# 修士論文 $LHC ext{-ATLAS}$ 実験 $\mu$ 粒子トリガー検出器の 7TeV 陽子陽子衝突事象を用いたアライメントの研究

名古屋大学大学院理学研究科 素粒子宇宙物理学専攻 高エネルギー物理学研究室 260901598

若林潤

平成23年1月31日

2009 年から開始された LHC-ATLAS 実験は、標準理論で唯一未発見のヒッグス粒子や、超対称性粒子などの標準理論を超える粒子の発見を目指す世界最高エネルギー7TeV の陽子陽子衝突型加速器実験である。

本実験の鍵は膨大な強い相互作用 (QCD) 由来の背景事象 (未発見粒子の  $10^9$  倍の生成断面積) の中から、未発見粒子由来の高運動量  $\mu$  粒子を捕らえることにある。そこで私は、 $\mu$  粒子トリガーに注目した。

ATLAS 検出器のエンドキャップ部の  $\mu$  粒子トリガー検出器である Thin Gap Chamber (TGC) は、陽極ワイヤー間隔 1.8mm、陽極-陰極間隔 1.4mm の高速応答ガス検出器である。3588 枚の TGC が 7 層の円盤を構成し、エンドキャップ部の  $\mu$  粒子トリガーを実現する。2.5T の磁場で曲げられた  $\mu$  粒子の通過位置を 7 層の TGC で検出、高速トリガー回路系によって飛跡の曲率を算出し、高運動量の  $\mu$  粒子に対してトリガー信号を発行する。そのためには、TGC 7 層の設置位置が正確に把握されていること(アライメント)が重要となる。その設置精度は、TGC の検出精度と同程度が要求される。私は陽子陽子衝突由来の  $\mu$  粒子を用いて TGC のアライメントを実施した。

本研究は $\mu$ 粒子飛跡検出器 (TGC 上での飛跡検出精度  $500\mu\mathrm{m}$  未満) の外挿点と TGC の検出位置との差を指標として用い設置位置を求める手法を開発した。特に運動量測定に重要なビーム軸方向の平行移動、ビーム軸に対して動径方向の平行移動、動径方向に垂直な軸まわりの回転をすべてのチェンバーに対して  $1\sim5\mathrm{mm}$  の精度で測定をした。 TGC チェンバーは最大で動径方向に約  $20\mathrm{mm}$ 、ビーム軸方向に約  $40\mathrm{mm}$  ずれている事を明らかにした。そして、設置位置測定結果をを元に補正を行なった。その結果、 TGC の検出位置と飛跡の外挿点の差は、 TGC の位置分解能の精度の範囲内で一致する事が確かめられた。これは本研究の正しさを示すものである。ここから、アライメントを行うことによってトリガー効率の一様性を高めることが期待でき、高運動量の  $\mu$  粒子を今まで以上に正確に捕らえることができる。

本論文では LHC-ATLAS 実験におけるエンドキャップ部分  $\mu$  粒子トリガー検出器 である TGC のアライメントの手法と結果、それを受けての考察を述べる。

# 目 次

第1章	LHC-ATLAS 実験	7
1.1	LHC-ATLAS 実験の目指す物理	7
1.2	Large Hadron Collider	11
1.3	ATLAS 検出器	13
	1.3.1 内部飛跡検出器	15
	1.3.2 カロリーメータ	16
	1.3.3 マグネットシステム	18
	$1.3.4$ $\mu$ 粒子検出器 $\dots$	19
	1.3.5 データ収集システム	21
第2章	エンドキャップ部分 $\mu$ 粒子検出器	23
2.1	·	23
		23
	2.1.2 TGC <b>の読み出し</b>	24
2.2		24
2.3	エンドキャップ部分 $\mu$ 粒子検出器の配置 $\dots\dots$	26
	2.3.1 TGC の配置	26
	2.3.2 MDT <b>の配置</b>	29
2.4	TGC での運動量測定方法	30
2.5	MDT アライメントシステム	31
2.6	TGC のアライメントの必要性	33
第3章	TGC の設置位置測定	34
3.1	アライメントのための座標系	34
3.2	設置位置測定の手法・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	34
3.3	設置位置測定手法手法の確認	39
3.4		41
	3.4.1 データと事象選別	41
		44
		46
		49

3.5	設置位置補正パラメータの確認	•	 •					•	•	 	51
第4章	結論										55
謝辞											57

# 図目次

1.1	陽子-陽子の反応断面積	8
1.2	ヒッグス粒子の生成過程	9
1.3	ヒッグス粒子生成のファインマンダイアグラム	9
1.4	ヒッグス粒子の質量の違いによる崩壊分岐比	10
1.5	積分ルミノシティ $10{ m fb}^{-1}$ におけるヒッグス粒子の発見能力 $\dots$	11
1.6	LHC 加速器の俯瞰図	12
1.7	2010 年の積分ルミノシティの変遷	13
1.8	ATLAS 検出器の概観	14
1.9	ATLAS 検出器の座標系	14
1.10	内部飛跡検出器の構成・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	16
1.11	カロリーメータの構成	17
1.12	マグネットシステムの構成	18
1.13	トロイド磁場の X-Y 平面における磁場の構造	19
1.14	トロイド磁場の積分磁場強度の $\eta$ 依存性 $\dots$ $\dots$ $\dots$ $\dots$ $\dots$	19
1.15	$\mu$ 粒子検出器の構成 $\dots$	20
1.16	実験データ収集システムの概念図	21
2.1	TGC の構造 (断面)	24
2.2	TGC の構造 (平面)	24
2.3	MDT <b>のチューブ断面</b>	25
2.4	MDT <b>チェンバーの構造</b>	25
2.5	電子のドリフト時間とワイヤーからの距離の関係	26
2.6	ビックホイールの X-Y 平面図	27
2.7	TGC、MDT の R-Z 平面での配置	27
2.8	TGC のトリプレットとダブレットの断面図	28
2.9	トリプレット、ダブレットの各層でのチャンネルの配置......	28
2.10	M1 の X-Y 平面におけるチェンバー配置	29
2.11	M2 の X-Y 平面におけるチェンバー配置	29
2.12	M3 の X-Y 平面におけるチェンバー配置	29
2.13	MDT チェンバーの X-Y 平面における配置	29
2.14	$\mathrm{TGC}$ の $\mu$ 粒子運動量概算方法 $\ldots$	30

2.15	運動量概算のための参照表	30
2.16	$p_T$ 分解能の $\eta$ 依存性 $\dots\dots\dots$	31
2.17	光学アライメントシステムの概略図	32
2.18	エンドキャップアライメントシステムの構成	32
3.1	アライメントのための座標系の定義	35
3.2	設計位置に設置されている場合の残差の分布・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・	36
3.3	Z 方向に 10mm 平行移動した場合の残差の分布	36
3.4	T 方向の平行移動が残差の平均値に与える影響	37
3.5	Z 方向の平行移動が残差の平均値に与える影響	37
3.6	s 軸まわりの回転が残差の平均値に与える影響	38
3.7	回転角が無視できないときの残差の平均値と粒子の入射角度の相関・	39
3.8	回転角が無視できるときの残差の平均値と粒子の入射角度の相関・・・	39
3.9	モンテカルロサンプルを使用した際の ${f T}$ 方向の平行移動の $\phi$ 依存性 .	40
3.10	モンテカルサンプルを使用した際の ${f Z}$ 方向の平行移動の $\phi$ 依存性 ${f}$	40
3.11	モンテカルサンプルを使用した際の ${f s}$ 軸まわりの回転角の $\phi$ 依存性 ${f .}$	41
3.12	$\mathrm{T}$ 方向に $10\mathrm{mm}$ 移動した際の $\mathrm{T}$ 方向の平行移動の $\phi$ 依存性 $\ldots$ $\ldots$	42
3.13	$Z$ 方向に $10\mathrm{mm}$ 移動した際の $Z$ 方向の平行移動の $\phi$ 依存性 $\dots$	42
3.14	${f s}$ 軸まわりに $2{ m mrad}$ 回転した際の ${f s}$ 軸まわりの回転角の $\phi$ 依存性 $\ldots$	43
3.15	T 方向への平行移動の X-Y マップ	44
3.16	$A ext{-side} \ M1$ の $T$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots\dots$	45
3.17	$C$ -side $M1$ の $T$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots \dots \dots \dots$	45
3.18	$ ext{A-side M2}$ の $ ext{T}$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $ ext{$	45
3.19	$C$ -side $M2$ の $T$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots \dots \dots \dots$	45
3.20	$ ext{A-side M3}$ の $ ext{T}$ 方向への平行移動の $\phi$ 依存性 $ ext{$	46
3.21	$C$ -side $M3$ の $T$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots \dots \dots \dots$	46
3.22	Z 方向への平行移動の X-Y マップ	47
3.23	$A ext{-side }M1$ の $Z$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots\dots$	47
3.24	$ ext{C-side M1}$ の $ ext{Z}$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $ ext{L}$	47
3.25	$A ext{-side} M2$ の $Z$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots\dots$	48
3.26	$C$ -side $M2$ の $Z$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots \dots \dots \dots$	48
3.27	$A ext{-side M3}$ の $Z$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots\dots$	48
3.28	$C$ -side $M3$ の $Z$ 方向への移動の $\phi$ 依存性 $\dots \dots \dots \dots$	48
3.29	s 軸まわりの回転角の X-Y マップ	49
3.30	$ ext{A-side M1}$ の $ ext{s}$ 軸まわりの回転角の $\phi$ 依存性 $ ext{$	50
3.31	$ ext{C-side M1}$ の $ ext{s}$ 軸まわりの回転角の $\phi$ 依存性 $ ext{c}$	50
3.32	$A ext{-side} \ M2$ の $s$ 軸まわりの回転角の $\phi$ 依存性 $\dots \dots \dots \dots$	50
3.33	C-side M2 の s 軸まわりの回転角の $\phi$ 依存性	50

3.34	$A$ -side $M3$ の $s$ 軸まわりの回転角の $\phi$ 依存性					51
3.35	$C$ -side $M3$ の $s$ 軸まわりの回転角の $\phi$ 依存性					51
3.36	補正後の T 方向への平行移動の X-Y マップ					52
3.37	補正後の Z 方向への平行移動の X-Y マップ					52
3.38	補正後の s 軸まわりの回転角の X-Y マップ					53
3.39	A-side M1 における補正前と補正後の標準化残差分布					53
3.40	C-side M1 における補正前と補正後の標準化残差分布					53
3.41	A-side M2 における補正前と補正後の標準化残差分布					54
3.42	C-side M2 における補正前と補正後の標準化残差分布					54
3.43	A-side M3 における補正前と補正後の標準化残差分布					54
3.44	C-side M3 における補正前と補正後の標準化残差分布					54

# 表目次

	$ m LHC$ の主要パラメータ $ m$ $ m ATLAS$ の各検出器のエネルギー、 $ m \it p_T$ 分解能と範囲の要求 $ m$ $ m$	
2.1	MDT の主要諸元	25
3.1	モンテカルロサンプルの詳細	39

# 第1章 LHC-ATLAS実験

# 1.1 LHC-ATLAS 実験の目指す物理

標準理論は予言能力に優れこれまでの実験結果を矛盾なく説明し、素粒子の質量起源となるヒッグス粒子が発見されれば、標準理論はその正しさを揺るぎない物にする事ができる。このヒッグス粒子の直接探索を行うことが LHC-ATLAS 実験の大きな目的である。

ヒッグス粒子とはゲージ対称性を保ちながら素粒子に質量を与える粒子である。ゲージ対称性ではゲージ粒子の質量がないことを要求するが、実際には W ボソン (80 GeV)、Z ボソン (91 GeV) ともに質量を持っている。ゲージボソンはヒッグス粒子と相互作用することによって質量を獲得している。また、フェルミオンでは湯川相互作用によって質量を獲得している。ヒッグス粒子は質量の大きい粒子と結合しやすいため、W ボソンや Z ボソン、トップクォークと相互作用しやすい。

重心系エネルギー 14 TeV の Large Hadron Collider(LHC) においてヒッグス粒子質量が 150 GeV 程度であれば、図 1.1 に示すように、その生成断面積は  $10^{-2} \text{nb}$  であり、重心系エネルギー 1.96 TeV である Tevatron の 100 倍の生成能力がある。LHC でのヒッグス粒子の生成過程は図 1.2、1.3 に示すように、主にグルーオンによって単独で生成され、クォークやゲージボソンが随伴する生成過程はその 1/10 程度である。以下にそれぞれの生成過程について示す。

#### $gg \to H$

2 つのグルーオンがトップクォークのループを介してヒッグス粒子を生成する 過程であり、グルーオンフュージョン過程と呼ばれる。LHC では最も大きな生 成断面積を持っている。ヒッグス粒子が崩壊した粒子以外に大きい横運動量を もつ粒子がないため、背景事象の除去が難しい。

#### $qq \rightarrow qqH$

2つのクォークから放出されたベクターボソンを介してヒッグス粒子を生成する過程であり、ベクターボソンフュージョンと呼ばれる。グルーオンフュージョン過程の次に大きな断面積を持っている。終状態にはヒッグス粒子の他に2つのクォークが含まれるため、高い横運動量のジェットが観測できる。

