

修 士 学 位 論 文

宇宙線を用いた MicroMEGAS の  
飛跡測定性能の評価

2017 年 2 月 3 日

専 攻 名	物理学専攻
学籍番号	151S111S
氏 名	齊藤大起

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程



## 概要

CERN(欧州原子核機構) で大型陽子・陽子衝突型加速器 LHC (Large Hadron Collider) を用いた ATLAS(A Totoidal LHC ApparatuS) 実験は, 世界最高エネルギーの素粒子実験である。新物理のさらなる探索を行っており, 観測精度を向上するために粒子の衝突頻度を上げていき, 今後 10 年間で  $3000 \text{ fb}^{-1}$  の統計量を貯める予定である。それに伴い検出器も入れ替える必要がある。その一つに現在の SW(Small Wheel) 検出器を取り外し, NSW(New Small Wheel) 検出器を導入する計画がある。NSW は sTGC(small Thin Gap Chamber) と MicroMEGAS(Micro-MESh Gaseous Structure, MM) から構成される。MM はガス検出器の一種であり, 信号の高速読み出しと空間分解能がよいことが特長である。

本研究では MicroMEGAS などの検出器の性能を宇宙線を用いて評価できるシステムを構築した。測定に使うイベントを選択することにより, 評価されるの検出器の検出効率を測定し, また位置分解能  $100 \mu\text{m}$  程度までの分解能を測定できることが確認できた。また, 実際にそれを用いて MicroMEGAS に使用される抵抗膜が異なる検出器の位置分解能性能を評価した。

# 目次

第 1 章	LHC と ATLAS 実験	1
1.1	LHC 加速器	1
1.2	ATLAS 実験の目指す物理	2
	ヒッグス粒子の生成過程	2
	ヒッグス粒子の崩壊過程	4
1.3	ATLAS 検出器	5
	1.3.1 内部飛跡検出器	5
	1.3.2 カロリメーター	8
	1.3.3 ミューオンスペクトロメータ	8
	1.3.4 マグネットシステム	10
1.4	トリガーシステム	11
	1.4.1 トリガーシステムの全体像	11
	1.4.2 レベル 1 トリガー	12
	1.4.3 ハイレベルトリガー	12
第 2 章	NSW 計画	13
2.1	NSW 計画	13
	2.1.1 検出器の性能の低下	13
	2.1.2 フェイクトリガーの増加	14
	2.1.3 NSW の検出器への要求性能	15
	2.1.4 NSW の構造	15
第 3 章	MicroMEGAS 検出器	17
3.1	ガス検出器	17
3.2	MicroMEGAS 検出器	18
	3.2.1 基本構造と動作原理	18
	3.2.2 ATLAS MicroMEGAS	18
	3.2.3 神戸大学での MM 試作機	20
	3.2.4 本論文の目的	20
第 4 章	宇宙線テストベンチ	23
4.1	宇宙線テストベンチ	23
	4.1.1 宇宙線テストベンチとその目的	23
	4.1.2 検出器を設置する架台	23

4.1.3	データ取得システム	23
4.1.4	MicroMEGAS の信号	25
4.1.5	変数の定義	25
4.2	宇宙線テストベンチによる位置分解能測定	26
4.2.1	位置分解能測定の原理	26
4.2.2	テストベンチの構造	27
4.2.3	ストリップ型 MicroMEGAS の位置測定	27
	重心法	29
	combined 法	29
4.2.4	測定結果	31
4.2.5	位置分解能測定性能の改良	33
	装置の歪みによる位置分解能の悪化	33
	多重散乱による位置分解能の悪化	33
第 5 章	テストベンチを用いた試験	38
5.1	抵抗膜の種類による位置分解能の違い	38
5.2	検出効率	40
第 6 章	まとめ	42
第 7 章	略語一覧	43
	謝辞	44
	参考文献	45

## 第1章

# LHC と ATLAS 実験

### 1.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) は、スイス・ジュネーブ郊外に位置する欧州原子核研究機構 (CERN) の地下約 100 m に建設された世界最大のハドロン衝突型加速器である。LHC 加速器は円周約 27 km におよぶ。 $1 \times 10^{11}$  個ずつバンチ化された陽子ビームを正面衝突させることで、高エネルギーの素粒子反応を起こしている。陽子バンチは図 1.2 のように、前段加速器 (LINAC2, PS Booster, PS, SPS) の各加速器を用いて徐々に加速され、LHC に入射される。LHC に入射された陽子は、超電導磁石により形成される磁場により円軌道を描きながら加速していき、衝突点で衝突する。ビームの衝突点は 4 カ所あり、それぞれ ATLAS, CMS, ALICE, LHCb の実験が行われている。ATLAS 実験と CMS 実験は、陽子-陽子衝突により発生する粒子を解析することにより、標準模型の精密測定、超対称性粒子など標準物理を超える新しい物理の探索を目的として行っている。ALICE 実験は、重イオン衝突に特化した実験であり、陽子の 200 倍以上の質量を持つ鉛原子核同士を高エネルギーで衝突させてビクバン直後の状態を作り出すことで、クォーク・グルーオンプラズマ (QGP) の解明を目指している。一方 LHCb 実験は B メソンの崩壊時に CP 対称性の破れを観測することで、標準模型の精密測定や標準模型を超える物理の探索を目的としている。このように LHC では、目的が異なる複数の実験が並行して行われている。

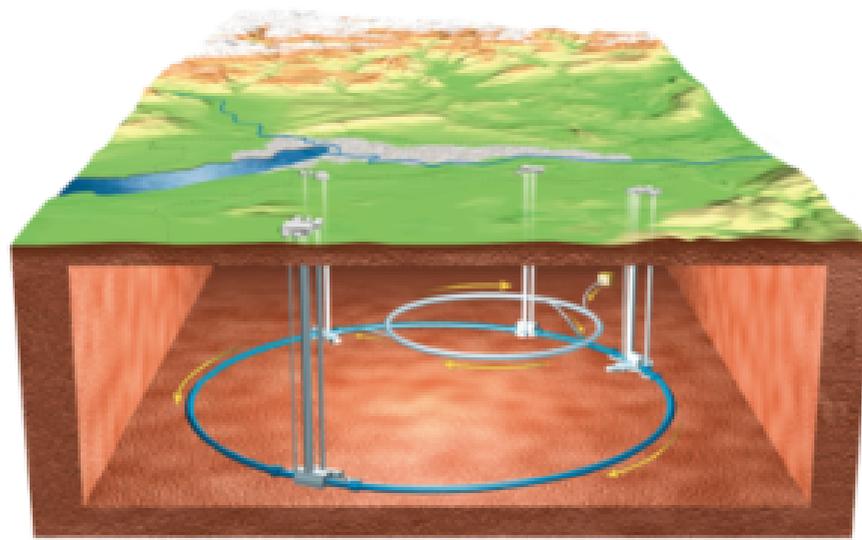


図 1.1 LHC の外観 [1]

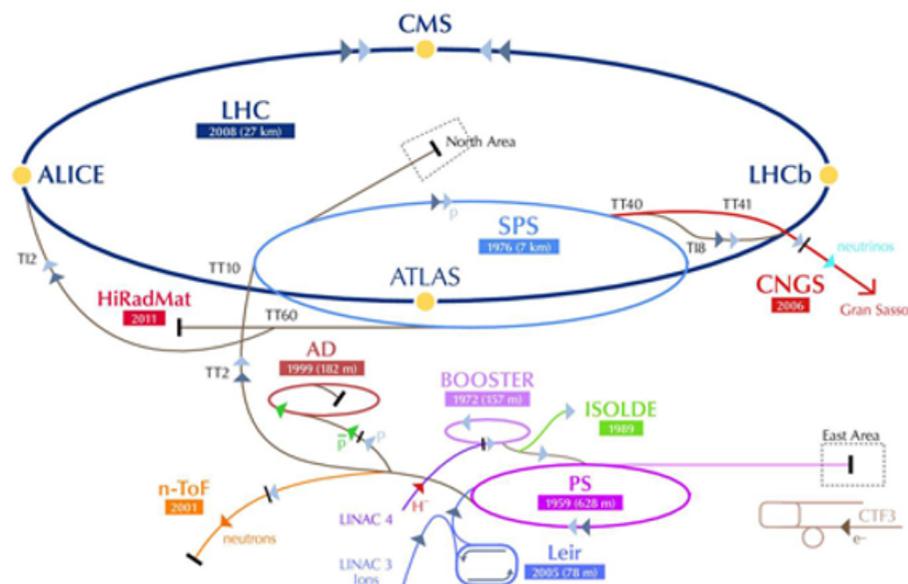


図 1.2 LHC とその前段加速器 [2]

## 1.2 ATLAS 実験の目指す物理

ATLAS 実験の主な目的は、未発見であったヒッグス粒子や標準模型を超えた超対称性粒子などの新物理の探索である。ヒッグス粒子は Run1 で 2012 年 7 月に約  $5\sigma$  の統計的有意さをもって発見された。図 1.3 はヒッグス粒子が 2 つの光子に崩壊する過程において再構成した不変質量の分布図である。ヒッグスの質量は  $125\text{GeV}$  付近であることがわかる。Run2 以降ではその結合定数などのパラメータの精密測定が行われ、標準模型では説明できない暗黒物質などの問題を解決する糸口を見つけることを目指す。以下にヒッグス粒子探索について簡単に述べる。

### ヒッグス粒子の生成過程

#### (a) $gg \rightarrow H$ (gluon fusion)

グルーオン同士がトップクォークやボトムクォークなど重いクォークのループを介して生成される過程。LHC では最も生成断面積が大きい、他に運動量の高い粒子が発生しないため背景事象と区別するのが難しい。

#### (b) $qq \rightarrow qqH$ (vector boson fusion)

クォークから放出されたベクターボゾンから生成される過程。2 番目に生成断面積が大きく、終状態に 2 つのジェットを伴うので背景事象と区別しやすい。

#### (c) $\bar{q}q \rightarrow (W/Z)H$ (associated production with W/Z vector bosons)

粒子・反粒子の対消滅により生じたベクターボゾンから生成される過程。W/Z がレプトンに崩壊した場合、事象選別が容易である。

#### (d) $gg \rightarrow t\bar{t}H$ (associated production with top quarks)

グルーオンから対生成によりトップクォークから生成される過程。終状態に含まれるトップクォークはボトムクォークと W に崩壊するが、背景事象が非常に多く、生成断面積も小さいことから事象選別が非常に難しい。

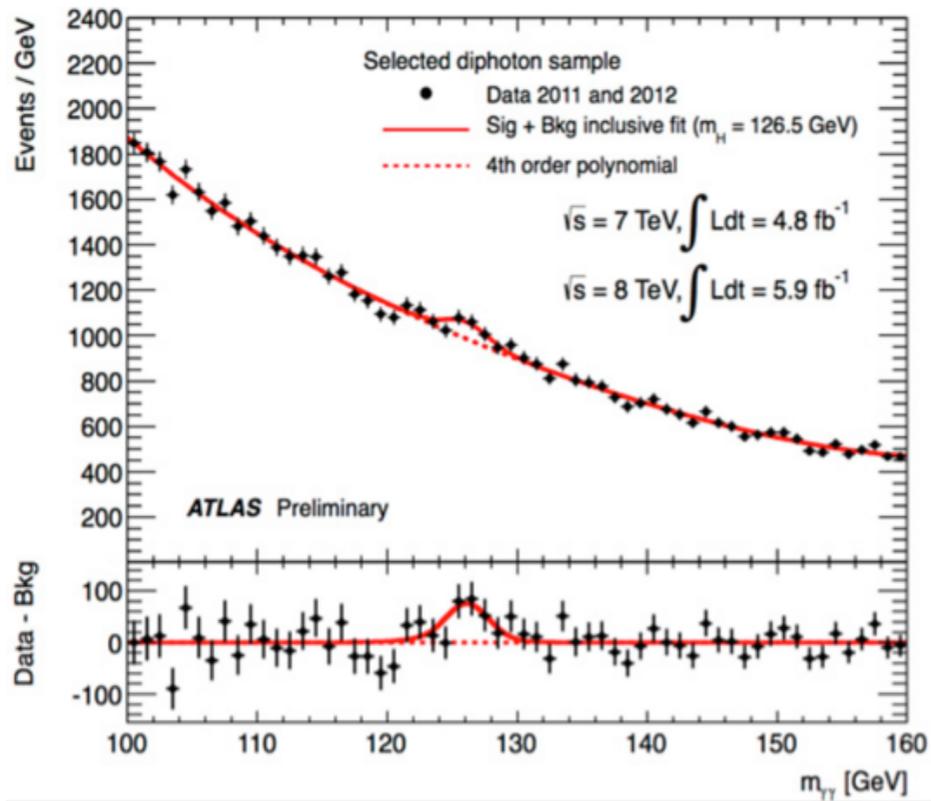


図 1.3 2光子チャンネルの不変質量分布図 [3] : スムーズな点線は既知の過程によるバックグラウンドであり, 実線は信号とバックグラウンドを足してフィットした結果である。

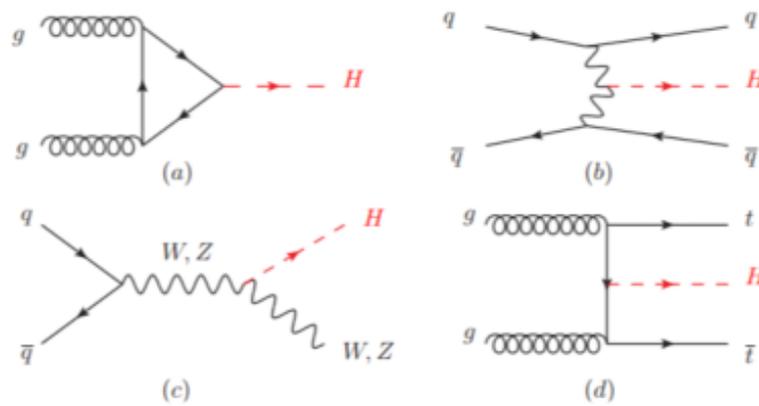


図 1.4 主なヒッグス粒子の生成過程のダイアグラム [3]

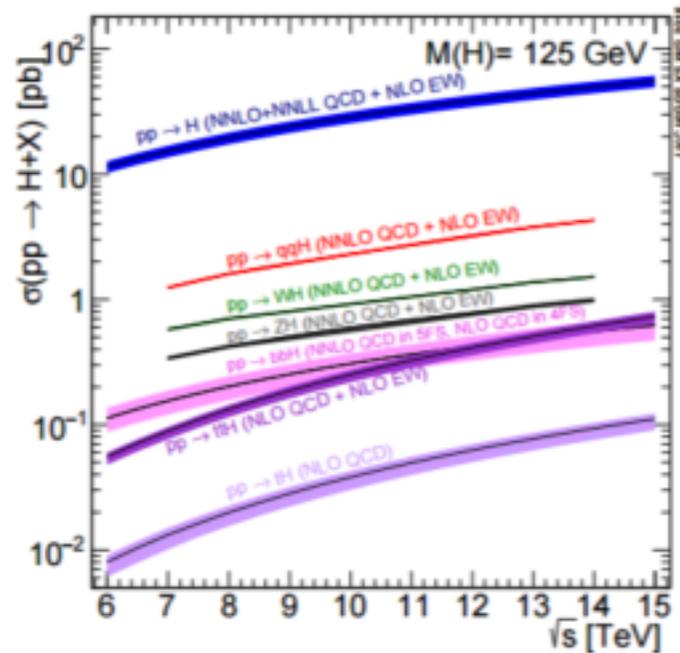


図 1.5 陽子陽子衝突における重心系エネルギーの関数で表したヒッグス粒子の生成断面積 [3]

### ヒッグス粒子の崩壊過程

ヒッグス粒子の主な崩壊過程を以下に示す。図 1.6 に崩壊分岐比のグラフを示す。

#### (a) $H \rightarrow \gamma\gamma$

ヒッグス粒子が 2 つの光子に崩壊する過程。崩壊分岐比は小さいが、光子のエネルギーが精度よく測れるため、不変質量を組むと図 1.3 のように鋭いピークが見える。

#### (b) $H \rightarrow Z^*Z \rightarrow 4l$

ヒッグス粒子が 2 つの  $Z$  に崩壊し、それぞれ 2 つのレプトンに崩壊する過程。終状態の 4 つのレプトンを全て捉えることができるため、ヒッグスの質量測定に有用である。

#### (c) $H \rightarrow W^*W \rightarrow l\nu l\nu$

ヒッグス粒子が 2 つの  $W$  に崩壊し、それぞれレプトンとニュートリノに崩壊する過程。終状態にニュートリノが含まれるため質量測定は困難だが、ヒッグス粒子のゲージボソンの結合定数の測定に有用である。

#### (d) $H \rightarrow \tau\tau$

ヒッグス粒子が 2 つの  $\tau$  に崩壊する過程。湯川結合の測定に有用である。

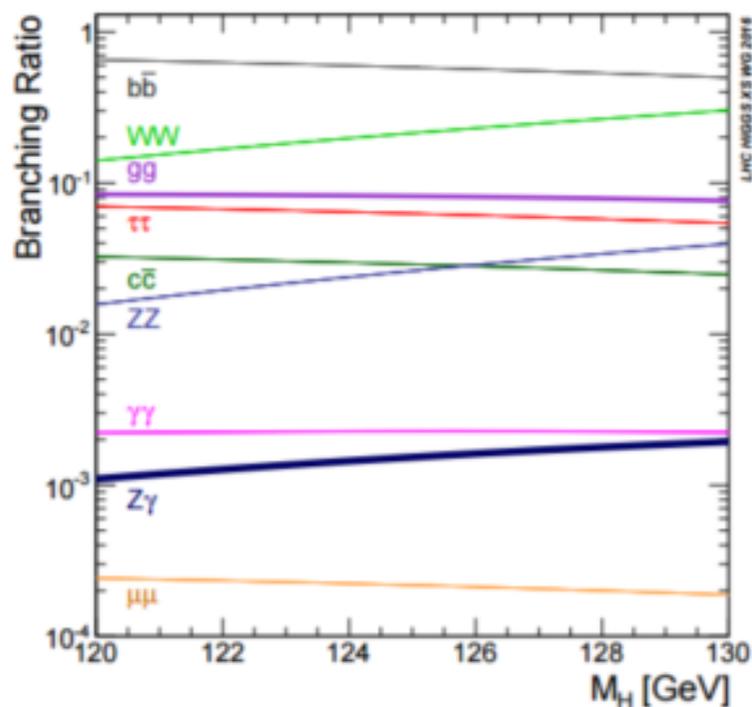


図 1.6 ヒッグス粒子の主な崩壊分岐比 [3]

### 1.3 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は LHC の衝突で生成された粒子を検出するために建設された、直径 25m, 全長 44m, 総重量 7000t の円筒型の大型汎用粒子検出器である。衝突点から近い順に、内部飛跡検出器、カロリメータ、ミューオンスペクトロメータ、マグネットで構成されている。図 1.7 に全体図を示す。

ATLAS 実験で使われる座標系は図 1.8 のように、ビームの衝突点を中心にビームの方向を z 軸, LHC リングの中心に向かう方向を x 軸, これらと垂直上向きに y 軸が定義されている。また、ビーム軸に垂直な方向に  $R$  座標 ( $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ ) を, ビーム軸に垂直な平面の方位角に  $\phi$  をとった円筒座標系が使われる。

また、粒子が放出される方向を表すパラメータとして、擬ラピディティ  $\eta$  ( $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ ) が定義される。生成される粒子の散乱断面積は  $\eta$  に対して一定になるため、このパラメータがよく用いられる。また  $\eta$  の領域を応じて ( $|\eta| < 1.0$ ) の ATLAS 検出器の側面部をバレル部, ( $|\eta| > 1.0$ ) の底面部をエンドキャップ部と呼ぶ。エンドキャップ部はさらにエンドキャップ領域 ( $1.0 < |\eta| < 1.9$ ) とフォワード領域 ( $|\eta| > 1.9$ ) に分かれる。

#### 1.3.1 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あり、主に粒子飛跡の再構成を行う検出器である。内側からピクセル検出器, シリコン検出器 (SCT), 遷移輻射飛跡検出器 (TRT) で構成される。図 1.9 に全体図を示す。内部飛跡検出器は、外側のソレノイドコイルにより 2T の磁場がかけられており、荷電粒子の飛跡および発生点を再構成し、横運動量  $p_T$  を測定する。

##### ピクセル検出器

ピクセル検出器はシリコンピクセルを用いた高精度の位置検出器である。1つのピクセルの大きさは  $50 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  であり、読み出しのチャンネル数は約 8000 万となっている。位置分解能

