるミュオンの各ステーションでの飛跡の位置及び角度分解能は MuonSA での分解能よりも良い。そのため、このアルゴリズムを MuonSA に適用した場合にオフラインで期待される性能が出ない可能性がある。しかし、MuonSA ではバレル領域の Inner ステーションを使用していないため、MuonSA においてはバレル Inner ステーションを使用する際の性能を評価することができない。MuonSA で新しいアルゴリズムを用いた際の性能評価を行うため、MuonSA での各ステーションの位置及び角度分解能を用いてオフラインミュオンの測定値をばらつかせ、MuonSA での各 p_T 再構成アルゴリズムの評価を行う。このとき、バレル Inner ステーションの分解能はエンドキャップ Inner ステーションでの分解能と同等だと定義してバレル Inner ステーションを用いる利点の評価を行った。

4.4.1 MuonSA の各ステーションでの角度及び位置分解能の見積もり

MuonSA の各ステーションでの角度及び位置分解能は、オフラインでの各ステーションでの測定値と MuonSA での測定値の差をガウス関数を用いてフィットを行い、その半値幅と同じ半値幅を持つガウス分布の乱数を生成する。その乱数を用いてオフラインミュオンの各ステーションでの角度及び位置の測定値をばらつかせる (スメアリング)。スメアリングの方法を以下に示す。

MuonSA での位置分解能を見積もるため、 r 方向のズレ dR をオフラインでの r 座標の測定値で規格化したものを式 4.2 のように定義する。

$$\frac{dR}{R(\text{offline})} = \frac{R(\text{offline}) - R(L2)}{R(\text{offline})} \quad (4.2)$$

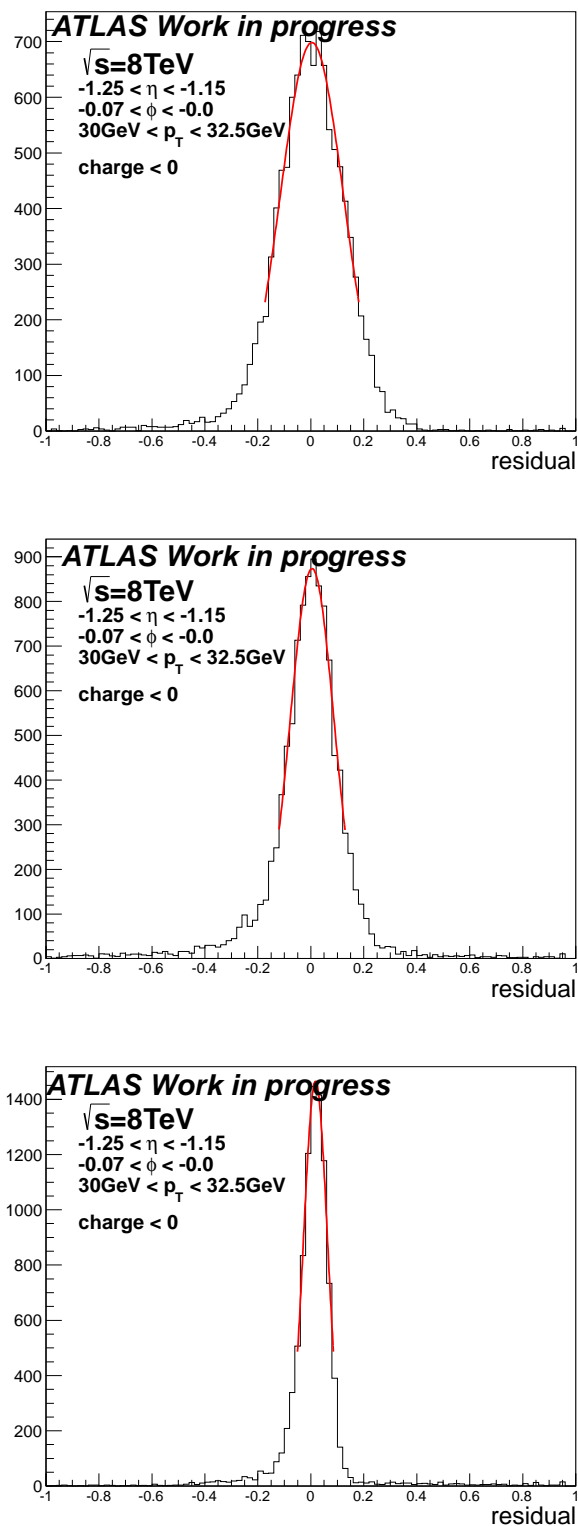
また、角度分解能を見積もるため、 z 軸に対するミュオンの軌跡の角度のずれ $d\theta$ をオフラインでの角度の測定値で規格化したものを式 4.3 のように定義する。

$$\frac{d\theta}{\theta(\text{offline})} = \frac{\theta(\text{offline}) - \theta(L2)}{\theta(\text{offline})} \quad (4.3)$$

図 4.9、4.10、4.11、4.12 にそれぞれ Inner,Middle,EE,Outer ステーションにおけるオフラインミュオンと MuonSA での測定値のずれを示す。Inner,Middle ステーションは位置と角度を使用するのでそれぞれのずれを定義した。また、EE,Outer ステーションは位置のみを使用するため、位置のずれのみを定義した。それぞれをガウス関数を用いてフィットを行い、その半値幅を MuonSA での測定値の分解能と定義をした。そしてオフラインの各測定値をばらつかせ、その値を用いて MuonSA で使用されている α, β 及び新しいアルゴリズム R を定義した。

4.4.2 スメアリングを用いた MuonSA での p_T 再構成精度の予測

オフラインミュオンを使用して調整を行った LUT を用いて、スメアリングをした位置及び角度の測定値から p_T を再構成した。4.3 節で行ったように、オフラインミュオンの p_T で複数の領域に分割し、それぞれの領域において各変数から求めた p_T とオフラインミュオンの p_T に対する残差 (式 4.1) の分布をガウスフィットした際の半値全幅を各変数における p_T 分解能と定義した。そして分解能とオフラインミュオンの p_T との関係性のグラフを各 $(\phi-\eta)$ 領域ごとに表し、オフラインミュオンの情報を用いて新しいアルゴリズムを使用する際の効果の評価を行った。この結果はオフラインミュオンを使用した際の結果とまとめて 5.1.1 節に載せる。

図 4.8 α 、 β 、R を使用した場合の残差の分布

2.5GeV のオフライン p_T ごとに領域分けを行い、それぞれの領域に対してガウス関数によるフィットを行い、そのガウス幅を p_T 分解能として評価を行う

上図が α 、中図が β 、下図が R を用いた場合の残差の分布を示す

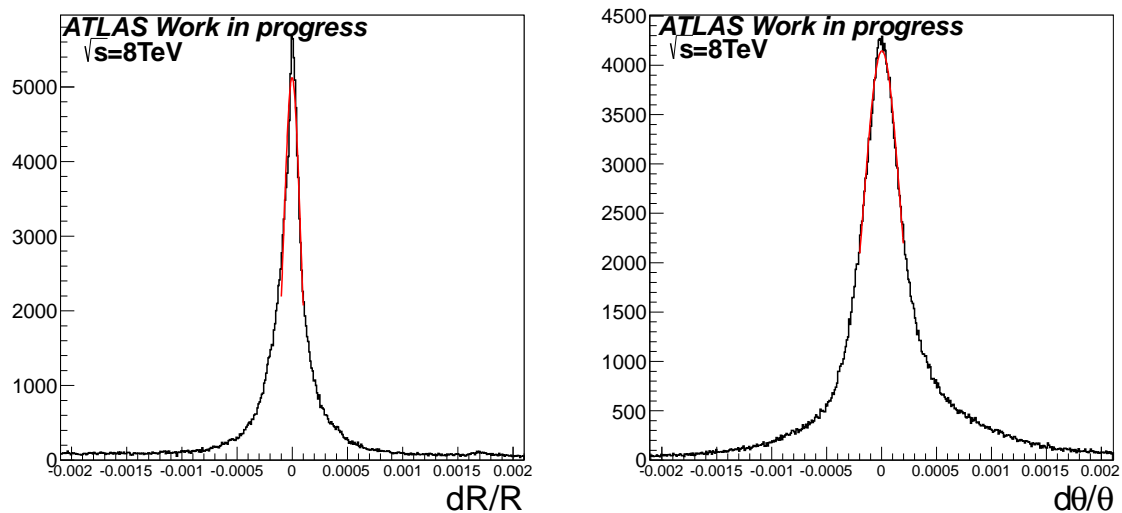


図 4.9 エンドキャップ Inner ステーションにおけるオフラインと MuonSA での測定値のずれ
左図は r 座標のずれ、右図は z 軸に対するミューオンの軌跡の角度のずれ
赤線はガウス関数でのフィットの結果

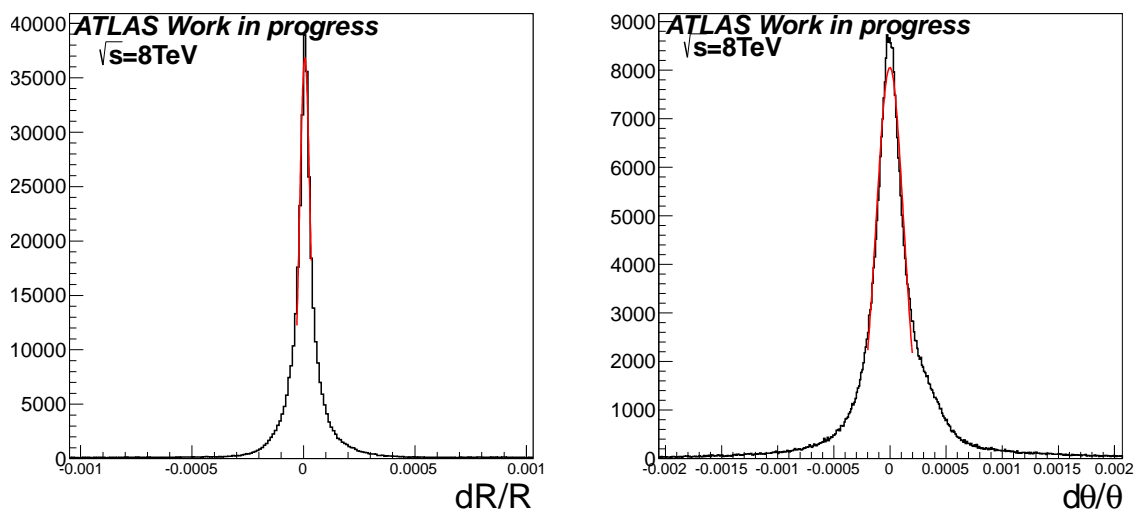


図 4.10 エンドキャップ Middle ステーションにおけるオフラインと MuonSA での測定値のずれ
左図は r 座標のずれ、右図は z 軸に対するミューオンの軌跡の角度のずれ
赤線はガウス関数でのフィットの結果

