

修士学位論文

ATLASアップグレードに向けた
MicroMEGASの開発とその性能評価

2013年2月8日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 116s101s
氏名 江戸 勇樹

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

目次

第 1 章 序論	1
第 2 章 LHC ATLAS 実験	3
2.1 LHC	3
2.2 ATLAS 実験	4
2.2.1 ATLAS 実験の目指す物理	4
2.2.1.1 Higgs 粒子の生成過程	4
2.2.1.2 Higgs 粒子の崩壊過程	4
2.2.2 ATLAS 検出器	5
2.2.2.1 ATLAS ミューオンスペクトロメーター	6
2.3 ATLAS アップグレード	7
2.3.1 LHC アップグレードの ATLAS への影響	7
2.3.2 ATLAS NSW アップグレード	8
第 3 章 ガス検出器	10
3.1 粒子線と物質との反応	10
3.1.1 荷電粒子	10
3.1.2 X 線、 γ 線	11
3.2 ガス粒子検出の動作原理	12
3.2.1 ガス中の電離過程	12
3.2.2 ペニング効果	13
3.2.3 電子移動と収集	13
3.2.4 増幅	14
3.2.5 検出器の動作電場領域	14
3.3 ガス検出器の種類	15
3.3.1 比例計数管	16
3.3.2 TGC	16
3.3.3 MDT	16
3.3.4 MPGD	17
第 4 章 MicroMEGAS	19
4.1 MicroMEGAS の構造、特徴	19
4.1.1 MicroMEGAS	19
4.1.2 Bulk MicroMEGAS	20
4.1.3 Resistive MicroMEGAS	20
4.2 神戸大での MicoMEGAS 開発	22
第 5 章 X 線を用いた MicroMEGAS の性能評価	24
5.1 gas gain 測定	24
5.2 gas gain 測定の原理	24
5.2.1 データ取得	26
5.2.2 キャリブレーション	26

5.2.3	測定結果	29
5.3	APV 25 chip 読み出しでの動作試験	31
5.3.1	APV25 chip	32
5.3.2	全 ch 読み出しでの動作試験	32
5.3.3	X 線発生装置を用いた高頻度入射粒子に対する耐性試験	32
第 6 章	120GeV π ビーム照射試験	36
6.1	CERN SPS H6 ビームライン	36
6.2	セットアップ	37
6.3	測定データ解析	39
6.3.1	ビーム通過位置の特定 (クラスタリング)	39
6.3.2	Efficiency	41
6.3.3	位置分解能	43
6.3.4	時間分解能	44
6.3.5	結果のまとめ	45
第 7 章	結論	47
	謝辞	49
	参考文献	50

第1章 序論

スイスのジュネーブ郊外にある欧州素粒子原子核機構 (CERN) は 2008 年に大型陽子・陽子衝突型加速器 LHC (Large Hadron Collider) を完成させ、2010 年から本格的に実験を開始している。LHC は世界最大の陽子陽子衝突型の円形加速器であり、14TeV もの重心エネルギーで衝突するように設計されている。LHC には 4 つの衝突点があり、各衝突地点に巨大な検出器が設置されている。その 1 つである ATLAS 検出器は直径 22m、全長 44m、総重量 7000t もある汎用検出器であり、主に Higgs 粒子や超対称性の発見を目的としている。

LHC ではデザインルミノシティを現在の $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ から $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ にするアップグレードが計画されている。それに伴い、ATLAS ミューオンスペクトロメーターの SW (Small Wheel) と呼ばれるビームの衝突点に近い部分では、アップグレード後のヒットレイトで粒子の検出効率を十分に得られない問題がある。そのため SW ではミューオン検出器の交換が検討されており、その新検出器として MicroMEGAS が採用される事が決まっている。

MicroMEGAS とは MPGD (Micro-Pattern Gas Detector) と呼ばれるガス検出器の一種であり、現在 CERN では ATLAS SW への導入に向けた様々な開発を行なっている。そこで神戸大では、Bulk MicroMEGAS 技術と呼ばれる製法を用いたメッシュ構造と、スクリーン印刷による高抵抗ストリップ構造を持つ MicroMEGAS の試作機を作成した。このタイプの MicroMEGAS は国内で初めて作成されたものであり、ATLAS アップグレードに向けた開発の新たな拠点として CERN のグループとの共同開発を目標としている。