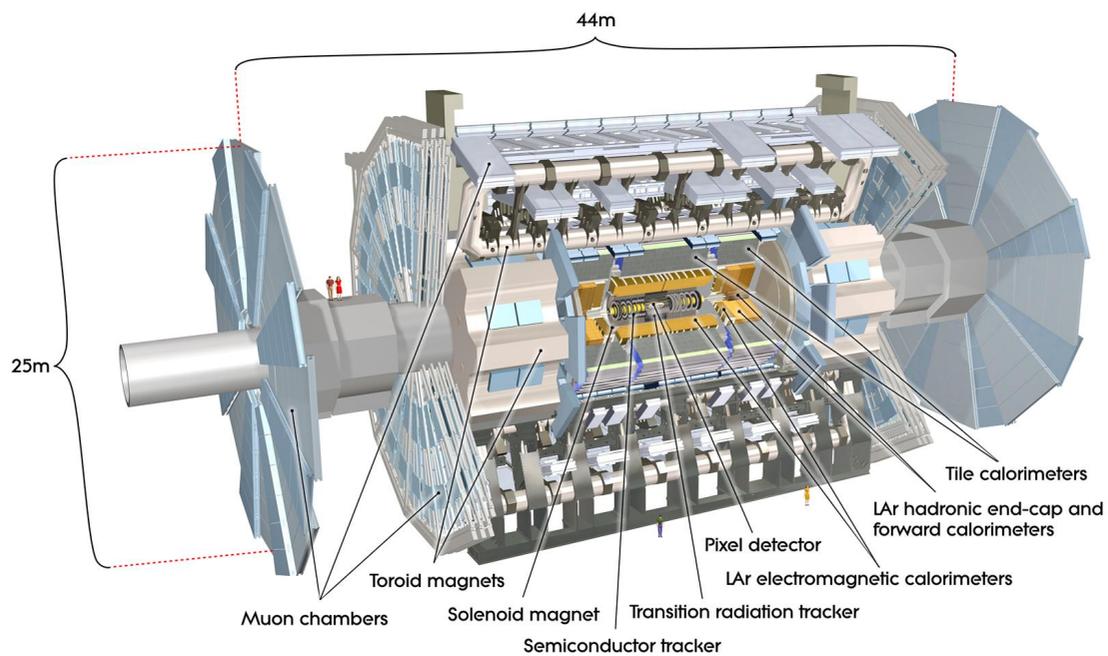


図 1.7 ATLAS 検出器 [1]

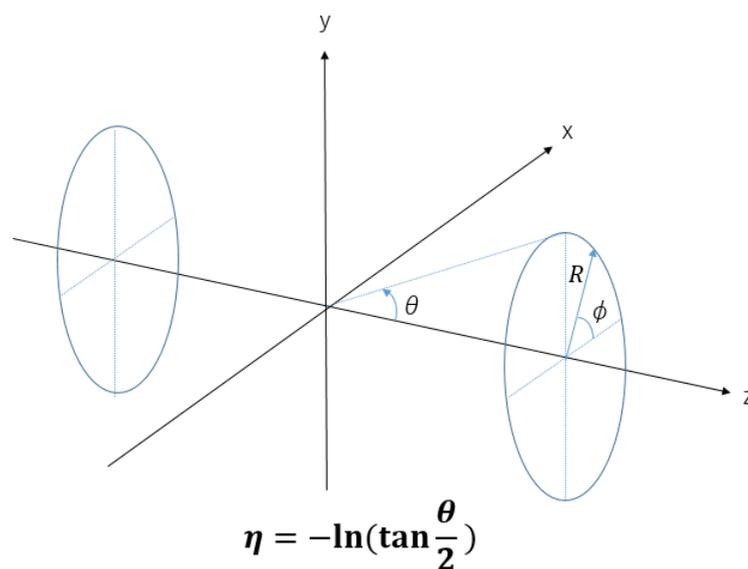


図 1.8 ATLAS の座標系

はバレル領域で  $10 \mu\text{m}$ ( $R - \phi$  方向),  $115 \mu\text{m}$ ( $z$  方向) である。

#### シリコン検出器 (SCT)

シリコン検出器はシリコンストリップを  $80 \mu\text{m}$  間隔で並べた半導体検出器である。近傍に置かれている 2 層のストリップの向きに  $\pm 20 \text{ mrad}$  の角度をつけることで、2 次元での位置読み出しを可能にしている。位置分解能はバレル領域で  $17 \mu\text{m}$ ( $R - \phi$  方向),  $580 \mu\text{m}$ ( $z$  方向) である。

#### 遷移放射飛跡検出器 (TRT)

遷移放射飛跡検出器は多数の直径  $4 \text{ mm}$  のストローチューブからなる検出器である。 $|\eta| < 2.0$  の領域をカバーし、 $R - \phi$  方向の情報のみ与える。1 つのチューブの位置分解能は  $130 \mu\text{m}$  であり、遷移放射を使うことで粒子識別も可能である。遷移放射は相対論的な荷電粒子が誘電率の異なる

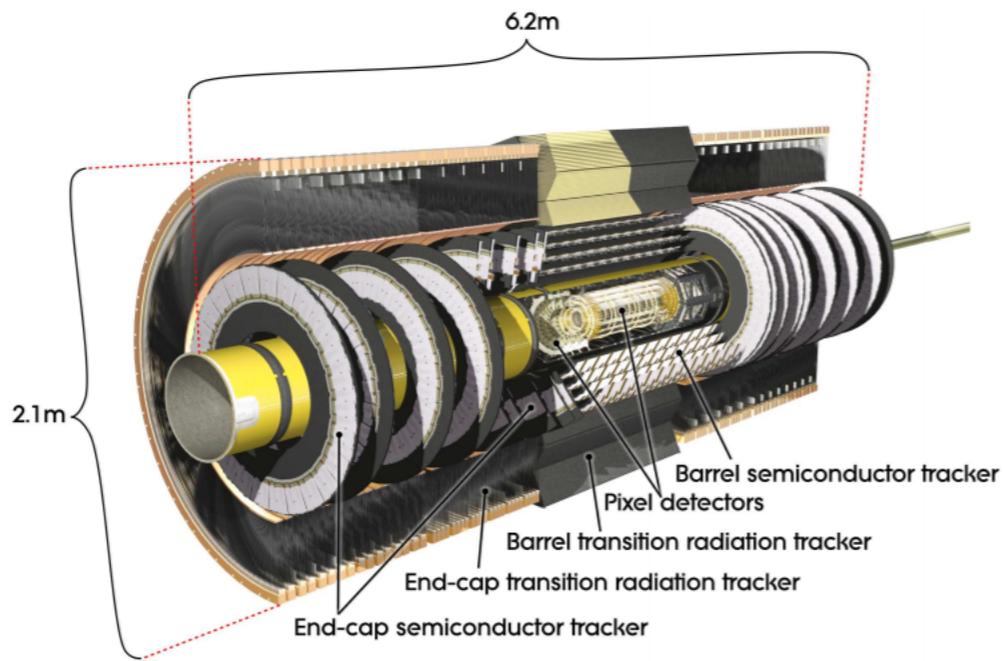


図 1.9 内部飛跡検出器 [4]

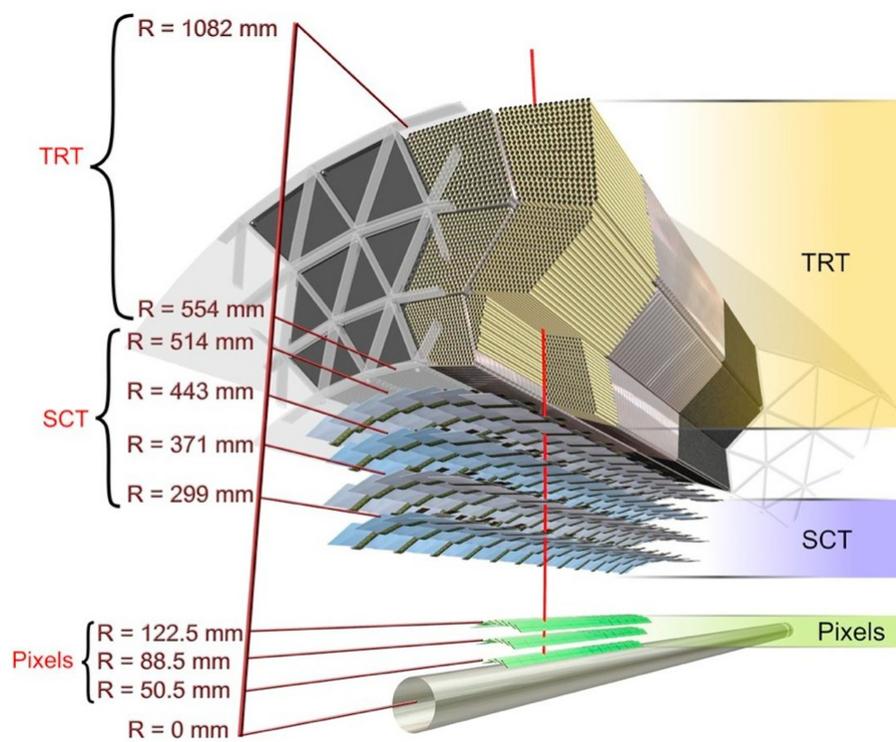


図 1.10 内部飛跡検出器の拡大図 [4]

物質を通過する際の電磁放射であり、この時に放出される光子のエネルギーは数 keV ~ 十数 keV で強度はローレンツ因子  $\gamma$  に比例する。この性質を用いて  $\gamma$  の大きな粒子の識別ができる。

### 1.3.2 カロリメーター

カロリメーターの全体図を図 1.11 に示す。カロリメーターは  $|\eta| < 4.9$  の領域をカバーし、電子や光子の精密測定に適している電磁カロリメーターと、ジェットの再構成に使われるハドロンカロリメーターからなる。

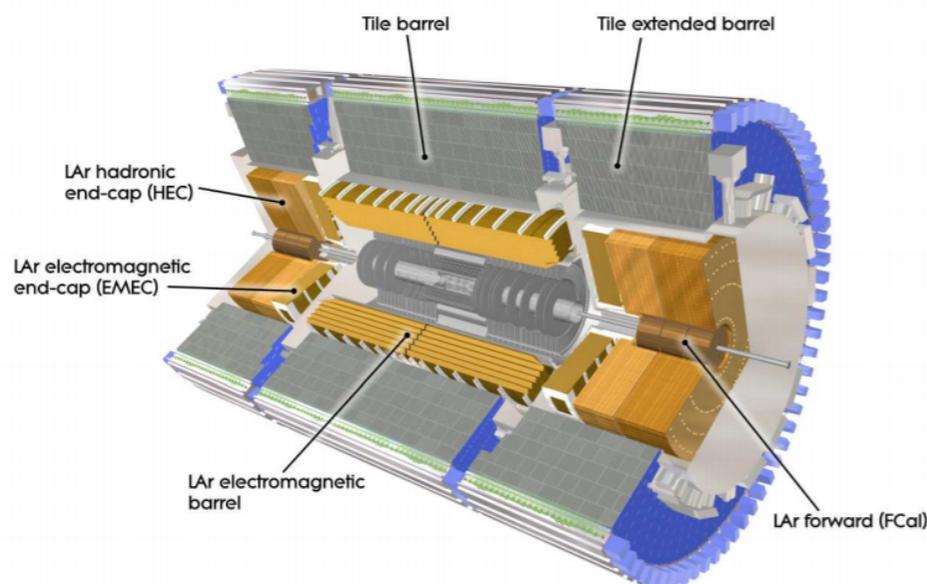


図 1.11 カロリメーター [4]

#### 電磁カロリメーター

電磁カロリメーターはバレル領域 ( $|\eta| < 1.465$ ) と両端のエンドキャップ領域 ( $1.375 < |\eta| < 3.2$ ) に分かれている。吸収体である鉛と液体アルゴンを用いたサンプリング型カロリメーターで、 $\phi$  方向の不感領域を無くするためアコーディオン構造をしている。

#### ハドロンカロリメーター

電磁カロリメーターの外側にあり、バレル領域 ( $|\eta| < 1.7$ ) は吸収層として鉄が検出層としてシンチレータのタイルからなる。エンドキャップ領域 ( $1.7 < |\eta| < 3.2$ ) は吸収体として銅と液体アルゴンの検出層からなる。

### 1.3.3 ミューオンスペクトロメーター

図 2.4 にミューオンスペクトロメーターの断面図を示す。ミューオンは寿命が  $2.2 \mu\text{s}$  と長く、質量も電子の約 200 倍あるため、物質を透過する能力が高くカロリメーターで止まらず通過する。このためミューオンスペクトロメーターは ATLAS 検出器の中で最も外側にある。

ミューオンを磁場により曲げることにより横運動量  $p_T$  の測定を行う。ミューオンスペクトロメーターには位置の精密測定を行う MDT(Monitored Drift Tube) , CSC(Cathod Strip Chamber) とトリガーの発行を

行う RPC(Resistive Plate Chamber), TGC(Thin Gap Chamber) の4種類がある。

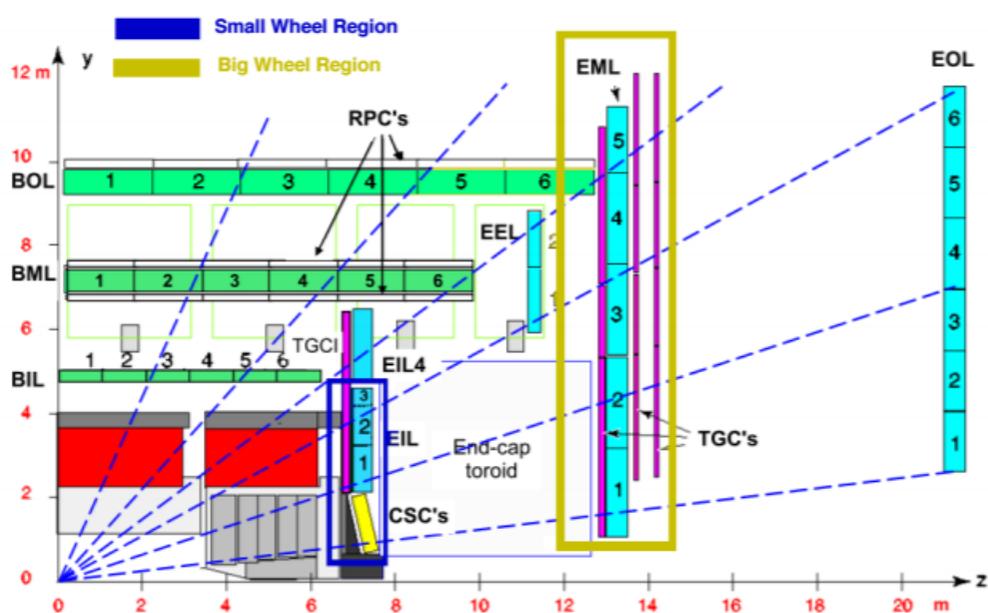


図 1.12 ミューオンスペクトロメータの  $yz$  平面の断面図 [4]

## MDT

MDT の構造を図 1.13 に示す。直径 3mm の Al のドリフトチューブが何層も重なっている。Ar : CO<sub>2</sub> = 93:7 が 3bar の圧力で封入されており、印加電圧は 3080 V である。各チューブの位置分解能は 80  $\mu\text{m}$  程度である。積層された 3 層のチューブのヒット情報により、飛跡を構成することにより、35  $\mu\text{m}$  という高い位置分解能をもつ。

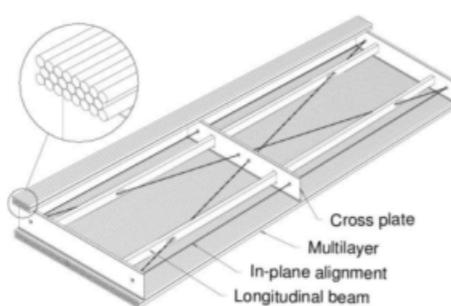


図 1.13 MDT の構造 [4]

## CSC

CSC の構造を図 1.14 に示す。CSC はカソード読み出しの MWPC (Multi Wire Proportional Chamber) であり、30  $\mu\text{m}$  のワイヤーが 2.5 mm 間隔に張ってある。MDT のヒットレートの上限值 150 Hz/cm<sup>2</sup> を超える領域で使用される。カバーする領域は  $2.0 < |\eta| < 2.7$  である。CSC のヒットレートの上限值は 1000 Hz/cm<sup>2</sup> で、使用される領域におけるヒットレートに Run2 の衝突頻度では十分な耐性をもつ。位置分解能は  $R$  方向が 40  $\mu\text{m}$  で  $\phi$  方向が 5 mm 程度である。

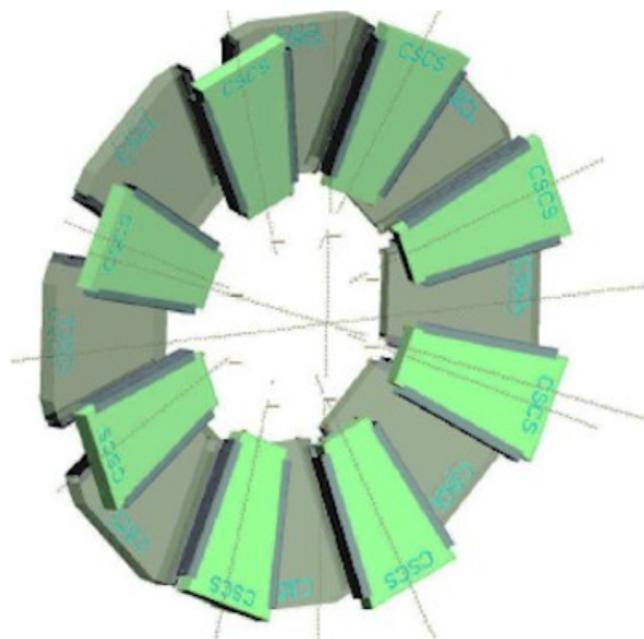


図 1.14 CSC の構造 [4]

**RPC**

バレル領域 ( $|\eta| < 1.05$ ) におけるトリガーの発行を担う検出器である。検出効率が高く、時間分解能も約 1.5 ns と優れているが、位置分解能は  $\phi$  方向と R 方向は 5-10 mm くらいと MDT より低い。

**TGC**

エンドキャップ領域 ( $1.05 < |\eta| < 2.7$ ) におけるトリガーの発行を行う。ガス層が 2.8mm の MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) であり、アノードワイヤーとカソードストリップの 2次元読み出しが可能である。検出効率は 99% 以上である。位置分解能は  $\phi$  方向が 3-7 mm, z 方向は 2-6 mm くらいと低いが、読みだしが 4 ns と速いのでトリガーとして使われている。

**1.3.4 マグネットシステム**

粒子の横運動量を測定するため、荷電粒子を曲げることを目的に設置されている。ソレノイド磁石とトロイド磁石の 2種類の電磁石がある。

**ソレノイド磁石**

内部飛跡検出器を電磁カロリメーターの間にあり、内部飛跡検出器に 2T の磁場を与える。ビーム軸方向の長さが 5.3 m, 外径 2.56 m の円筒型磁石である。カロリメーターの内側にあるので、ここでのエネルギー損失をできるだけ少なくするため、厚さを薄くして物質量を減らしている。

**トロイド磁石**

バレル領域とエンドキャップ領域にそれぞれ設置されている。どちらもミューオンの運動量を測定するための磁場を発生させている。磁場はバレル領域に 0.5 T, エンドキャップ領域に 1 T をかけている。

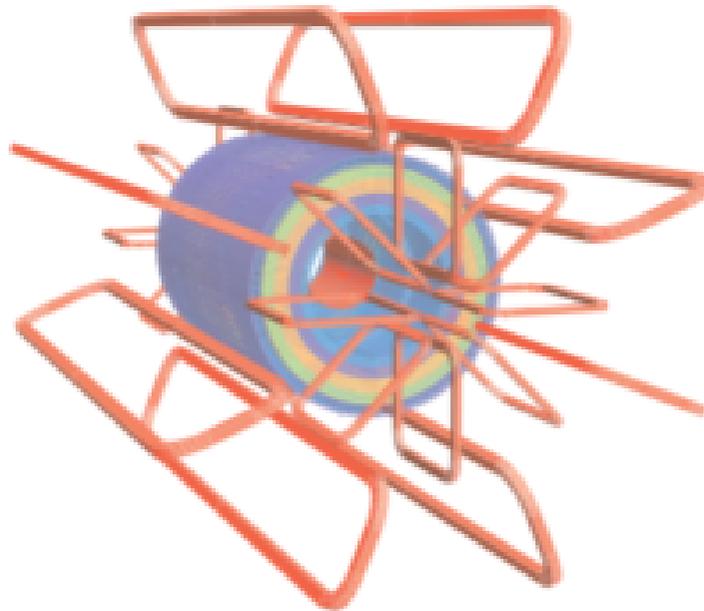


図 1.15 マグネットのレイアウト [4]: 内側に円筒形のソレノイド磁石, 外側にトロイド磁石が配置されている。

## 1.4 トリガーシステム

LHC では 400 MHz という非常に高い衝突頻度であるので, そのすべてを記録することは, データの収集速度や記録容量の制限から不可能である。そのため物理的に重要と思われる事象のみを記録するトリガーシステムを採られている。

### 1.4.1 トリガーシステムの全体像

図 4.2 にトリガーシステムの全体像を示す。トリガーシステムには大きく分けて, ハードウェアで高速処理を行うレベル 1 トリガー (L1) と, ソフトウェアを用いてより正確に事象選別を行うハイレベルトリガー (HLT) の 2 段階に分けられる。

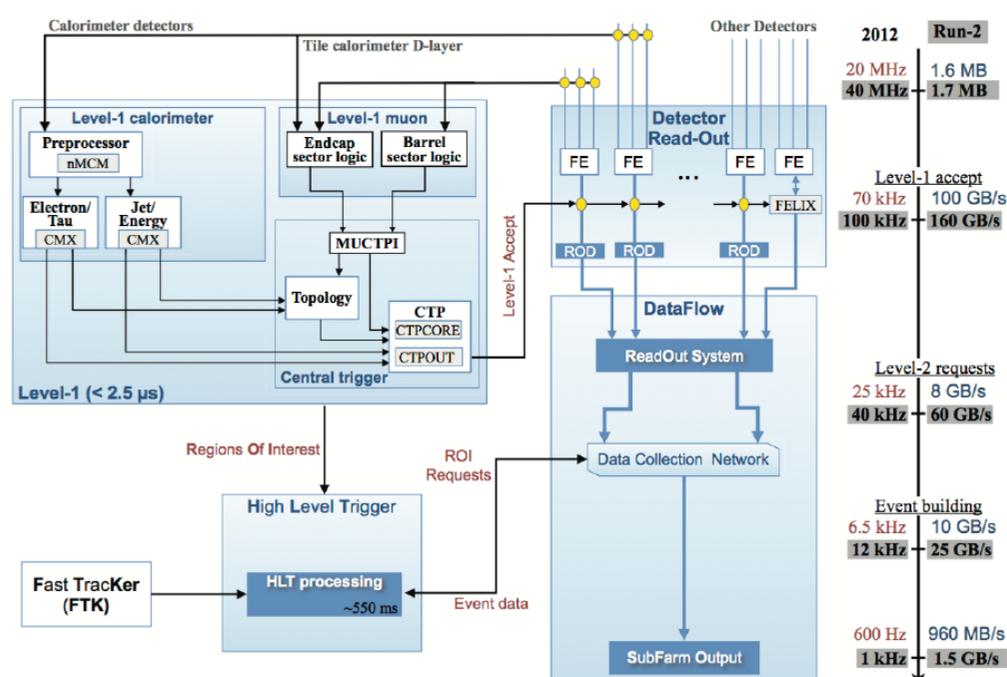


図 1.16 ATLAS 実験のトリガーシステム [5]