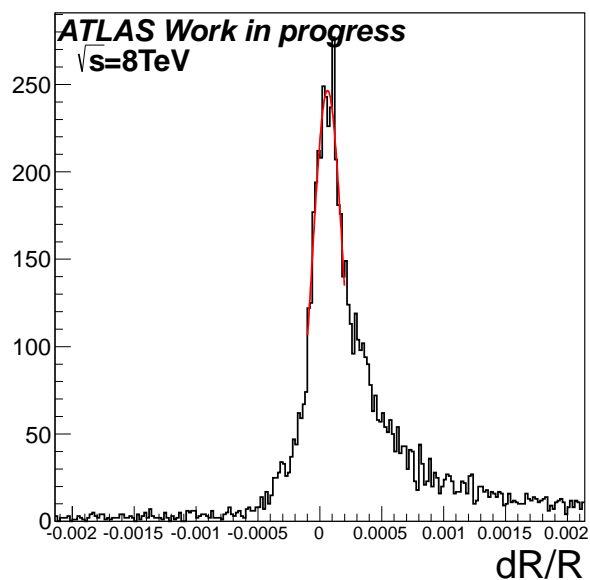


図 4.11 EE ステーションにおけるオフラインと MuonSA での r 座標の測定値のずれ
赤線はガウス関数でのフィットの結果

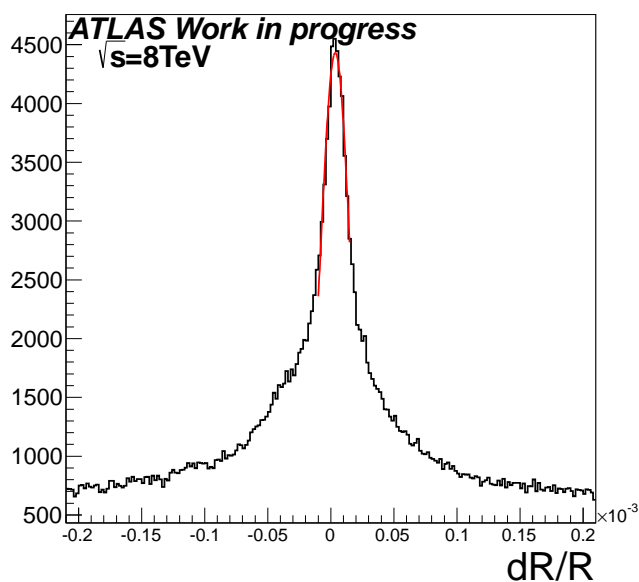


図 4.12 エンドキャップ Outer ステーションにおけるオフラインと MuonSA での r 座標の測定値の
ずれ
赤線はガウス関数でのフィットの結果

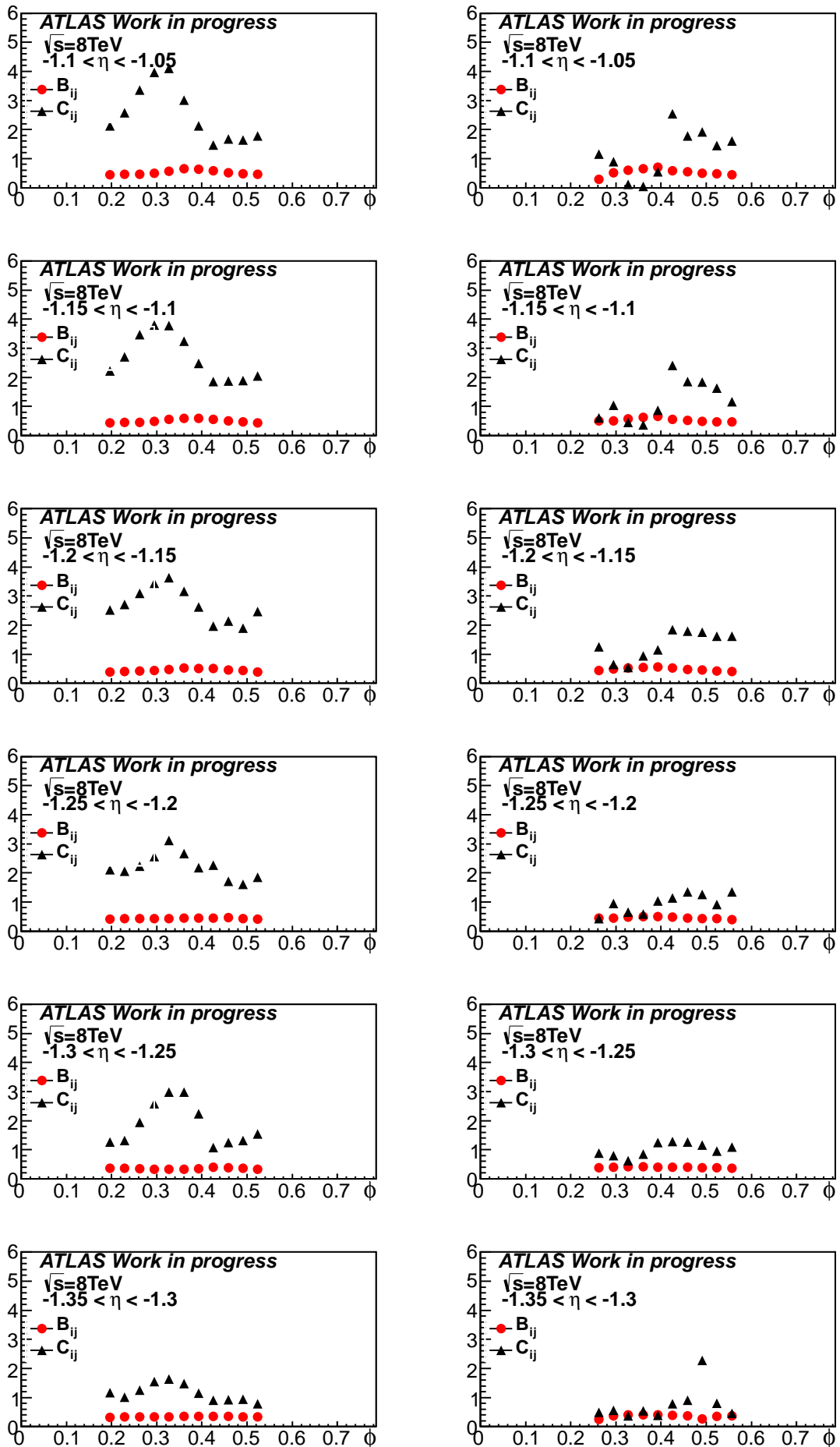


図 4.13 Small 領域に対する α の LUT の ϕ 分布
 式 3.2 での係数を表し、赤点が B_{ij} 、黒点が C_{ij} を示す。
 左図が負電荷ミューオン、右図が正電荷ミューオンに対する結果

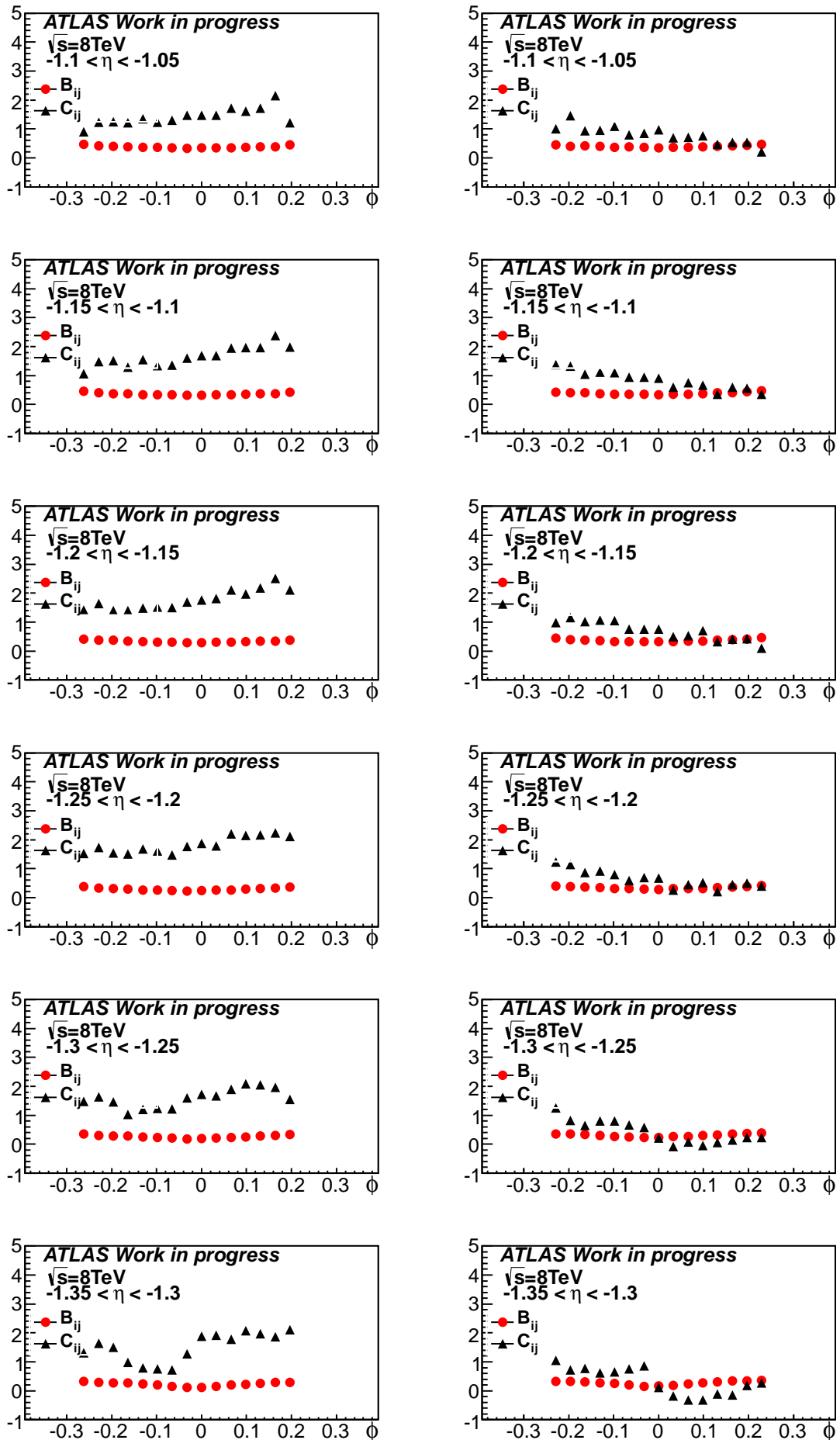


図 4.14 Large 領域に対する α の LUT の ϕ 分布
 式 3.2 での係数を表し、赤点が B_{ij} 、黒点が C_{ij} を示す。
 左図が負電荷ミューオン、右図が正電荷ミューオンに対する結果

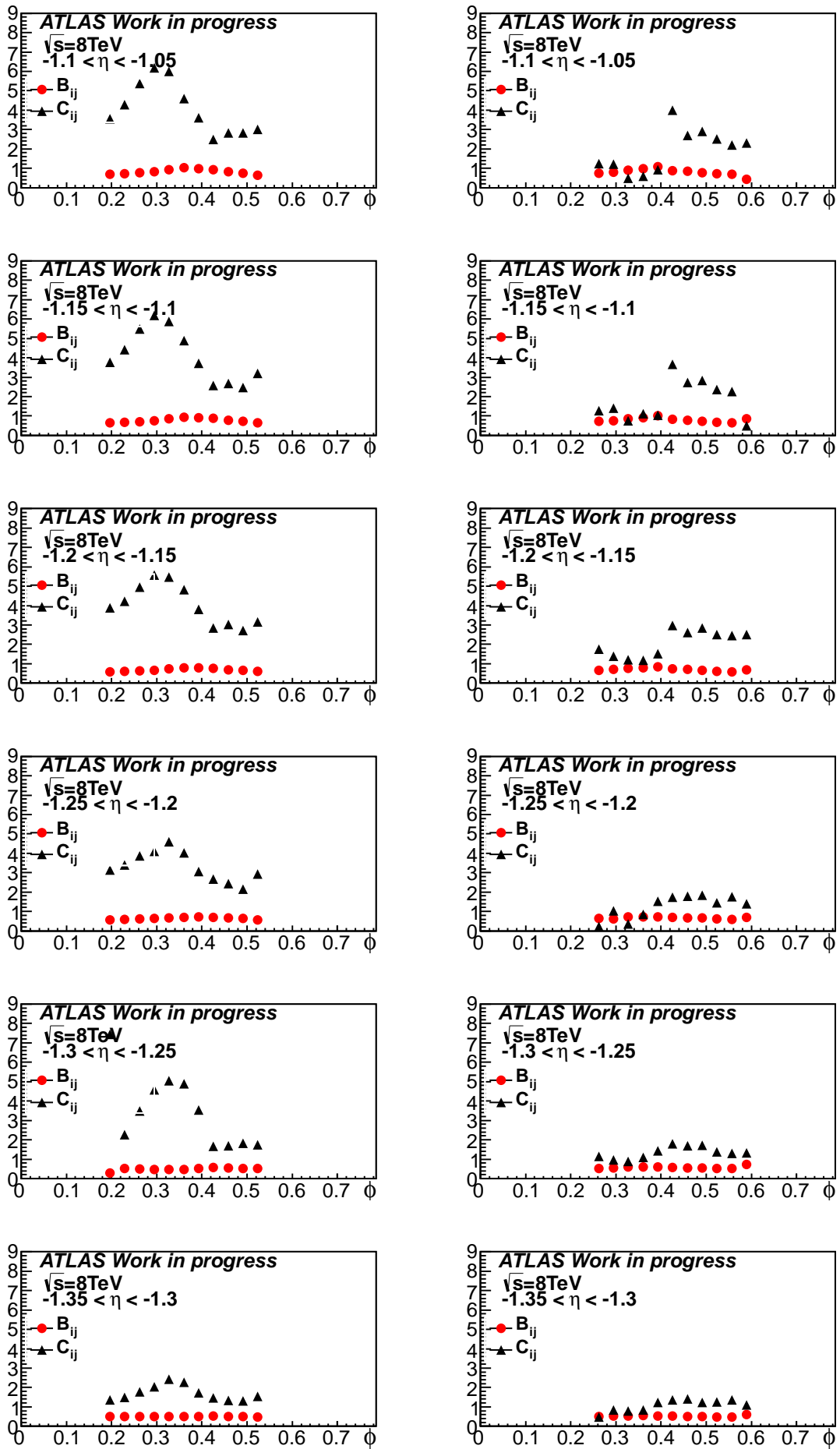


図 4.15 Small 領域に対する β の LUT の ϕ 分布
 式 3.2 での係数を表し、赤点が B_{ij} 、黒点が C_{ij} を示す。
 左図が負電荷ミューオン、右図が正電荷ミューオンに対する結果