ATLAS SW への導入に向けて、新検出器には要求される性能がある。LHC アップグレード後の SW でのイベントレイトは最大 $\sim 1 \text{kHz/cm}^2$ となることが予想されており、検出器の入射レイト耐性は 20kHz/cm^2 以上が必要とされる。また、ATLAS ミューオンスペクトロメーターでは MIP (Minimum Ionization Particle) 領域にあるミューオンを検出する必要があり、ミューオンを検出するのに十分な gas gain と 99.9% 以上の検出効率が必要となる。さらに、効率よくトリガーを得るために $100 \mu\text{m}$ より良い位置分解能や、バンチ識別が可能である 5nsec 程度の時間分解能も必要となる。

本研究では、これらの性能について神戸大で試作した MicroMEGAS で評価を行った。 ^{55}Fe の X 線を用いた測定では、試作機の gas gain 測定を行った。また、MIP 領域に近い 120 GeV π^+ ビームを用いたビームテストを CERN の H6 ビームラインで行い、Efficiency、位置分解能、時間分解能などの評価を行った。

本論文では、

第 2 章では LHC と ATLAS 実験、さらに MicroMEGAS が導入される ATLAS SW アップグレードについて

第 3 章ではガス検出器の原理について

第 4 章では MicroMEGAS の原理・構造と、神戸大の試作機について

第 5 章では ^{55}Fe を用いた gas gain 測定について

第 6 章では CERN の H6 ビームラインで行った 120 GeV π^+ ビームテストについて

第7章では全体のまとめについて述べる。

第2章 LHC ATLAS実験

2.1 LHC

大型陽子・陽子衝突型加速器 LHC(Large Hadron Collider) はスイスのジュネーブ郊外にある欧州素粒子原子核研究機構 (CERN) の地下 100m に建設された世界最大の陽子・陽子加速型の円形加速器である。衝突による重心系エネルギーは 14TeV、最高ルミノシティは $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ の予定であり、新しいエネルギー領域の物理の解明を目指すべく 2008 年より始動している (図 2.1)。LHC の主要パラメータを表に示す。

荷電粒子は加速されるとき、円軌道の接戦方向に放出されるシンクロトロン放射によってエネルギーを損失する。このときのエネルギー損失は加速する粒子の 4 乗に反比例する形で与えられる。従って、LHC のような陽子・陽子衝突型の加速器では陽子の質量は電子の約 2000 倍であり、シンクロトロン放射によるエネルギー損失は電子に比べて非常に少ないため、高いエネルギーを実現しやすい。しかしその反面、陽子衝突は陽子の構成要素であるクォーク、グルーオン同士の散乱によって反応が複雑になり、かつ 25ns 間隔という高頻度で衝突が起こるため、膨大なバックグラウンドが生じる。そのため、LHC に設置する測定器は高頻度バックグラウンドの環境に耐え、膨大なバックグラウンドの中から興味のあるイベントを選別する必要がある。

LHC は 2008 年に完成し、9 月 10 日に最初にビーム周回が成功したが、同年 9 月 19 日にヘリウム漏れの事故により稼働停止を余儀なくされた。その後 2009 年に修理は完成し、現在 (2013 年 1 月) まで正常に運転を行なっている。これまでの積分ルミノシティの蓄積は図 3.8 のようになっており、2012 年の運転では 21fb^{-1} に相当する 8TeV 陽子衝突データを貯めることに成功している。

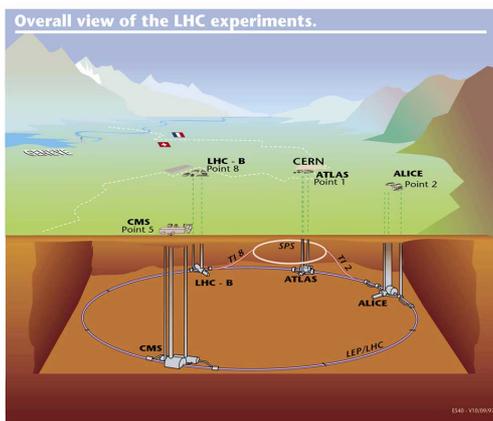


図 2.1: LHC 加速器 [21]