### 1.4.2 レベル 1 トリガー

L1 では、ハードウェアの情報を用いて事象選別を行うため、非常に高速に  $2.5 \mu\text{s}$  以内で処理を行う。エネルギーや運動量、位置情報から信号が観測された領域 (RoI, Region of Interest) を決定する。40 MHz のバンチ衝突で起こる事象を 100 kHz 程度まで落とす。L1 をクリアした事象は HLT に送られる。

### 1.4.3 ハイレベルトリガー

HLT はレベル 2 トリガー (L2) と Event Filter(EF) に分けられる。L2 では、時間の制約があるため L1 により決定された RoI の周辺領域に絞ってトリガー判定を行い、処理速度を高速化させている。そのあとの EF は、オフライン解析と同等のアルゴリズムを用いて、より精度よく事象選別を行い情報を記録するか最終決定を下す。最終的に HLT ではトリガーレートを約 1 kHz まで落とす。

## 第2章

# NSW 計画

### 2.1 NSW 計画

LHC-ATLAS 実験では新物理の探索やさらなる標準模型の精密測定を目指す予定である。そのためには高いエネルギーで衝突の統計量を増やす必要がある。LHC アップグレードでは図 2.3 のように段階的に重心系エネルギーや瞬間ルミノシティを上げていく。2010 年に開始された Run1(重心系エネルギー: 8 TeV, 瞬間ルミノシティ:  $6 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) は 2012 年まで行われ, LS1(Long Shutdown 1) を経て 2015 年 6 月より現在 Run2(重心系エネルギー: 13-14 TeV, 瞬間ルミノシティ:  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  以上) の運転が行われている。今後も段階的にルミノシティを上げていき Run4(High-Luminosity LHC, HL-LHC) では  $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  に上げる。しかし検出器の設計値は  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  であり, それ以上ルミノシティが上がれば検出器の性能が低下する可能性が高い。主な問題点は以下の 2 つである。

#### 2.1.1 検出器の性能の低下

瞬間ルミノシティが上がれば Level-1 ミューオントリガーのレートが増加する。それにより検出器の検出効率や位置分解能の性能が低下する。特に MDT は不感時間が 800 ns と長いためレート耐性が低く, 図 2.1 のように瞬間ルミノシティが上がればそれに比例して検出効率が下がっていき, LHC の設計値である  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  では MDT チューブ一本あたりの検出効率は 65 % まで低下する。

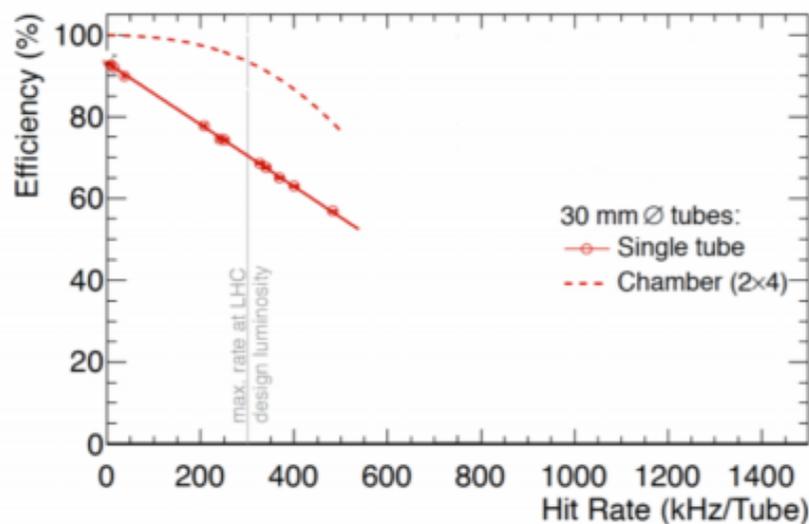


図 2.1 MDT の検出効率 [6]: 灰色の線の design luminosity は  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 。

### 2.1.2 フェイクトリガーの増加

Level-1でのミュオントリガーはTGCでのトラックセグメント情報に基づいて行われる。しかし、主にSWと電磁カロリメータの間の物質で生成された陽子などの粒子がエンドキャップ領域を $p_T$ が高いミュオンと同じような角度でヒットすると、高い運動量のミュオンに由来しない、いわゆるフェイクトリガーとなる。実際に2012年に取得したのデータではエンドキャップ領域では90%のミュオントリガーがバックグラウンド由来であった。また2015年から行われているRun2では、Level-1のミュオントリガーの割合はバレル領域に比べてエンドキャップ領域は2~3倍高い。LHCのアップグレードによりルミノシティがさらに上がれば $p_T$  閾値 20 GeV に維持したままだとレートが60 kHz/cm<sup>2</sup> くらいになると予想され、許容量である20 kHz/cm<sup>2</sup> を越えてしまう。 $p_T$  閾値を40 GeV にすれば29 kHz/cm<sup>2</sup> に抑えられるが、ヒッグス粒子の崩壊モデルの多くは20-25 GeV のシングルレプトンをトリガーにしているので、 $p_T$  閾値を上げることは難しい。

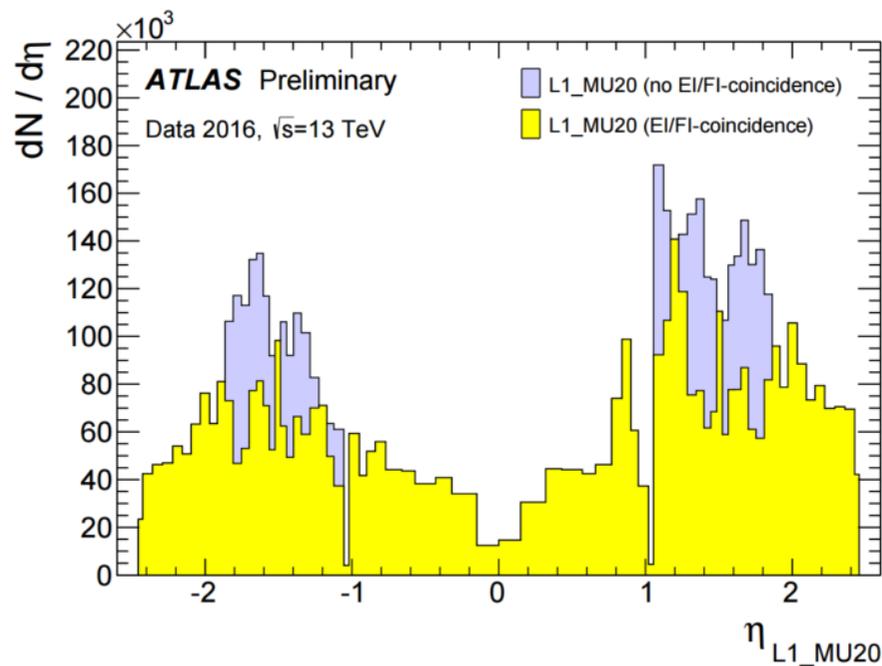


図 2.2 Run2でのLevel-1で発行されたミュオントリガーの $\eta$ 依存性 [7]。:  $|\eta|$  が大きい領域ではバックグラウンドの割合が多いことがわかる

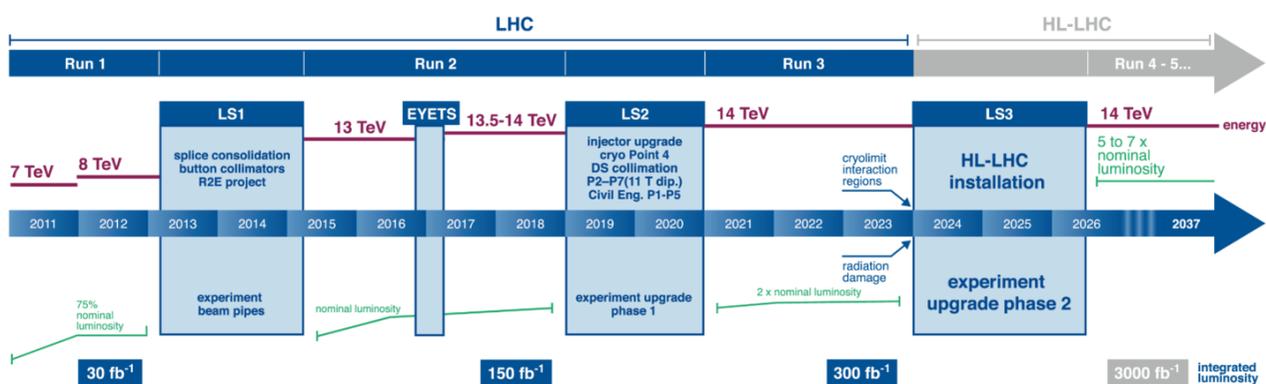


図 2.3 LHC upgrade のタイムスケジュール [6]

### 2.1.3 NSW の検出器への要求性能

上記の問題を解決するために、検出器の性能を落とさずにルミノシティを上げるためには SW を取り替える必要がある。このときの検出器への要求性能は、

- 擬ラピディティ  $\eta$  によらず 1 TeV のミュオンに対して 10 % のエネルギー分解能
- $p_T$  が 10 GeV 以上のミュオンに対して 97 % の検出効率
- ミュオンの飛跡再構成のために  $\phi$  方向の分解能の分解能が 1~2 mm

### 2.1.4 NSW の構造

図 2.4 に現行の z-y 平面のアトラス検出器を示す。NSW は現在の SW と入れ替えられる。NSW は高レート的环境下でも高い空間・時間分解能を実現する。z~7.5 m の位置に設置し、検出領域は  $1.3 < |\eta| < 2.7$  である。1つのセクターは図 2.5 のように 4 × 2 層の MM を挟むように 4 層の sTGC が組み合わされる。4 層の MM は 3 枚目と 4 枚目の MM を 1.5° ずつ傾けており、これにより r 方向だけでなく  $\phi$  方向の情報も得られる。sTGC はトリガー用として、MM はトラッキング用として使用される。

図 2.6 に sTGC を示す。sTGC は金メッキを施した 50  $\mu\text{m}$  のタングステンのワイヤーが 2 枚の陰極板の間に 1.8 mm 間隔で張られている。陰極板は黒鉛-エポキシの混合物で面抵抗は 100 k $\Omega$ /sq で基板にコーティングしてある。基板を挟んでストリップがワイヤーと垂直な方向にある。ストリップ間隔は 3.2 mm で、それは現在使われている TGC に比べてとても小さいことから “Small TGC” と呼ばれている。オンラインミュオントリガーでは 4 層のパッドうち 3 層のコインシデンスがとることでミュオンのトラックを選び、そのパッドの位置にあるストリップの情報を読む。 $\phi$  方向の情報は 10 mm 程度の位置分解能精度をワイヤーを束ねた信号により得る。オフラインの飛跡再構成ではすべてのストリップ、パッドの電荷情報が使われる。

MM については次章で述べる。

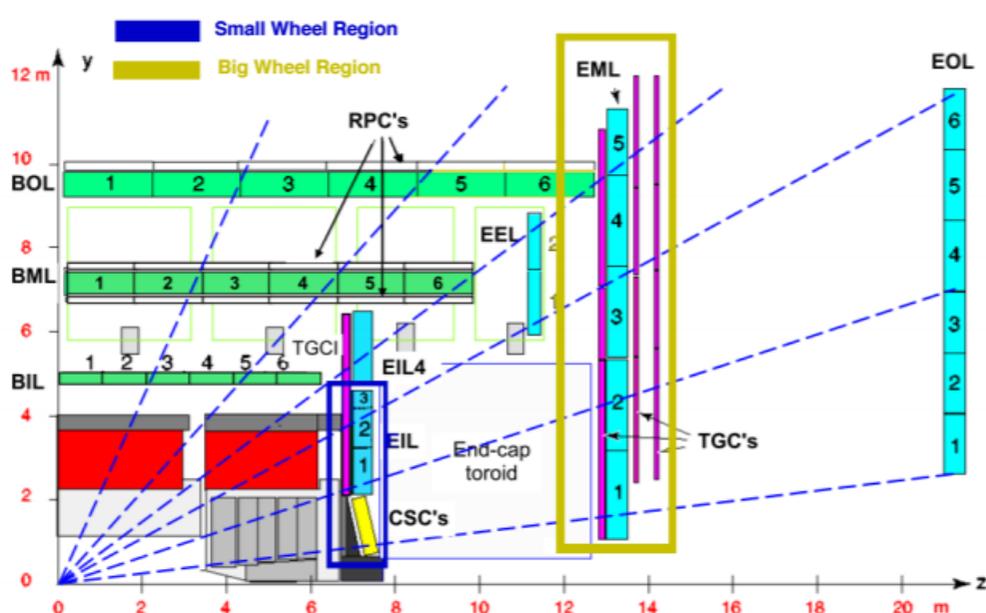


図 2.4 z-y 平面におけるアトラス検出器。青色で囲まれた部分が Small Wheel [6]

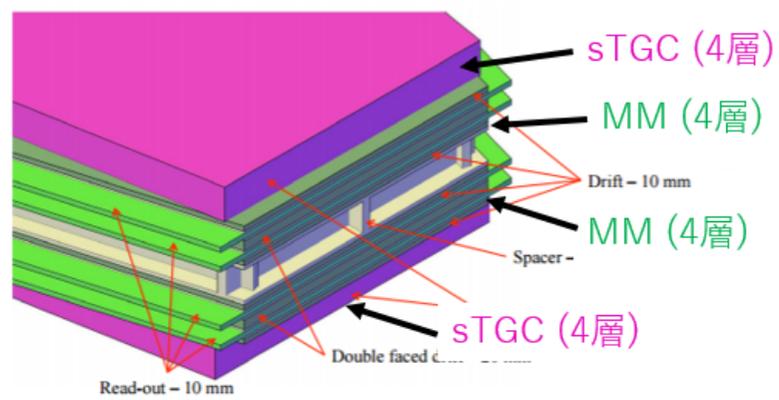


図 2.5 NSW の内部構造 [6]

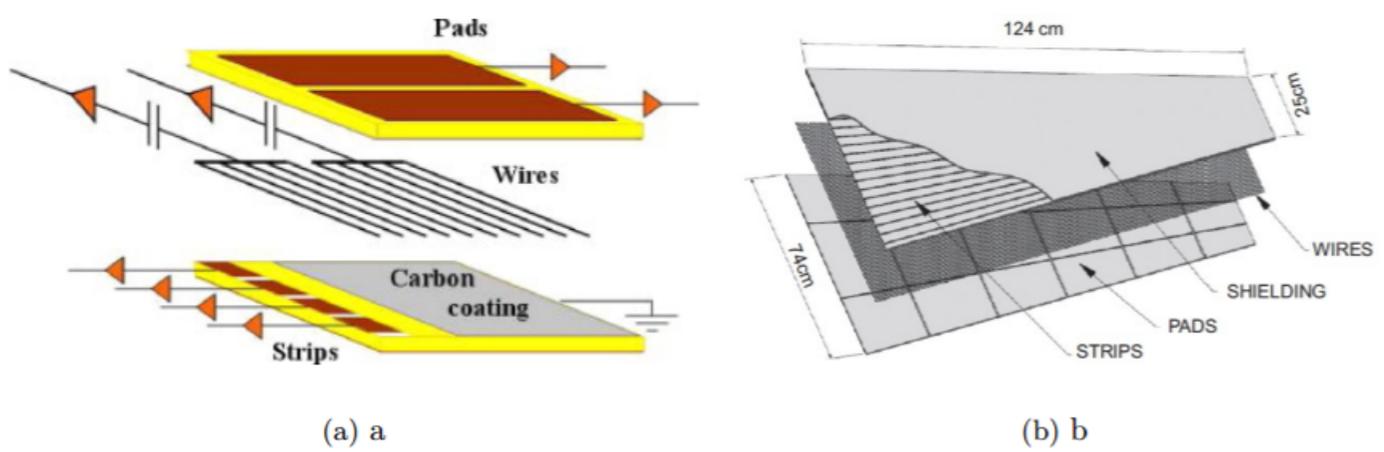


図 2.6 sTGC の構造 [6]

## 第3章

# MicroMEGAS 検出器

### 3.1 ガス検出器

ここではまずガス検出器について述べる。ガス検出器は荷電粒子や  $\gamma$  線を検出する。入射した荷電粒子により電離された電子や、 $\gamma$  線とガス中の原子との相互作用により生じた電子をガス中に電場をかけることによりドリフトさせ、高電場の増幅領域でドリフトされた電子がガス中の分子と反応して電子と陽イオンが生成される過程が繰り返し起こり、電子やイオンの数は雪崩のように増えていき、この増幅された電子を検出する。代表的なものとして比例計数管 (proportional counter) が挙げられる。比例計数管は円筒形の counter の中に Ar などの希ガスを封入し、直径が数  $10 \mu\text{m}$  のアノードワイヤーに正の高電圧を印加する。ワイヤー中心からの距離を  $r$  の電場  $E(r)$  は、 $V$  を電極間の電位差とおくと

$$E(r) \propto \frac{V}{r} \quad (3.1)$$

となる。この式により電場はアノード近傍で急激に強くなる。これによりドリフトされた電子はアノードの近くで加速され、ガスを電離させていき電子雪崩が起き、増幅された電子を信号として捉える。

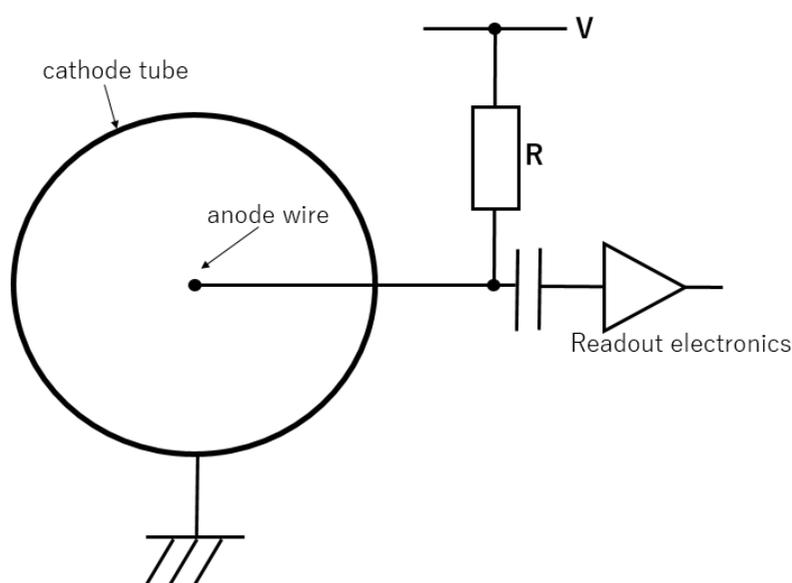


図 3.1 比例計数管の断面図

## 3.2 MicroMEGAS 検出器

MicroMEGAS(Micro-MESH Gaseous Structure, MM) 検出器は 1990 年代半ばに開発されたガス検出器の一種である。ここでは、MicroMEGAS の基本構造と動作原理、および ATLAS で用いられる MicroMEGAS のタイプについて述べる。

### 3.2.1 基本構造と動作原理

MicroMEGAS の基本構造図を図 3.2 に示す。MM は数ミリメートルのドリフト領域と 100-150  $\mu\text{m}$  の増幅領域からなる。MM が提唱された時の構想では、ドリフト電極に-800V、メッシュに-500V の負の高電圧をかけ、読み出し電極をグラウンドに接地することで、ドリフト領域では数 100 V/cm, 増幅領域では 50 kV/cm 程度の電場を形成する。増幅領域の電場がドリフト領域に比べて 50~100 倍高いので、ほとんどの電子はメッシュ吸収されず透過する。増幅時には電子のほかに陽イオンも生成される。陽イオンは移動速度が遅いため、これに起因する空間電荷はない場合の電界を歪め問題となりうるが、MM の増幅領域は狭いので電子増幅の際に生じたイオンの吸収が速く、高いヒットレートの環境でも動作できることが特長である。

また、読み出しストリップ間隔が数百  $\mu\text{m}$  なので位置分解能が優れていることも MM の長所である。一方 MM の弱点として狭い増幅領域に高電圧を印加するので放電に対する脆弱性がある。MIP 粒子のミュオンに対して高い検出効率を実現するには、 $10^4$  のゲインが必要である。しかし増幅によって電子が Raether limit といわれる  $10^7$  に達すると放電が起こる。ゲインが  $10^4$  程度のことを考慮すると種電荷が 1000 個以上になると放電が起き始める。これは  $\alpha$  線や中性子がガスや検出器の原子核と相互作用することにより生じた反跳原子核は低速であり単位あたりのエネルギー損失が大きいため、簡単に到達してしまう。これにより検出器自体や電極が損傷したり、HV が下がることにより不感時間が生まれる。