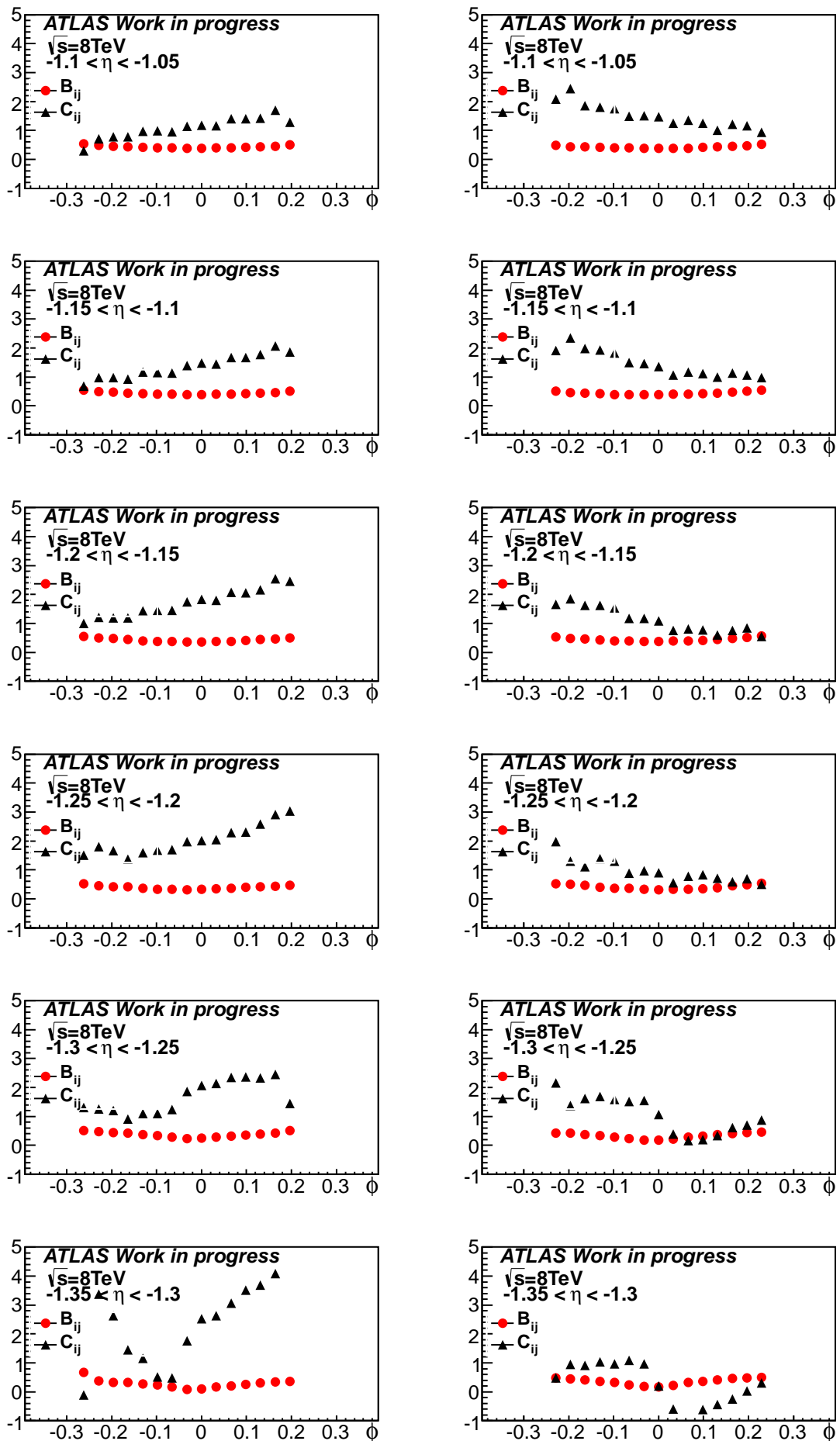


図 4.16 Large 領域に対する β の LUT の ϕ 分布
 式 3.2 での係数を表し、赤点が B_{ij} 、黒点が C_{ij} を示す。
 左図が負電荷ミューオン、右図が正電荷ミューオンに対する結果

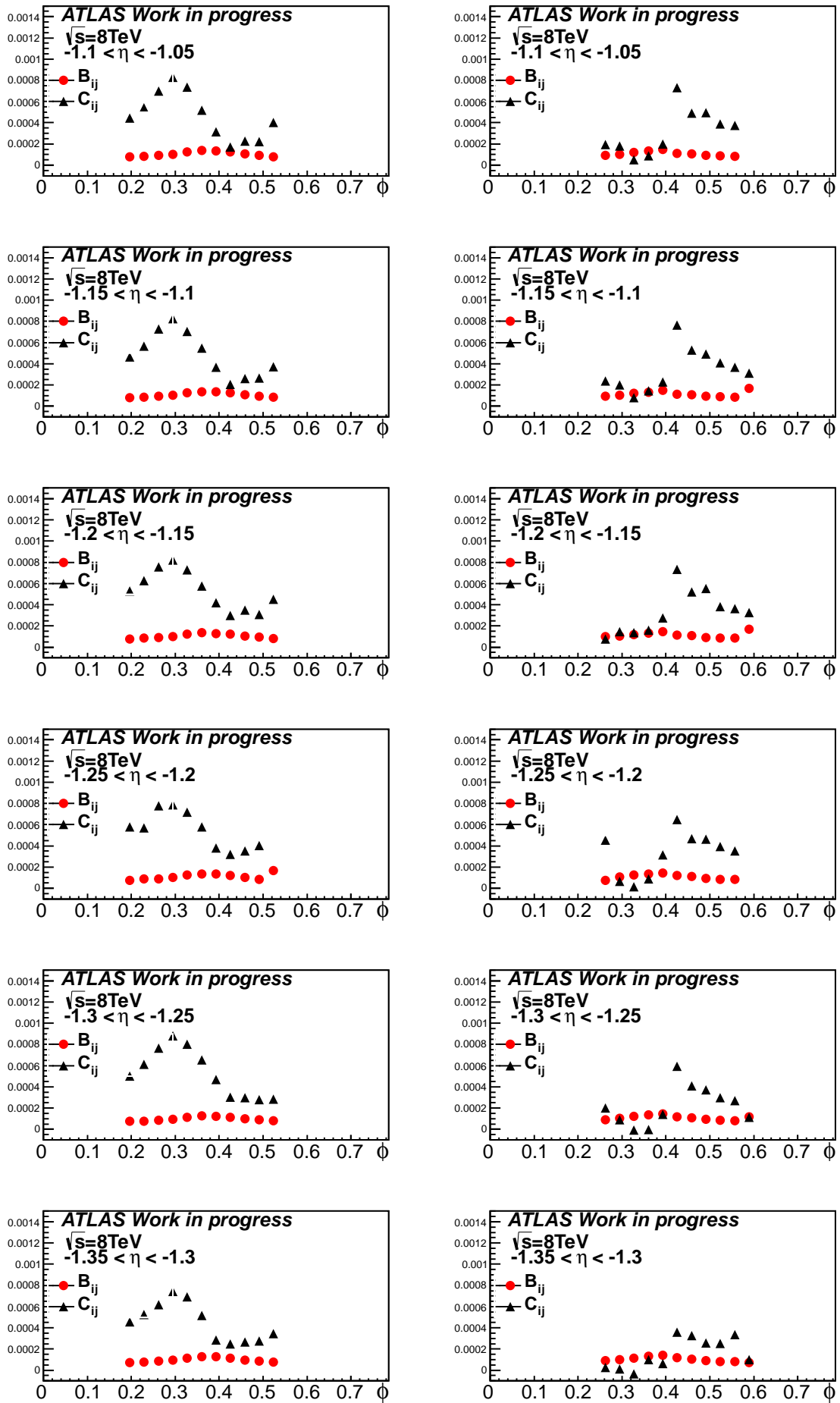


図 4.17 Small 領域に対する R の LUT の ϕ 分布
 式 3.2 での係数を表し、赤点が B_{ij} 、黒点が C_{ij} を示す。
 左図が負電荷ミューオン、右図が正電荷ミューオンに対する結果

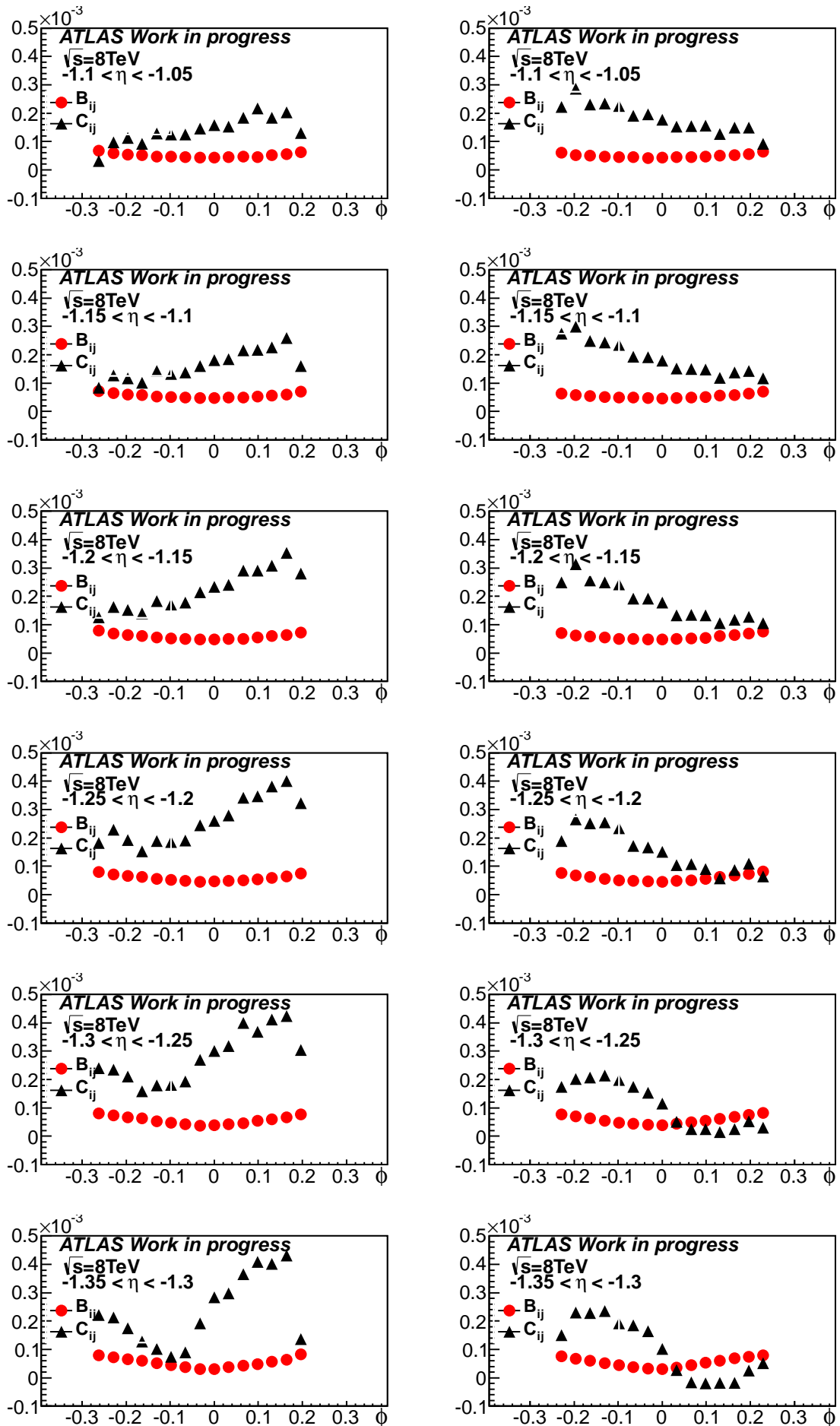


図 4.18 Large 領域に対する R の LUT の ϕ 分布
 式 3.2 での係数を表し、赤点が B_{ij} 、黒点が C_{ij} を示す。
 左図が負電荷ミューオン、右図が正電荷ミューオンに対する結果