 $q\bar{q} \to W/ZH$ 

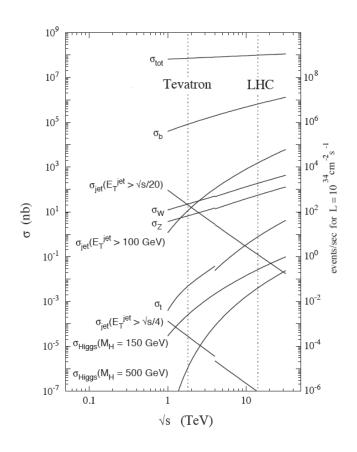


図 1.1: 陽子-陽子の反応断面積

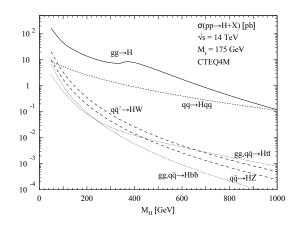
Tevatron 実験との比較のため 2TeV 付近では陽子-反陽子の生成断面積を示している。

クォークと反クォーク対からベクターボソンを介してヒッグス粒子を生成する 過程である。粒子・反粒子コライダーである LEP、Tevatron におけるヒッグス 粒子の主な生成過程であった。LHC ではベクターボソンフュージョンに次ぐ生 成断面積である。終状態のボソンがレプトンに崩壊する事象を用いることで効 率的に事象を選別できる。

 $qq/gg \rightarrow t\bar{t}H$ 

グルーオンから対生成されたトップクォークを介してヒッグス粒子が生成される過程である。2 つのトップクォークを含む特徴的なイベントが観測できる。この崩壊過程から湯川結合のを直接測定できる。

ヒッグス粒子の崩壊過程は図 1.4 に示したように、その質量領域によって異なり、ヒッグス粒子の質量  $M_H \le 130 {\rm GeV}$  の領域ではフェルミオンに崩壊する過程が主である。それ以上の質量領域ではゲージボソンに崩壊する過程が主である。以下に主な崩壊過程について示す。



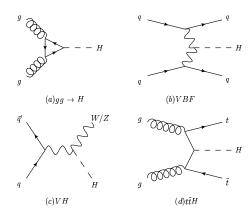


図 1.2: ヒッグス粒子の生成過程

図 1.3: ヒッグス粒子生成のファインマン ダイアグラム

#### $H \rightarrow bb$

 $M_H \leq 150 {
m GeV}$  の領域において有効な崩壊事象である。トップクォークと共に生成される  $t\bar{t}H$  過程からのヒッグス粒子を用いる。終状態には 4 本の b ジェット、トップクォークを含むため大質量の始状態である特徴をもつ。

#### $H \to \tau \tau$

ベクターボソンフュージョン過程由来のヒッグス粒子を用いる。生成に伴う2本のクォークジェットとタウレプトン由来のジェットもしくはレプトンを含む。崩壊によりタウニュートリノが損失エネルギーとして観測されるのため、損失エネルギーの分解能が重要になる。

# $H \to \gamma \gamma$

主にグルーオンフュージョン過程により生成されたヒッグス粒子を用いる。崩壊分岐比は  $10^{-3}$  と小さいが、QCD の背景事象と区別することが容易であるため、有用な崩壊過程である。また、ヒッグス粒子がスピン 0 もしくは 2 であることを証明する。

#### $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$

主にグルーオンフュージョン過程により生成されたヒッグス粒子を用いる。終状態には 4 本の高運動量レプトンを含むことによって、効率的に事象を選別できる。  $130{\rm GeV} < M_H < 180{\rm GeV}$  では  $H \to ZZ^* \to 4l$ 、 $180{\rm GeV} < M_H < 800{\rm GeV}$  では  $H \to ZZ \to 4l$  が有用な崩壊過程である。 2 つの Z ボソンに崩壊する場合にはレプトンに対して Z ボソンの不変質量と一致する事を要求することで、ヒッグス粒子の明確な不変質量を組むことができる。片方の Z ボソンが仮想粒子の場合にはこの制限がないため、運動量、エネルギー分解能を必要とする。

#### $H \to WW$

終状態が  $l\nu l\nu$ 、 $l\nu qq$  であれば主にグルーオンフュージョン過程由来のヒッグス 粒子を、それ以外では  $t\bar{t}H$  過程または VH 過程由来のヒッグス粒子を用いる。  $M_H < 170 {\rm GeV}$  ではこの崩壊がほぼ 100% になり、それ以降の質量領域でも最も大きな崩壊分岐比を占めている。

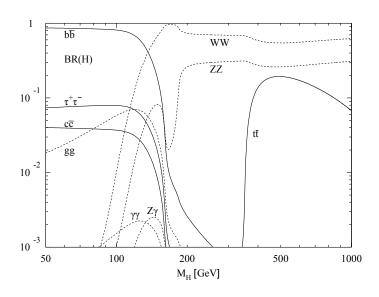


図 1.4: ヒッグス粒子の質量の違いによる崩壊分岐比

 $M_H=140{
m GeV}$  を超える場合には  ${
m Z}$  ボソン、 ${
m W}$  ボソンを経由しての終状態に  ${
m \mu}$  粒子が含まれる割合が大きくなる。 ${
m \mu}$  粒子を終状態に含む事象を捉えることにより、強い相互作用 (QCD) 由来の事象 (生成断面積  $80{
m mb}$ ) の中からのヒッグス探索を可能にし、ヒッグス粒子による事象を効率よく捉えることができる。終状態に  ${
m \mu}$  粒子を含むものの例を以下に挙げる。

$$H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu_{\mu}\mu\nu_{\mu}$$
 (1.1)

$$H \rightarrow WW \rightarrow e\nu_e\mu\nu_\mu$$
 (1.2)

$$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4\mu$$
 (1.3)

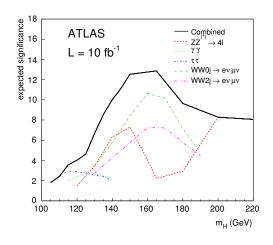
$$H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow ee\mu\mu$$
 (1.4)

(1.5)

図1.5 に積分ルミノシティ10fb<sup>-1</sup> における発見能力を示した。各色はそれぞれの崩壊終状態に現れる粒子の違いを表している。黒の実線がすべての崩壊についての結果の合算を示しており、これが5を超えるとヒッグス粒子が発見できる。

先に上げた崩壊終状態に  $\mu$  粒子を含む崩壊過程は  $M_H \ge 130 {\rm GeV}$  の領域において大きな寄与をしている事がわかる。そして、 $130 {\rm GeV} \le M_H \le 450 {\rm GeV}$  の範囲であれば、積分ルミノシティ $10 {\rm fb}^{-1}$  のデータ量で発見できるといえる。

そこで、私は $\mu$ 粒子の検出がヒッグス粒子発見の鍵を握ることになると考えおり、 $\mu$ 粒子の検出に注目した。



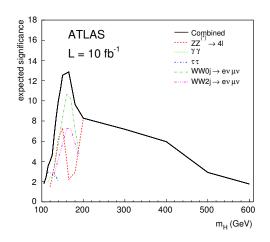


図 1.5: 積分ルミノシティ10fb-1 におけるヒッグス粒子の発見能力

# 1.2 Large Hadron Collider

Large Hadron Cllider(LHC) 加速器はスイス、フランス国境にある欧州原子核研究機構にある周長  $27\mathrm{km}$  の陽子-陽子衝突型シンクロトロン加速器である。LHC の主な性能を表 1.2 に、その概略図を図 1.6 に示す。LHC のメインリングには長さ 14.3 m、 $8.33\mathrm{T}$  の磁場をつくることができる超電導磁石が 1232 台並べられており、 $7\mathrm{TeV}$  の陽子ビームが周回できる。これによって世界最高峰の重心系エネルギー  $14\mathrm{TeV}$  を達成できる。

また、 $10^{11}$  個の陽子でバンチと呼ばれる陽子のかたまりをつくり、2808 個のバンチがメインリングを周回する。LHC にある 4 つの衝突点の中のうち汎用実験である ATLAS(A Toroidal LHC ApparatuS)、CMS(Compact Muon Solenoid) の各検出器の衝突点においてビームサイズを  $16.7\mu\mathrm{m}$ 、ビーム軸方向のバンチの長さを  $7.55\mathrm{cm}$  に絞り、 $25\mathrm{ns}$  毎に衝突させることで最高ルミノシティ $10^{34}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$  を達成する。絞られた状態でのエミッタンスは  $3.75\mu\mathrm{m}$  である。ATLAS、CMS 以外の衝突点には重イオン衝突実験のための ALICE(A Large Ion Collider Experiment)、B 中間子の精密測定実験のための LHCb(LHC-beauty) の各検出器が設置されている。

陽子はビームは Linac、Booster、Proton Synchrotron(PS)、Super Proton Synchrotron(SPS) を経由して LHC のメインリングに 450GeV のエネルギーで入射され 7TeV まで加速される。

2010 年 3 月 30 日に LHC は陽子-陽子衝突型加速器としては世界最高峰の重心系エネルギー 7TeV で本格的に運転を開始した。図 1.7 に 2010 年の ATLAS 検出での積分

ビームパラメータ							
陽子エネルギー	[GeV]	7000					
1 バンチあたりの陽子数		$1.15 \times 10^{11}$					
バンチ数		2808					
エミッタンス	$[\mu \mathrm{m}]$	3.75					
最高ルミノシティ	$[{\rm cm}^{-2}{\rm s}^{-1}]$	$1.0 \times 10^{34}$					
バンチの長さ	[cm]	7.55					
バンチサイズ	$[\mu \mathrm{m}]$	16.7					
ビーム寿命							
ルミノシティ寿命	[hours]	29.1					
ビーム寿命	[hours]	100					
構造	<u> </u>						
主リング周長	[m]	26658.883					
双極電磁石の数		1232					
双極電磁石の長さ	[m]	14.3					
双極電磁石の磁場	[T]	8.33					

表 1.1: LHC の主要パラメータ

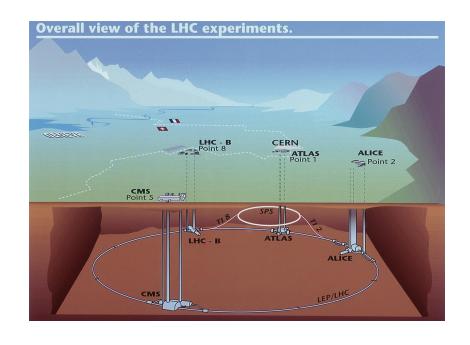


図 1.6: LHC 加速器の俯瞰図

ルミノシティの変遷を示す。2010 年 11 月までの約7ヶ月間の運転により LHC は積分ルミノシティ48pb $^{-1}$  を供給し、ATLAS 検出器では積分ルミノシティ45pb $^{-1}$  のデータを蓄積した。

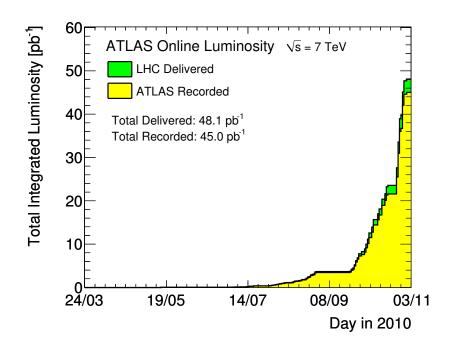


図 1.7: 2010 年の積分ルミノシティの変遷

緑色のヒストグラムで示したものが LHC が供給した積分ルミノシティ、黄色のヒストグラムで示したものが ATLAS 検出器が蓄積した積分ルミノシティである。

# 1.3 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC 加速器の 4 つある衝突点の 1 つに建設された大型汎用検出器である。図 1.8 に示すように、直径は  $25\mathrm{m}$ 、長さ  $44\mathrm{m}$  の円筒形の検出器で、重量は  $7000\mathrm{t}$  である。総読み出しチャンネルは 1 億 6 千万チャンネルにも及ぶ。

#### ATLAS 検出器の座標系

 ${
m ATLAS}$  検出器の座標系は図 1.9 に示すように、原点を検出器の中心にとり、 ${
m X}$  軸の正方向を  ${
m LHC}$  リングの中心方向、 ${
m Y}$  軸の正方向を上空方向、 ${
m Z}$  軸をビーム軸方向にとる。

また、円筒座標系も用いられ、Z 軸をビーム軸にとり、X-Y 平面において動径方向に R、ビーム軸周りに  $\phi$ 、Y-Z 平面においてビーム軸となす角を  $\theta$  をとる。このとき