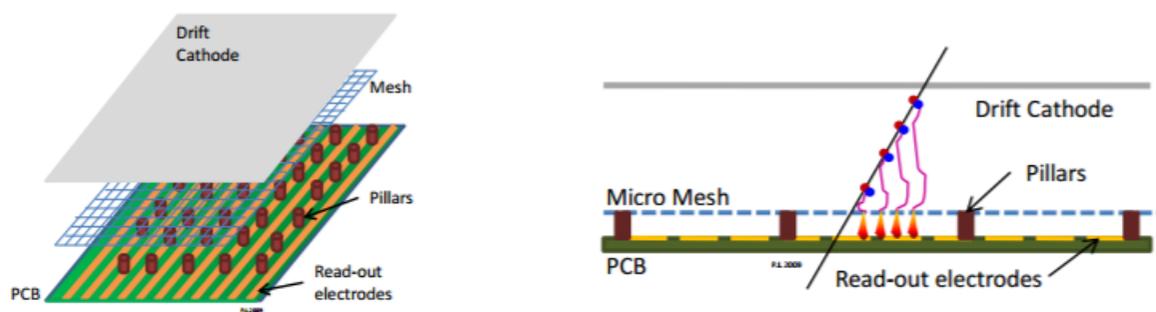


図 3.2 MicroMEGAS の構造と動作原理 [6]

### 3.2.2 ATLAS MicroMEGAS

上記の放電に関する問題を解決するため Resistive MicroMEGAS が開発され、ATLAS の NSW ではこの形式が採用された。図 3.3 に Resistive MicroMEGAS を示す。読み出しストリップの上に 64  $\mu\text{m}$  の絶縁層を挟んで抵抗ストリップ層を入れる。信号は高抵抗ストリップからの誘起電荷を読み出すことで得られる。これにより、メッシュと抵抗層の間で放電が発生しても、電圧降下により局所的に電圧が下がることで増幅率も低下させて放電を止めることができる。抵抗層は一様な抵抗膜でなくストリップ型であり、読み出しストリップの方向に沿って配置されている。これは、読み出しストリップと垂直な方

向への電荷の広がりを抑制させるためである。抵抗膜が一様な面の場合、抵抗膜に落ちた電荷は等方的に広がり位置分解能が悪化する可能性がある。また抵抗値は低すぎると放電を抑制する能力が欠如し、逆に高いと電圧降下により増幅率が低下するので高レートの環境下には適していない。これらのことを考慮し、ストリップ1本あたりの抵抗値は  $20 \text{ M}\Omega/\text{cm}$  程度としている。また、図 3.3 の右側のように、荷電粒子が斜めに入射すると複数のストリップにわたり電荷を落とす。このようなときは、電荷の位置情報と時間情報から入射位置を決める TPC モードを使う。このことは次々章で述べる。

図 3.4 は MM を中性子照射した時の HV と電流値である。左図は抵抗層がない従来の MM で、右図は抵抗層がある MM である。抵抗層のない MicroMEGAS は電圧を一定以上上げると放電に伴う電流値と電圧値の急激の変化が発生しているのに対し、抵抗層のある Resistive MicroMEGAS は電圧を上げても安定して動作しており、放電耐性が向上したことが確認できる。また、NSW で使われる MM はオリジナルの MM に比べて HV をかける場所が異なる。NSW の MM はメッシュをグランドに接地して高抵抗ストリップに正の高電圧を印加する。これにより検出器の動作がより安定になる。ATLAS で使われる MM の主なパラメータを表 3.1 に載せる。

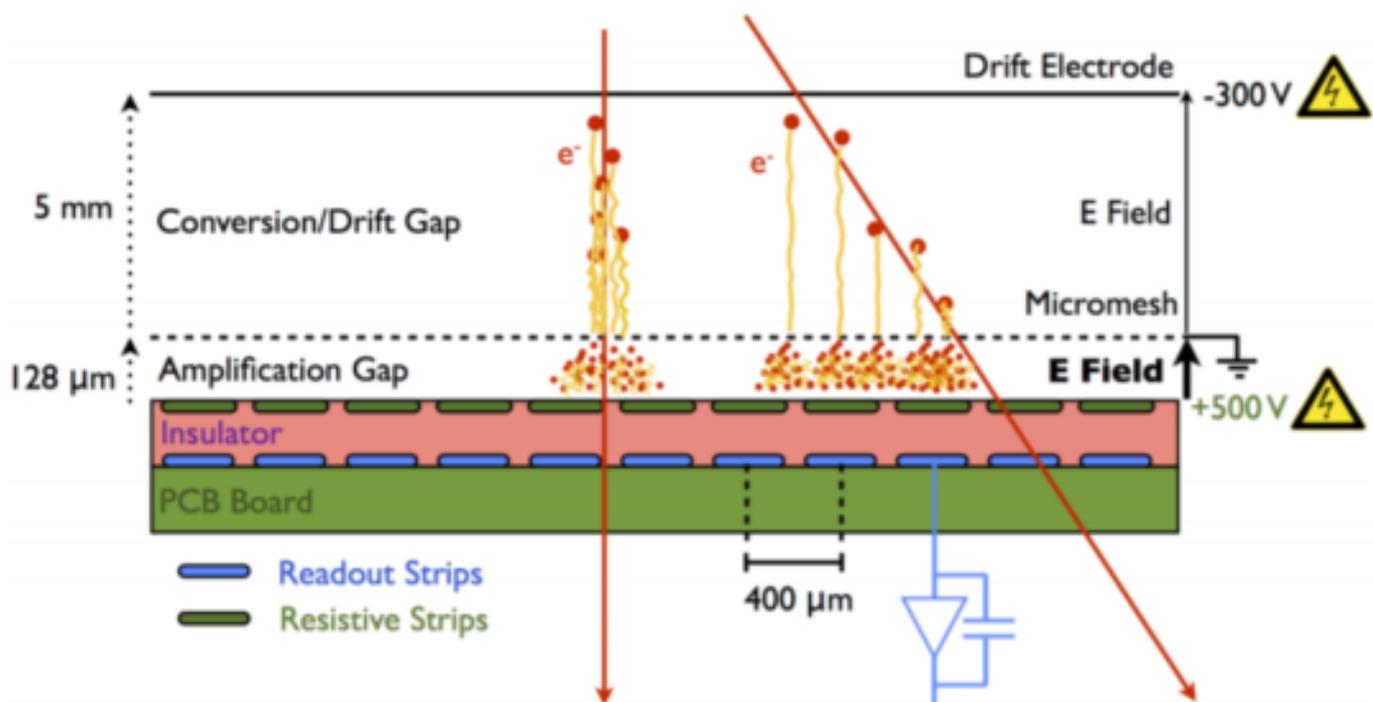


図 3.3 MicroMEGAS の構造と動作原理 [8]

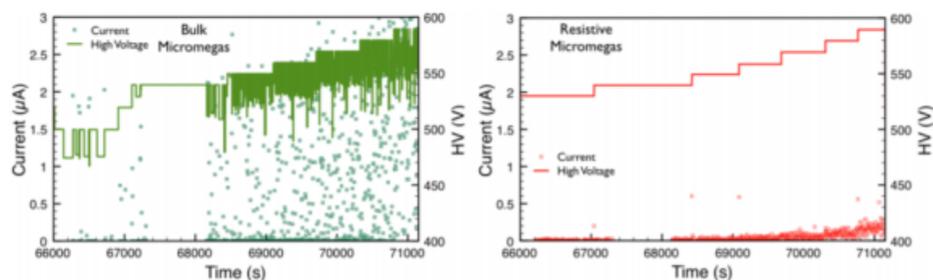


図 3.4 高抵抗ストリップによる放電抑制 [8]: 左図は抵抗層がない従来型の MM, 右図は高抵抗ストリップを導入した MM の電流値と電圧値。

増幅ギャップ	128 $\mu\text{m}$
ドリフトギャップ	5 mm
抵抗ストリップ	$R = 10\text{-}20 \Omega/\text{cm}$
読み出しストリップピッチ	0.425-0.445 mm
ガス	$\text{Ar} : \text{CO}_2 = 93 : 7$
ドリフト電場	600 V/cm
増幅電場	40 kV/cm

表 3.1 LHC のデザインパラメータ [6]

### 3.2.3 神戸大学での MM 試作機

アトラス日本グループの神戸大学と ICEPP（東京大学素粒子物理国際研究センター）は、高抵抗ストリップを導入した Resistive MicroMEGAS の基本的性能を調べるための小型試作機を開発した。実験で用いた小型試作機を図 3.5 に示す。試作した MM の有感領域は 10 cm $\times$ 10 cm で、読み出しストリップが 400  $\mu\text{m}$  間隔で合計 256 ch あり、一次元読み出しが可能となっている。MM の小型試作機の名前の J は JAPAN の頭文字に由来する。今回実験に使用した MM のパラメータを表 3.2 に示す。神戸大学で製作した MM 試作機には、図 3.6 のような Resistive foil がストリップ型だけでなく一様な抵抗膜の MM もある。一様な抵抗膜でもストリップ型と同じような性能があれば、制作過程が容易であるため今後主流となる可能性もある。

試作機はメッシュが取り外し可能なフローティングタイプと、メッシュがピラーに埋め込まれておりメッシュの取り外しができないバルクタイプがある。フローティングタイプの場合、抵抗層に高電圧を印加することにより静電気力でメッシュとピラーが接着される。NSW で採用されているのはフローティングタイプであるので、近年ではフローティングタイプが製造されている。これはメッシュが簡単に取り外せ、MM に不純物が付着しても除去することができる。

また図 3.7 のように読み出しストリップに平行な軸を Y 軸、読み出しストリップに平行な面でストリップに対し直角な軸を X 軸、読み出しストリップに平行な面に垂直な軸を Z 軸と定義する。

### 3.2.4 本論文の目的

このように、アトラス実験では NSW 計画で既存の検出器を MicroMEGAS 検出器に置き換える。それにもなって、検出器の性能、特に位置決定精度を詳細に理解し、またトリガーに用いるための位置検出アルゴリズムを開発する必要がある。このような研究を研究室で行うため、宇宙線を用いた検出器の試験装置を開発した。以下の章ではこれについて述べる。

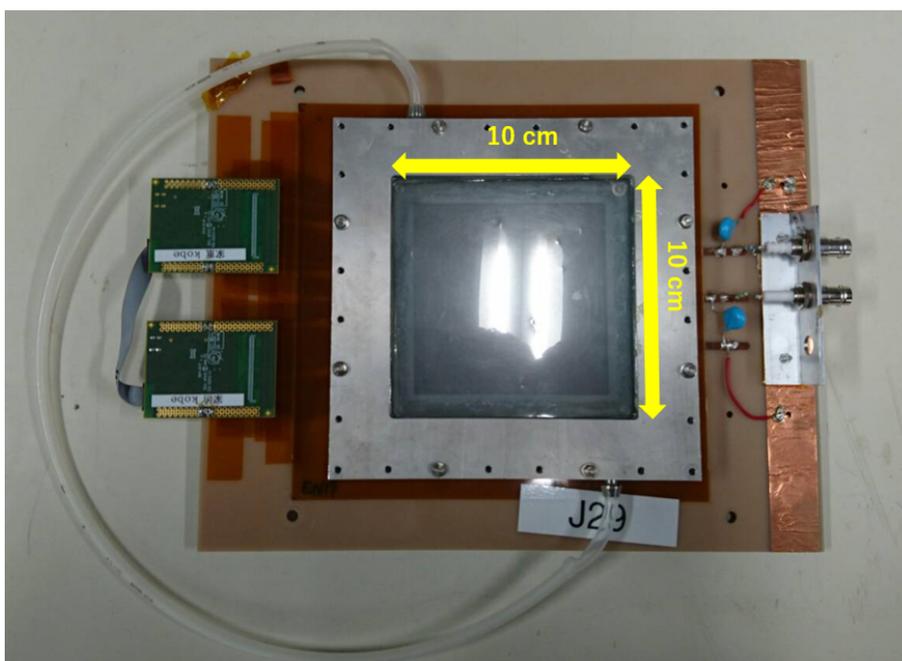


図 3.5 MicroMEGAS の小型試作機

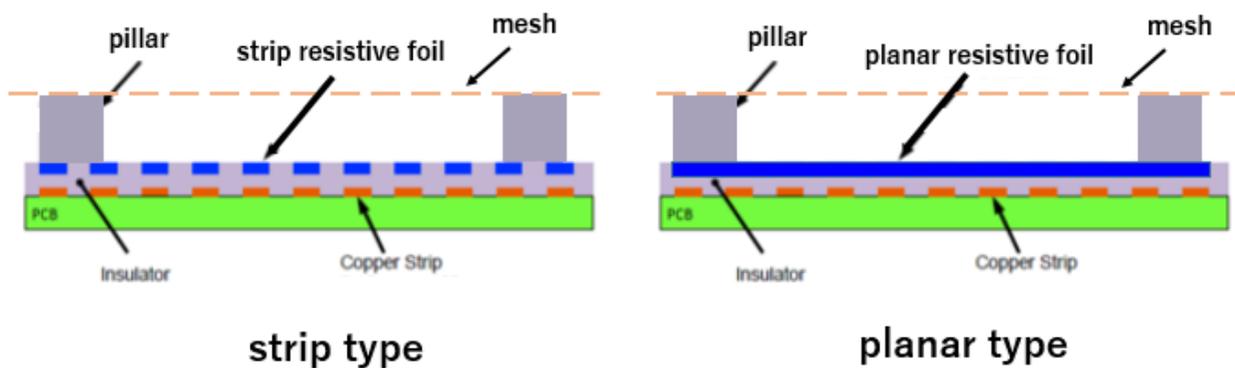


図 3.6 ストリップ型抵抗膜と一様な抵抗膜の模式図

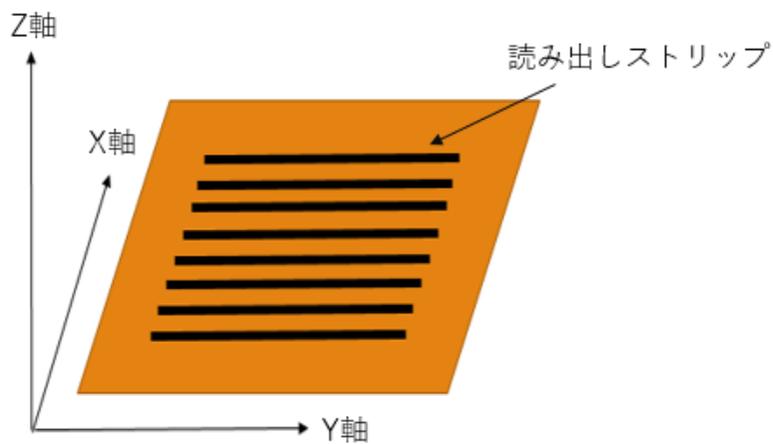


図 3.7 MM の軸の定義

名称	読み出しストリップ間隔	メッシュ構造	増幅領域	抵抗の形状
J1	400 $\mu\text{m}$	バルク	128 $\mu\text{m}$	ストリップ
J3	400 $\mu\text{m}$	バルク	128 $\mu\text{m}$	ストリップ
J16, J29	400 $\mu\text{m}$	フローティング	128 $\mu\text{m}$	ストリップ
J28	400 $\mu\text{m}$	フローティング	128 $\mu\text{m}$	一様
Jmm1	400 $\mu\text{m}$	フローティング	128 $\mu\text{m}$	ストリップ

表 3.2 実験で使用した MM のパラメータ

## 第4章

# 宇宙線テストベンチ

### 4.1 宇宙線テストベンチ

#### 4.1.1 宇宙線テストベンチとその目的

宇宙線テストベンチは宇宙線を用いて MM などの検出器の性能（検出効率，位置分解能など）を評価するシステムである。ビーム試験より手軽に行うことができることが特長である。

宇宙線テストベンチを制作した目的の1つは，異なる条件の MM の性能評価である。NSW で使用される MM の抵抗膜の形状はストリップ型であるが，抵抗膜の形状が一様である MM など，異なる抵抗膜形状をもつ MM や radiation ダメージを受けた MM の性能を評価できる。他には HLT アルゴリズム開発のもととなるデータを取得することである。HLT ではイテレーションの数が限られているため高速かつノイズに強いアルゴリズムを用いる必要がある。アトラスでは MM はミューオン測定に用いられるので，本テストベンチでの測定は，そのためのデータを提供できる。このほか，他の位置検出器についても調べることができる。

この章では，既存の検出器を用いて宇宙線テストベンチの位置分解能測定の性能についての結果を述べる。今回使用する既存の検出器の位置分解能の性能は  $100\ \mu\text{m}$  程度であり，構築した宇宙線テストベンチでも同程度の分解能が測定できるか調べた。

#### 4.1.2 検出器を設置する架台

MM を固定するため架台を作成した（図 4.1）。架台の大きさは約  $50\ \text{cm} \times 100\ \text{cm} \times 90\ \text{cm}$  で MM などの検出器を設置する層は，MM の面に対する入射角依存性を測定できるように回転できるようにしてある。トリガー用の2枚のシンチレータの大きさは  $24\ \text{cm} \times 24\ \text{cm}$  で，その間隔が  $90\ \text{cm}$  のとき，宇宙線のトリガーレートは  $0.25\ \text{Hz}$  程度であった。

#### 4.1.3 データ取得システム

データの読み出しシステムには SRS (Scalable Readout System) を用い MMDAQ ソフトウェアによって記録する。データ取得フローを図 4.2 に示す。

#### APV25

検出器信号としてストリップに誘起された電荷は，LHC の CMS(Compact Muon Solenoid) グループによって開発された APV25 によって，HDMI ケーブルでアナログ信号のまま送られる。

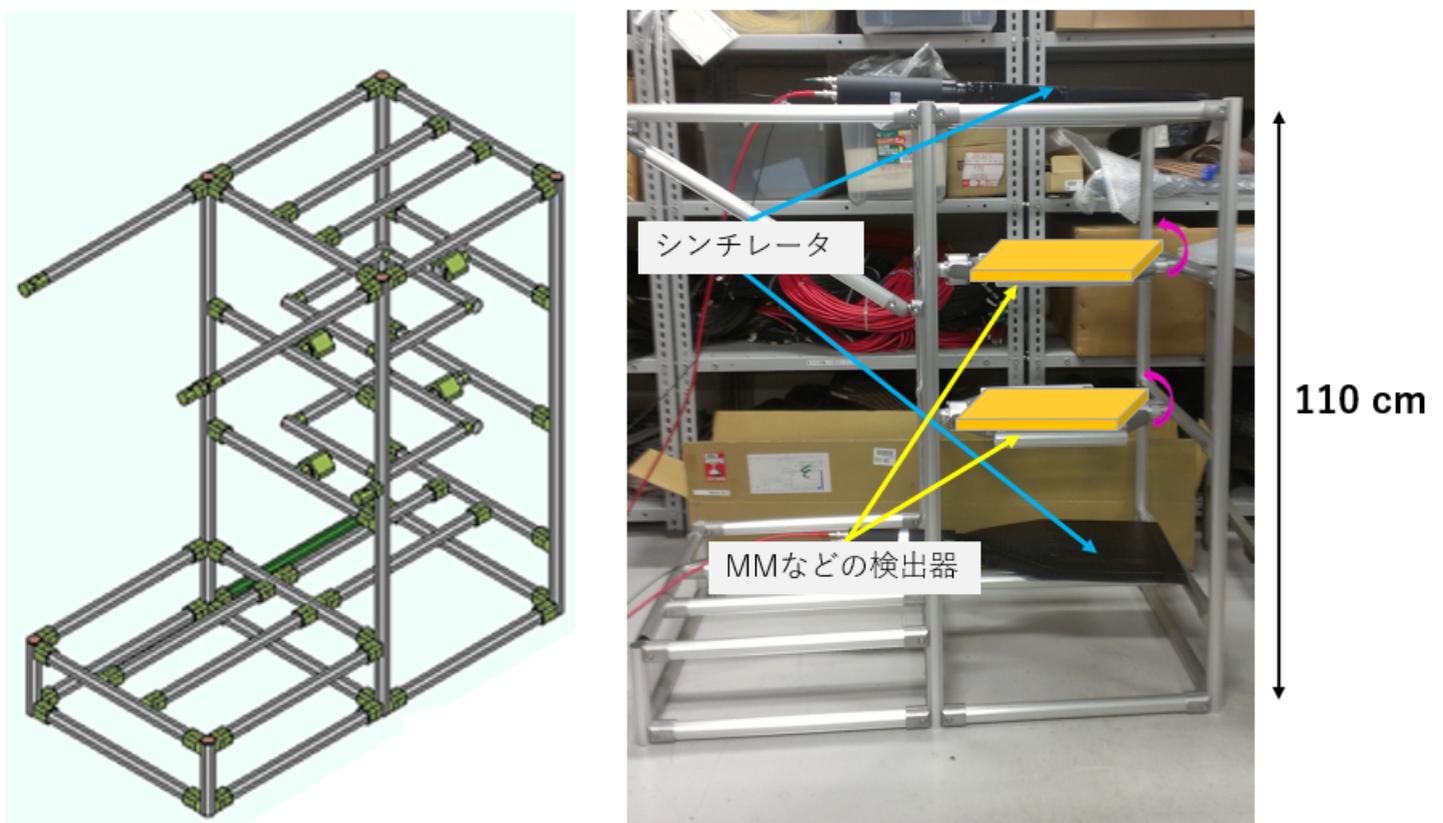


図 4.1 検出器を固定するための架台：(左) 架台のイラスト，(右) 架台の実際の写真に検出器を置いたイメージ図を添えたもの。

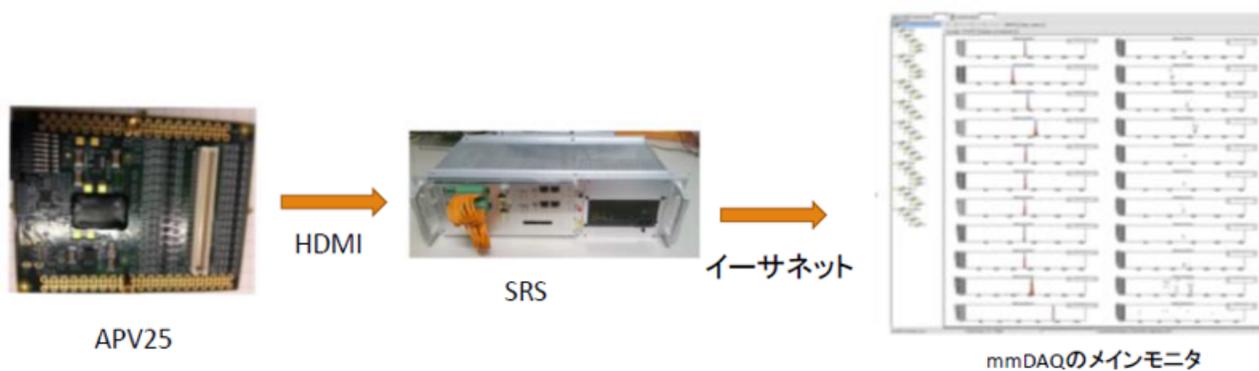


図 4.2 データ取得の流れ

1つで 128ch の読み出しが可能で 25 ns ごとに信号を取得する。このとき、多チャンネルの信号を少ない本数のケーブルで送るために、信号を高速切り替えし、1本のケーブルで 256 チャンネルの信号を送る。