第 5 章

MuonSA に対する新しいアルゴリズムの適用の有効性の評価及び考察

5.1 p_T 再構成精度に対する結果及び考察

5.1.1 オフラインミュオン及びスメアリングを用いた場合の結果の比較

4.3 節において、オフラインミュオンの情報を用いた新しいアルゴリズムの適用を扱った。また 4.4.2 節において、レベル 2 とオフラインでの各ステーションの位置及び角度の測定値の差からレベル 2 での分解能を見積もり、レベル 2 における新しいアルゴリズムを用いた p_T 再構成アルゴリズムの評価を扱った。図 5.1、5.2 に Small 部、図 5.3、5.4 に Large 部におけるスメアリングをした各変数とオフラインミュオンを用いて定義した各変数の p_T 分解能の振る舞いを $(\eta-\phi)$ で領域分けを行い、それぞれの領域での振る舞いを示す。

Small 部ではエンドキャップ Inner ステーションがカバーしている領域は $-1.35 < \eta < -1.25$ (図 5.1、5.2、右端列) のみであり、現状の MuonSA ではこの領域では β 、この領域以外では α によってほとんどのミュオンの p_T が再構成されている。エンドキャップ Inner ステーションが存在する領域ではオフラインミュオンの情報を用いた際に、従来の β を用いることで p_T 分解能は p_T に比例して緩やかな悪化が見られ、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 10% の分解能を持つことがわかる。一方新たに EE ステーションを使用して R を定義することで p_T 分解能は p_T に比例せず、およそ 6% の分解能にまで改善できることが分かる。また、エンドキャップ Inner ステーションが存在しない $-1.25 < \eta < -1.05$ (図 5.1、5.2、左 2 列) の領域では、従来の α を使用する際、 p_T に比例して分解能が大幅に悪化し、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 15% の分解能を持つことがわかる。これに対しバレル Inner ステーションを導入して β を定義することで、 p_T 分解能は大幅に改善し、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 7% の分解能を持つことが確認できる。さらに EE ステーションも使用して R を定義することで、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 5% の分解能にまで改善できることが確認できる。

またレベル 2 の各ステーションでの測定分解能を用いてスメアリングを行った結果では、どの変数を使用した場合でもスメアリングをした結果とオフラインを用いた場合の結果はほとんど振る舞いが変わらないことがわかる。よって MuonSA で EE 及びバレル Inner ステーションを用いた場合、オフラインミュオンを用いた場合と同じようにエンドキャップ Inner ステーションによってカバーされている領域 $-1.35 < \eta < -1.25$ においては従来 β を用いて測定されており、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近で 7-10% の分解能を持つところを、およそ 6% 程度にまで改善することができることが期待できる。またそれ以外のエ

ンドキャップ Inner ステーションが存在しない領域に対しては、従来 α を用いて再構成されているため、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 15% の分解能を持つところを、R を使用することで 5% 程度にまで分解能を改善することができることを示した。

一方 Large 部では EE ステーションの設置されている領域はエンドキャップ Inner ステーションによってカバーされているため、現状の MuonSA ではほとんどのミュオンに対して β を用いて p_T の再構成が成されている。オフラインミュオンを用いた場合、Large 部は $-1.35 < \eta < -1.25$ の範囲で β の振る舞いが悪くなることが確認できる (図 5.3, 5.4, 右端列)。この領域では β は p_T が大きくなるにつれて分解能が悪化し、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 20% の分解能を持つのにに対し、R を定義することで、この領域でも分解能は p_T に依存せず一定値を取り、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 8% の分解能にまで改善することができる。また、 $-1.25 < \eta < -1.05$ の領域では β の p_T 分解能は p_T に比例して緩やかな悪化が見られ、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 7% の分解能を持つ。それに対し、新しく EE ステーションを使用して R を定義することで、 p_T に対して分解能がほぼ一定の値を取り、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 5% の分解能となることが確認できる。

またレベル 2 の各ステーションでの測定分解能を用いてスメアリングを行った結果では、 α ではスメアリングをした変数を使用した場合でもオフラインを用いた場合の結果とほとんど振る舞いが変わらないことがわかる。しかし β 及び R を用いた場合、スメアリングした結果はオフラインを用いた場合の結果よりも悪くなり、その分解能は p_T に比例して緩やかに悪化していることが確認できる。MuonSA で EE ステーションを用いることで、従来の MuonSA の変数 β の p_T 分解能が特に悪化する $-1.35 < \eta < -1.25$ の領域 (図 5.3, 5.4, 右端列) では、 $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 20% 程度の分解能を持つところ、R によって 10% 程度にまで改善することができることがわかる。また、それ以外の領域では β によって $p_T = 30\text{GeV}$ 付近でおよそ 10% 程度の分解能を持つところ、R によって 7% 程度の分解能にまで改善することができることがわかる。

これらのオフラインミュオンを用いた場合、及びスメアリングによる MuonSA での p_T 再構成精度の予測の結果を表 5.1, 5.2 にまとめる。

表 5.1 Small 領域におけるオフライン (スメアリング) での各変数の p_T 再構成精度 ($p_T = 30\text{GeV}$)
(*1: エンドキャップ Inner が存在しないため、従来の MuonSA では変数は定義できない)

η 領域	α	β	R
$-1.15 < \eta < -1.05$	12%(12%)	6%(6%)*1	5%(5%)*1
$-1.25 < \eta < -1.15$	15%(15%)	8%(8%)*1	5%(5%)*1
$-1.35 < \eta < -1.25$	15%(15%)	10%(10%)	6%(6%)

表 5.2 Large 領域におけるオフライン (スメアリング) での各変数の p_T 再構成精度 ($p_T = 30\text{GeV}$)

η 領域	α	β	R
$-1.15 < \eta < -1.05$	15%(15%)	7%(10%)	5%(7%)
$-1.25 < \eta < -1.15$	17%(17%)	7%(10%)	5%(7%)
$-1.35 < \eta < -1.25$	20%(20%)	20%(20%)	8%(10%)

これらの結果から、バレル Inner 及び EE ステーションを用いた新しいアルゴリズムを MuonSA に適応した場合、Small 部、Large 部それぞれにおいて精密な p_T 再構成ができることが期待され、それにより MuonSA の段階で p_T にしきい値を定義することができ、トリガーレートの削減につながると結論づ

けられる。

5.1.2 新しいアルゴリズムに対する数値計算を用いた p_T 再構成精度の妥当性の評価

4.3 節及び 4.4.2 節において、EE ステーションを用いて磁場中の 3 点の測定点を使用することで、EE ステーションの存在する全ての (η, ϕ) 領域で p_T 分解能は p_T に依存せず、オフラインミュオンを使用した場合 5% の分解能、オフラインの測定値を MuonSA の測定誤差を用いてスメアリングを行った場合には 7% まで改善できることが確認できた。本節では、EE ステーションを用いることでおよそどのくらいの p_T 分解能が期待されるのかを数値計算によって評価し、本研究の妥当性を議論する。

曲率半径 R のように一様磁場が仮定される領域中にある 3 点を使用して荷電粒子の運動量を測定するモデルとして、図 5.5 で示されるような、一様磁場中に存在する 3 つの測定点を使用する系を考える。この系は 1 層目と 3 層目の測定点を結んだ直線と、2 層目の測定点から垂直に降ろした線の交点から 2 層目の測定点までの距離 s を測定値として使用し、運動量 p を再構成する系である。このとき s と p の関係は、1 層目と 3 層目の検出器の距離 L に対する 2 層目と 3 層目の検出器間の距離の割合 x と磁場強度 B を使用して、次の式で表される。

$$p = \frac{x(1-x)}{2} L^2 \left(\frac{0.3B}{s} \right) \quad (5.1)$$

このとき運動量 p の測定精度は、各検出器の位置測定誤差 σ_R 、2 層目の検出器の位置 x 、運動量 p 、荷電粒子が通過する物質質量 X による多重散乱の効果によって次のように決定される (付録 A 参照)。

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{2p}{0.3BL^2} \frac{1}{x(1-x)} \sqrt{2(x^2 - x + 1)\sigma_R^2 + (x^2 - 2x + 1) \frac{(13.6\text{MeV})^2 x^2 L^2 X}{p^2 \cos^2\theta X_0} \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{X}{X_0} \right) \right)^2} \quad (5.2)$$

σ_p : 運動量の測定誤差
 σ_R : 各検出器の位置測定誤差
 X_0 : 単位吸収長
 θ : 粒子の入射角

式 5.2 は大きく分けて検出器の測定誤差から来る項

$$2(x^2 - x + 1)\sigma_R^2 \quad (5.3)$$

及び物質による多重散乱の効果から来る項

$$(x^2 - 2x + 1) \frac{(13.6\text{MeV})^2 x^2 L^2 X}{p^2 \cos^2\theta X_0} \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{X}{X_0} \right) \right)^2 \quad (5.4)$$

の 2 つの項に分けることができ、それぞれ前者は運動量に依存する形を持ち、後者は運動量に対して定数的な振る舞いをする形となっている。前節のオフラインミュオンの情報を用いた結果から、Inner, EE, Middle の 3 点を使用した場合は p_T 分解能は p_T に依存しない形となっているので、実験結果からは物質による多重散乱の効果が支配的であると推測できる。本研究の妥当性を評価するため、式 5.2 にオフラインミュオンの MDT ステーションでの位置分解能及び、ATLAS 検出器の Large 部、Small

部における磁場強度及び物質量の値を代入し、運動量分解能に対する EE, Middle ステーション間の距離 x の依存性及び、運動量 p の依存性を計算して予測を行った。

図 5.6 は運動量を $p = 100 \text{ GeV}$ と固定したときの、運動量分解能の EE, Middle ステーション間の距離 x の依存性を示したものである。ATLAS 検出器における EE ステーションの位置は、Small 部、Large 部それぞれ $x = 0.54$ 及び $x = 0.45$ の位置に存在している。図 5.6 より、 $0.1 < x < 0.9$ の範囲では運動量分解能はほぼ一定であり、現在の ATLAS 検出器での Large 部, Small 部での EE ステーションの位置が測定精度に及ぼす影響はほとんどないことが確認できた。

また、図 5.7 に、EE, Middle ステーション間の距離を $x = 0.5$ と固定したときの、運動量分解能の運動量依存性を示した。この図より、運動量分解能は荷電粒子の運動量が大きくなるにつれて緩やかに悪化していくことがわかる。しかし、この研究で主に確認している運動量領域である $p < 100 \text{ GeV}$ の範囲では Small 部 Large 部共に運動量分解能は 5% 程度の定数値を取ることがわかる。図 5.7 から、一様磁場領域中にある 3 点を使用して荷電粒子の運動量を測定する場合の運動量分解能は荷電粒子が通過する物質 X による多重散乱の効果が主な要因であり、その分解能は粒子の運動量に依存せず、5% 程度の値を持つということが言える。これは本研究のオフラインミューオンの情報を使用した結果と無矛盾であり、妥当性が確認できたと言える。

5.2 新しいアルゴリズムを用いた MuonSA でのトリガーしきい値の見積もり

5.1.1 節にまとめたように、新しいアルゴリズムを使用することでレベル 2 MuonSA での p_T 再構成精度を向上させることが可能となり、それにより MuonSA においてトリガーしきい値を設定することができ、目的とする p_T 領域で高い検出効率を保ちつつ、低い p_T 領域のイベントを削減することが期待される。本節では、新しいアルゴリズムを用いた場合の MuonSA のトリガーのしきい値をオフラインをスマアリングした結果を用いて設定した。本節では各レベル 2 トリガーに対して新しくしきい値を設定するため、レベル 2 トリガーに対して独立なミューオンを選択し、そのミューオンを用いて各トリガーに対する適用を行った。

5.2.1 $Z \rightarrow \mu\mu$ Tag and Probe 法

トリガーに対して独立なミューオンを選択するために、 $Z \rightarrow \mu\mu$ Tag and Probe 法という手法を用いる。3.6 節で述べたように、ATLAS 実験のトリガーシステムは各トリガーチェーンを通過したイベントに対し、そのイベントの記録を行っている。よってあるトリガーチェーンによって取得されたイベント、例として mu24 によって取得された 2 本以上のミューオンが存在するイベントに対し、一方のミューオンが mu24 を通過している場合、もう一方のミューオンは mu24 トリガーに対して独立となる。トリガーに対して独立なミューオンを使用することで、これまでのアルゴリズムでは取得できなかった飛跡に対し、新しいアルゴリズムの適用を行うことができる。

2 つのミューオンが存在するイベントとして、 Z 粒子からのミューオン対崩壊事象の選択を行う。まず一つのオフラインミューオンに対してレベル 2 のトリガーが発行されていることを要求する。そのミューオンを Tag ミューオンと呼ぶ。次に同イベント内で Tag ミューオンと反対の電荷を持つミューオンを探索し、ミューオンがあった場合、Tag ミューオンと不変質量を組む。その不変質量が Z 粒子の質量である 91.2 GeV 付近となるイベントを $Z \rightarrow \mu\mu$ イベントとして選択する (図 5.8)。こうして選択されたイベント