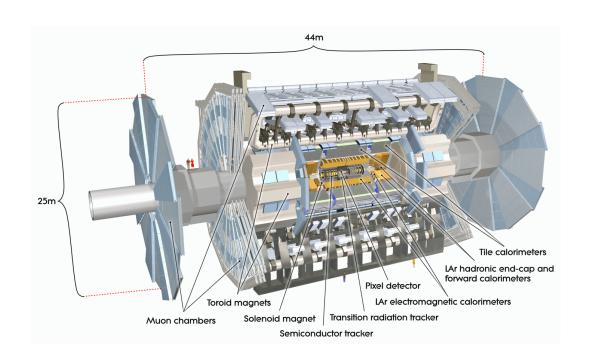


図 1.8: ATLAS 検出器の概観

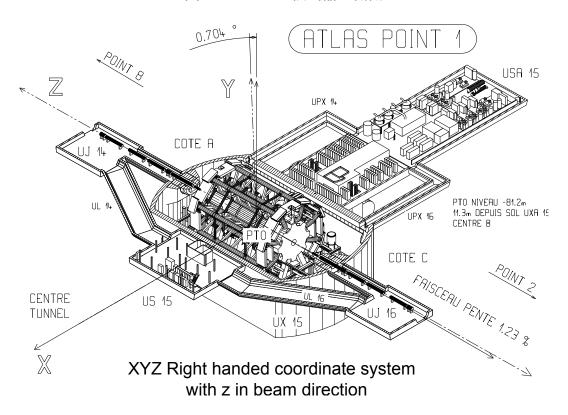


図 1.9: ATLAS 検出器の座標系

に $\theta$ を用いて疑ラピディティ $\eta$ を書き下すと以下のようになる。

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.6}$$

円筒形の ATLAS 検出器は円筒に相当する領域  $(|\eta| < 1.05)$  をバレル部分、円筒の蓋に相当する部分  $(|\eta| > 1.05)$  をエンドキャップ部分に分けられる。エンドキャップ部分の Z > 0 を A-side、Z < 0 を C-side と呼ぶ。

また、ATLAS 検出器は LHC 加速器が傾いているために約  $0.7^{\circ}$  傾いて設置されている。

ヒッグス粒子や超対称性粒子の探索を始めとしたの興味事象を精度良く測定するために、検出器には以下の表 1.3 のようなエネルギー (E) 分解能と横運動量  $(p_T)$  分解能が要求される。ここで、それぞれの分解能を  $\sigma_E$ 、 $\sigma_{p_T}$  として表している。

	要求分解能	$\eta$ 領域
飛跡検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% \ p_T \oplus 1\%$	± 2.5
電磁カロリーメータ	$\sigma_E/\mathrm{E} = 10\% / \sqrt{E} \oplus 0.7\%$	± 3.2
ハドロンカロリーメータ(ジェット)		
バレル、エンドキャップ	$\sigma_E/\mathrm{E} = 50\% / \sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3.2$
前方	$\sigma_E/\mathrm{E} = 100\% / \sqrt{E} \oplus 10\%$	$3.1 <  \eta  < 4.9$
$\mu$ 粒子検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\% \ (p_T = 1 \text{TeV})$	± 2.7

表 1.2: ATLAS の各検出器のエネルギー、 $p_T$  分解能と範囲の要求

# 1.3.1 内部飛跡検出器

内部検出器は 2T のソレノイド磁場中に設置され、衝突によって生成された荷電粒子の飛跡を高精度で検出する。磁場中を通過する荷電粒子飛跡の曲率を測定することによってその運動量測定する。また、検出器内で落とすエネルギーの大きさや、衝突点、二次崩壊点の再構成により粒子の識別も行うことができる。

内部飛跡検出器は図 1.10 に示すように、最もビーム軸から近い順に、シリコン検 出器であるピクセル検出器、Semi Conductor Tracker(SCT)、ストローチューブ型の ドリフトチェンバーである Transition Radiation Tracker(TRT) で構成されている。

#### ピクセル検出器

ピクセル検出器はビーム軸から最も近く、バレル部分に 3 層、エンドキャップ部分に 3 層設置されており、 $|\eta|<2.5$  の領域をカバーする。ピクセルサイズは $50~\mu\mathrm{m}~\times400~\mu\mathrm{m}$  で位置分解能は  $\mathrm{R}$ - $\phi$  方向に  $10\mu\mathrm{m}$ 、 $\mathrm{Z}$  方向に  $115\mu\mathrm{m}$  である。

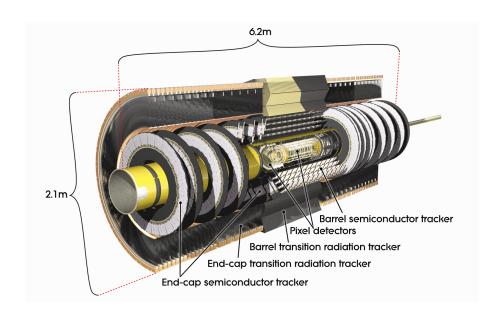


図 1.10: 内部飛跡検出器の構成

#### SCT

SCT はピクセル検出器と TRT の間に位置し、バレル部分 4 層、エンドキャップ部分に 9 層設置されており、 $|\eta|<2.5$  の領域をカバーする。SCT はシリコンストリップ検出器を  $40\mu\mathrm{rad}$  の角度をつけて重ねあわせた構造になっている。その位置分解能は  $\mathrm{R}$ - $\phi$  方向に  $17\mu\mathrm{m}$ 、 $\mathrm{Z}$  方向に  $580\mu\mathrm{m}$  である。SCT とピクセル検出器により、荷電粒子の運動量を精度良く測定することができる。

#### $\mathbf{TRT}$

TRT は SCT の外側に位置し、バレル部分 73 層、エンドキャップ部分 160 本のストローチューブが設置されており、 $|\eta|<2.0$  の領域をカバーする。遷移放射を用いのハドロンと電子の識別、及び飛跡の検出のために設置されている。太さ 4mm のチューブの中心に直径  $30\mu\text{m}$  の金メッキワイヤーが張られ、Xe70%、 $CO_227\%$ 、 $O_23\%$  のガスで満たされている。その位置分解能は  $130\mu\text{m}$  である。また、ストローチューブの隙間にポリプロピレンの輻射体があり、制動放射により電子とハドロンを区別できる。

# 1.3.2 カロリーメータ

カロリーメータは粒子の持っているエネルギーを測定する検出器でり、 $|\eta|<4.9$  の領域をカバーする。図 1.11 に示すように、ビーム軸から近い部分に電子と光子のエネルギーを測定するための電磁カロリーメータ、その外側にハドロンのエネルギーを測定するためのハドロンカロリーメータが設置されている。また、カロリーメータ

に落としたエネルギーのアンバランスから検出器と相互作用をしない粒子による損失横エネルギー  $E_T^{miss}$  の測定を行う。透過力の大きい  $\mu$  粒子はカロリーメータを突き抜けることができる。

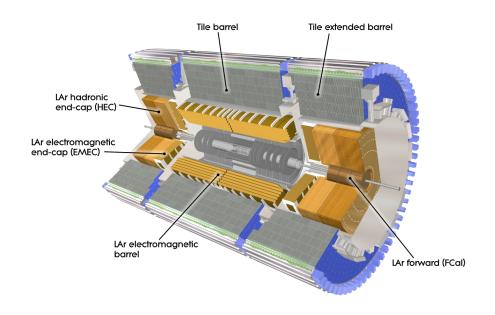


図 1.11: カロリーメータの構成

## 電磁カロリーメータ

電磁カロリメータは吸収層に鉛、サンプリング層に液体アルゴンを使用したサンプリング型カロリメータである。バレル部分 ( $|\eta|<1.475$ ) とエンドキャップ部分 ( $1.375<|\eta|<3.2$ ) の 2 つで構成されている。バレル部分は吸収層と液体アルゴンからなり、アコーディオン型の構造をしている。その厚さを放射長 ( $X_0$ ) を用いて表すとバレル部分で  $22\sim30X_0$ 、エンドキャップ部分で  $24\sim34$  X  $_0$  である。電磁カロリメータは電子と光子の同定と、これらのエネルギーの測定を行う。

#### ハドロンカロリーメータ

ハドロンカロリーメータはバレル部分  $(|\eta|<1)$  の鉄の吸収層とタイル状のシンチレータ、波長変換ファイバーから構成されているタイルカロリメータと、エンドキャップ部分  $(1.5<|\eta|<3.2)$  の吸収体に銅を使用している液体アルゴンカロリメータから構成されている。タイルカロリーメータはタイルの設置方向をハドロンの入射方向と平行にし、タイル型シンチレータに取り付けられた波長変換ファイバーを介してシンチレーション光を光電子増倍管に導いている。エンドキャップ部分では放射線が非常に強い環境であるため、放射線耐性の良い

液体アルゴンカロリメータを使用する。これらの厚さを吸収長  $(\lambda)$  で表すとカロリーメータのカバーする領域において  $12\lambda$  である。ハドロンカロリメータはハドロンの同定とこれらのエネルギーの測定、ジェットの再構成を行う。

# 1.3.3 マグネットシステム

 ${
m ATLAS}$  検出器のマグネットシステムは図 1.12 に示すように、ソレノイド磁石とトロイド磁石の 2 種類で構成されている。これらのマグネットを用いることで内部飛跡検出器、 $\mu$  粒子測定器それぞれで粒子の運動量を測定することができる。

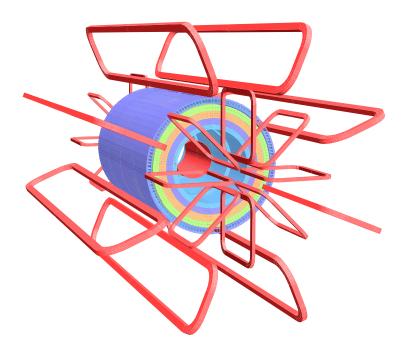


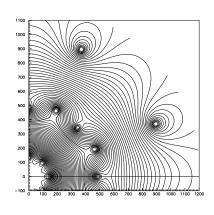
図 1.12: マグネットシステムの構成

## ソレノイド磁石

ソレノイド磁石はバレル部内部飛跡検出器の外側に設置されている超電導磁石であり長さ 5.8m、直径 2.5m である。ソレノイド磁場の強さは 2T で、内部飛跡検出器で荷電粒子の曲率を測定することで運動量を算出する。ソレノイド磁石はカロリメータ内部に設置されるため、可能な限り物質量を少なく必要がある。そのため放射線長は  $0.66X_0$  という非常に低い値が実現されている。

#### トロイド磁石

トロイド磁石はバレル部分、およびエンドキャップ部分に取り付けられる空芯 超電導トロイド磁石であり、 $\mu$  粒子の運動量測定のために設置されている。そ の磁場の方向は $\phi$ 方向であり、ソレノイド磁石の磁場とは直交している。バレル部分のトロイド磁石は、全長 26m、8 個のコイルがバレル部分の内側に設置され、2.5T の磁場が形成される。トロイド磁場により  $\mu$  粒子検出器で独立して $\mu$  粒子の運動量を測定できる利点がある一方、磁場の形状は図 1.13、1.14 に示すように、非常に複雑で場所により磁場の大きさが変化するので、 $\mu$  粒子の曲率を計算することが難しい場所もある。



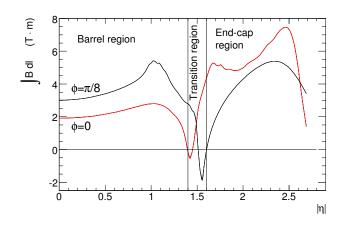


図 1.13: トロイド磁場の X-Y 平面における磁場の構造

図 1.14: トロイド磁場の積分磁場強度の n 依存性

# 1.3.4 $\mu$ 粒子検出器

図 1.15 に示すように  $\mu$  粒子検出器には、トリガー検出器として Thin gap chamber (TGC) と Resistive plate chamber (RPC)、飛跡検出器としての Monitored drift tube (MDT) と cathode strip chamber (CSC) が設置されている。位置分解能に特化した MDT、CSC と、高運動量  $\mu$  粒子が飛来した衝突バンチ特定のために、高速応答に特化した TGC、RPC という、2 種類の検出器で  $\mu$  粒子の精密測定を行っている。  $\mu$  粒子は大量の背景事象が予想される LHC-ATLAS 実験において、比較的きれいな信号として取り出すことが可能という特徴を持つため、 $\mu$  粒子検出器は非常に重要である。

### MDT

バレル部分、およびエンドキャップ部分  $(|\eta| < 2.7)$  には  $\mu$  粒子の飛跡の精密測定のために MDT が設置されている。 MDT はトロイド磁石の内側、外側に計3 層設置されてる。 MDT については後の章で詳しく説明する。

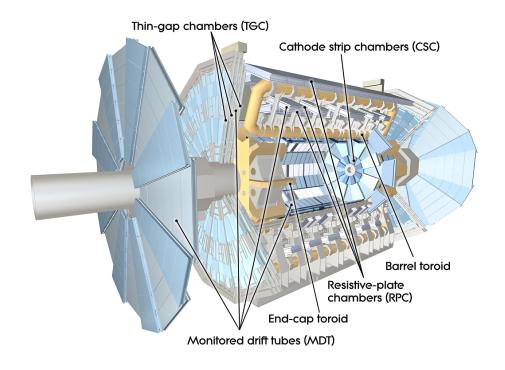


図 1.15: μ 粒子検出器の構成

#### CSC

 $\mathrm{CSC}$  はエンドキャップトロイド磁石内側にあり、 $2.0 < |\eta| < 2.7$  の領域の  $\mu$  粒子精密測定用の検出器である。カソードストリップによる読み出しを行う比例係数箱で、4 層で構成されている。 $\mathrm{CSC}$  では  $\mathrm{Ar80\%}$  、 $\mathrm{CO}_220\%$  の混合気体が用いられている。中央には  $30\mu\mathrm{m}$  のワイヤーが  $2.5\mathrm{mm}$  間隔で張られていて、カソード部分には  $5.6\mathrm{mm}$  間隔の読み出し用ストリップが張られている。位置分解能は約  $60\mu\mathrm{m}$  である。