## SRS

SRS では APV25 から送られたアナログ信号をデジタル信号に変換し、イーサネットを通じて PC に送る。トリガーとして外部から信号を送る外部トリガーとあるチャンネルの信号が閾値を

超えた時点でデータ取得をさかのぼって開始する内部トリガーがある。

#### 4.1.4 MicroMEGAS の信号

APV25, SRS, MMDAQ を用いて得られる信号について述べる。宇宙線の信号の例を図 4.3 に示す。ストリップの位置情報と time bin (25 ns/bin) の時間情報の 2 次元で電荷の情報を得られる。宇宙線などの粒子が通過すると、ほとんどのイベントで 1 ストリップではなく複数のストリップにまたがって信号が得られる。

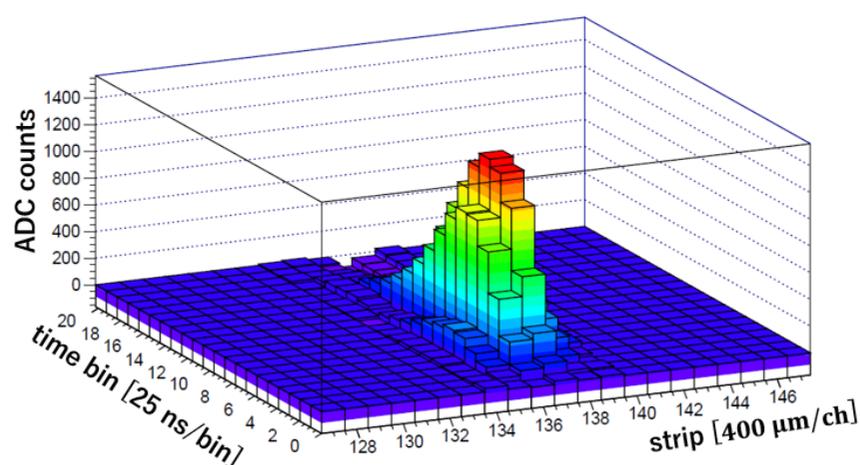


図 4.3 入射粒子の信号の例

#### 4.1.5 変数の定義

以下、宇宙線テストベンチの性能評価のデータ解析に用いた変数を以下のように定義する。

$q_{\text{high}}$

1 つのストリップにおける 27time bin 中の ADC 値の最大値。

$q_{\text{sum}}$

1 つのストリップにおける 27time bin 中の ADC 値の合計値。

$t_{\text{qmax}}$

1 つのストリップが  $q_{\text{high}}$  になった時の time bin の値 (整数値)。

$t_{\text{max}}$

1 つのストリップにおける電荷が最大になる時間の推定値 (実数)。

$q_{\text{max}}$

1 つのイベントにおける全ストリップの中で  $q_{\text{sum}}$  の最大値。

APV25 から得られる電圧情報は 25ns ごとなので、 $t_{\text{qmax}}$  も 25ns ごとでしかない。しかし、次節で述べる TPC モードを使用するために時間情報をより精密に得られる方法として、 $t_{\text{qmax}}$  とその前後の time bin を用いて電荷が最大になる時間を求めようと試みた。横軸に時間軸として  $t_{\text{qmax}}$  とその前後の 3 点をとって、縦軸をその時の ADC 値にしてその計 3 点を通る二次関数を求め、その軸を  $t_{\text{max}}$  とした。1 ストリップにおける信号の波形は実際には二次関数ではないので、最大値付近の 3 点のみを使ってピークの値を近似的に求めた。

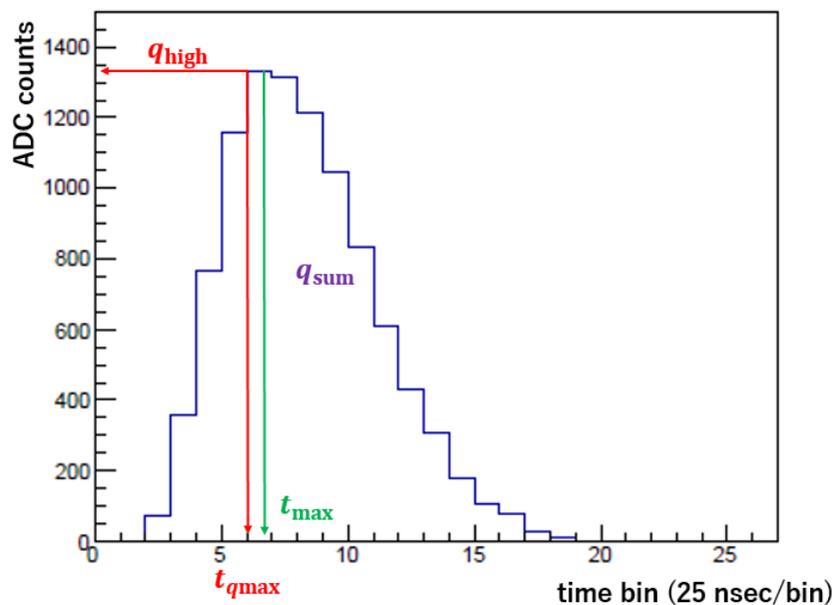


図 4.4 1つのストリップにおける波形

## 4.2 宇宙線テストベンチによる位置分解能測定

### 4.2.1 位置分解能測定の原理

テストベンチでは、検出器の位置分解能を測定するため、テストベンチの位置検出器で精密に宇宙線の飛跡を求め、その飛跡から予想する位置、位置分解能を求めたい測定器の飛跡測定位置との残差  $\Delta x$  を分解能とする。この際、テストベンチで求めた飛跡自体の位置測定に不定性があるため、残差  $\Delta x$  の標準偏差は求めたい測定器の位置分解能より大きくなる。これを以下に述べる残差法と呼ばれる方法で補正する。

残差法による求め方の概念図を図 4.5 に示す。2層のリファレンスの MM の入射位置を  $x_0, x_2$  としてテスト用の MM との間隔をそれぞれ  $\alpha, \beta$  とすれば、上下のリファレンスの MM から予想されるテスト用 MM の入射位置 ( $x_{\text{expected}}$ ) は

$$x_{\text{expected}} = \frac{\alpha x_2 + \beta x_0}{\alpha + \beta} \quad (4.1)$$

と表される。テスト用 MM の入射位置 ( $x_1$ ) との残差は

$$\text{残差} \Delta x = x_{\text{expected}} - x_1 = \frac{\alpha x_2 + \beta x_0}{\alpha + \beta} - x_1 \quad (4.2)$$

となる。

残差の標準偏差を  $\sigma$  とすると、3つの MM の誤差が同じと仮定すれば誤差の伝搬係数  $a$  は  $a = \sqrt{\frac{2\alpha^2 + 2\beta^2 + 2\alpha\beta}{(\alpha + \beta)^2}}$  となるので、求める位置分解能は  $\sigma/a$  となる。誤差の伝搬係数は  $\alpha = \beta$  のとき最小値  $\sqrt{3/2}$  をとる。今回は  $\alpha = 10\text{cm}$ ,  $\beta = 23\text{cm}$  より誤差の伝搬係数は 1.26 である。残差の標準偏差  $\sigma$  は残差のヒストグラムをガウス分布でフィットして求めた。

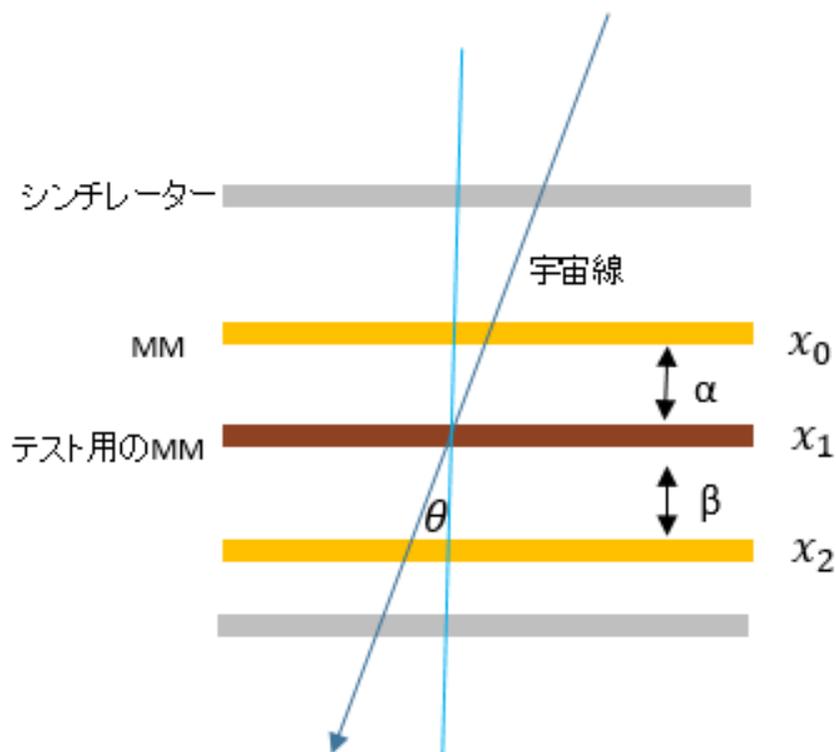


図 4.5 残差法による求め方

#### 4.2.2 テストベンチの構造

テストベンチは図 4.6 に示した構造をしている。座標軸を MM のストリップが並んでいる方向を  $x$  軸、それと同一平面で直行する方向を  $y$  軸、 $x-y$  平面に垂直な軸を  $z$  軸として、4 層の MM 検出器 (J3, J29, Jmm1, J1) からなっている。そのうち位置分解能の測定を行う  $x$  方向の位置測定をするのは J1 および J3 で、その飛跡情報を用いて J29 の位置分解能を求める。位置分解能決定精度の  $y$  方向の依存性を測定するため、 $x, y$  軸の 2 次元を読み出せる Jmm1 が置かれている。各 MM の間隔は約 10 cm で、上下のシンチレータ (24cm × 24cm) は宇宙線が通ったというトリガーを発行するするためにあり、その間隔は 55 cm で 4 層の MM を通過する宇宙線は上下のシンチレータにも必ず通過するように配置してある。

#### 4.2.3 ストリップ型 MicroMEGAS の位置測定

今回用いたストリップ幅が  $400 \mu\text{m}$  の 1 次元のストリップ電極を持つ MM は、荷電粒子が垂直入射した場合でも、信号が複数のストリップにわたって電荷をもつクラスターであることがほとんどである。このため、複数のストリップにまたがるヒットからクラスターの位置を求めるアルゴリズムが必要である。今回、入射粒子の位置を決定する方法に、電荷の情報を用いて電荷の中心を計算する重心法と、電荷情報に加えて時間情報も考慮するいわゆる TPC モードを考えた。この 2 つの方法について述べる。どちらの方法でも解析に用いたストリップの閾値は 100 ADC カウントに設定した。つまり  $q_{\text{max}} > 100$  のストリップの情報のみを用いた。

ミューオンなどの宇宙線が MM を通過した時、信号は 1 つのストリップではなく複数のストリップにまたがる。 $q_{\text{high}}$  が最大のストリップ  $\pm 5$  の範囲の中で、そこを起点に  $q_{\text{high}}$  が極小値をとるストリップまでを 1 つのクラスターとする。極小までとする理由は、 $\delta$ -ray やノイズからの寄与を抑えるためである。また 1 つのクラスターを構成するストリップの数をクラスターサイズと定義する (図 4.7 参照)。

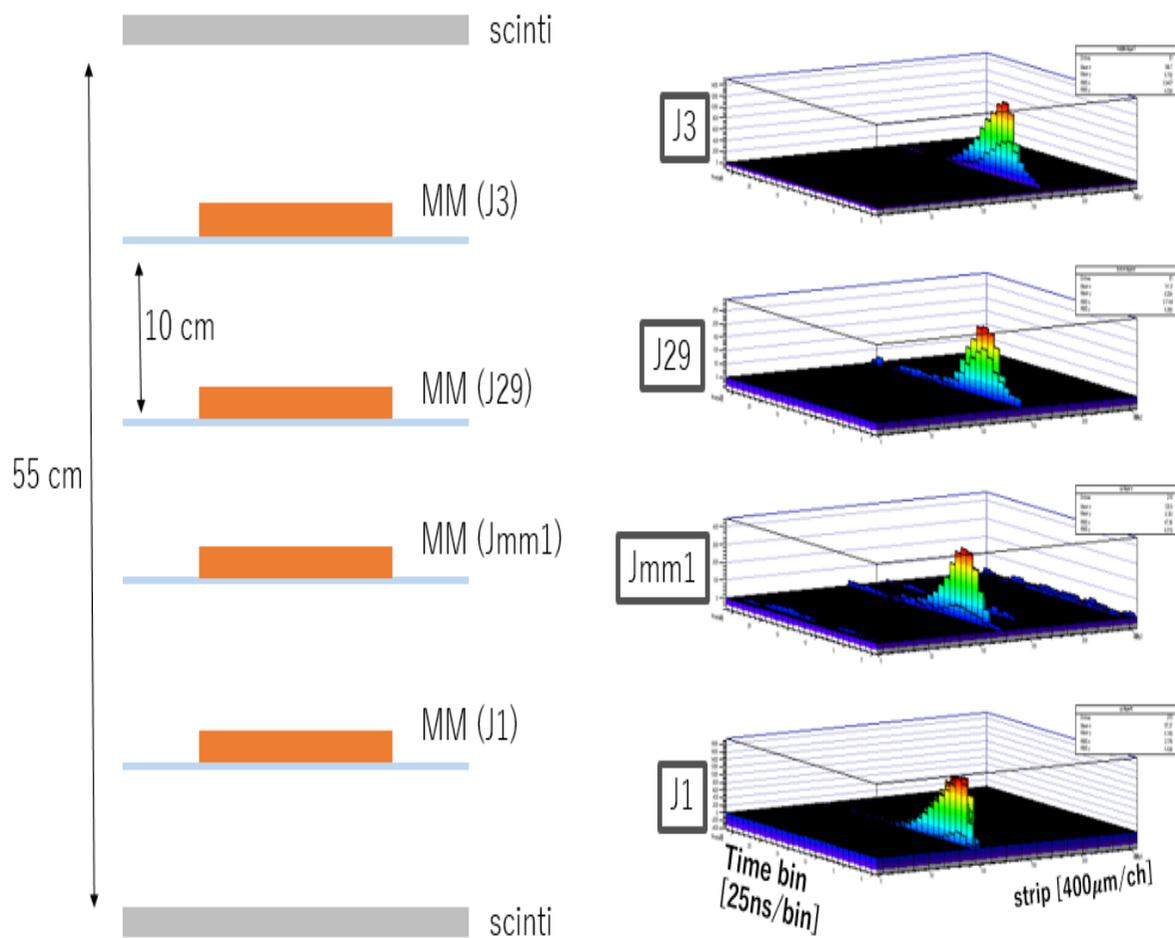


図 4.6 (左) 実験のセットアップ図,(右) 宇宙線が通過した例

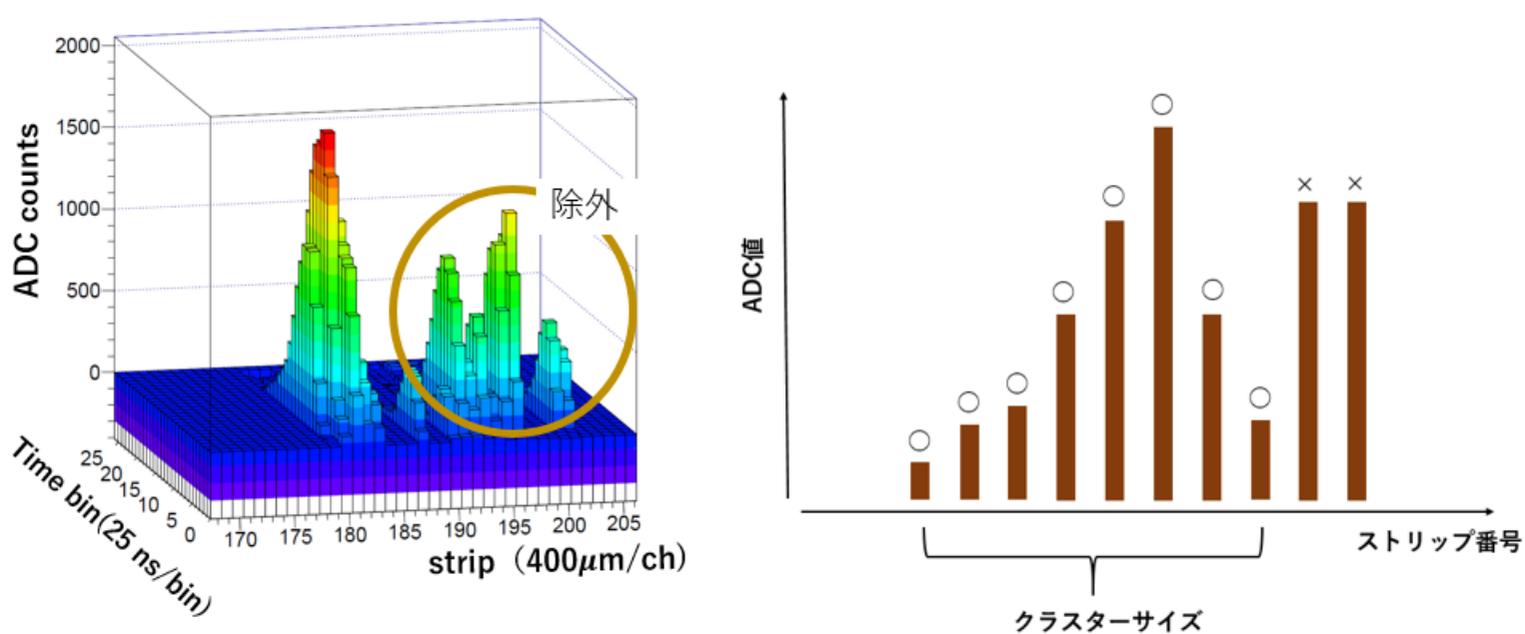


図 4.7 (左) 信号付近のクラスターには除かれるノイズ等,(右) クラスターの定義: この場合クラスターサイズ = 8

1つのクラスターのADC値の合計値は図4.8のようになった。この値は、 $q_{\max}$ の閾値よりも十分高い。宇宙線のような入射粒子がガス中で落とすエネルギー損失は一般にLandau分布に従うとされており、よく一致している。

また、入射角が $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ でのクラスターサイズを図4.9に示す。入射角の許容範囲は $0^\circ$ のときは $-1^\circ \sim 1^\circ$ までのように、中心値 $\pm 1^\circ$ とし、入射角が $15^\circ$ ,  $30^\circ$ のデータは、MMの面を傾けて取得した。クラスターサイズは宇宙線の入射角に比例して増加している。入射角が $0^\circ$ でも増幅時の電荷の広がりなどから複数のストリップを鳴らしている。