の Tag ミューオンと対を成すミューオンを Probe ミューオンと呼び、この Probe ミューオンを使用することでトリガーに対して独立なミューオンを選択することができる。Probe ミューオンを使用することで従来のアルゴリズムでは取得されなかったミューオンについても新しいアルゴリズムを適用することができるようになり、レベル 2 ミューオンに対する正しい評価を行うことが可能となる。

次節より、Probe ミューオンを使用して各トリガーに対する評価を行う。

5.2.2 MuonSA でのトリガーしきい値の設定

3.6 節で述べたように、MuonSA には対象とする p_T のミューオンごとにトリガーが用意されている。例として、mu24 のトリガーチェインは 24GeV 以上のミューオンを効率よく取得できるように設定されている。しかし MuonSA では、 p_T 再構成精度の問題のためにトリガーしきい値をととも低い p_T でしかかけていなかった。本節では mu24 トリガーチェインに対する MuonSA でのバレル Inner 及び EE ステーションを用いた新しいアルゴリズムの影響を評価するため、新しいアルゴリズムを使用して新しく MuonSA での運動量 $p_T(new)$ を定義し、 $p_T(new)$ に対してしきい値の設定を行った。

新しいアルゴリズムの適用として、オフラインミューオンの Inner,EE,Middle の 3 ステーションが定義できるミューオンに対し、スメアリングを行った R を使用して p_T の再構成を行い、それを $p_T(new)$ と定義する。Inner,EE,Middle の 3 ステーションが定義できないミューオンに対しては、従来の変数を用いて再構成が行われた p_T を $p_T(new)$ と定義する。そしてオフラインミューオンの p_T が $24\text{GeV} \pm 1\text{GeV}$ の範囲のミューオンについて 4.1 式の残差を $p_T(new)$ に対して定義し、残差の 1 次元分布を作成した (図 5.9)。そして残差の分布に対し、全イベントの 99% のイベントを取得できるように下限を設定し、その値をトリガーしきい値と定義した。

5.2.3 新しいしきい値によるトリガー効率の予測

新しく設定したトリガーしきい値による MuonSA のトリガー効率の予測を行う。レベル 1 を通過した Probe ミューオンに対して $p_T(new)$ に対して設定したしきい値をかけ、その検出効率をオフラインミューオンの p_T の関数として確認を行った。図 5.10 に mu24 トリガーチェインにおける、レベル 1 に対する MuonSA の検出効率をオフライン p_T の関数として見た図を示す。新しいアルゴリズムを用いてしきい値を設定することで、低い p_T の領域で大きく取得イベントを減らすことができる。また、 p_T が 24GeV を超える領域では 99% の効率を保っていることがわかる。

このようにバレル Inner ステーション及び EE ステーションを用いて R を定義し、それにより p_T にしきい値を定義することで、高い p_T 領域での検出効率を十分高く保ったまま、低い p_T 領域での検出効率を抑えられることが確認できた。よって今後増加することが予測されるトリガーレートの削減に対して大きな貢献が期待される。

5.3 2014 年運転に向けた課題

図 5.1、5.2、5.3、5.4 より、EE ステーション及びバレル領域の Inner ステーションを用いることで $-1.35 < \eta < -1.05$ の領域の p_T 分解能が改善することを示した。また、MuonSA での p_T 分解能が向上したことでトリガーに対してしきい値を設定することが可能となり、高い p_T 領域での検出効率を十分高く保ったまま、低い p_T 領域での検出効率を抑えられることが確認できた。しかし従来の MuonSA では EE ステーション及びバレル領域の Inner ステーションの情報は使用されていない。このため、本研究の

方法を適用するためにはこの 2 つのステーションを使用できるように現状の MuonSA アルゴリズムを改良することが必要である。またヒットがあるステーションの組み合わせによって使用する変数 R, α, β の選択を最適化することにより、テールイベントの割合を減らしてトリガーしきい値をより高い p_T に設定できることが期待される。これらは今後の課題である。

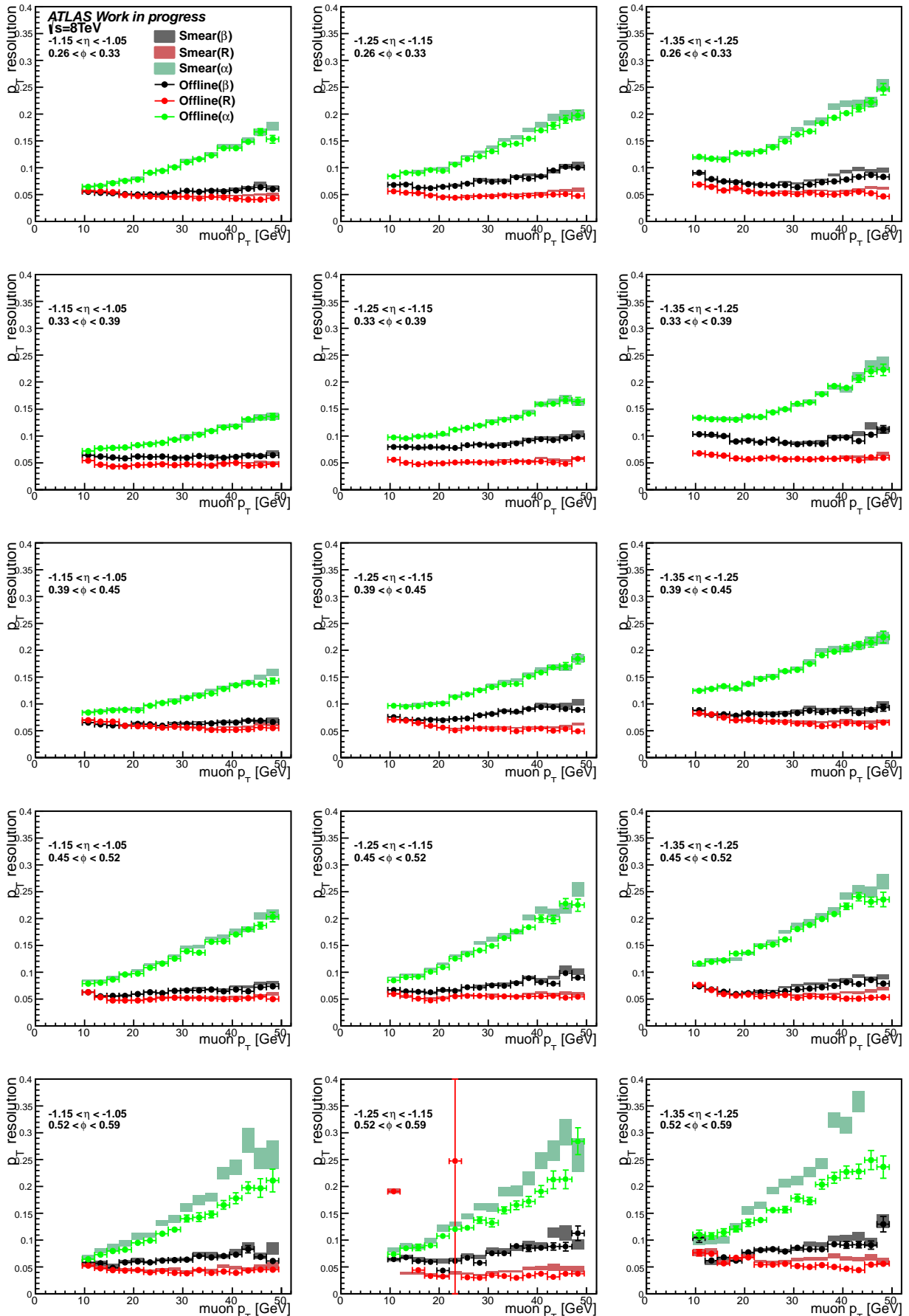


図 5.1 Small 部における、オフライン及びスミアリングを用いた各変数の p_T 分解能の評価（負電荷ミューオン）

横軸はオフラインミューオンの p_T 、縦軸は p_T の分解能

オフラインに対してはエラーを実線で、スミアリングに対してはエラーをバンドで表す

η, ϕ の値によって Small 部は 3×5 の領域に分割している

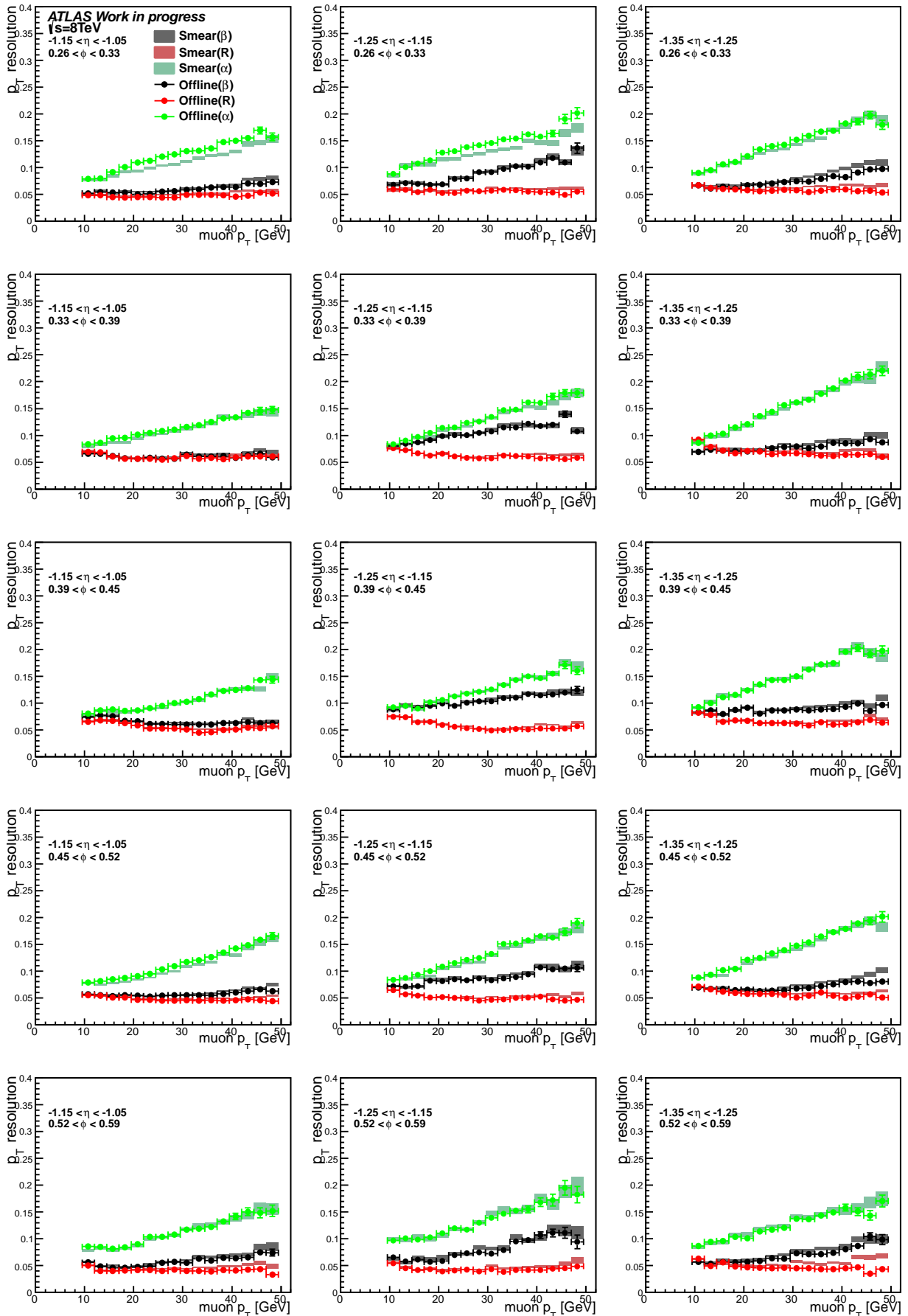
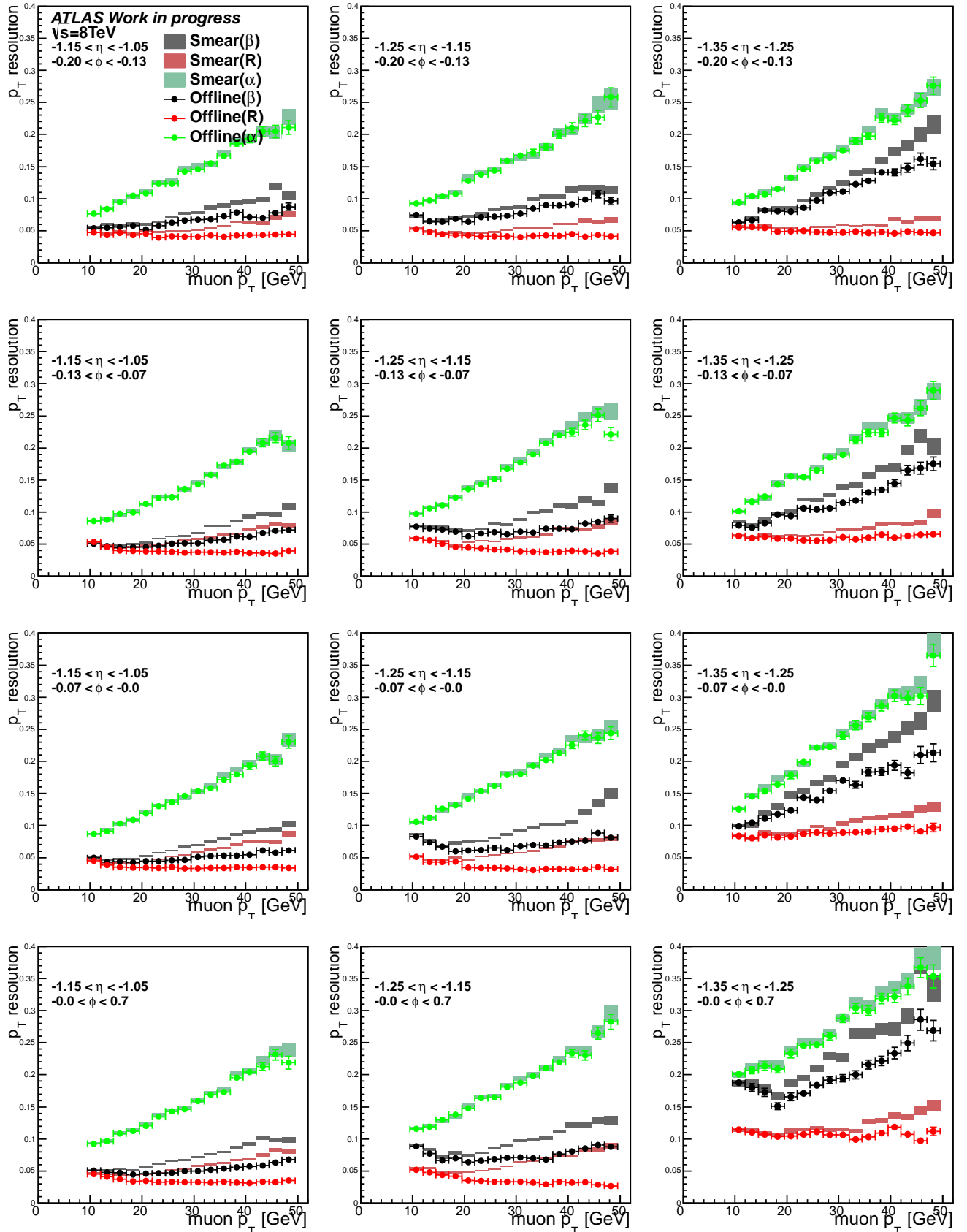