# TGC

 ${
m TGC}$  はエンドキャップ部分  $(1.05<|\eta|<2.7)$  の  $\mu$  粒子トリガー検出器である。マグネットシステムによって曲げられた荷電粒子の検出パターンを測定することで通過  $\mu$  粒子の縦運動量  $(p_T)$  を概算しトリガーを発行する。およそ 60% の  $\mu$  粒子がエンドキャップで検出される。 ${
m TGC}$  については後の章で詳しく説明する。

#### RPC

RPC はバレル部分 ( $|\eta|<1.05$ ) の  $\mu$  粒子トリガー検出器で、LHC の衝突間隔  $25\mathrm{ns}$  よりも高速な読み出しが可能である。2 枚の高抵抗平行板を用いたガス検出器である。 $\mathrm{C_2H_2F_4}$  が 94.7% 、イソブタン 5% 、 $\mathrm{SF_60.3\%}$  の混合ガスを使用している。 $25\mathrm{-}35\mathrm{mm}$  間隔で張られたストリップから信号の読み出しを行う。RPC

の位置分解能は10mm、時間分解能は1.5ns である。

# 1.3.5 データ収集システム

LHC 実験において 25ns 間隔で陽子同士が衝突する。データを記録する計算機の要求から、1 イベントあたり 1.5MB 以下のデータサイズで、収集レートは 200Hz でなければならない。そのため、ATLAS では図 1.16 に示すように、レベル 1 トリガー、レベル 2 トリガー、イベントフィルターの 3 段階のトリガーによって記録するべきデータを選別している。

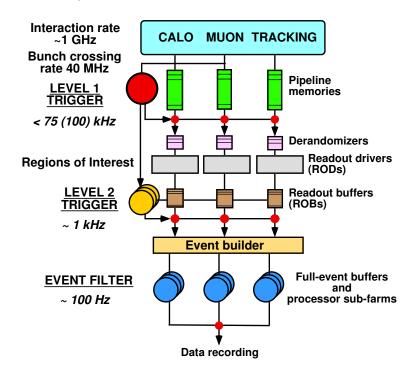


図 1.16: 実験データ収集システムの概念図

## レベル1トリガー

初段の選別機構であるレベル 1 トリガーでは  $40 \mathrm{MHz}$  の事象から  $100 \mathrm{kHz}$  の事象までレートが落とす。レベル 1 トリガーは衝突に同期した周期  $25 \mathrm{ns}$  のクロック信号を用いるパイプライントリガーを実装することによりこれを実現する。トリガー計算を行う高速トリガー回路系と、トリガー計算中にデータを保持する FIFO メモリ (レベル 1 バッファ) から構成される。 $\mu$  粒子トリガー検出器とカロリーメータにレベル 1 トリガー信号回路が実装されている。レベル 1 トリガーはこれら 2 つの検出器の応答を合わせて、Central TriggerProcessor (CTP) が

興味領域事象を選別し、トリガーを発行する。衝突から  $2.5\mu s$  以内にトリガー判定を行うことが可能である。

レベル 1 トリガーは検出器からの位置情報より、Region of Interest(RoI) 情報を生成する。これは、たとえば高運動量  $\mu$  粒子の通過したおおよその位置情報を示す情報で、この情報を使用してレベルトリガーはトリガー計算を実行する。レベル 1 トリガーが発行されたイベントは、等間隔で読み出しを行うためのメモリに一旦蓄えられ、Read Out Driver(ROD) を経由して Read Out Buffer(ROB) へ送られる。

#### レベル 2 トリガー

レベル 2 トリガーはレベル 1 トリガーが発行した  $100 \mathrm{kHz}$  のデータを  $\mathrm{ROB}$  で保存し、計算機上でさらに詳細な事象選別を行うソフトウェアトリガーである。レベル 1 トリガーからの  $\mathrm{RoI}$  から使用するトリガー論理を決定し、カロリメータ、 $\mathrm{MDT}$ 、内部飛跡検出器からの情報を使用して 500 台の  $\mathrm{CPU}$  で解析を行う。レベル 2 トリガーには  $10 \mathrm{ms}$  以内のトリガー判定が求められる。 $\mathrm{RoI}$  情報を使用することで、 $10 \mathrm{ms}$  以内での複雑なトリガー計算を実現している。レベル 2 トリガーでは  $75 \mathrm{kHz}$  の事象から  $2 \mathrm{kHz}$  の事象を選別する。

### イベントフィルター

レベル2トリガーで選別された事象に対して、全ての検出器から送られてきた検出位置情報が衝突バンチごとにまとめられる。この全検出器の情報を使用してイベントフィルターでは全領域に対して解析を行い、最終的なトリガー判定を下す。レベル2トリガーにおける判定を基にして実行されるトリガー論理を決定する。ここでは 1800 台の CPU を使用して計算を行う。イベントフィルターは 2kHz の事象から 200Hz を選別し、ディスクに書き込み保存する。

# 第2章 エンドキャップ部分 $\mu$ 粒子検 出器

# 2.1 Thin Gap Chamber

Thin Gap Chamber(TGC) は ATLAS 検出器のエンドキャップ部分  $(1.05<|\eta|<2.5)$  に設置されている  $\mu$  粒子検出器である。ATLAS 実験においてはレベル 1  $\mu$  粒子トリガーシステムとしてのトリガー判定と、 $\mu$  粒子の  $\phi$  方向の座標の測定を行っている。

TGC の構造は図 2.1、 2.2 に示すように、FR4 の板にカーボンが塗布された 2 枚の高抵抗の陰極板の間に直径  $50\mu\mathrm{m}$  の金メッキタングステンワイヤーが張られている。陽極ワイヤー間の距離は  $1.8\mathrm{mm}$ 、陽極ワイヤーと陰極板の間の距離は  $1.4\mathrm{mm}$  となっており、時間分解能向上のためワイヤー陰極板間の距離の方が短くなっている。これが Thin Gap Chamber の名前の由来である。陰極板の外側には読み出しに使用するストリップがワイヤーと直交する方向に張られており、ATLAS 検出器座標系 R方向はワイヤーが、 $\phi$  方向はストリップが読み出しを担当し 2 次元読み出しを行う。2 枚の陰極板の間には  $CO_2$  と n-ペンダンを 55:45 で混合したガスを充満させている。陰極板は接地され、ワイヤーには約 3kV の電圧が印加されているためワイヤー付近が高電場となる。ワイヤーは正に帯電するため、お互いに反発し力学的に不安定となる。これを解決するために、 $30\mathrm{cm}$  毎にワイヤーサポート(幅  $7\mathrm{mm}$ )を設け、さらにワイヤーは  $300\mathrm{g}$  の張力を掛けて張られる。

# 2.1.1 TGC の動作原理

荷電粒子が TGC を通過すると電離損失により TGC 内に満たされているガスを約 18 対の電子、陽イオンに電離する。電離された一次電子は TGC 内の電場により、陽極ワイヤー方向に加速をうける。電場が  $10^6V/m$  程度になると電子は平均自由行程の間でガスを電子、陽イオン対に電離できるエネルギーを得るため、電子が雪崩式に増加する。これをガス増幅といい、ガス検出器の基本的な検出原理である。この過程により荷電粒子の通過による応答を得ることができる。 TGC では  $10^6$  程度の増幅率が得られる。

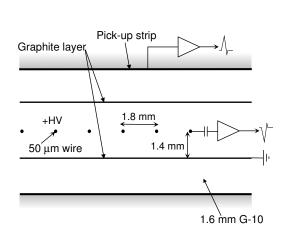


図 2.1: TGC の構造 (断面)

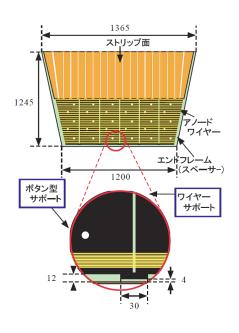


図 2.2: TGC の構造 (平面)

# 2.1.2 TGC の読み出し

ガス増幅により得られた電荷はワイヤーを伝搬し、Amprifire Shaper Discriminator(ASD) へ送られる。この際には 6 本から 20 本束ねられ、1 つのチャンネルとして読み出されている。そのため、TGC の位置分解能の精度が  $3\sim10$ mm であることがわかる。束ねられるワイヤーの数は  $|\eta|$  が大きくなると少なくなるため、ビーム軸に近いチェンバー程位置分解能のの精度は良い。

ASDでは信号の増幅、成形、アナログ信号からデジタル信号への変換を行う。ASDはプリアンプとメインアンプの 2 段で構成され、プリアンプは時定数 16ns の積分回路と組み合わされた倍率 0.8V/pC のチャージアンプであり、メインアンプの倍率は7倍である。増幅された信号はディスクリミネータへ入力されデジタル信号として後段のエレクトロニクスへ出力される。

# 2.2 Monitered Drift Tube

Monitered Drift Tube(MDT) は図 2.3 に示すように、厚さ  $400\mu m$ 、直径 30mm の アルミニウム製のチューブの中心に直径  $50\mu m$  の金メッキのタングステン・レニウム ワイヤーを張った比例計数管である。ワイヤーはチューブの両端に固定されており、チューブ中心に  $10\mu m$  の精度ではられている。チューブ内には Ar97 %、 $CO_23$  %の混合ガスが 3bar の圧力で封入されている。一般的には  $Ar/CH_4$  を使用するが、最大

ルミノシティになるとチューブあたり  $30 \mathrm{kHz}$  もの背景事象が期待される。それによってできた陽イオンが電場を歪め、位置分解能を悪化させてしまうため  $\mathrm{Ar/CO_2}$  を使用する。陽極ワイヤーに約  $3 \mathrm{kV}$  の電圧を印加することにより、 $\mu$  粒子の通過に伴ってできた一次電子が陽極に引き寄せられ、ワイヤー近傍で増幅される。図 2.5 に示す関係を使うことでチューブ内の一次電子のドリフト時間から約  $80 \mu \mathrm{m}$  の位置分解能を実現している。このドリフト時間は最大  $700 \mathrm{ns}$  程である。 $\mathrm{MDT}$  の主要な諸元を表 2.2 に示す。

パラメータ	設計値
チューブ材質	アルミニウム
チューブ直径	$29.970\mathrm{mm}$
チューブ壁の厚み	$0.4\mathrm{mm}$
ワイヤー材質	金メッキ W/Re (97/3)
ワイヤー直径	$50 \mu \mathrm{m}$
充填ガスの割合	$Ar/CO_2/H_2O (93/7/\leq 1000ppm)$
充填ガスの圧力	3bar
ガス増幅率	$2 \times 10^4$
ワイヤー印加電圧	3080V
最大ドリフト時間	$\sim 700 \mathrm{ns}$
チューブあたりの位置分解能	$\sim 80 \mu$ m

表 2.1: MDT の主要諸元

このチューブをフレームの両面に俵状に 3 層または 4 層積み上げることで図 2.4 のように MDT を構成している。エンドキャップ部分ではチューブの方向が ATLAS 検出器座標系  $\phi$  方向に平行なため、R 方向に位置測定精度が高い。 $\phi$  方向の情報は  $\mu$  粒子トリガー検出器である TGC のストリップから得ている。

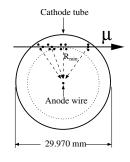


図 2.3: MDT **のチューブ** 断面

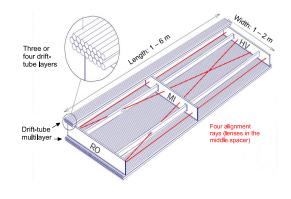


図 2.4: MDT チェンバーの構造

MDT での運動量の測定はトロイド磁石の内側と外側にある3層のチェンバーを用いて行う。第1層目の検出位置と第3層目の検出位置を直線でむすび、第2層目の検出位置の差分(サジッタ)を計算することで運動量を算出する。

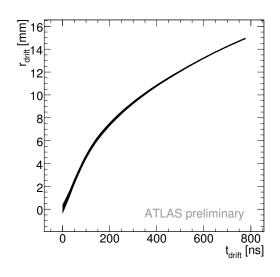


図 2.5: 電子のドリフト時間とワイヤーからの距離の関係

# 2.3 エンドキャップ部分 μ 粒子検出器の配置

エンドキャップ部分の  $\mu$  粒子検出器は大きな円盤状の構造になっている。この構造をビックホイールと呼び 7 層の TGC とエンドキャップ部分の MDT が含まれる。ビックホイールの X-Y 平面での構造を図 2.6 に示した。ビックホイールは ATLAS 検出器に対して垂直に設置されるため、鉛直から  $0.7^\circ$  傾いている。また内部検出器にアクセスするためにビックホイールは可動式で上部 2 箇所で吊り下げられている

# 2.3.1 TGC の配置

TGC は図 2.7 の様に M1、M2、M3、と EI(Endcap Inne)、FI(Forward Inner) の 5 つから構成される。M1 は 3 層 (トリプレット)、のチェンバー、M2、M3 は 2 層 (ダブレット) のチェンバーからなり、トリガー判定にはこの計 7 層が使われる。それぞれの Z 座標は M1 が  $Z\cong 13m$ 、M2 が  $Z\cong 14m$ 、M3 が  $Z\cong 14.5m$  である。EI、FI については  $Z\cong 7m$  に設置されている。また、R 方向のチェンバーは M1 で 5 種類、M2、M3 で 6 種類が使用されており、全体で 11 種類の異なる形状のチェンバーが使用されている。図 2.8 にトリプレット、ダブレットの断面図を示した。