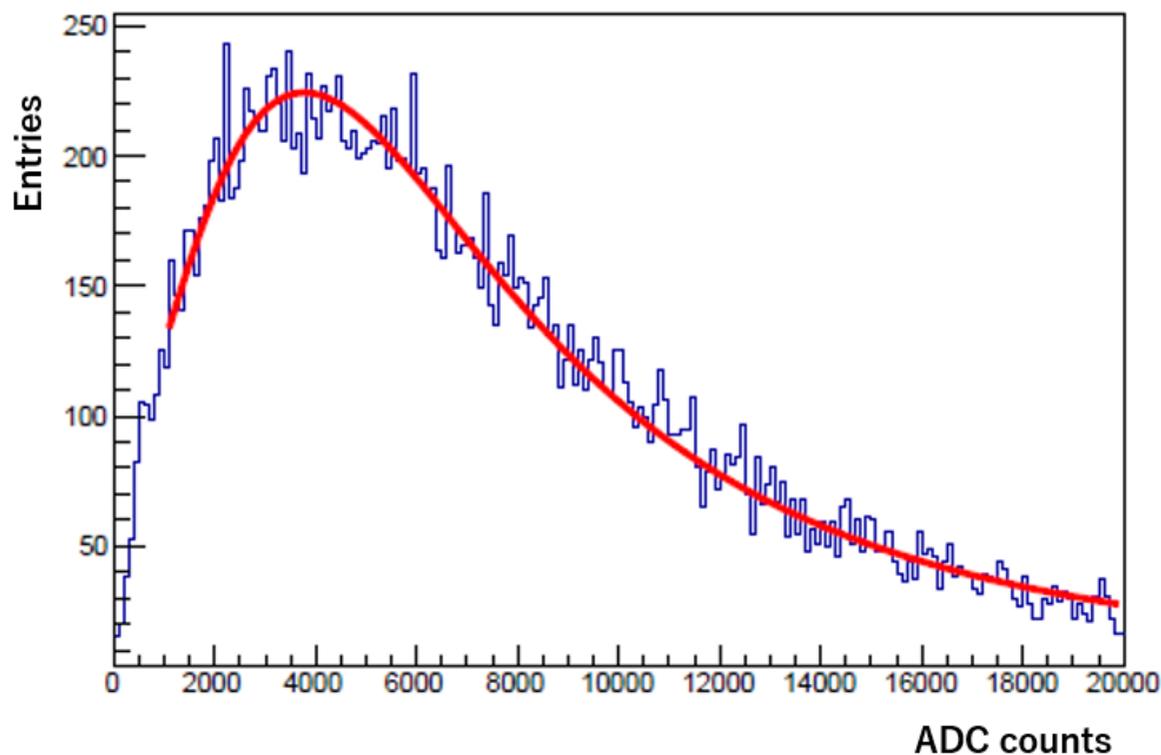


図4.8 J29における1つのクラスターでの総電荷量。Landau分布に従っている。

#### 重心法

重心法は1つのクラスターでの電荷の中心入射位置とする方法で、その位置は以下のように書ける。

$$\text{位置 [strip]} = \sum_i \frac{\text{各ストリップの位置}_i \text{ [strip]} \times \text{電荷}_i \text{ [ADC]}}{\text{クラスターの全電荷 [ADC]}} \quad (4.3)$$

#### combined 法

combined 法は、重心法と、位置情報を時間情報を用いて荷電粒子の飛跡を再構成する解析手法であるTPC飛跡再構成法（以下、TPC法）を組み合わせた手法である。宇宙線のストリップに垂直な平面内での天頂角方向の入射角 $\theta$ とする。入射角が大きいと種電子がドリフトする距離が到達するストリップにより異なるため、ストリップが鳴る時間も変化する。TPC法は、このストリップが鳴る時間差を利用する方法である。具体的には横軸をストリップの位置、縦軸を $t_{\max}$ （ドリフト距離に比例）として、一次関数でフィットすることで、荷電粒子の入射位置を特定する。combined法ではストリップごとに推定された入射位置を電荷で重みを付けて最終的な入射位置を決定する（図4.10）。

今回の位置特定ではさらに、一次関数でフィットするとき予めその傾きを決めた。直線の傾きは、複数のMM層を用いて求める入射角とドリフト速度から求める。直線の傾きを求めるために概算で入

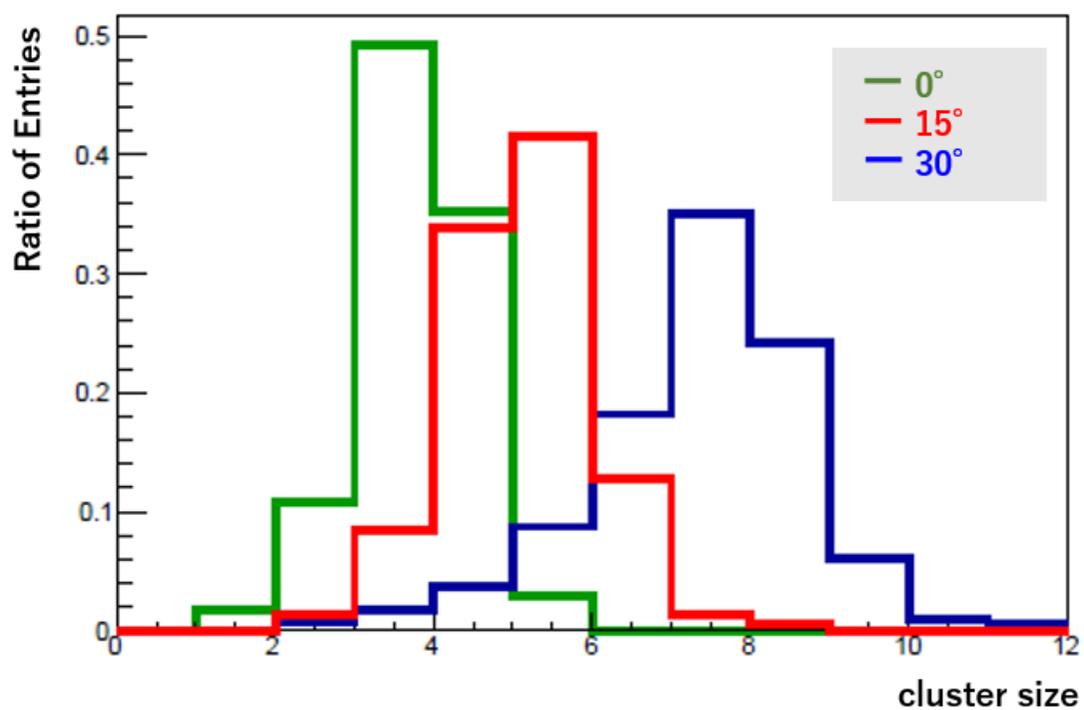


図 4.9 角度によるクラスターサイズの違い：入射角が $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$  がそれぞれ緑, 赤, 青に対応している。縦軸は全ての入射角での数と同じになるように規格化してある。

射角 ( $r\_angle$ ) を決める。これはすべてのストリップ・時間の中で一番大きな ADC を記録したストリップを入射位置とし、複数の MM を用いて決定する。MM の距離が十分に (30cm 以上) 離れていれば入射位置が数ストリップ程度違っていても入射角の値にはほとんど影響はない (図 4.11 参照)。

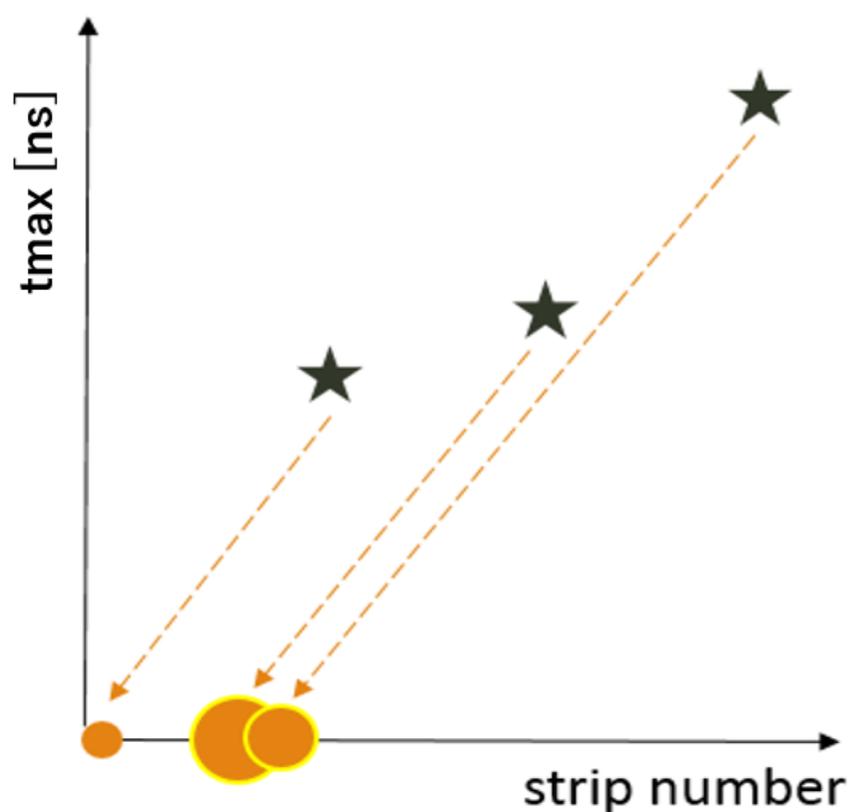


図 4.10 combined 法の概念図

ドリフト速度は、飛跡のストリップと垂直な平面内での入射角を  $\theta$  とし、1つのクラスターにおいて

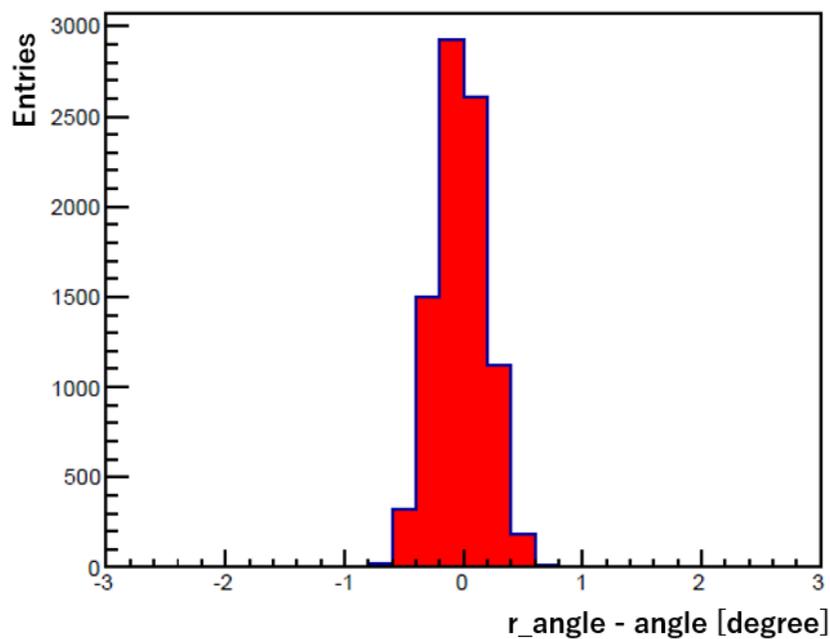


図 4.11 概算で求めた入射角と最終的に求めた入射角の差

1 ストリップずれたとき平均  $\Delta t_{\max}$  変わるとすると,

$$\text{ドリフト速度} = \frac{1[\text{strip pitch}]}{\tan\theta \times \Delta t_{\max}} \quad (4.4)$$

と表せる。図 4.12 に J3 のドリフト速度分布を示す。ここからドリフト速度 =  $45 \mu\text{m/nsec}$  とした。また J3 以外の MM も同様な結果であった。

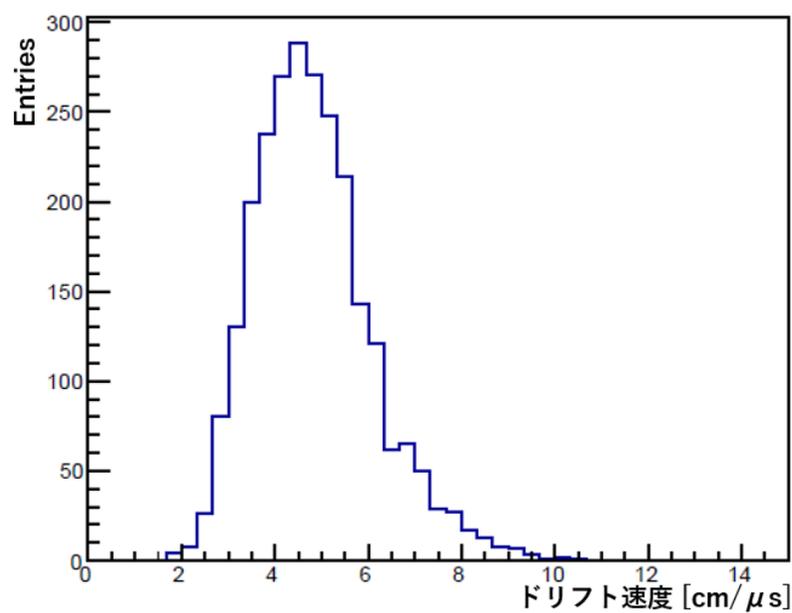


図 4.12 J3 のドリフト速度

#### 4.2.4 測定結果

まず宇宙線の入射角の結果を図 4.13 に示す。このとき、検出器のノイズや複数の宇宙線が入射した事象を除くため、J3, J29, J1 がほぼ一直線になる事象を選択し、それは真中にある J29 の入射位置と J3

と J1 から予測される位置との残差が  $\pm 2$  ストリップ以内である事象のことである。入射角は、 $0^\circ$  を中心に左右対称となって、MM の大きさと上下の距離から予想される最大角  $15^\circ$  に収まっており、期待通りの形をしている。一般に宇宙線の天頂角分布は地表付近で  $\cos^2 \theta$  に比例する [9] が、実験で使用した MM は  $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$  の有限の大きさのためこれに従っていない。

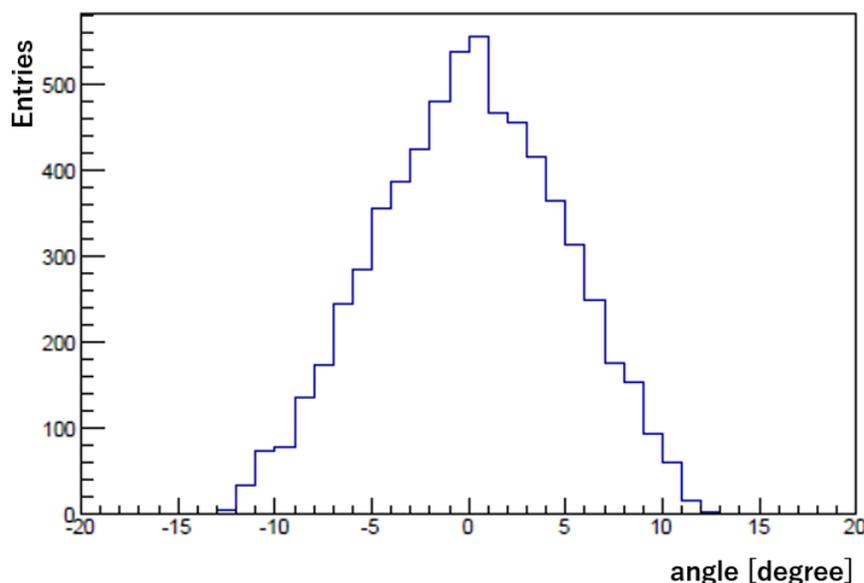


図 4.13 宇宙線の入射角

入射角が  $0^\circ$  ( $|\theta| < 0.5^\circ$ ) のときと  $9^\circ$  ( $8.5^\circ < |\theta| < 9.5^\circ$ ) について重心法と combined 法を用いた入射位置の残差のヒストグラムを図 4.14 に示す。中心値が 0 ではないのは MM のストリップと平行な平面に対して MM が平行にずれているからだと考えられる。以後、残差のヒストグラムを図示するときは中心値を 0 になるように補正した。典型的には 3 ストリップ (約 1 mm) 程度、中心値がずれていた。

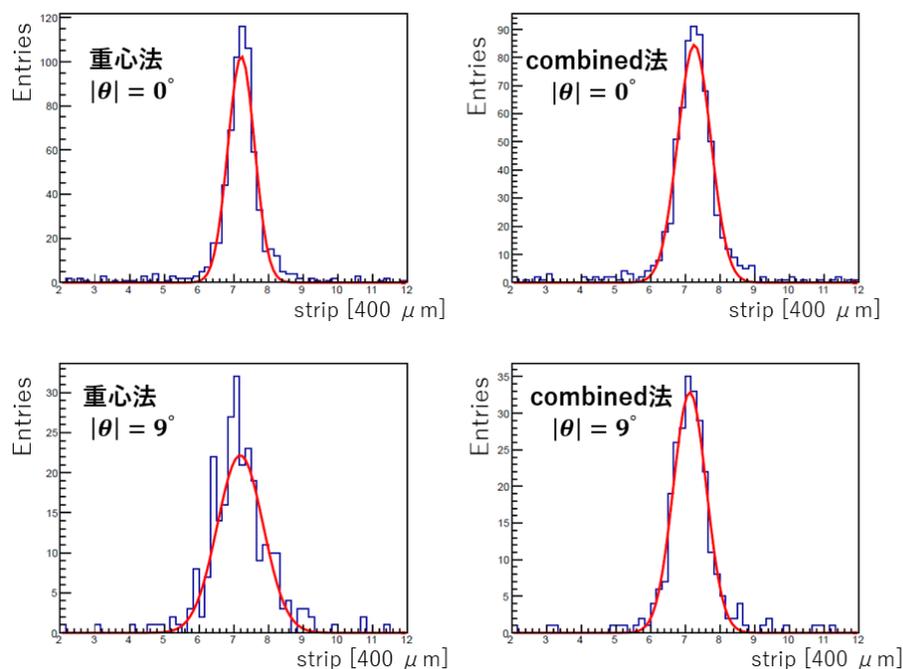


図 4.14 入射位置の残差のヒストグラム

図 4.15 に残差を誤差の伝搬係数である 1.26 で割った位置分解能を入射角の関数として示す。 $10^\circ$  から  $30^\circ$  のデータは MM 全体を傾けていることにより得た。重心法で位置を求めると、入射角が大きくなるにつれて位置分解能も悪くなる。ドリフト領域の厚さを  $d (= 5 \text{ mm})$  とすれば、入射角が大きくなるにつれて荷電粒子が通過した際に電荷を落とすストリップの数が  $d \tan \theta$  だけ多くなるので位置精度が悪く

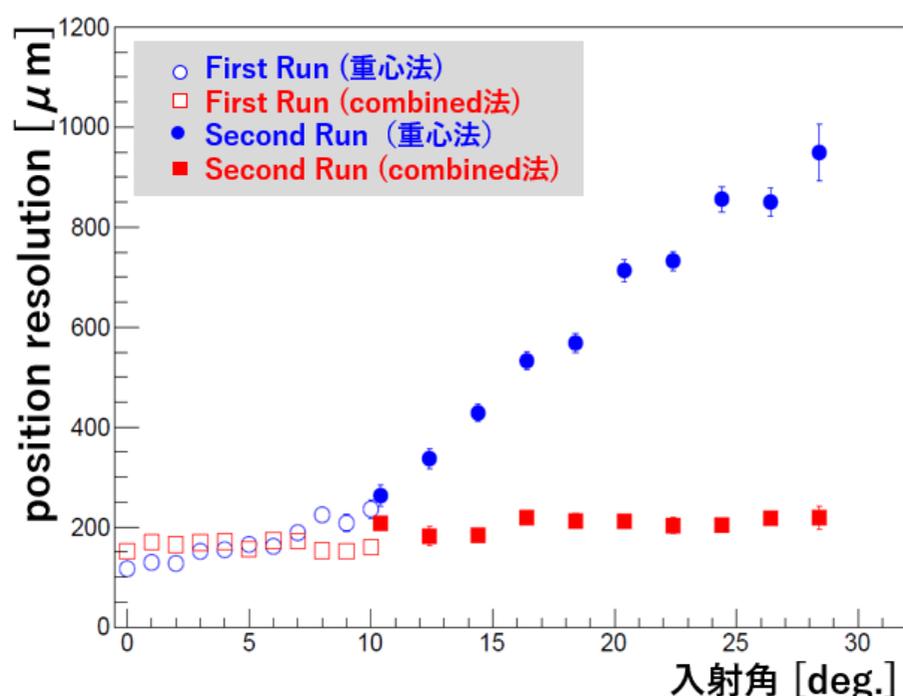


図 4.15 重心法（青）と combined 法（赤）における MM の位置分解能の入射角依存性

なる。一方 combined 法を使えば電荷の大きさだけでなく電荷を落とした時間の情報も使うことができるので、入射角によらず位置分解能は一定であったと考えられる。

しかし、いずれにしても MM の位置分解能のデザイン値は  $100 \mu\text{m}$  であるが、どちらの手法でもこの値まで到達していない。この原因を調べて改良した。次節でそれについて述べる。

#### 4.2.5 位置分解能測定性能の改良

位置分解能の値がデザイン値に達しなかった理由について、主に装置の歪みと多重散乱の影響の 2 点が考えられる。

##### 装置の歪みによる位置分解能の悪化

各 MM の X-Y 平面のアライメントが取れていない場合、特に各層でのストリップが平行になっていない場合には、残差の中心値が変化して位置分解能測定に悪影響を及ぼす。X 方向のストリップが平行になっているかを調べるため、Y 軸方向で区切って残差の中心値がどうなるを見た。結果は図 4.16 のようになった。Y 軸に比例して中心値も変化していることがわかる。これは、仮にテスト用の MM だけがずれているとすれば、ストリップが両端で  $50 \mu\text{m}$  程度ずれていることに相当する。

全ての Y 軸について中心値がゼロになるように補正して位置分解能を求めると、補正前が  $126.8 \mu\text{m}$  に対し補正後は  $124.5 \mu\text{m}$  になった。これは、図 4.15 で最もよい分解能を示す入射角が  $2^\circ$  以下で重心法を使用して位置決定を行った。しかし、この位置のずれを補正しても MM のデザイン値には到達しなかった。その理由は、Y 軸により残差の中心値がずれていても、平均  $25 \mu\text{m}$  くらいのずれであれば本来の位置分解能が  $100 \mu\text{m}$  であるので、誤差の伝搬を考慮すると 5% 程度しか影響がないからであると考えられる。