図 5.2 Small 部における、オフライン及びスメアリングを用いた各変数の p_T 分解能の評価 (正電荷ミューオン)

横軸はオフラインミューオンの p_T 、縦軸は p_T の分解能

オフラインに対してはエラーを実線で、スメアリングに対してはエラーをバンドで表す

η, ϕ の値によって Small 部は 3×5 の領域に分割している



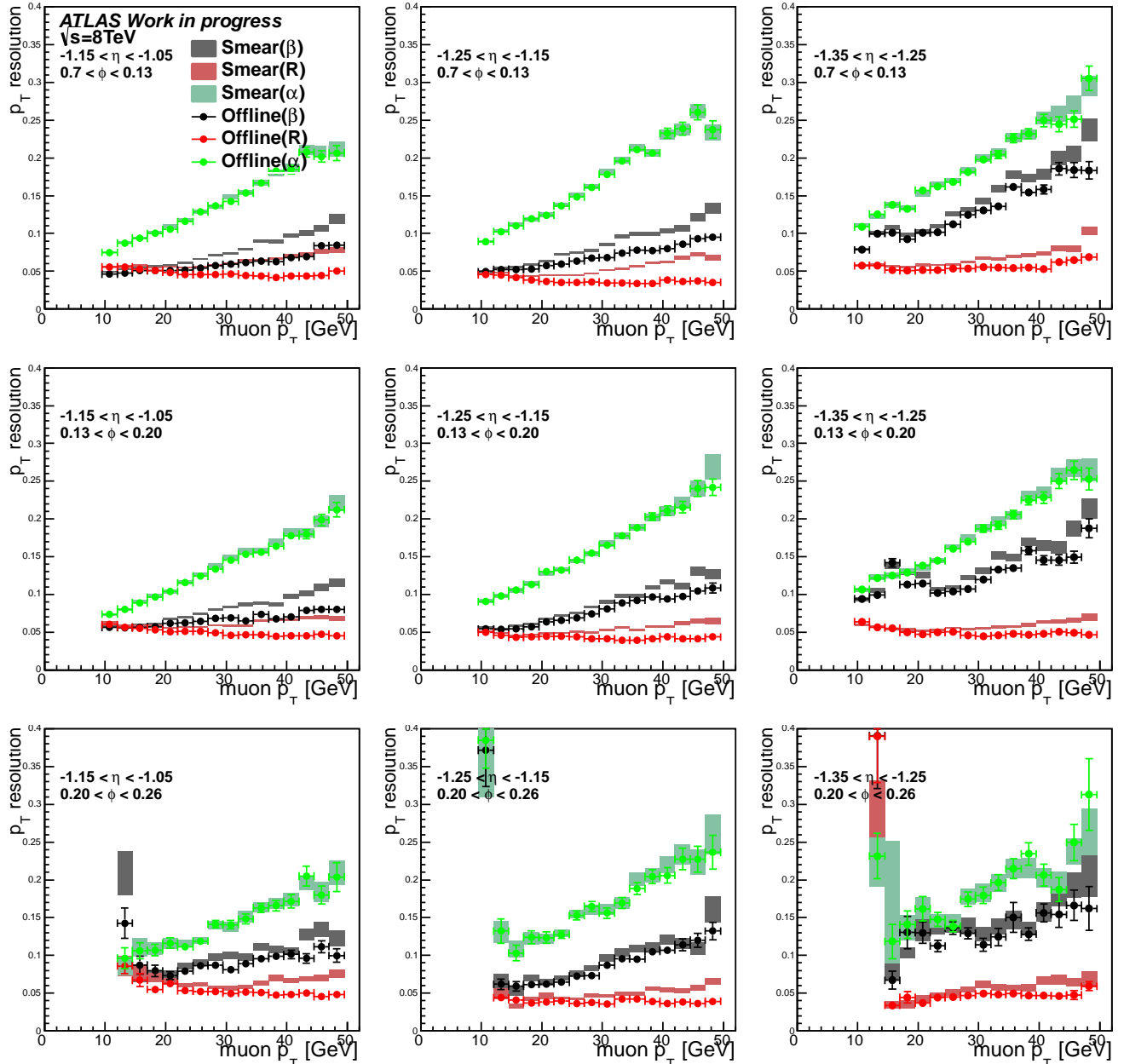
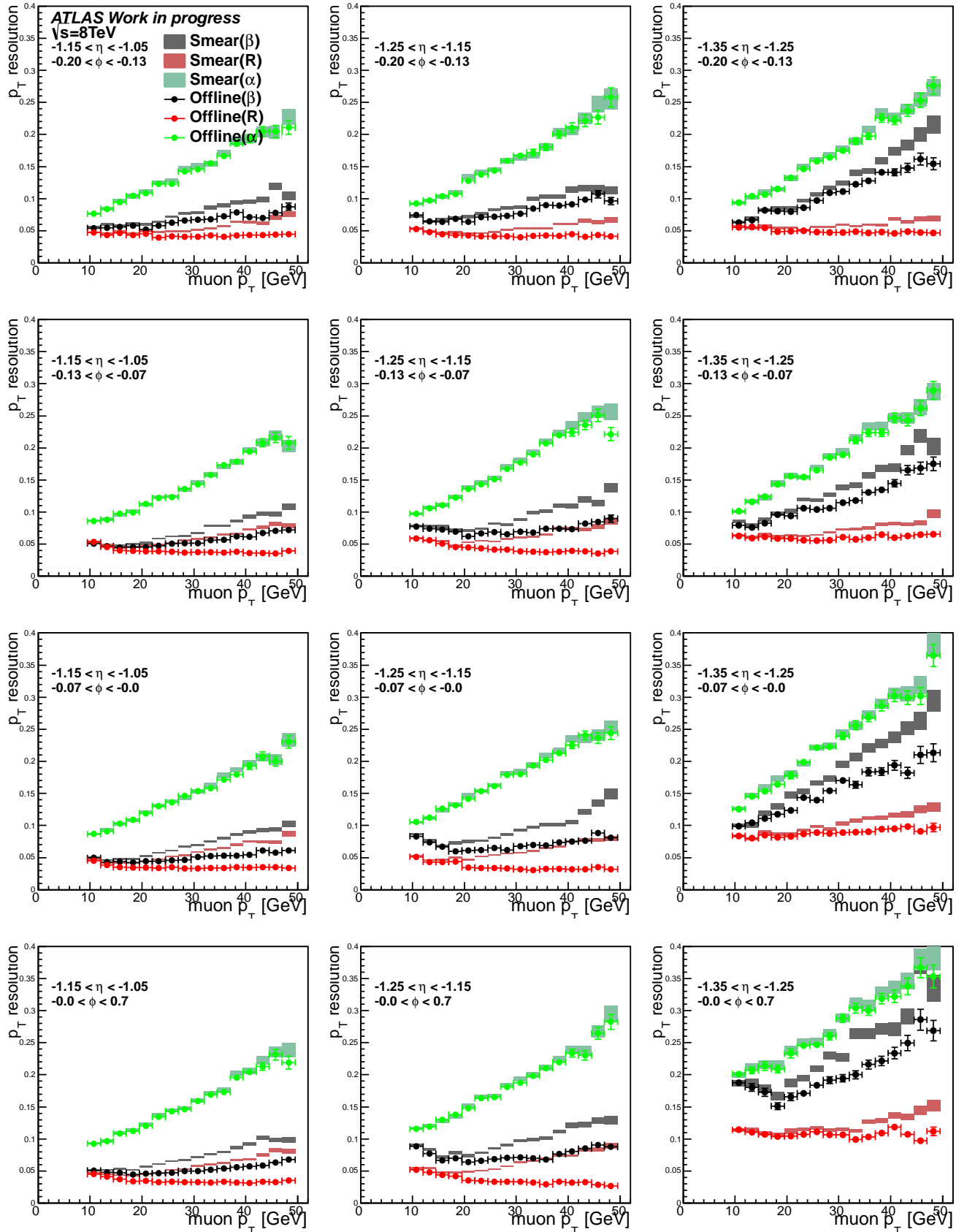


図 5.3 Large 部における、オフライン及びスマアリングを用いた各変数の p_T 分解能の評価 (負電荷ミューオン)

横軸はオフラインミューオンの p_T 、縦軸は p_T の分解能

オフラインに対してはエラーを実線で、スマアリングに対してはエラーをバンドで表す

η, ϕ の値によって Small 部は 3×7 の領域に分割している (左頁、右頁)