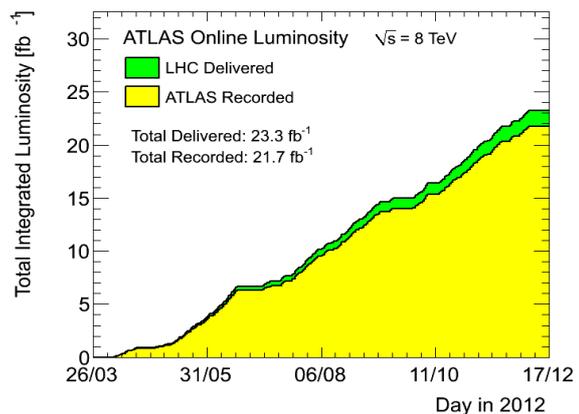


図 2.2: LHC 加速器積分ルミノシティ [23]

2.2 ATLAS 実験

図 3.7 にあるように、LHC にはそれぞれ目的に応じた 4 つの検出器が存在する。大型汎用検出器 ATLAS(A Toroidal LHC ApparaturS) 検出器、ATLAS 検出器と同じ汎用測定器 CMS(Compact Muon Solenoid) 測定器、B 中間子の研究に特化した LHC-B 検出器、重イオン衝突実験用の Alice(A Large Ion Collider Experiment) 測定器である。この節では神戸大が参加している ATLAS 実験について、目標とする物理と検出器について説明する。検出器に関しては本研究テーマに特に関わりがある、ミューオンスペクトロメーターについて詳細に説明をする。

2.2.1 ATLAS 実験の目指す物理

ATLAS 実験は主に標準模型 Higgs 粒子、超対称性の発見を目的としている。この節では、標準模型 Higgs 粒子の探索について説明する。

Higgs 粒子は標準模型で存在が予言されていた粒子であり、2012 年 7 月、CERN 研究所は Higgs 粒子らしき新粒子の存在を発表した。標準模型ではゲージ対称性が成立するとされ、このとき相互作用の媒体となるゲージ粒子の質量がゼロとなる事が要求される。しかし、弱い相互作用のゲージ粒子である W 粒子と Z 粒子は、それぞれ約 81GeV、91GeV の質量を持つことがこれまでの実験から明らかである。この問題は、Higgs 機構のスピンの 0 のスカラー粒子、つまり Higgs 粒子を仮定することで解決される。また、Higgs 粒子自体も質量を持ち、ATLAS 実験は 114GeV~1TeV の範囲で Higgs 粒子の探索が可能である。

2.2.1.1 Higgs 粒子の生成過程

Higgs 粒子はトップクォークや W^\pm 、Z 粒子などの質量の大きい粒子と結合しやすいため、LHC では主に以下の 4 つの生成過程が考えられる。それぞれのファインマングラフを図 2.3、生成断面積を図 2.4 に示す。

- $gg \rightarrow H$ (*gluon fusion*) (a)
- $qq \rightarrow qqH$ (*vectorboson fusion*) (b)
- $g\bar{g} \rightarrow t\bar{t}H$ (*top associate production*) (c)
- $q\bar{q} \rightarrow W/ZH$ (*W/Z associate fusion*) (d)

2.2.1.2 Higgs 粒子の崩壊過程

Higgs 粒子の崩壊過程は Higgs 粒子の質量 M_H に依存しており、様々な崩壊モードがある。以下に Higgs 粒子の主な崩壊モードを挙げる。また、図 2.5 は Higgs 粒子の質量に対する崩壊分岐比を表す。

- $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ($114\text{GeV} < M_H < 130\text{GeV}$)

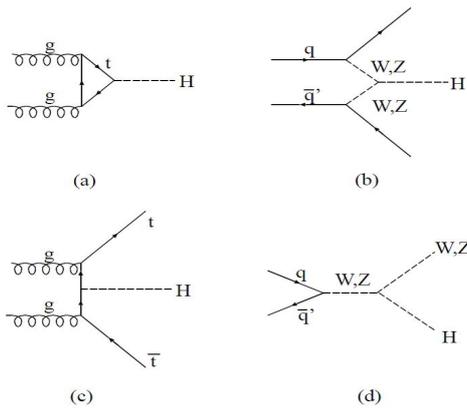


図 2.3: Higgs 粒子の生成ファインマングラフ [2]