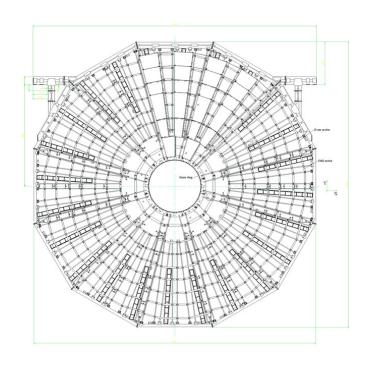


図 2.6: ビックホイールの X-Y 平面図 左右の上部にある突起によってビックホイールは吊り下げられている。

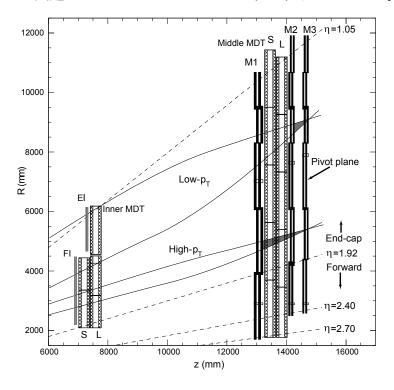


図 2.7: TGC、MDT の R-Z 平面での配置

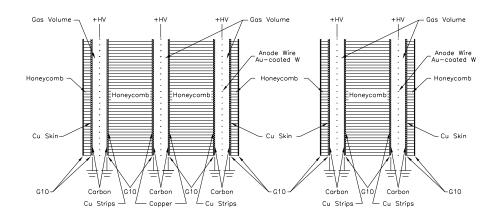


図 2.8: TGC のトリプレットとダブレットの断面図

トリプレットの2層目にはストリップが無く、3層のワイヤーと2層のストリップの読み出しとなる。また、各層でチャンネルが1/2もしくは1/3ずらして配置してあるため、実質の位置分解能は2倍または3倍になる。

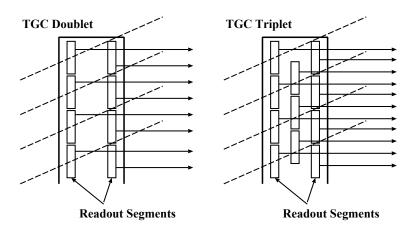


図 2.9: トリプレット、ダブレットの各層でのチャンネルの配置

TGC チェンバーは図 2.10、2.11 と 2.12 に示すように、円盤状に配置されている。最も内側のチェンバー  $(|\eta|>1.92)$  はフォワードチェンバーと呼ばれ、それより外側のエンドキャップチェンバー  $(1.05<|\eta|<1.92)$  の範囲の 2 倍の  $\phi$  をカバーしている。エンドキャップチェンバーは内側から順番にエンドキャップ 1、エンドキャップ 2 と 10 と 11 ではエンドキャップ 13 まで番号つけがされている。

また、TGC を  $\phi$  方向に 12 等分したものを 1 つの大きな単位としてセクターと呼ぶ。1 つのセクターには  $\phi$  方向にエンドキャップチェンバーが 4 つ、フォワードチェンバーが 2 つ含まれる。セクターは基本的な構造体であるほか、データの処理などは

この単位で行われる不感領域をなくすためにぞれぞれのチェンバーはR方向、 $\phi$ 方向に重なりあっている。R方向では1または2チャンネル、 $\phi$ 方向では1チャンネルが重なり合っている。

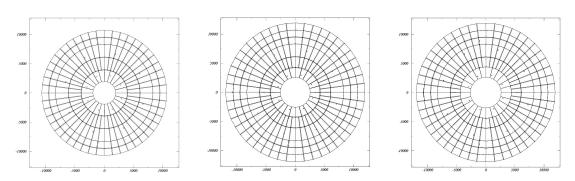


図 2.10: M1 の X-Y 平面に 図 2.11: M2 の X-Y 平面に 図 2.12: M3 の X-Y 平面に おけるチェンバー配置 おけるチェンバー配置 おけるチェンバー配置

# 2.3.2 MDT の配置

M1、M2 の間には  $\mu$  粒子飛跡検出器である MDT が設置されている。図 2.13 に示すように配置されており、ラージチェンバー、スモールチェンバーの組みで 8 回対称になるような構造である。ラージチェンバーとスモールチェンバーは  $\phi$  方向で交互

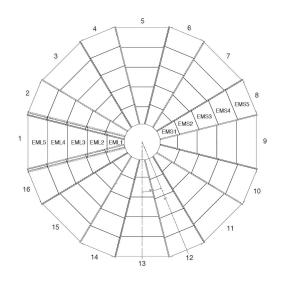


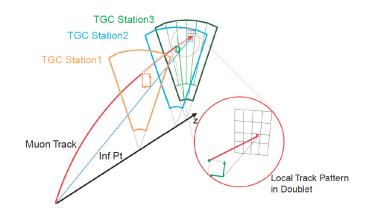
図 2.13: MDT チェンバーの X-Y 平面における配置

に配置されている。それぞれのセクター内で R 方向に 5 つにわかれている。ラージセクターは TGC の 1 セクターに相当し、スモールセクターは TGC のセクターの半分に相当する。スモールセクターの検出器原点側にはバレルのトロイド磁石が設置されている。

# 2.4 TGCでの運動量測定方法

 ${
m TGC}$  は 7 層のコインシデンスにより  $\mu$  粒子のトロイド磁場中での曲率を測定し、運動量を概算する。図 2.14 に  $\mu$  粒子の縦運動量の求め方を示す。

- $1. \mu$  粒子の通過により M1、M2、M3 のぞれぞれで検出される。
- 2. M3 での  $\mu$  粒子の通過位置を基準にして、磁場の影響を全く受けず直進してきた粒子の M1、M2 での検出位置と  $\mu$  粒子の R 方向、 $\phi$  方向の検出位置の差  $(\delta R, \delta \phi)$  をコインシデンスにより計算する。
- 3. あらかじめモンテカルロシミュレーションによって求た  $\delta R$ 、 $\delta \phi$  の参照表を高速トリガー回路系が参照し、運動量を概算する。
- 図 2.15 に縦運動量による  $\delta R$ 、 $\delta \phi$  の分布を示す。縦軸が  $\delta R$ 、横軸が  $\delta \phi$  である。高速



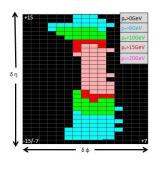


図 2.15: 運動量概算のための参照表

図 2.14: TGC の  $\mu$  粒子運動量概算方法

トリガー回路系はこの参照表から運動量を概算している。桃色が縦運動量  $> 20 {\rm GeV}$  の時で、赤色 ( $> 15 {\rm GeV}$ )、緑色 ( $> 10 {\rm GeV}$ )、空色 ( $> 6 {\rm GeV}$ )、黒色と縦運動量が低くなる。

トロイド磁場によって  $\mu$  粒子が曲がる方向は主に R 方向であり、 $\phi$  方向には曲がりにくい。そのため、R 方向のチャンネル差分が TGC での運動量の概算のために重要である。

また、参照表は TGC が設計位置に設置されていることを前提として作成されており、ATLAS 検出器が 8 回対称であることを利用して、TGC を  $\phi$  方向に 8 分割した単位を元に作成している。

# 2.5 MDT アライメントシステム

 $\mu$  粒子検出器に求められる運動量分解能は  $p_T=1{
m TeV}$  の  $\mu$  粒子に対して 10% である。  $p_T=1{
m TeV}$  の粒子に対してサジッタが  $30\mu{
m m}$  変化すると  $60{
m GeV}$  の変化をうける。 そのため、 $\mu$  粒子飛跡検出器である MDT は正確な飛跡測定のを行うために、その設置位置を  $\le 30\mu{
m m}$  で把握する必要がある。図 2.16 に  $\mu$  粒子飛跡検出器を  $\le 30\mu{
m m}$  の精度でアライメントしたときと、設計位置から  $\sigma=1{
m mm}$  の範囲で MDT チェンバーを移動させたときの  $p_T=50{
m GeV}$  の  $\mu$  粒子に対する  $p_T$  分解能の  $\eta$  依存性である。

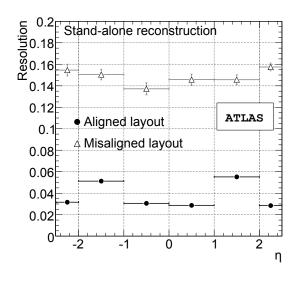


図 2.16: p<sub>T</sub> 分解能の η 依存性

黒丸で表した点が  $30\mu\mathrm{m}$  の精度でアライメントをしたとき、白抜きの三角形で表した点が設計位置から  $\sigma=1\mathrm{mm}$  の範囲で MDT チェンバーを移動させたとき

設置位置  $\leq 30 \mu \text{m}$  で把握するために、MDT は光学アライメントシステムを使用している。

図 2.17 に最も使用されている光学アライメントシステムの概略図を示す。左側の LDE からの光が格子模様のフィルターを通り、レンズによって収束されてイメージセンサーに到達する。イメージセンサーでこの格子模様を読み取ることによって LED 光源との位置関係を把握できる。このシステムでは  $1\mu$ m での精度で設置位置を把握することができる。このシステムによって隣あうチェンバー同士、チェンバー内部の歪みの測定を行なっている。

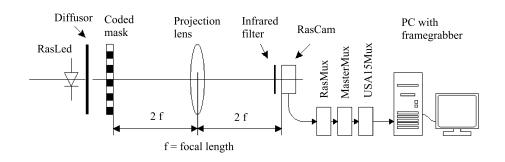


図 2.17: 光学アライメントシステムの概略図

また、レーザー光を CCD で測定することによってもアライメントを行っている。レーザー光の発振装置を 2 個または 4 個組み合わせ、異なる CCD で検出することでアライメントを行う。こちらは先の方法よりも長い距離でのアライメントが可能であり  $5\mu rad$  の精度がある。トロイド電磁石の内側と外側などの異なる場所に設置されている MDT の同士の位置関係を測定している。

図 2.18 にエンドキャップ部分の光学アライメントシステムの配置を示した。

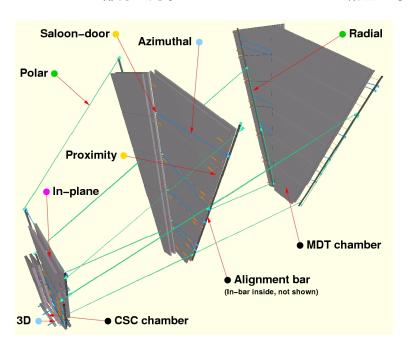


図 2.18: エンドキャップアライメントシステムの構成

# 2.6 TGCのアライメントの必要性

先に述べたように TGC は検出位置のパターンから参照表を利用して  $\mu$  粒子の運動量を概算している。参照表は TGC が設計位置に設置されていることを前提として作成されている。また、ATLAS が 8 回対称である事を利用して 1/8 分だけの参照表を全 TGC に適応している。そのため、TGC が設計位置に設置されていないときには実際の設置位置を考慮した参照表にする必要がある。また、TGC の設置位置が  $\phi$  によって異なっている場合にには、1/8 の参照表を複製し全 TGC に適応すると一様性が無くなってしまう。したがって、正しく  $\mu$  粒子の縦運動量を概算するためには TGC の位置分解能の精度  $2{\sim}8$ mm と同等程度でのアライメントが必要不可欠である。

# 第3章 TGCの設置位置測定

# 3.1 アライメントのための座標系

アライメントのための座標系 $^1$ を図  $^3$ .1 に示す。X、Y、Z、 $\phi$  は検出器の座標系と同じである。それぞれのチェンバーに対して原点を検出器の原点として T、S、Z の座標を以下のように定義する。

T軸 動径方向にとる。

**Z**軸 ビーム軸と平行とり、検出器の座標系の Z軸と同じ向きである。

S軸 Z軸、T軸と直交する軸である。

チェンバーの平行移動は以下のように T、Z、S 座標軸上の点 z、t、s で表される。

- z T 軸上での平行移動の大きさ。その向きは T 軸の正方向と一致している。
- t Z軸上での平行移動の大きさ。その向きはA-sideではZ軸の正方向と一致、C-side では逆向きになる。
- ${f s}$  S 軸上での平行移動の大きさ。その向きは  ${f A}$ -side では  ${f S}$  軸の正方向と逆向き、  ${f C}$ -side で一致する。

チェンバーの回転はそれぞれの右ねじを回す方向を正として、t 軸まわりを  $\alpha$ 、z 軸まわりを  $\beta$ 、s 軸まわりを  $\gamma$  と定義する。