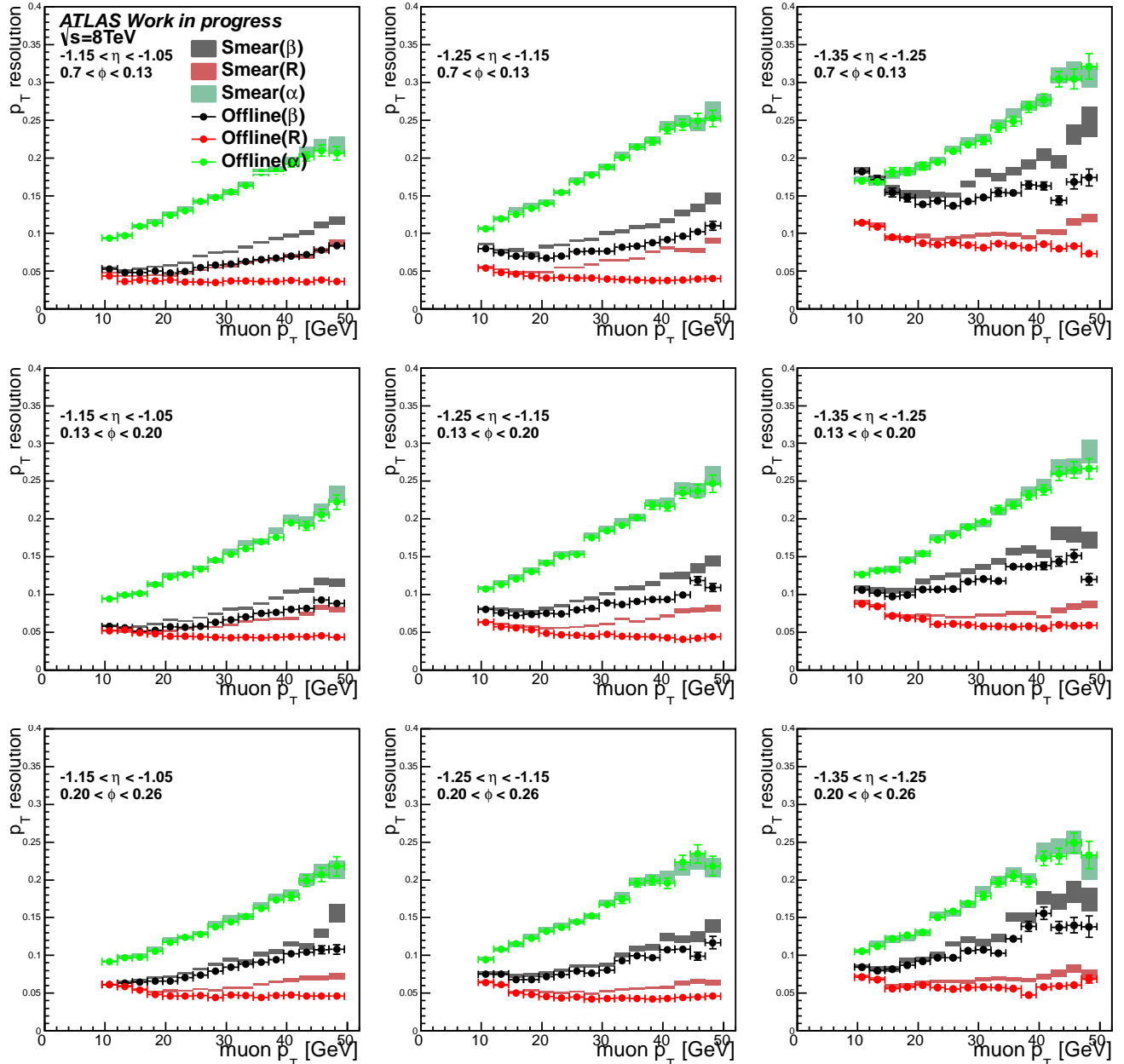


図 5.4 Large 部における、オフライン及びスミアリングを用いた各変数の p_T 分解能の評価 (正電荷ミューオン)

横軸はオフラインミューオンの p_T 、縦軸は p_T の分解能

オフラインに対してはエラーを実線で、スミアリングに対してはエラーをバンドで表す

η, ϕ の値によって Small 部は 3×7 の領域に分割している (左頁、右頁)

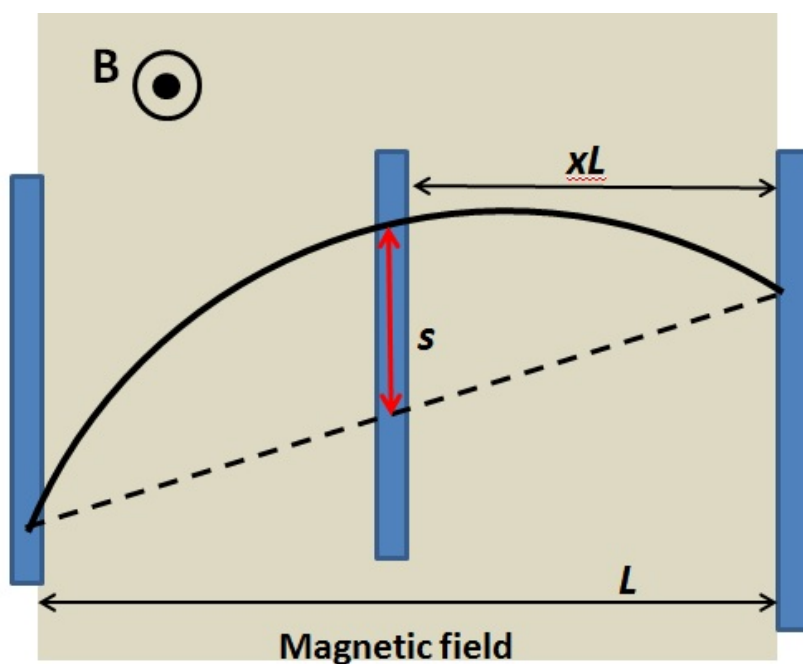


図 5.5 一様磁場中での 3 点を使用した変数のモデル
 1,3 層目の測定点を結ぶ直線と、2 層目の測定点から降ろした垂線の長さを定義

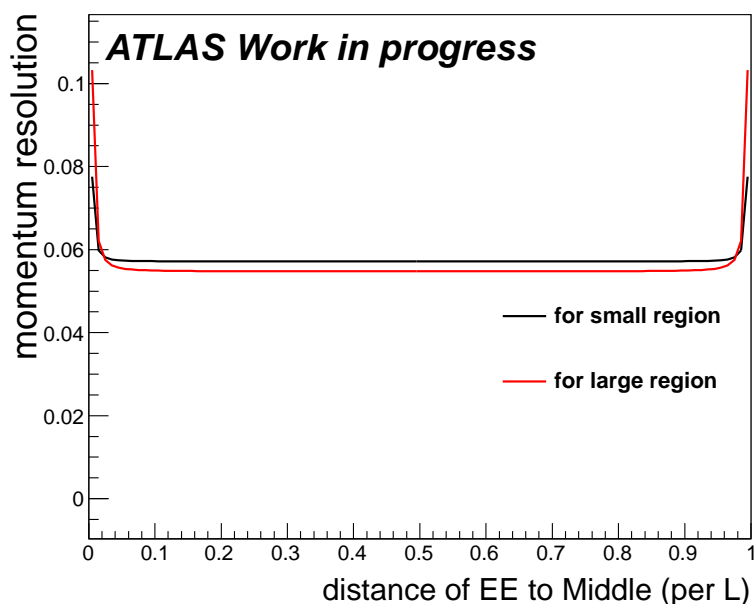


図 5.6 EE,Middle 間の距離による運動量分解能への影響 (運動量 100GeV)
 黒線が Small 部の条件、赤線が Large 部での条件を代入した結果
 運動量分解能は EE,Middle 間の距離に対して依存性は見られない

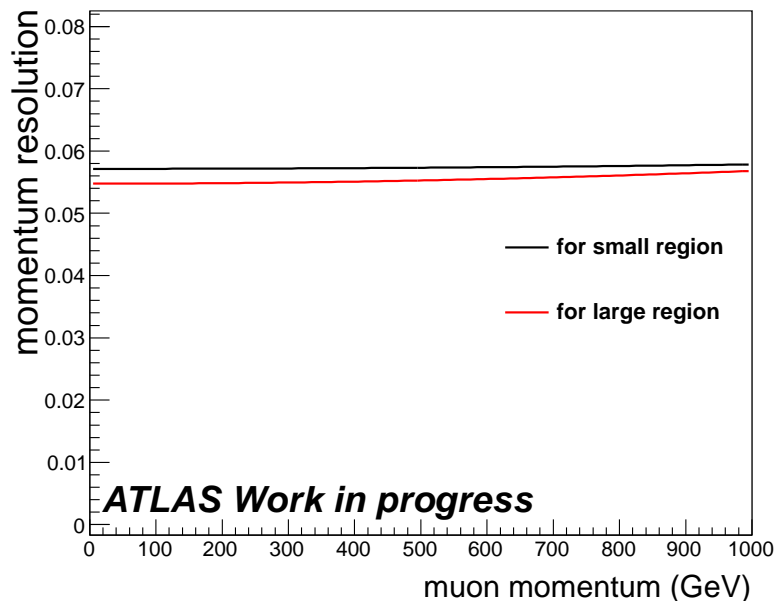


図 5.7 ミューオンの運動量による運動量分解能への影響 (EE-Middle 間距離 : 0.5L)
 黒線が Small 部の条件、赤線が Large 部での条件を代入した結果
 運動量分解能は運動量に対しては運動量が大きくなるにつれて緩やかに悪化する

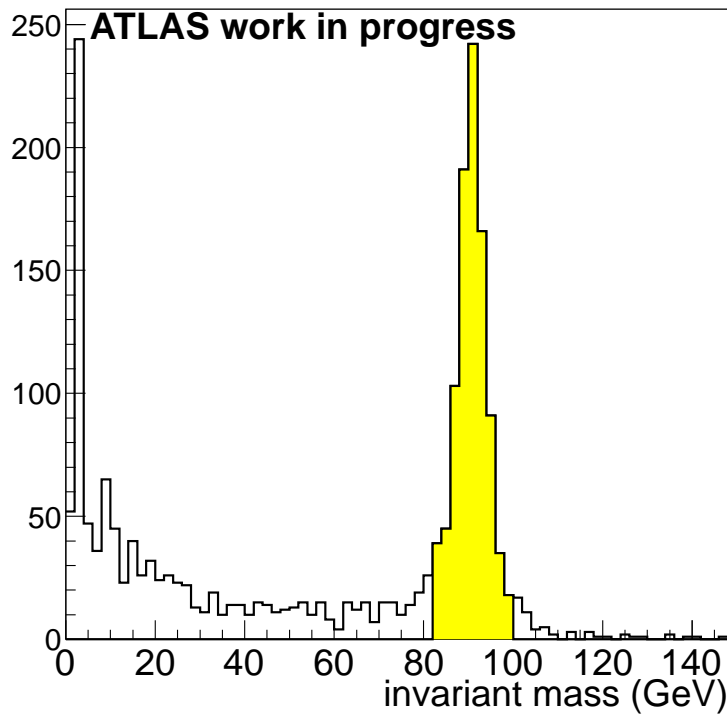


図 5.8 ミューオン対事象の不変質量分布
 不変質量が 80GeV から 100GeV の範囲のイベントを $Z \rightarrow \mu\mu$ 由来のイベントとみなす

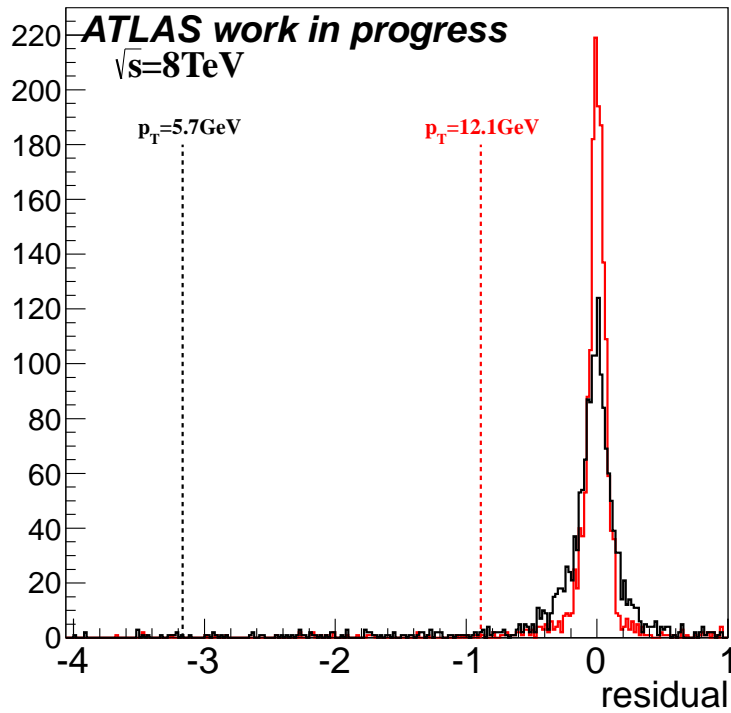


図 5.9 オフライン $p_T = 24\text{GeV}$ 付近の残差の 1 次元分布

黒線が従来の MuonSA での p_T に対する残差、赤線が $p_T(\text{new})$ に対する残差に対する結果
 実線が残差の分布、点線がしきい値を表し、点線の右側に存在するイベントが全体の 99% となるように設定する