##### 多重散乱による位置分解能の悪化

宇宙線は MM の基板など、物質を通過する際にクーロン散乱が起きると進行方向が変化する。図 4.18 のような場合、実際に通過した位置と予想される位置とは黄色の矢印分だけ相違する。これが位置

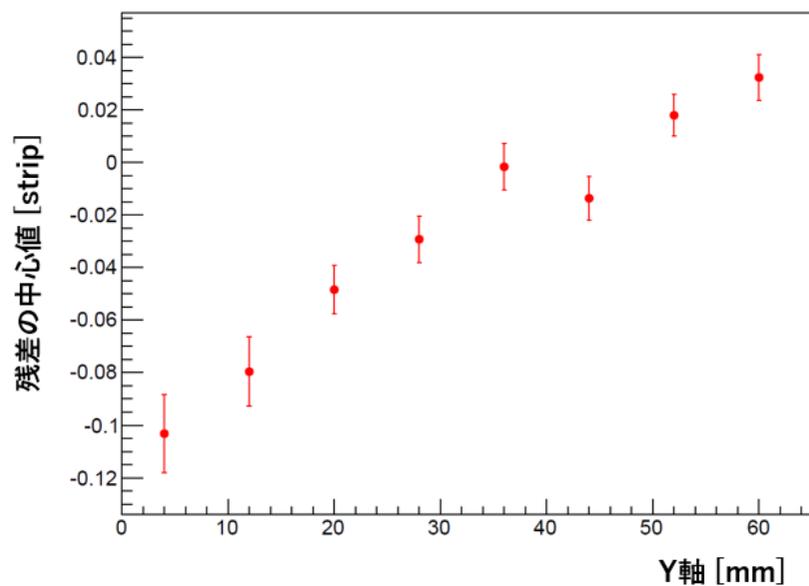


図 4.16 Y 軸による中心値の違い

分解能を悪化させる要因になる。散乱角が小さい場合はガウシアン近似ができ平均散乱角  $\theta_0$  は、

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ [MeV]}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} [1 + 0.038 \ln(\frac{x}{X_0})] \quad (4.5)$$

となる [11]。ここで  $p, \beta c$  と  $z$  はそれぞれ入射粒子の運動量，速度，電荷を表し， $x$  は粒子が通過する距離， $X_0$  は粒子が通過する物質の放射長を表す。鉛の放射長は 0.56 cm，MM の基板の主成分の PCB の放射長は 42.9 cm である。

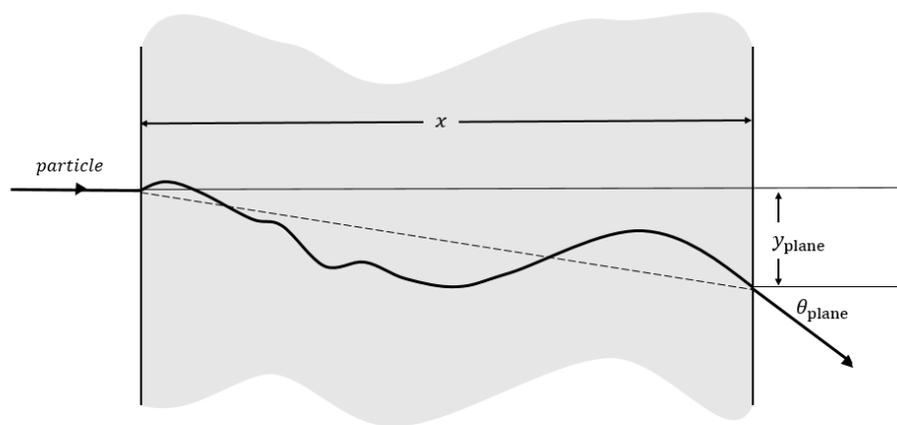


図 4.17 多重散乱による入射粒子のイメージ図

散乱による入射方向に垂直な平面での平均距離  $y_{\text{plane}}^{\text{rms}}$  は、

$$y_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_{\text{plane}}^{\text{rms}} = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_0 \quad (4.6)$$

となる [11]。

地表付近における宇宙線ミュオンのエネルギー分布を図 4.19 に示す。宇宙線ミュオンのエネルギーは、単一のエネルギービームとは違い 100 MeV~100 GeV 程度まで幅広く分布している。式 (4.5) で散乱角は入射粒子のエネルギーに反比例するため、主に運動量が低いミュオンが大きく散乱される影響で位置分解能が悪化する恐れがある。

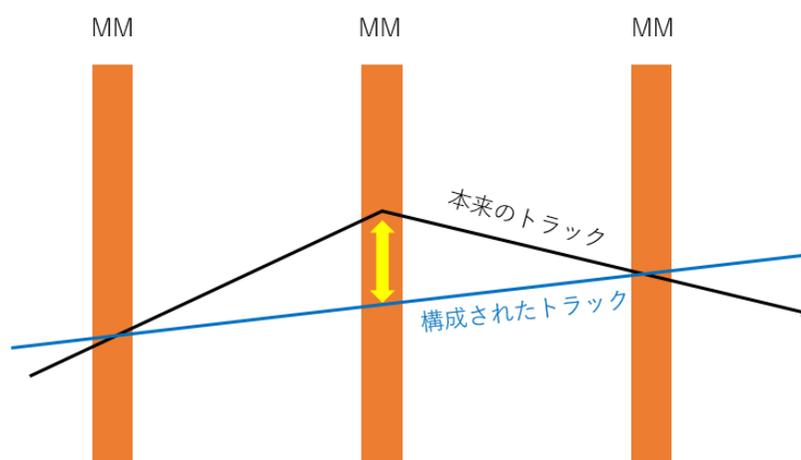


図 4.18

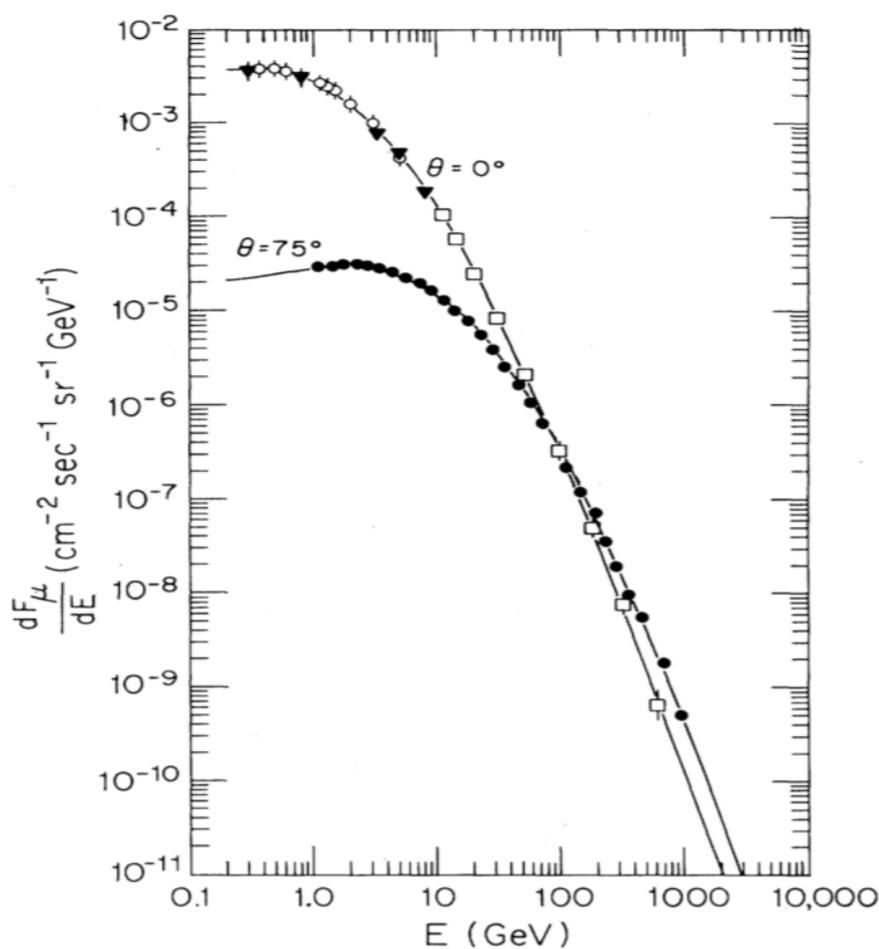


図 4.19 地表付近における入射角が 0° と 75° の宇宙線ミューオンのエネルギー分布

散乱が大きい事象を減らすため、図 4.20 のように装置に新たに鉛を置いた。MM の 4 層目と 5 層目の間に厚さ 20cm の鉛を置くことで、運動量の低い宇宙線は進行方向が変わる。このようなミューオンの位置を 5 層目 (J16 検出器) で測定すると、その多くはリファレンスの MM から予測される位置から外れることが期待される。

図 4.21 はリファレンスの MM から予想される位置と J16 の入射位置の残差である。上の 4 層の MM を通過して、J16 に入射するためには鉛を通過する必要がある、そこで多重散乱が起き、残差の平均値が大きくなっている。

図 4.21 の残差を  $-150 \sim 150$  strip の範囲の飛跡で求めるとその時の RMS は  $y_{plane}^{rms} = 35$  [strip] であっ

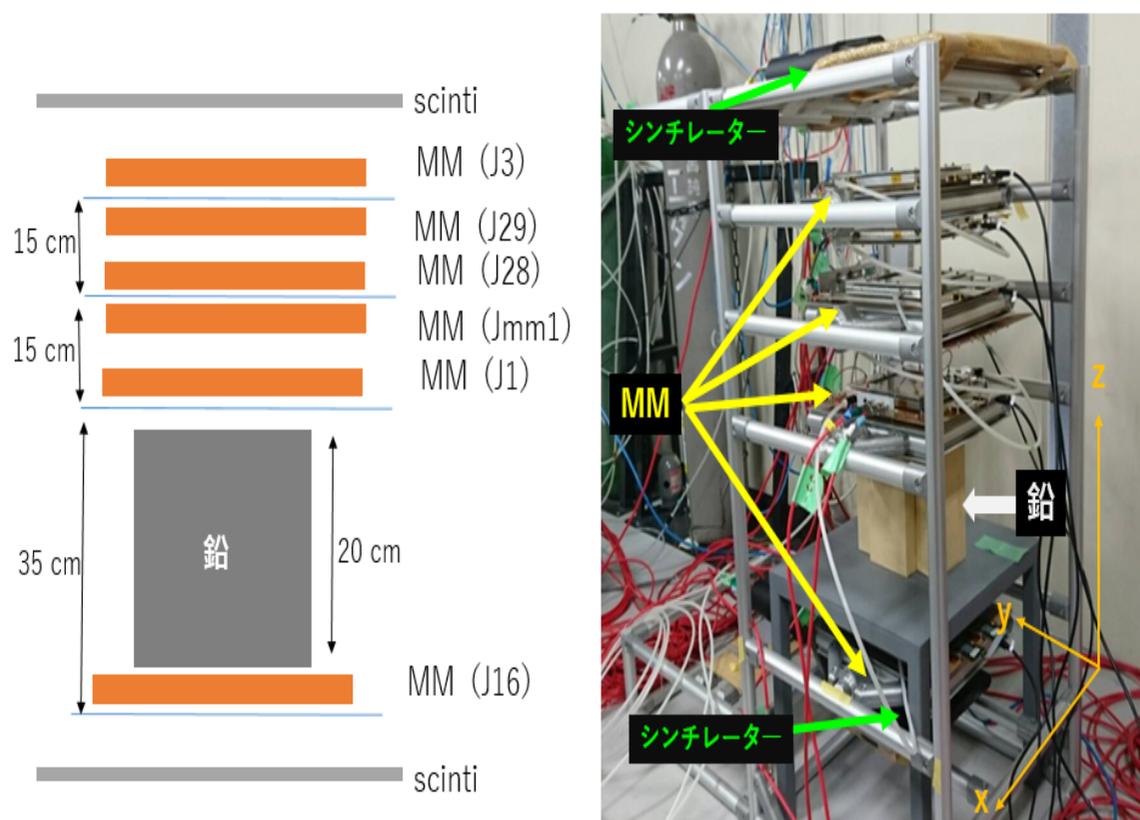


図 4.20 実験のセットアップ図

た。式 (4.5), (4.6) を用いると, 入射粒子の平均エネルギーはおよそ 750 MeV 相当となる。仮に上下のリファレンスの MM とテスト用の MM の 3 層で間隔を 10 cm ずつにして測定した場合, 多重散乱によって残差に影響を与えるのはテスト用 MM の物質による散乱だけである。MM1 層の基盤の厚さは 2 mm なので 750 MeV のミュオンにおける平均散乱角は  $0.06^\circ$  であり, MM の間隔である 10 cm 進んだ場合 0.01 cm ずれることになる。これは 0.25 strip (100  $\mu\text{m}$ ) に相当し, 目標とする 100  $\mu\text{m}$  の位置分解測定に悪影響を及ぼす。

そこで鉛を通過してもリファレンスの MM から予想される位置と大きくずれていないイベントの事象を除くことにより, テスト用 MM の物質による散乱角が大きいと推定される事象を除去した。図 4.21 の斜線部の J16 の残差の絶対値が 8 strip 以下のイベントを解析に用いた。測定時間は 185h, J16 以外の MM を通過したイベントは 17,030, J16 も含めすべての MM を通過したのは 4,142 イベント, 全ての MM を通過し事象選別をクリアし解析に使用したのは 1,757 イベントだった。

結果は図 4.22 のようになった。鉛を間に挟むと一番上と下の MM の間隔が広がるので, 入射角が小さいイベントしかすべての MM を通過しない。重心法を用いると事象選別を行っても入射粒子により電離される電子の領域は入射角に比例して大きくなるので位置分解能は悪化するが,  $3^\circ$  くらいまでなら, MM のデザイン値である 100  $\mu\text{m}$  を下回っている。combined 法では入射角によらず 100  $\mu\text{m}$  以下であった。

このことから, MM をリファレンスにも用いて残差法により解像度を求めるこのテストベンチ装置が, 残差法から予想される通りの解像度で位置分解能を求められることがわかる。これは, テストベンチが目標とする 100  $\mu\text{m}$  の位置分解能測定性能があることを意味する。

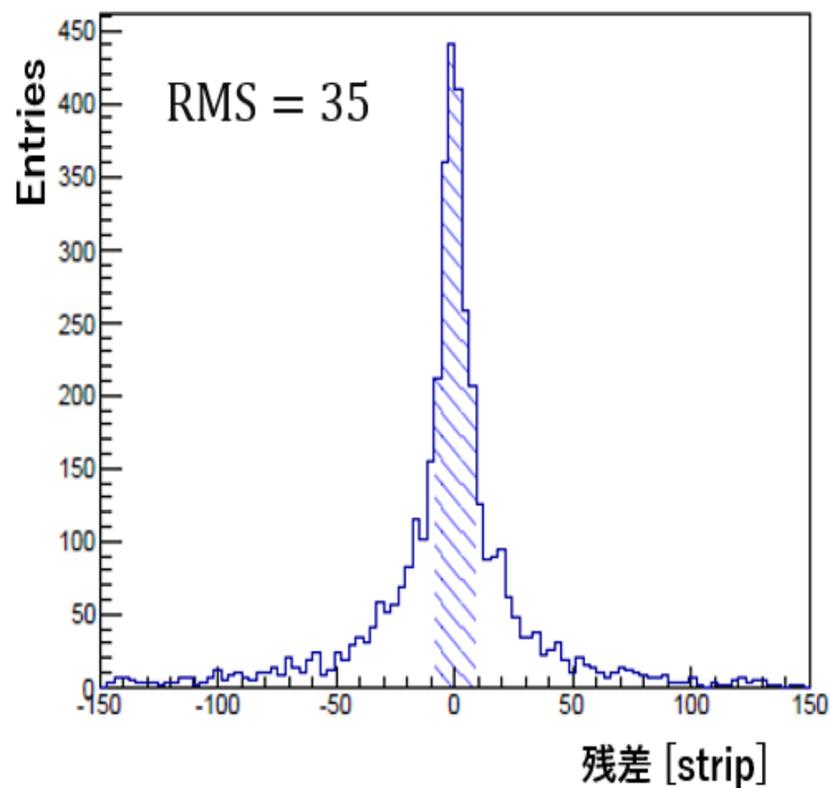


図 4.21 J16 チェンバーの予想される位置と入射位置の残差：斜線部のイベントを解析に使用した。

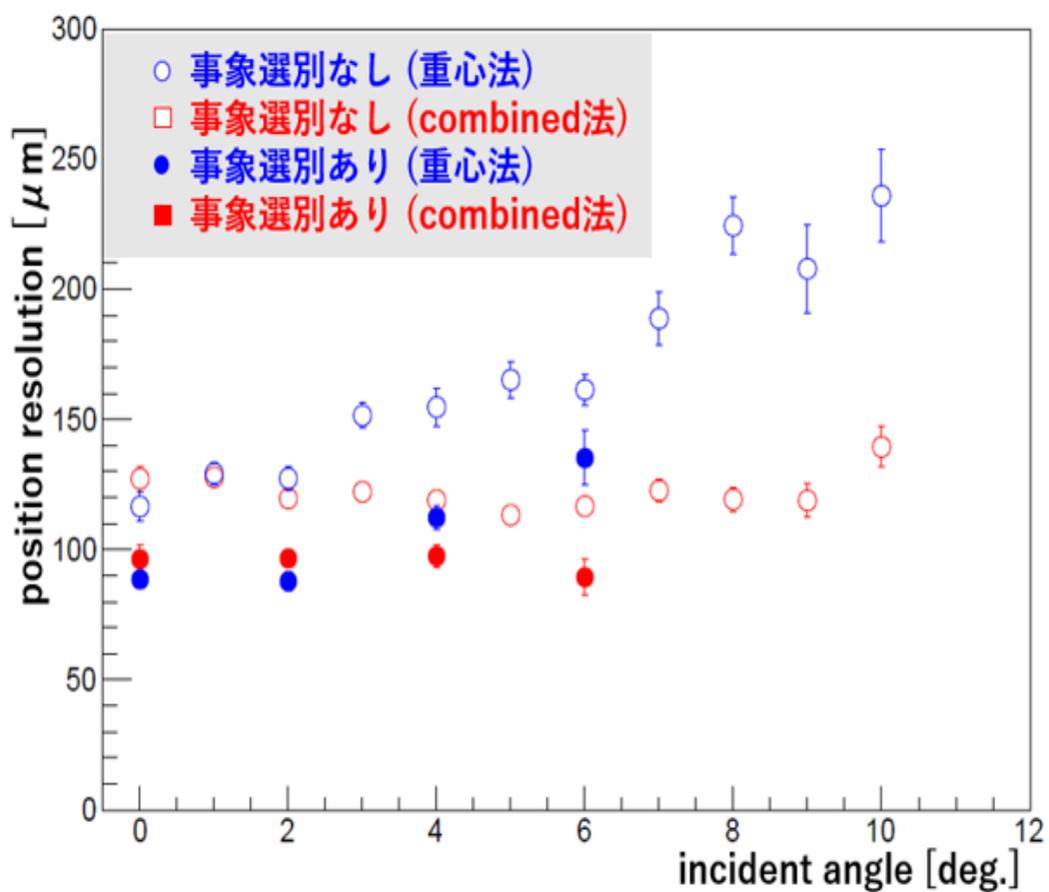


図 4.22 事象選別による位置分解能測定性能の違い

## 第5章

# テストベンチを用いた試験

### 5.1 抵抗膜の種類による位置分解能の違い

テストベンチの目的の一つに、様々な飛跡検出器での位置分解能の評価がある。その一つとして、抵抗膜など異なる種類の MM で位置分解能がどう変化するかを測定し、考察した。

今回は抵抗膜が一樣である J28 (15 M $\Omega$ /sq) が、抵抗膜がストリップ型である J29 と比べてどう違うかを測定した。事象選別を行うと測定できる入射角の領域が限定されてしまうため、事象選別を行う前のデータを使用した。結果は図 5.1 のようになった。この測定では予想されていたような抵抗膜で電荷が広がり位置分解能が悪化することは見られなかった。

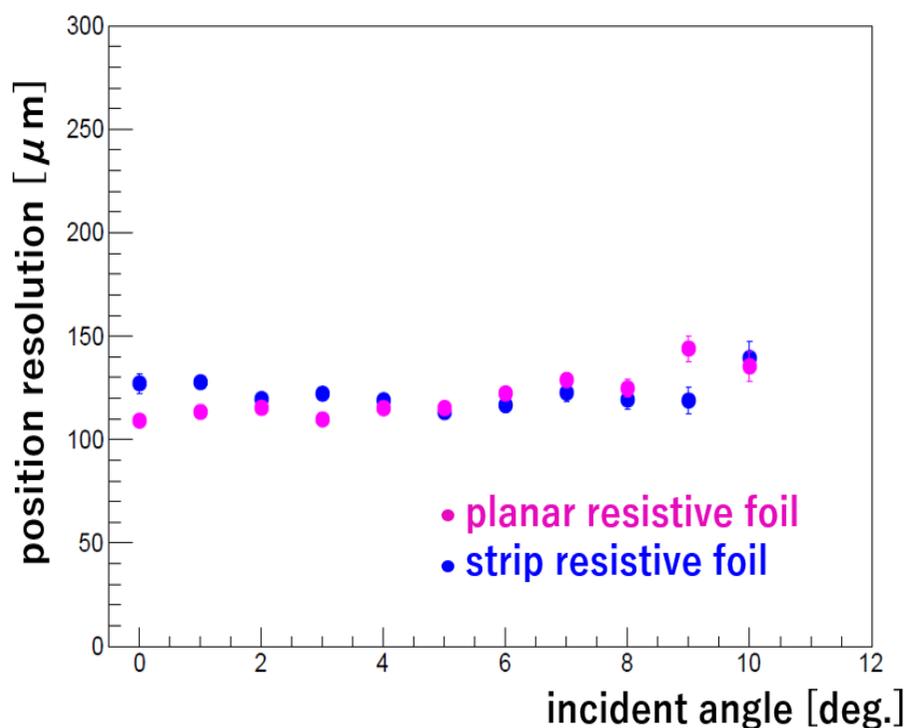


図 5.1 抵抗膜形状がストリップ（青）と一樣（ピンク）の位置分解能違い

この理由として、今回使用した J28 の抵抗膜の抵抗値が 15 M $\Omega$ /sq と高かったことが挙げられる。今回用いた 15 M $\Omega$ /sq と抵抗値が低い 30 k $\Omega$ /sq の抵抗膜の電荷の広がり計算値を図 5.2 と図 5.3 に示す [12]。抵抗膜の、ある 1 点に電荷を発生させ、抵抗膜でどの模様広がって読みだされるか計算値されている。3次元の左図は、横軸は電荷の発生点の真下のストリップを原点にして、そのストリップとの距離で、奥行方向の縦軸は電荷が最大値をとる時間を基準にした時間軸で、高さは最大電荷の  $q_{\max}$  に対する比である。右図は 3次元の左図を 2次元に投影したものである。横軸と縦軸は実験で用いた MM