# 3.2 設置位置測定の手法

 $\mathrm{TGC}$  の設置位置の測定では内部飛跡検出器と  $\mathrm{MDT}$  で再構成された  $\mu$  粒子飛跡の  $\mathrm{TGC}$  上での位置と  $\mathrm{TGC}$  の検出位置の残差  $\Delta \rho$  を用いる。ここで  $\Delta \rho$  を  $\mathrm{TGC}$  の検出位置を  $T_{TGC}$ 、飛跡の  $\mathrm{TGC}$  上での位置を  $T_{EXT}$  として式 3.1 に示すように定義する。

$$\Delta \rho = T_{TGC} - T_{EXT} \tag{3.1}$$

 $<sup>^{1}{</sup>m ATLAS}$  の  $\mu$  粒子検出器のアライメントグループの定義に従って座標系を定義する

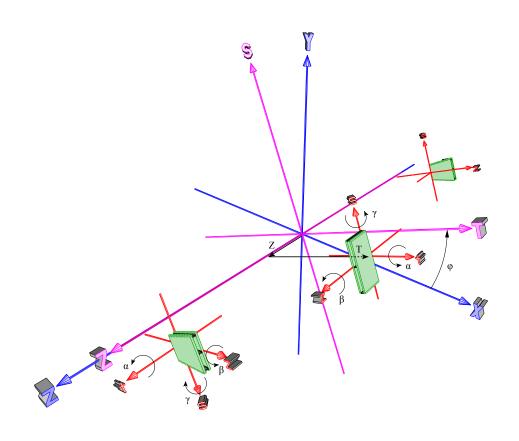


図 3.1: アライメントのための座標系の定義

位置分解能  $80\mu\mathrm{m}$  であるビックホイール上の 6 層の MDT を通過する飛跡の TGC 上での位置精度はおよそ  $500\mu\mathrm{m}$  であり、TGC の典型的な位置分解能である  $5\mathrm{mm}$  よりも十分良い精度である。そのため、 $\mu$  粒子飛跡の TGC 上での位置は基準となる検出位置であると考えられる。もし、TGC が設計通りの位置に設置されているのであれば、図 3.2 に示したように残差の分布は平均値を 0 にとり、位置分解能が根二乗平均になる。

よって、残差の分布の平均値のずれは TGC の設計位置からの物理的なずれに対応する。図 3.3 は設計位置から Z 軸方向へ 10mm 平行移動させたときの分布である。平均値が 0 から優位にずれていることがわかる。位置分解能と比べて大きな根二乗平均になる。

次にこの残差を TGC の平行移動や回転に変換していく。トロイド磁場で曲がる方向は主に T 軸方向であるため、TGC の運動量測定の際に大きな影響を与える方向は z、t、 $\gamma$  の 3 方向である。

#### 動径方向への平行移動の影響

T 方向の平行移動により残差の平均値に与える影響は図 3.4 に示したように T 方向と逆向きに移動した分だけ残差の平均値がずれる。ここで  $\theta$  は TGC へ入 射する  $\mu$  粒子と Z 軸がなす角である。

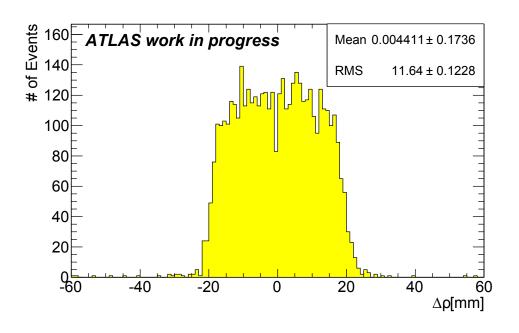


図 3.2: 設計位置に設置されている場合の残差の分布

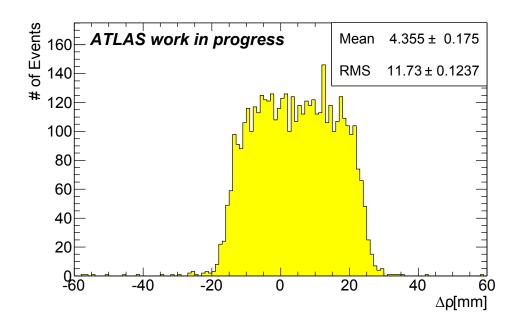


図 3.3: Z 方向に 10mm 平行移動した場合の残差の分布

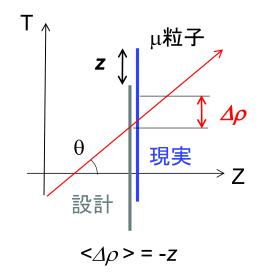


図 3.4: T方向の平行移動が残差の平均値に与える影響

#### ビーム軸方向への平行移動の影響

Z方向の平行移動により残差の平均値に与える影響は図3.5 に示したようにTGC に入射する  $\mu$  粒子飛跡の角度を  $\theta$  として、Z 方向のずれと  $\tan\theta$  の積で表すことができる。

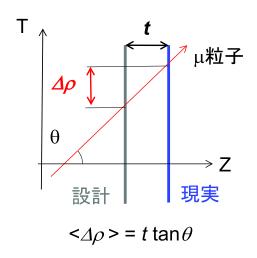


図 3.5: Z 方向の平行移動が残差の平均値に与える影響

#### 回転の影響

s 軸まわりの回転により残差の平均値に与える影響は図 3.6 に示したようになる。TGC チェンバーの最下端の設計位置を  $T_0$ 、 $Z_0$  とし回転角  $\gamma \ll 1$  であると

するとTGCの検出位置は式3.2のように表すことができる。

$$T_{TGC} = ((T_{EXT} - R_0)\gamma + Z_0)\tan\theta \tag{3.2}$$

ここで  $\mu$  粒子飛跡の TGC 上での位置は式 3.3 のように表すことができる。

$$T_{EXT} = Z_0 \tan \theta \tag{3.3}$$

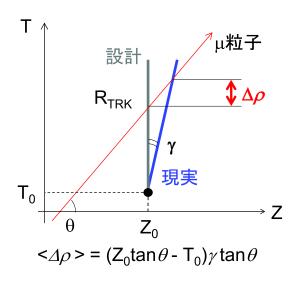


図 3.6: s 軸まわりの回転が残差の平均値に与える影響

結局、これら3方向のずれにより残差の平均値に与える影響は線形結合で表すことができ、式3.4のように表すことができる。

$$\langle \Delta \rho \rangle = Z_0 \gamma \tan^2 \theta + (t - T_0 \gamma) \tan \theta - z \tag{3.4}$$

また、s 軸まわりの回転角が無視できるときには以下の式 3.5 のように表すことができる。

$$\langle \Delta \rho \rangle = t \tan \theta - z \tag{3.5}$$

式 3.4、3.5 より残差の平均値  $\langle \Delta \rho \rangle$  と飛跡の入射角度  $\theta$  の依存性から 3 方向の移動を見積もることができる。図 3.7、3.8 に示すとおり、3 または 2 方向のずれをパラメータとして残差の平均値の  $\tan \theta$  依存性をフィットすることによって、パラメータを求める。

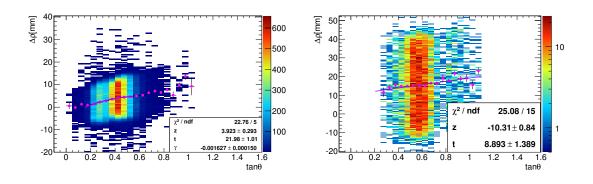


図 3.7: 回転角が無視できないときの残差 図 3.8: 回転角が無視できるときの残差のの平均値と粒子の入射角度の相関 平均値と粒子の入射角度の相関

## 3.3 設置位置測定手法手法の確認

検出器中心から  $\mu$  粒子を飛ばすモンテカルロシミュレーションを用いて、この手法で設計位置からのずれを見積もることができるかを確認した。モンテカルロシミュレーションで用いた  $\mu$  粒子の詳細を表 3.3 に示す。

	モンテカルロサンプル 1		モンテカルロサンプル 2	
イベント数	$5 \times 10^{6}$		$5 \times 10^{6}$	
縦運動量の範囲 [GeV]	$1 \le p_T \le 200$	$1/p_T$ で単調減少	$4 \le p_T \le 10$	一樣分布
$\eta$ の範囲	$ \eta  < 3$	一樣分布	$0.8 < \eta < 1.1$	一樣分布
$\phi$ の範囲 $[\mathrm{rad}]$	$-\pi < \phi < \pi$	一樣分布	$-\pi < \phi < \pi$	一樣分布

表 3.1: モンテカルロサンプルの詳細

モンテカルロシミュレーションではTGC は設計位置に設置されているため、すべてのチェンバーで設計位置にあることが期待される。

結果は図 3.9、3.10、3.11 に示したようにすべてのチェンバーにおいて z、t、 $\gamma$  が 0 である事が言える。また、それらの典型的な誤差の値は T 方向では 2mm、Z 方向では 4mm、s 軸まわりの回転では 0.7mrad である。これらの値は TGC の典型的な位置分解能の精度である 5mm に比べて同等か小さい。

また、同じサンプルを使用して TGC の検出位置のみを T 方向に 10mm 平行移動 させたとき、T 方向に 10mm 平行移動させたとき、S 軸まわりに 2mrad 回転させた ときについて正しく見積もることができるかを確かめた。検出位置を移動させることは TGC チェンバーを移動させることと同義である。M1、M2、M3 すべてのチェンバーに対して検出位置を同じ量だけに移動させた見積の結果を図 3.12、3.13、3.14

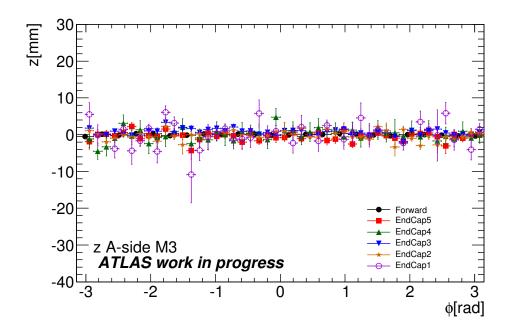


図 3.9: モンテカルロサンプルを使用した際の T 方向の平行移動の  $\phi$  依存性

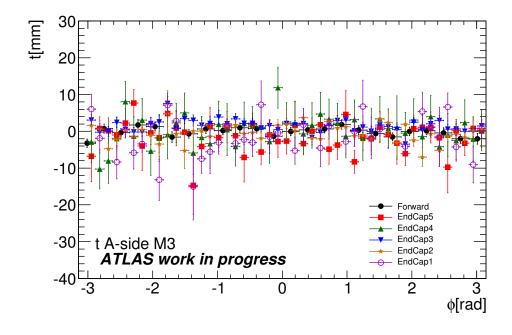


図 3.10: モンテカルサンプルを使用した際のZ方向の平行移動の $\phi$ 依存性

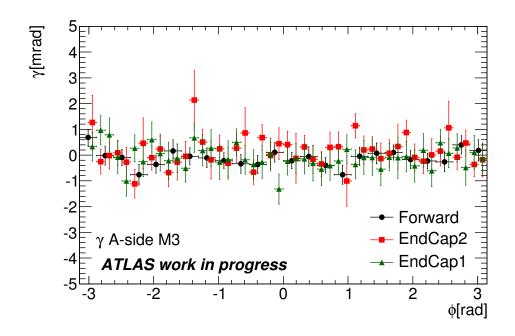


図 3.11: モンテカルサンプルを使用した際の s 軸まわりの回転角の  $\phi$  依存性

に示した。 ここからそれぞれの移動は期待通りに見積もれている事がわかる。また、 誤差についてはその典型的な値が T 方向で 3mm、Z 方向で 4mm、s 軸まわりの回転で 0.6mrad と TGC の位置分解能の精度と同等か小さい値である。

ここから、この手法ではz、tの平行移動と $\gamma$ の回転を要求する精度の範囲内で見積もることができる事を確かめられた。

## 3.4 TGCの設置位置測定

### 3.4.1 データと事象選別

使用したデータは 2010 年に蓄積された重心系エネルギー 7 TeV でのすべての陽子-陽子衝突のデータ  $45 \text{pb}^{-1}$  のデータ量である。

使用する事象については、以下の通りの要求をした。

#### μ 粒子飛跡に対する要求

- $\mu$  粒子飛跡が内部飛跡検出器と  $\mu$  粒子飛跡検出器で再構成されていること
- 内部飛跡検出器において十分に検出されていること (ピクセル検出器の検出点の数  $\geq 1$ 、SCT 検出点の数  $\geq 6$ )

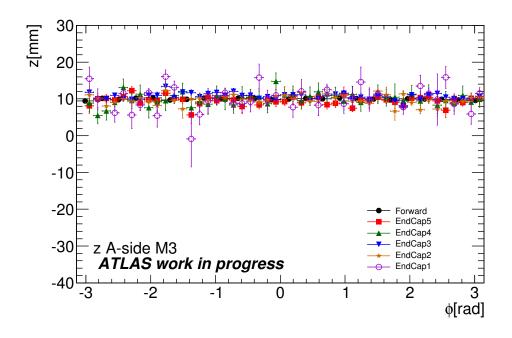


図 3.12: T方向に 10mm 移動した際の T方向の平行移動の  $\phi$  依存性

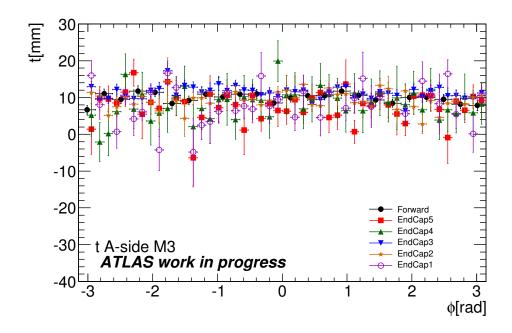


図 3.13: Z 方向に 10mm 移動した際の Z 方向の平行移動の  $\phi$  依存性

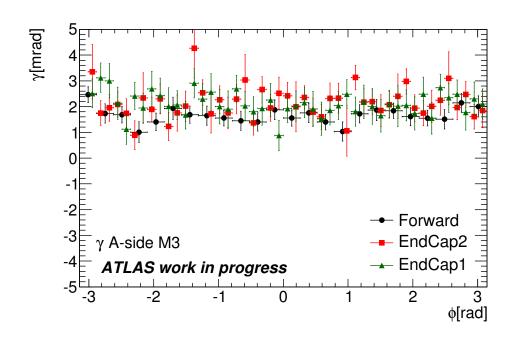


図 3.14: s 軸まわりに 2 mrad 回転した際の s 軸まわりの回転角の  $\phi$  依存性

内部飛跡検出器において  $\mu$  粒子飛跡再構成されたならばピクセル検出器、SCT において検出されていなければならない。TGC が  $1.05<|\eta|<2.5$  の領域にあるために飛跡は少なくとも 3 層のピクセル検出器、8 層の SCT を通過する。ピクセル検出器では少なくとも 1 層では検出され、検出効率が 99% 以上である SCT は少なくとも 6 つの検出点が見込める。