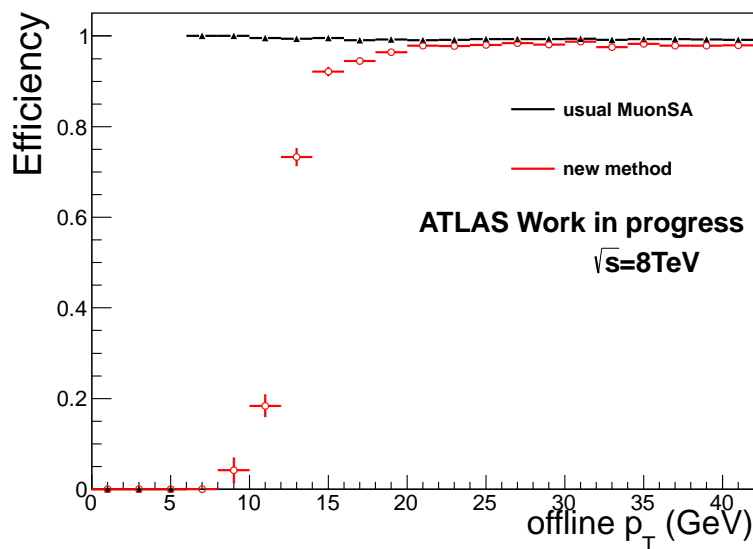


図 5.10 エンドキャプ領域での mu24 トリガーにおける MuonSA のレベル 1 に対する検出効率の評価

黒線が従来の mu24 トリガーの効率、赤線が $p_T(\text{new})$ に対して調整したしきい値をかけた場合の効率を表す

第 6 章

まとめ

本研究では ATLAS 検出器のレベル 2 トリガーシステム MuonSA における新しく追加された検出器及びエンドキャップ領域のレベル 2 トリガーで使用されていなかった検出器を用いたミューオントリガーの性能評価を行った。

ATLAS 検出器のバレル領域とエンドキャップ領域の継ぎ目付近は磁場が複雑で、従来の MuonSA では p_T 測定精度が悪くなり、トリガーしきい値を設定できないという問題があった。このエンドキャップ領域の MuonSA の問題に対し、オフラインミューオンの情報を用いて従来使用されていなかったバレル領域の Inner ステーション及びこの領域に新たに追加された MDT の EE ステーションの情報を追加した。そしてそれらの MDT ステーションを使用して新たな p_T 再構成法を定義し、 p_T 分解能の性能を従来のアルゴリズムとの比較を行った。その結果エンドキャップとバレル領域の継ぎ目において、Large 領域に対しては従来のアルゴリズムでは p_T に比例して p_T 分解能は悪くなり、 $p_T = 30\text{GeV}$ でおよそ 7% の分解能を持つのに対し、EE ステーションを使用することで分解能は 5% 程度までに改善することを示した。また Small 領域に対しては、従来のアルゴリズムではバレル領域の Inner ステーションを使用しておらず、 p_T 分解能が p_T に比例して悪くなり、 $p_T = 30\text{GeV}$ でおよそ 15% の分解能を持っていた。これに対してバレル Inner ステーション及び EE ステーションを使用することで分解能は p_T に依存せず、5% 程度までに改善することを示した。

また MuonSA で運用を行う際の p_T 分解能を見積もるため、MuonSA での位置及び角度分解能を用いてオフラインミューオンでの位置及び角度の測定値をばやかし、各変数の p_T 分解能を見積もった。その結果、Small 領域では MuonSA で運用を行う場合でもオフラインミューオンを用いた場合とほぼ同等の性能が期待でき、Inner,EE,Middle ステーションの 3 点を使用することでどの領域でもほぼ 5% 程度の分解能まで改善することが予測される。Large 領域においては、オフラインでの結果より若干分解能が悪化することが予測され、7-10% の分解能を持つことが期待される。

また、この方法を用いて $p_T 24\text{GeV}$ 以上のミューオンを取得するトリガーチェインに対する MuonSA でのトリガーしきい値を設定できることを示し、新しくしきい値を設定することで目的としている p_T 領域の検出効率は損なわずに低い p_T 領域のミューオンのイベントレートを削減できることを示した。EE ステーションは 2012 年の運用時点では C-side のみを使用しており、2014 年からの運転では全ての EE ステーションを使用することができる。幅広い領域で EE ステーションが使用できるようになることで、このアルゴリズムを適用できる領域が広がり、これにより今後増加していくと予測されるトリガーレートに対してその削減に大きく貢献できることが期待される。

付録 A

磁場中の 3 点を使用した運動量再構成の再構成精度

一様磁場中にある 3 点を使用して荷電粒子の運動量を測定するモデルとして図 5.5 で示されるような系での運動量再構成精度の式の導出を行う。

図 5.5 の 3 層の検出器を、左側から 1 層目、2 層目、3 層目とする。1 層目と 3 層目の距離を L 、 L に対する 2 層目と 3 層目の割合を x 、磁場の強さを B とする。この系では 2 層目の測定点と、そこからおろした垂線と 1 層目と 3 層目の測定点を結ぶ直線との距離を s と定義をし、この s から荷電粒子の運動量 p を再構成する。磁場中の荷電粒子はその粒子の電荷、質量、運動量によって決まった曲率半径 R を持つ円運動を行う。ここで運動量 p を持つミューオンに対しては次の式が成り立つ。

$$p = 0.3BR \quad (\text{A.1})$$

また図 5.5 での s は、 R 及び L, x を用いて表すと次のようになる。

$$s = \frac{(1-x)xL^2}{2R} \quad (\text{A.2})$$

よって上記の 2 式から、次の関係式が得られる。

$$p = \frac{(1-x)xL^2}{2} \frac{0.3B}{s} \quad (\text{A.3})$$

また、図 5.5 において横方向を z 、縦方向を r ととり、 i 層目の検出器での測定点の座標を (z_i, r_i) と定義すると、 s は各検出器での測定点の座標を用いて幾何学的に次のように表すことができる。

$$s = r_2 - (r_2(1-x) + r_1x) \quad (\text{A.4})$$

ここで式 A.3 より、磁場強度及び各検出器間の位置を一定とみなすと運動量 p の分解能 σ_p は次の式を用いて表すことができる。

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial s}\right)^2 \left(\frac{\sigma_s}{p}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_s}{s}\right)^2 \quad (\text{A.5})$$

ここで σ_s 、 σ_p はそれぞれ s 及び p の測定誤差である。また、運動量の分解能として、測定誤差 σ_p を運動量 p で規格化を行っている。式 A.5 より、運動量の分解能は s の測定誤差から求めることができることがわかる。また、 s は式 A.4 で表されるため、 s の分解能は次の式で表すことができる。

$$\begin{aligned}\sigma_s^2 &= \sum_{i=1}^3 \left(\left(\frac{\partial s}{\partial r_i} \right)^2 \sigma_{r_i}^2 \right) \\ &= x^2 \sigma_{r_1}^2 + \sigma_{r_2}^2 + (1-x)^2 \sigma_{r_3}^2\end{aligned}\quad (\text{A.6})$$

ここで各検出器での r 方向の測定誤差を考える。1 層目の検出器を通過したミューオンは、2 層目の検出器の物質によって多重散乱を起こし、飛跡の方向に広がりが生じる。よって 3 層目の測定点の位置分解能は 2 層目の多重散乱の効果を受ける。

ここで、本来の各層での検出器の位置分解能は 3 層とも σ_r の一定値を取ると仮定する。また多重散乱による飛跡の方向の広がり大きさ $\Delta\theta$ は一般的に次の式を用いて表される。

$$\Delta\theta = \frac{13.6[\text{MeV}]}{p} \sqrt{\frac{X}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{X}{X_0} \right) \right) \quad (\text{A.7})$$

よって式 A.7 より、2 層目での多重散乱による 3 層目の位置分解能への影響 σ_{ms} は次の式で表すことができる。

$$\begin{aligned}\sigma_{ms} &= \frac{xL}{\cos\theta} \Delta\theta \\ &= \frac{xL}{\cos\theta} \frac{13.6[\text{MeV}]}{p} \sqrt{\frac{X}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{X}{X_0} \right) \right)\end{aligned}\quad (\text{A.8})$$

よって式 A.5 と式 A.6 より、多重散乱による 3 層目の位置分解能への影響 σ_{ms} と各層での検出器の位置分解能は 3 層とも σ_r を用いて、一様磁場中にある 3 点を使用した運動量 p の分解能は次の式で与えられる。

$$\begin{aligned}\left(\frac{\sigma_p}{p} \right) &= \left(\frac{\sigma_s}{s} \right) \\ &= \frac{1}{s} \sqrt{x^2 \sigma_r^2 + \sigma_r^2 + (1-x)^2 (\sigma_r^2 + \sigma_{ms}^2)} \\ &= \frac{2p}{0.3BL^2} \frac{1}{x(1-x)} \sqrt{2(x^2 - x + 1)\sigma_r^2 + (x^2 - 2x + 1) \frac{(13.6\text{MeV})^2 x^2 L^2 X}{p^2 \cos^2\theta X_0} \left(1 + 0.038 \ln \left(\frac{X}{X_0} \right) \right)^2}\end{aligned}\quad (\text{A.9})$$

謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々の力をお借りしました。

まず初めに指導教官である久世正弘准教授に深く感謝いたします。私が学部生の頃より授業や実習で加速器実験について様々ご教授いただき、この分野に進む契機を与えてくださいました。また研究に対する確かな指摘は、本研究を進めていく上で大変参考となりました。2年間と短い期間でしたが、このような国際的な研究に携わる機会を与えていただいたことは今後一生の励みになると思います。どうもありがとうございました。

久世研究室の石塚正基助教に感謝いたします。実験の行い方を何も知らなかった自分に対し、素粒子及び実験に対する知識を一から教えていただき、本研究に対しても最も身近な存在として指摘をしていただきました。本研究の執筆の際も、私の拙い日本語を丁寧に指摘して頂けたおかげで形にすることができました。また研究のことだけでなく、私生活に関する相談なども気軽に受けてくださいました。どうもありがとうございました。

高エネルギー加速器研究機構の長野邦浩准教授に深く感謝いたします。長野さんには研究全般で大変お世話になりました。本研究を始めるにあたって研究の方向性を定めて頂き、私の研究の進め方に対しても細かく的確な指摘や提案をして頂きました。どうもありがとうございました。

東京工業大学陣内研究室の陣内修准教授に深く感謝いたします。私が東工大に所属してからは CERN 出張の際の手続きや雑誌会などで大変お世話になりました。また私が学部生の頃はサマーチャレンジの指導教官として、素粒子実験の魅力を教えていただきました。どうもありがとうございました。

神戸大学の山崎祐司准教授に深く感謝いたします。毎週のミーティングなどで、研究への指摘や意見をくださいました。どうもありがとうございました。

CERN 関係の先輩方にも深く感謝いたします。CERN のオフィスで同室であった東京大学の道前武博士、奥山豊信さん、元久世研究室の管野貴之博士には、ソフトウェアについての確かなアドバイスを頂きました。久世研究室の野辺拓也さんには本研究に対して細部にわたって親身になって指摘をして頂きました。元神戸大学の北村拓巳さんには本研究において必要不可欠なツールの使用方法などを教えて頂きました。また東京工業大学の永井遼さん、東京大学の二ノ宮陽一さんを含め、CERN 滞在時に日常生活においても非常にお世話になりました。フェルネハウスで過ごした週末は本当に楽しく、有意義な時間でした。どうもありがとうございました。

久世研究室の先輩方、同期、後輩に深く感謝いたします。先輩である阿部陽介さんには基礎的なソフトウェアの技術を教えていただきました。後輩である岡島裕治さん、シャランコバ・ラリツァさん、細川健人さん、田中将大さん、西原佑さんのおかげで非常に楽しい研究室生活を送ることができました。また、同期である小林大さんは公私共に大変お世話になりました。研究の合間に CERN の広場で行ったフリスビーなどは良い思い出になりました。どうもありがとうございました。

慶應義塾大学のスターリングスキーチームにも深く感謝いたします。特に同期の 28 期の皆さまと学部

生から現在まで、とてもくだらない時間を過ごしたことは私にとってかけがえのない大切な時間でした。どうもありがとうございました。

最後に、24年間私を育てていただき、ここまで学生を続けさせてくれた両親に感謝の意を述べ、謝辞としたいと思います。

参考文献

- [1] S. Weinberg, A Model of Lepton, Phys.Rev.Lett.19(1967)
- [2] ATLAS Collaboration, Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC, arXiv:1207.7214v2(2012)
- [3] ATLAS Collaboration, Search for direct production of charginos and neutralinos in events with three leptons and missing transverse momentum in 21 fb⁻¹ of pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, ATLAS-CONF-2013-035(2013).
- [4] L. Evans, P. Bryant, LHC Machine, JINST 3 S08001(2008).
- [5] ATLAS Collaboration, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>
- [6] ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 S08003(2008).
- [7] ATLAS Level-1 Trigger Group, Level-1 Trigger Technical Design Report, ATLAS-TDR-012;CERN-LHCC-98-014(1998).
- [8] Di Mattia, Online Muon Reconstruction in the ATLAS Level-2 trigger system, ATL-DAQ-CONF-2005-013(2004).
- [9] 小林大, LHC-ATLAS 実験におけるミューオントリガーの効率測定, 修士論文, 東京工業大学理工学研究科博士前期課程 (2013).