の読み出しストリップ間隔の  $0.4\text{ mm}$  と SRS でデータを記録する  $25\text{ ns}$  刻みになっている。  $30\text{ k}\Omega/\text{sq}$  で電荷が V 字に広がっているのは、時間が進むにつれて電荷が伝搬していることが表されていると考えられる。抵抗値が高いと電荷が広がる速度が遅く、電荷の広がりも小さいことがわかる。  $15\text{ M}\Omega/\text{sq}$  ではせいぜい 1 strip しか広がっておらず位置分解能にはあまり影響しないことが示唆される。一方  $30\text{ k}\Omega/\text{sq}$  の抵抗膜では原点で発生した電荷は時間が進むにつれて広がっていき 5 ストリップ以上にわたり電荷が広がっていく。このことから抵抗値が低い抵抗膜の場合、位置分解能が悪化すると予想されるが、今回実験で使用した MM は  $15\text{ M}\Omega/\text{sq}$  と高い抵抗値だったので、位置分解能に有意な影響はなかったと推測される。

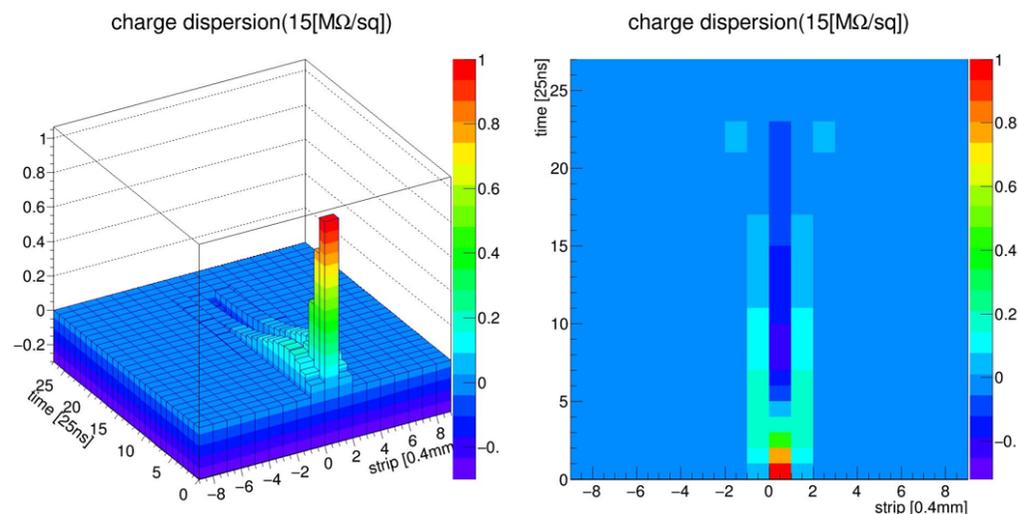


図 5.2 抵抗値が  $15\text{ M}\Omega/\text{sq}$  の抵抗膜の電荷伝搬計算 [12]

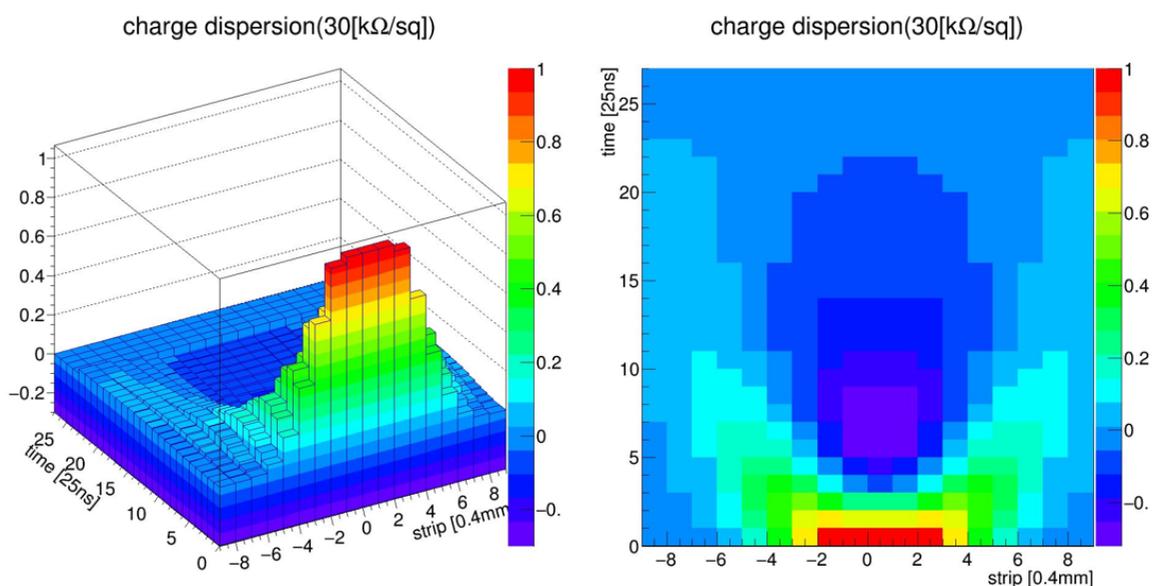


図 5.3 抵抗値が  $30\text{ k}\Omega/\text{sq}$  の抵抗膜の電荷伝搬計算 [12]

同じ電荷分布を実験値で見ると、図 5.4、図 5.5 のようになりストリップ型の抵抗膜と  $15\text{ M}\Omega/\text{sq}$  の一様な抵抗膜で電荷の広がりに大きな差異はなかった。使用したデータは一次電子が発生する x 方向の距離を制限するため、入射角を  $1^\circ$  以内とした。  $15\text{ M}\Omega/\text{sq}$  の MM は計算値に比べて  $q_{\text{max}}$  の両隣のストリップにも電荷が大きいのは、宇宙線により生成された種電荷の領域に幅があったり、種電子がメッシュまでドリフトされる間や増幅領域で電荷が広がっているからだと考えられる。

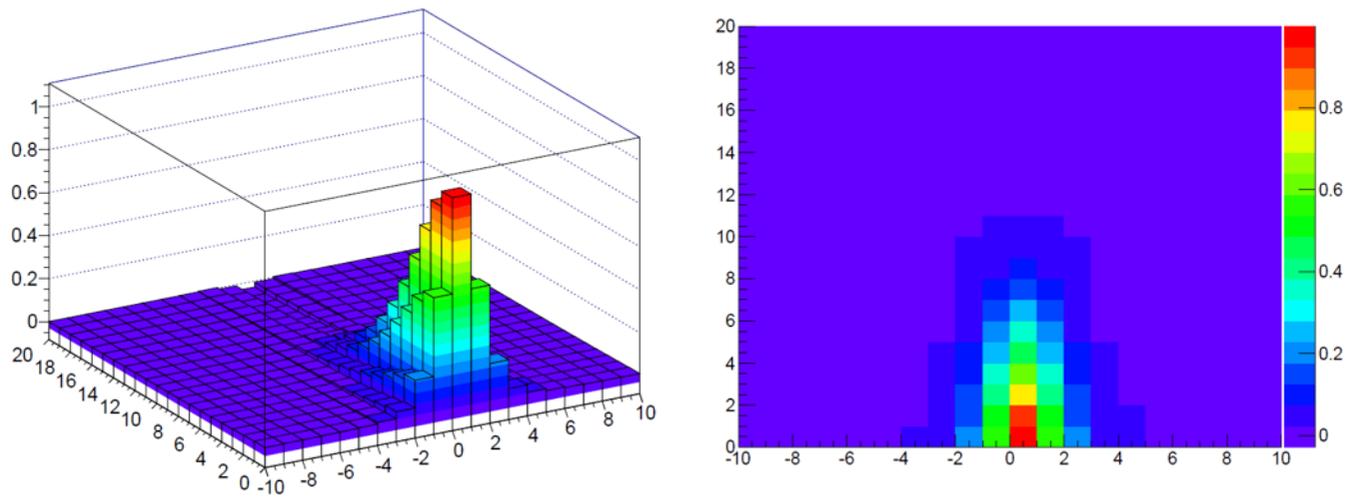


図 5.4 ストリップ型抵抗膜の電荷伝搬の測定値

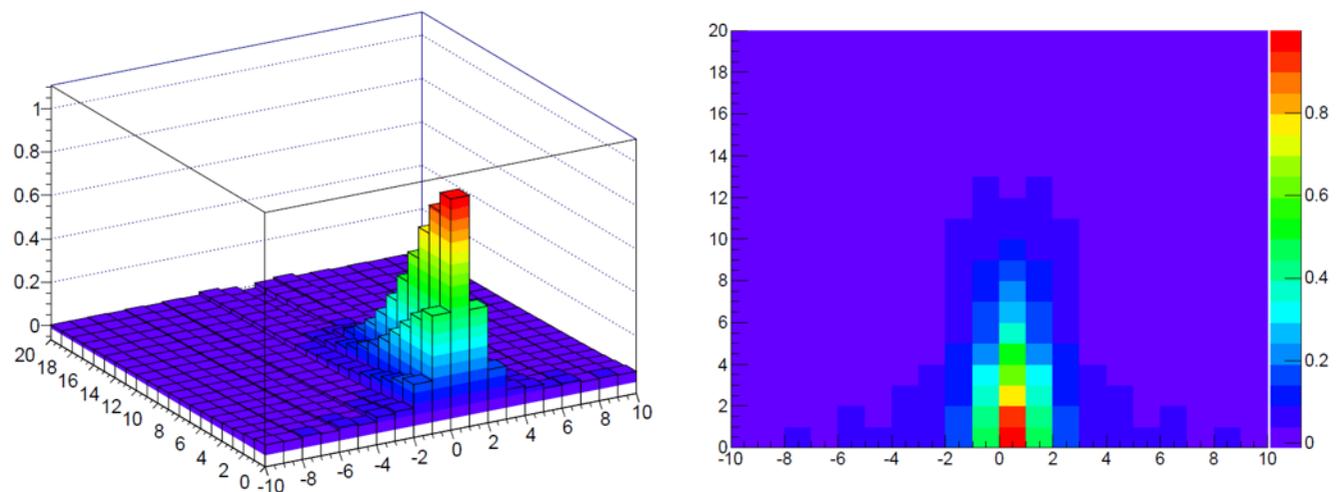


図 5.5 抵抗値が 15 MΩ/sq の一様な抵抗膜の電荷伝搬の測定値

## 5.2 検出効率

宇宙線テストベンチでは位置分解能のほかに MM の検出効率を測ることができる。J3, J29, J16, J1 の 4 層を使って実験を行った。中央の 2 層 (J29, J16) について検出効率を測定した。検出効率は以下のように定義した。

$$\text{検出効率 [\%]} = \frac{\text{(4 層すべてが鳴る) かつ (4 層が誤差の範囲内で一直線に並んだ) イベント数}}{\text{(残りの 3 層が全て鳴る) かつ (3 層が誤差の範囲内で一直線に並んだ) イベント数}} \quad (5.1)$$

ここで誤差の範囲で一直線に並ぶとは、リファレンスの J3, J1 から予想される位置に対しテスト用の MM の入射位置が  $\pm 5\sigma (\approx \pm 2 \text{ strip})$  の範囲に入っていることを指す。場所による検出効率の違いを測定した。結果は図 5.6 のようになった。誤差は検出効率の最確値を  $p$  とすれば、誤差は二項分布の誤差より  $\sqrt{p \times (1-p) / (\text{全体のイベント数})}$  とした。J29, J16 両方で両端での検出効率が下がっているのは 4 層の MM が厳密に一直線に並んでいない影響であり、その他の場所も検出効率が 99% に到達できていないのは、4 層の Y 方向のアライメントが取れていないので、リファレンスの MM の有感領域の縁にきた宇宙線に対して感度がなかったからだと予想される。その装置で検出効率を測るためには最上流と最下流の MM に 2 次元を使用し 2 次元で入射位置を予測し、アライメントが多少ずれていても十分有

感領域に収まるようなイベントを選択すればよいと思われる。

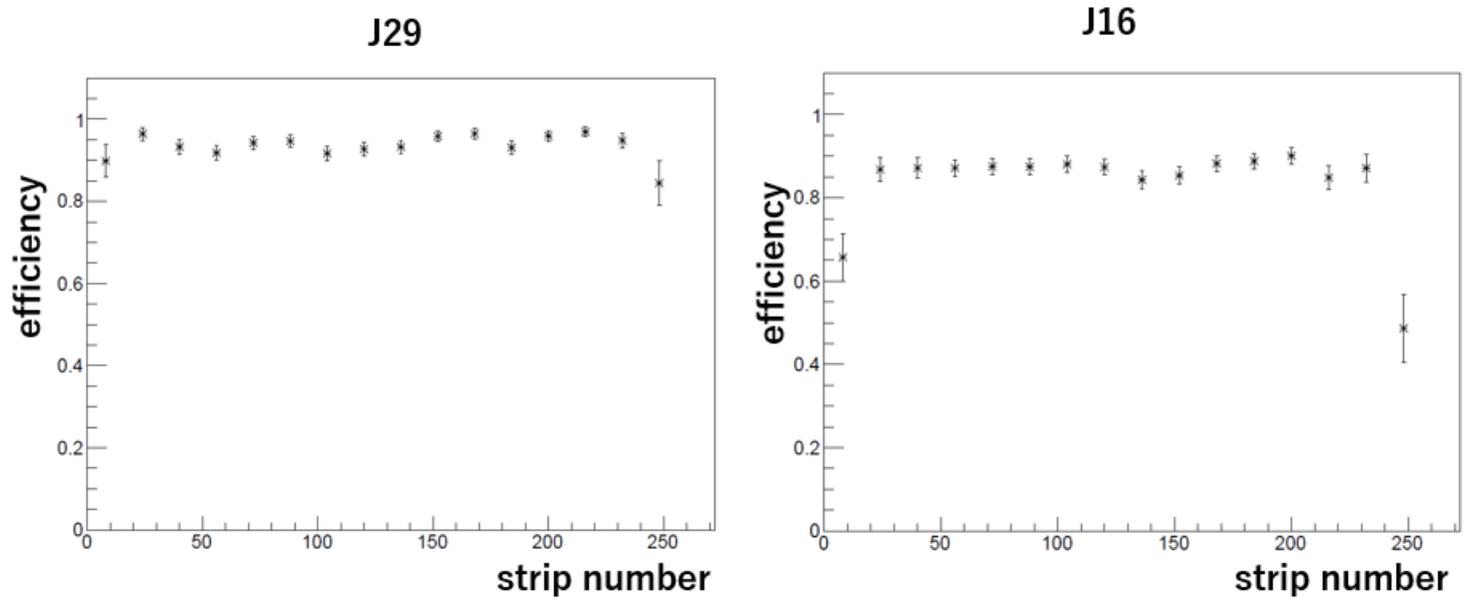


図 5.6 J29(左) と J16(右) における場所による検出効率の違い

## 第6章

### まとめ

LHCでは今後さらなる新物理の探索を行うため統計量を増やす計画があり、それに伴い ATLAS 検出器もアップグレードする必要がある。NSW は新たにエンドキャップのミュオンスペクトロメータとして導入され、NSW を構成する検出器の一つとして MicroMEGAS が採用された。

この研究では MicroMEGAS などの検出器の性能を評価できるシステムを構築し、その性能を評価した。ビームを使わずに宇宙線を用いることで実験室で手軽に行うことが特徴である。宇宙線はビームとは異なり単一のエネルギーの粒子ではないため、多重散乱の影響を受けやすく本来の検出器の性能を測ることが難しい。そこで、鉛を用いて敢えて多重散乱を起きやすくすることにより、事象選別を行い、特に低エネルギーの宇宙線を測定から除外することで、位置分解能測定性能を向上させることが確認できた。入射位置決定を重心法で行うと、入射角が  $3^\circ$  以内と小さいイベントは入射荷電粒子により電離された一次電荷が生成される幅が小さく位置測定性能がいいが、入射角が大きくなるにつれてその幅が大きくなり測定精度が悪化する。combined 法を用いれば入射角による位置測定精度の変化をなくすことは確認され、さらに事象選別を行えば入射角によらず本来の検出器の性能を測定することを可能にした。

最後に制作した宇宙線テストベンチを用いた試験として、異なる MM の抵抗膜形状による位置分解能の性能の差異を評価した。ストリップ型でも一様な抵抗膜でも位置分解能が  $100\ \mu\text{m}$  を下回っており、抵抗膜が一様である MM について予想されていたような電荷の広がりにより、位置分解能の悪化するようなことはなかった。これは、実験に用いた MM が  $15\ \text{M}\Omega/\text{sq}$  と抵抗値が高かったので、抵抗層での電荷の広がりが少なかったからだと計算値から推測され、実際のデータでも電荷の広がりに顕著な違いはなかった。

## 第 7 章

### 略語一覽

- SW . . . Small Wheel
- NSW . . . New Small Wheel
- TGC . . . Thin Gap Chamber
- sTGC . . . small wheel Thin Gap Chamber
- MDT . . . Monitored Drift Tube
- CSC . . . Cathode Strip Chamber
- MM . . . MicroMEGAS, Micro-MEsh GAseous Structure

## 謝辞

本論文を執筆するにあたり，指導教員である山崎祐司教授には，このような素晴らしい環境の中で研究をさせていただいたことに深く感謝いたします。物理の基礎知識から解析手法まで，また発表資料の文章など，多岐に渡りご指導や助言をして頂き，常に正しい方へ導いていただきました。重ねてお礼申し上げます。藏重久弥教授，前田順平講師，清水志真助教には日々のミーティングを通して，研究に対する理解が深まりました。大変ありがとうございました。越智敦彦准教授は検出器に精通しており，研究が行き詰った時などに的確にアドバイスをしていただいたり，斬新なアイデアを提供していただきました。ありがとうございました。

竹内康雄教授，身内賢太郎准教授，鈴木州助教，矢野孝臣助教，中野佑樹氏，原俊雄氏には，研究室ミーティング，論文講究やゼミ等でご指導や助言をしていただき，物理に関する知識の幅を広げることができました。本間康浩氏には実験室で雑談をしていただいたり，実験に関するアドバイスをいただきありがとうございました。

増淵達也氏，片岡洋介氏，斎藤智之氏には，CERN 滞在時や SRS に関して大変お世話になりました。山崎友寛氏，山谷昌大氏にも貴重な意見をいただきました。ありがとうございました。

山根史弥さんには MicroMEGAS の実験に関して，手取り足取りご指導していただきました。陳叶さんには，ソフトウェアに関して丁寧なご指導や，研究を気にかけてくださり，ありがとうございました。また同期の，見た目はいかついけどフレンドリーな池田智法くん，いつも忙しそうな銀行員の帝釋稜介くん，生活リズムが規則正しくオンとオフの切替ができる谷岡凌くん，いつも独り言で場を賑やかにしてくれた長坂憲子さん，隣の席で研究をともにした長谷川大晃くん，そしてイギリス大好きな阿部圭悟くんとは研究の話であったり，たわいのない話をしたりと楽しい研究生活を送ることができました。秘書の横山有美さんには出張などの際には事務手続き等で大変お世話になりました。そのほかにもたくさん先生方，先輩や後輩の皆様のおかげで充実した日々を過ごすことができました。ありがとうございました。

最後に，これまでの学生生活を支えてくださった両親に感謝の意を述べて謝辞と致します。

## 参考文献

- [1] <http://atlas.ch/photos>
- [2] <http://alice-j.org/lhc.html>
- [3] "STATUS OF HIGGS BOSON PHYSICS"  
<http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-higgs-boson.pdf>
- [4] The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider , JINST 3 (2008) S08003.
- [5] ATLAS Collaboration Collaboration, ATLAS Collaboration "Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System"
- [6] ATLAS Collaboration, Technical Design Report New Small Wheel
- [7] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/MuonTriggerPublicResults>
- [8] The MicroMEGAS Project for the ATLAS Upgrade  
<https://arxiv.org/pdf/1310.0734v1.pdf>
- [9] A.Dar "Atmospheric Neutrinos, Astrophysical Neutrons, and Proton-Decay Experiments"  
<http://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.51.227>
- [10] Y.Kataoka et al. "Performance Studies of a Micromegas Chamber in the ATLAS Environment"
- [11] K.A. Olive et al. (PDG), Chin Phys. C38,090001(2014)
- [12] 長谷川大晃: 修士論文「抵抗電極を有した MPGD における電荷伝搬の研究」, 神戸大学 2016