• MDT において十分に検出されていること (MDT の検出点の数  $\geq 10$ )

 $\mu$  粒子飛跡検出器で再構成れるためには 3 組みの MDT もしくは 2 組の MDT と CSC で検出されねばならない。 2 組の MDT には合計 12 層あるため、少なくとも 10 層以上での検出が見込める。

 $\bullet$  TGC のストリップによって検出されていること (TGC ストリップの検出点の数  $\geq 1)$ 

MDT のみでは  $\mu$  粒子の通過した  $\phi$  を測定することが出来ないため、TGC のストリップの検出位置から通過した  $\phi$  を得る。  $\mu$  粒子が通過すれば 6 層ある TGC のストリップのうち少なくとも 1 層での検出がみこめる。

● 縦運動量が 4GeV 以上であること

TGC での検出に対する要求

検出位置が μ 粒子飛跡の近傍にあること

 $\mu$  粒子の通過による信号であれば、 $\mu$  粒子飛跡の近傍に検出位置があるはずである。 ノイズによる背景事象を除くためである。

● ワイヤーでの検出数、ストリップでの検出数が1層の中でそれぞれ1つである こと

ワイヤーと直交するようにストリップが配置されているので TGC での検出位置が唯一決まるためである。

最終的に $8.1 \times 10^7$  本の $\mu$  粒子飛跡が選別された。

#### 3.4.2 動径方向への平行移動

T 方向の平行移動に対する見積の結果を図 3.15 に示した。TGC チェンバー毎の平行移動の度合いを  $40 \text{mm} \sim -40 \text{mm}$  の範囲について色で表してある。

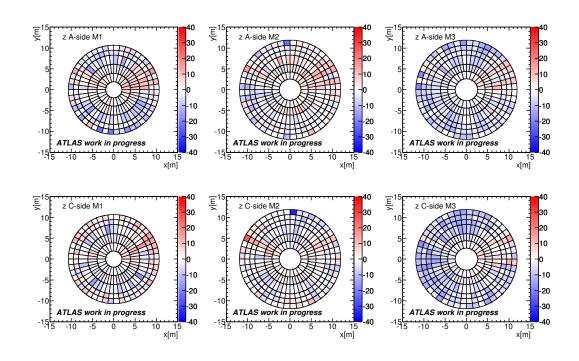


図 3.15: T方向への平行移動の X-Y マップ

また、図  $3.16\sim3.21$  に M1、M2、M3 それぞれのzの平行移動の $\phi$  依存性を示した。縦軸がzの値、横軸が検出器の $\phi$ を表し、下側のチェンバーについては $\phi$ は負である。これらの結果から、T 方向についてはほとんどのチェンバーが  $10\mathrm{mm}$  以内の移動に収まっていることがわかる。また、 $\phi\sim0.5$  あたりに見えるように、同一の $\phi$  にあ

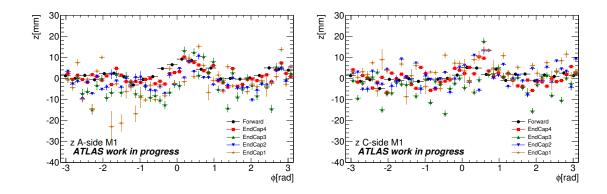


図 3.16: A-side M1 の T 方向への移動の 図 3.17: C-side M1 の T 方向への移動の  $\phi$  依存性  $\phi$  依存性

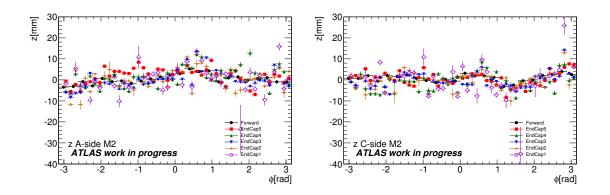


図 3.18: A-side M2 の T 方向への移動の 図 3.19: C-side M2 の T 方向への移動の  $\phi$  依存性  $\phi$  依存性

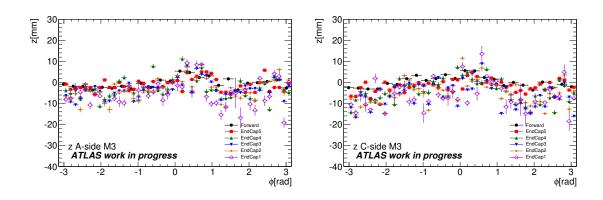


図 3.20: A-side M3 の T 方向への平行移 図 3.21: C-side M3 の T 方向への移動の動の φ 依存性 φ 依存性

るチェンバーは同じ方向に移動していることがわかる。これはTGCがセクター単位が基本的な構造体であるため、この構造によって平行移動が見えると考えられる。

見積もられた平行移動の典型的な精度は 1 mm でるため、TGC チェンバーは T 方向に優位に移動していることが言える。

### 3.4.3 ビーム軸方向への平行移動

Z方向の平行移動に対する見積の結果を図 3.22 に示した。TGC チェンバー毎の平行移動の度合いを  $60 \text{mm} \sim -60 \text{mm}$  の範囲について色で表してある。

また、図  $3.23\sim3.28$  に M1、M2、M3 それぞれの t の平行移動の  $\phi$  依存性を示した。これらの結果から、Z 方向の移動は T 方向に比べて大きく最大で約 40 mm 移動していることがわかる。さらに A-side、C-side それぞれについてそれぞれ特徴的な移動が見られる。図 3.22 もしくは図 3.25、3.25 からは、TGC 全体が傾いて設置されている様子がわかる。上側のチェンバーに比べて下側に設置されているチェンバーが検出器の中心から離れる方向に移動している。TGC は鉛直から  $0.7^\circ$  傾けて設置されているがこの傾け方が不十分であると考えられる。M2、M3 の傾きはおよそ 2 mrad である。

一方、C-side では $\phi$ 方向の依存性はあまり見られないが、ビーム軸に近いチェンバーになるほど t の値が小さくなる。ここから、C-side ではビーム軸に近いチェンバーが検出器の中心方向に移動し、TGC 全体がおわん状になっていると考えられる。

見積もられた典型的な精度は 2mm である。Z 方向の移動はこの精度よりも十分に大きいので、TGC は Z 方向に優位に移動していることが言える。また、TGC の移動は Z 方向の移動が支配的であると言える。

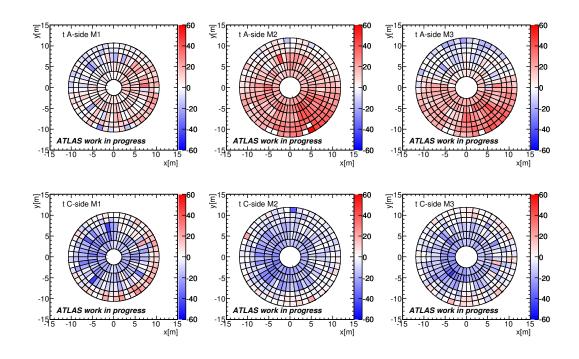


図 3.22: Z 方向への平行移動の X-Y マップ

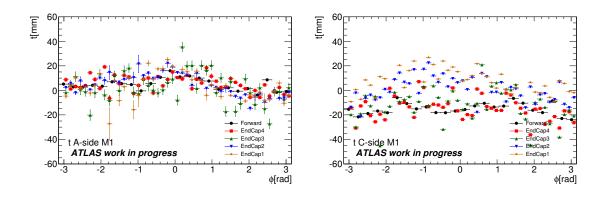
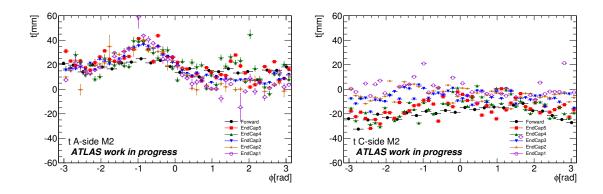


図 3.23: A-side M1 の Z 方向への移動の  $\phi$  図 3.24: C-side M1 の Z 方向への移動の  $\phi$  依存性 依存性



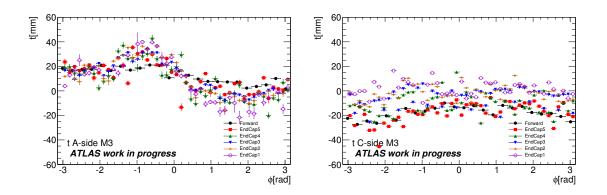


図 3.27: A-side M3 の Z 方向への移動の  $\phi$  図 3.28: C-side M3 の Z 方向への移動の  $\phi$  依存性 依存性

#### 3.4.4 回転

s 軸まわりの回転に対する見積の結果を図 3.29 に示した。TGC チェンバー毎の回転の度合いを  $10mrad \sim -10mrad$  の範囲について色で表してある。

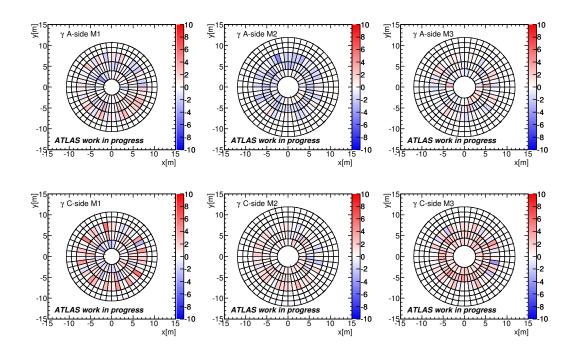


図 3.29: s 軸まわりの回転角の X-Y マップ

s 軸まわりの回転の見積もりはフォワードチェンバーとエンドキャップチェンバーの内側 2 つのみに対して行っている。フォワードチェンバー、内側 2 つのエンドキャップチェンバーは外側に設置されているチェンバーに比べ、T 方向の大きさが約 2 倍あるため、s 軸まわりの回転の効果が現れやすいためである。

また、図  $3.30\sim3.35$  に M1、M2、M3 それぞれの  $\gamma$  の回転の  $\phi$  依存性を示した。 これらの結果から、s 軸まわりの回転角は最大で  $2\mathrm{mrad}$  程度である。A-side と C-side の  $\gamma$  の値を比較すると C-side の方が大きい値になっている。これは Z 方向の平行移動の際にみえていた TGC がお椀状になっていることに起因している。

見積もられた典型的な精度は0.3 mradである。s 軸まわりの回転よりも十分に小さな値であり、回転角を正しく見積もれている。また、s 軸まわりの回転の効果はT 方向、Z 方向の平行移動の効果に比べると小さい。

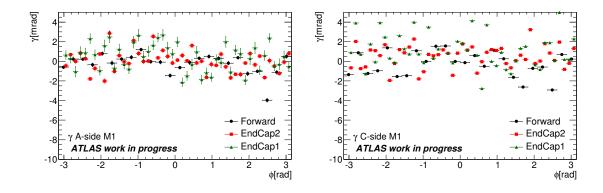


図 3.30: A-side M1  $\sigma$  s 軸まわりの回転角 図 3.31: C-side M1  $\sigma$  s 軸まわりの回転角 の  $\phi$  依存性  $\sigma \phi$  依存性

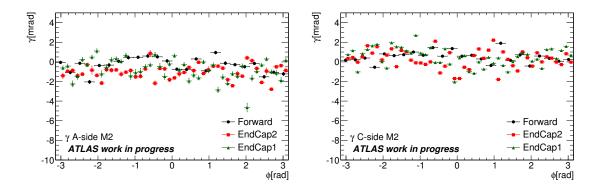


図 3.32: A-side M2 の s 軸まわりの回転角 図 3.33: C-side M2 の s 軸まわりの回転角 の  $\phi$  依存性 の  $\phi$  依存性

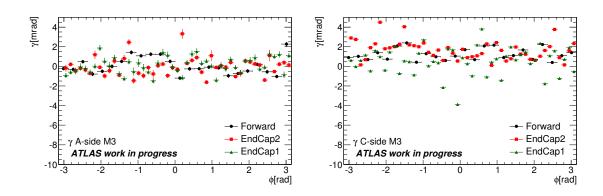


図 3.34: A-side M3  $\sigma$  s 軸まわりの回転角 図 3.35: C-side M3  $\sigma$  s 軸まわりの回転角  $\sigma$   $\phi$  依存性  $\sigma$   $\phi$  依存性

## 3.5 設置位置補正パラメータの確認

TGCの設置位置が正確に測定できており、位置補正が正しく行われることを確認する。以上の結果から TGC の設置位置が求められたので、TGC の検出位置のみを移動させて確認をした。

まず先の方法と同じ様にチェンバー毎にその設置位置を求めた。図  $3.36\sim3.38$  にその T 方向、Z 方向の平行移動と S 軸まわりの回転を見積もった結果を示す。

図 3.15、3.22、3.29 とこれらの図を比較すると、チェンバーのずれが 0 になる方向に動いていることがわかる。また、その典型的な誤差の大きさは T 方向で 1mm、Z 方向で 2mm、s 軸まわりの回転で 0.2mrad である。ここからぞれぞれの移動は誤差の範囲内で 0 になっており、正しい方向に補正をしていることがここからわかる。

さらに残差を位置分解能で割った標準化残差の分布を図  $3.39\sim3.44$  に示した。 期待通りの位置精度分解能であればこの分布の根二乗平均は 1 になる。黄色のヒストグラムが TGC の位置補正を行う前の分布であり、赤色のヒストグラムが TGC の検出位置のみを移動したときの分布である。補正前のヒストグラムでは平均値は  $0.2\sim1$  程度あり、根二乗平均は  $1.2\sim1.5$  程の値を持っていた。補正後のヒストグラムではその平均値は最も大きいところでも  $10^{-2}$  である。一方、典型的な位置分解能が 5mm、測定精度が小さく見積もっても 1mm であるので、ここから標準化残差の精度を求めると 0.2 となり、分布の平均値はこの精度の中で 0 であるといえる。また、根二乗平均も最大で 1.1 程度になっていることから、測定精度の中で、期待される位置分解能を得られた事がわかる。

したがって、本研究では $\mathrm{TGC}$  チェンバーの設置位置を正しく見積もることができ、補正を行うと測定精度の中で期待される位置分解能と検出位置と $\mu$  粒子飛跡の通過位置の一致が見られた。

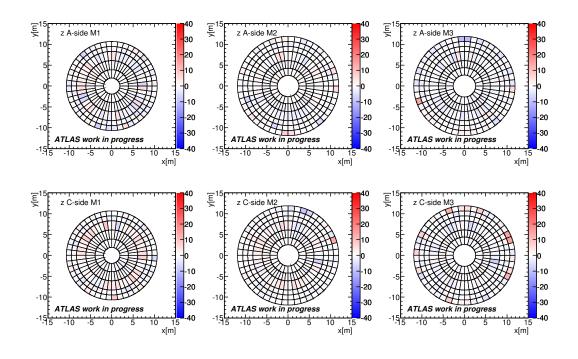


図 3.36: 補正後の T 方向への平行移動の X-Y マップ

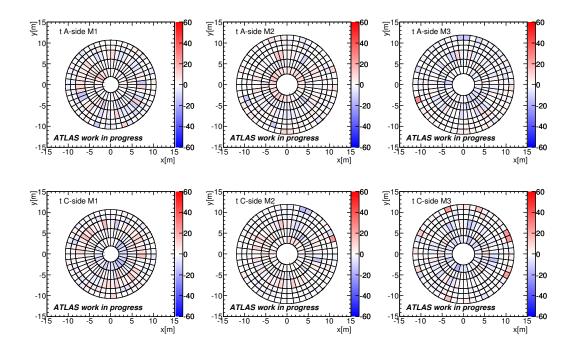


図 3.37: 補正後の Z 方向への平行移動の X-Y マップ

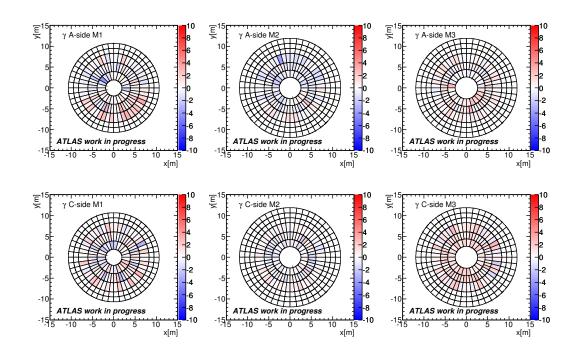


図 3.38: 補正後の s 軸まわりの回転角の X-Y マップ

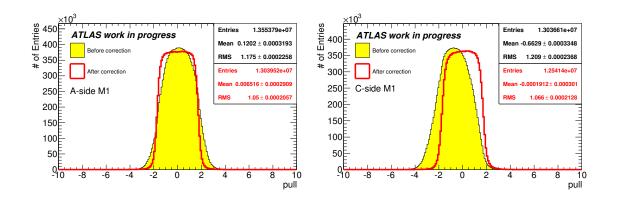


図 3.39: A-side M1 における補正前と補 図 3.40: C-side M1 における補正前と補正 正後の標準化残差分布 後の標準化残差分布

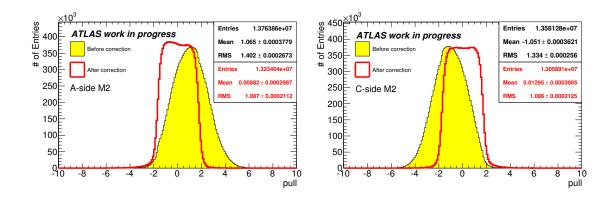


図 3.41: A-side M2 における補正前と補 図 3.42: C-side M2 における補正前と補正 正後の標準化残差分布 後の標準化残差分布

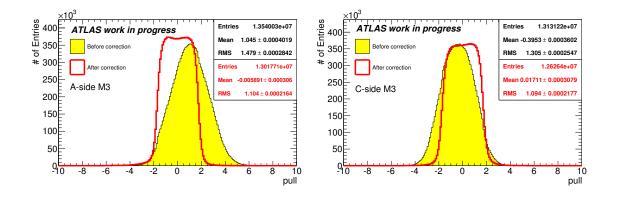


図 3.43: A-side M3 における補正前と補 図 3.44: C-side M3 における補正前と補正 正後の標準化残差分布 後の標準化残差分布

# 第4章 結論

2009 年から開始された LHC-ATLAS 実験では標準理論で唯一未発見であるヒッグス粒子の直接探索を行い、その発見を目指している。世界最高エネルギー  $14 {
m TeV}$ 、最大ルミノシティ $10^{34} {
m cm}^{-2} {
m s}^{-1}$  の陽子-陽子衝突によって生成されたヒッグス粒子を1 億 6 千万チャンネルの ATLAS 検出器を用いて測定する。生成断面積  $50 {
m mb}$  の強い相互作用由来の膨大な背景事象の中から生成断面積  $10^{-2} {
m nb}$  のヒッグス粒子の探索を効率的に行うためには、終状態に  $\mu$  粒子が現れる事象が鍵になる。そのため、私は特に $\mu$  粒子トリガーに注目した。

ATLAS 検出器のエンドキャップ部の  $\mu$  粒子トリガー検出器である TGC は、陽極ワイヤー間隔 1.8mm、陽極-陰極間隔 1.4mm の高速応答ガス検出器である。3588 枚の TGC が 7 層の円盤を構成し、エンドキャップ部の  $\mu$  粒子トリガーを実現する。2.5T の磁場で曲げられた  $\mu$  粒子の通過位置を 7 層の TGC で検出、高速トリガー回路系によって飛跡の曲率を算出し、高運動量の  $\mu$  粒子に対してトリガー信号を発行する。そのためには、TGC7 層の設置位置が TGC の検出精度と同程度に把握されていることが必要不可欠である。本研究では 7TeV 陽子陽子衝突事象由来の  $8.1 \times 10^7$  本の  $\mu$  粒子飛跡を用いて TGC のアライメントを実施した。

 ${
m TGC}$ の動径方向とビーム軸方向の平行移動、動径方向に垂直な軸まわりの回転角を見積もることができる手法を開発した。その手法は、 ${
m TGC}$ の検出位置と  $\mu$  粒子飛跡の外挿点の残差を  ${
m TGC}$ のずれの指標として用いる。残差の平均値とずれは  ${
m TGC}$ への  $\mu$  粒子飛跡の入射角度  $\theta$  と、 ${
m TGC}$  チェンバーの最下端の設計位置を  ${
m T_0}$ 、 ${
m Z_0}$  とすると式 4.1 のように表す事ができる。

$$\langle \Delta \rho \rangle = Z_0 \gamma \tan^2 \theta + (t - T_0 \gamma) \tan \theta - z$$
 (4.1)

式 4.1 より残差の平均値と  $\tan\theta$  の相関関係からこれら 3 方向のずれを見積もることができる。本研究により、TGC の設置位置を動径方向に 1 mm、ビーム軸方向に 2 mm、動径方向に垂直な軸まわりの回転方向に 0.2 mrad の精度で求めることができた。この結果をを元にし、TGC の設置位置の補正を行うことで、標準化残差の分布は測定精度の範囲内でその平均値が 0 となり、 $\mu$  粒子飛跡の通過位置と TGC での検出位置が位置測定精度の範囲内で一致する事が確かめられた。したがって、本研究では TGC の設置位置を位置分解能 5 mm よりも良い精度の 2 mm で求めることがでた。また、一様性については位置分解能の 96% の範囲に広がっていた残差が、6% の範囲に収まるまでに改善した。本研究で得た結果から、トリガー回路の最適化を行うことに

よって、 $\mu$  粒子トリガーの一様性が向上し、ヒッグス粒子の崩壊終状態に現れる高運動量  $\mu$  粒子を確実にトリガーできる事が期待できる。

# 謝辞

名古屋大学の高エネルギー物理学研究室の一員になってから研究室をはじめ様々な方に支えていただきました。深く感謝を申し上げます。

研究室において、様々な場面でたくさんのご指導をくださった飯嶋徹教授、戸本誠准教授、居波賢二准教授、早坂圭司特任准教授、原康二特任助教、宮崎由之特任助教、鈴木一仁特任助教、森隆志氏の方々には研究の面ばかりでなく、人生の先輩としてたくさんのお言葉を頂きました。ここに深く感謝致します。

CERN 研究所での研究では様々な助言をいただきました川本辰男氏、岩崎博行氏、蔵重久弥氏、佐々木修氏、石野雅也氏、織田勧氏、松下崇氏、杉本拓也氏に心から感謝します。また、本研究のスタートから様々にアドバイスをくださった Mr. Christoph Amelung、英語力のない私と根気よくコミュニケーションを取って本研究のサポートと推進をしてくださった Mr. Tiesheng Dai の両氏に深く感謝をいたします。

名古屋大学のATLASチームとして研究に没頭した奥村恭幸氏、高橋悠太氏、長谷川慧氏、Ms. Ljiljana Morvaj、志知秀治氏に心より感謝申し上げます。特に、通算半年ものあいだ奥村氏、高橋氏、長谷川氏との寝食をともにした経験は何事にも代えがたい経験になりました。ありがとうございました。

CERN での研究を通して知り合った、鈴木友氏、早川俊氏、結束晃平氏、東裕也氏、道前武氏、においては研究のみならず、ふだんの生活においても楽しい時間を過ごすことができました。ありがとうございました。

CERN 主体の研究スタイルで今年度はほとんど一緒の研究室で研究ができませんでしたが、同期として苦楽を共にした、有田義宣氏、今村美貴氏、前島亮平氏にも心より感謝します。

# 参考文献

- [1] Detailed performance study of ATLAS endcap muon trigger with beam collision, T Hayakawa JINST **5** C11010 2010
- [2] 筑波大学 山田美帆, 修士論文 Super-LHC 用 p 型シリコンマイクロストリップ センサーの陽子線  $\gamma$  線照射による放射線損傷の評価, 2010
- [3] 名古屋大学 伊藤悠貴, 修士論文 検出効率解析に基づく  $\mu$  粒子検出器の高電圧・閾値電圧の最適化, 2010
- [4] 名古屋大学 岸木俊一, 修士論文 ミュー粒子トリガー検出器における継続的な性 能解析手法の構築, 2010
- [5] 東京大学 金賀史彦, 修士論文 ATLAS 検出器前後方ミューオンシステムのソフトウェアコミッショニング, 2009
- [6] 神戸大学 中塚洋輝, 修士論文 ATLAS 前後方ミューオントリガーのオンライン ソフトウェアの研究, 2009
- [7] G. Aad et al.ATLAS Collaboration, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 S08003 2008
- [8] Lyndon Evans and Philip Bryant, LHC Machine, JINST 3 S08001 2008
- [9] G. Aad *et al.*The ATLAS Collaboration, Expected Performance of the ATLAS Experiment Detector, Trigger and Physics, arXiv:0901.0512 2008
- [10] 名古屋大学 奥村恭幸,修士論文 LHC 実験開始に向けたミュー粒子トリガーシステム統合試運転,2008
- [11] 名古屋大学 高橋悠太,修士論文 大型ハドロン加速器実験用  $\mu$  粒子トリガーシステム統合試運転,2008
- [12] ATLAS Hight-Level Trigger, Data Acquisition and Controls Tequnical Design Report, 2002
- [13] ATLAS Level-1 Trigger Tequnical Design Report, 1998

- [14] Michael Spira and Peter M. Zerwas, Electroweak Symmetry Breaking and Higgs Physics, arXiv:9803257 [hep-ph] 1998.
- [15] ATLAS Muon Spectrometer Tequnical Design Report, 1997