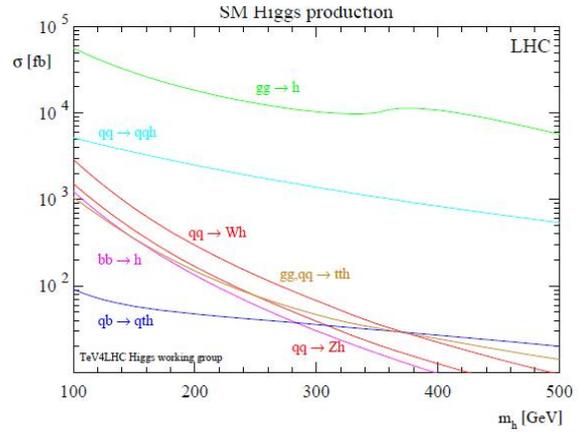


図 2.4: Higgs 粒子の生成断面積 [10]

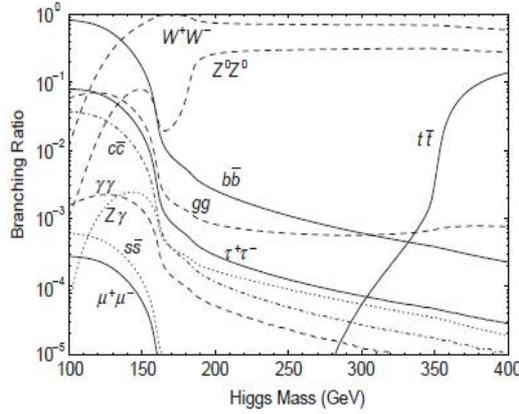


図 2.5: Higgs 粒子の崩壊分岐比 [25]

- $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ ($150\text{GeV} < M_H < 180\text{GeV}$)
- $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ ($180\text{GeV} < M_H < 700\text{GeV}$)
- $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ ($130\text{GeV} < M_H < 180\text{GeV}$)

2.2.2 ATLAS 検出器

ATLAS 検出器は直径 22m、全長 44m、総重量 7000t の汎用検出器である。図 2.6 に ATLAS 検出器の全体図を示す。内側から内部飛跡検出器 (鉛、液体 Ar)、カロリメーター (鉄+シンチ、Cu+液体 Ar、タングステン+液体 Ar)、ミューオンスペクトロメーター (MDT、CSC、TGC、RPC) が設置されている。

ATLAS 検出器における座標系は円筒座標系で表し、ビーム軸に z 軸方向、これに垂直な方向を r 方向、ビーム軸周りを周回する方向を ϕ 方向としている。また、衝突点から引い

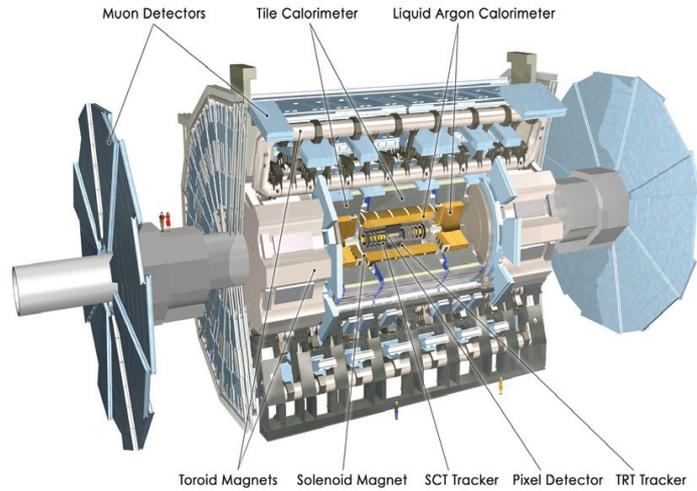


Fig. 1. . The ATLAS detector

図 2.6: ATLAS 検出器の全体図 [20]

た線とビーム軸のなす角を θ とし、擬ラピディティ (pseud rapidity) $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$ と定義する。

ATLAS では、 $|\eta| < 1$ の円筒の筒に相当する部分をバレル部、 $1 < |\eta|$ の円筒の円に相当する部分をエンドキャップ部と呼ぶ。特にその中でも $1 < |\eta| < 1.9$ の領域を Endcap と呼び、 $1.9 < |\eta|$ の領域を Forward と分けて呼んでいる。また、エンドキャップ部の内、内側の EI (Endcap Inner) と FI (Forward Inner) をまとめて SW (Small Wheel)、外側の M1、M2 (middle)、M3 (pivot) をまとめて BW (Big Wheel) と呼ぶ。

検出器内にはマグネットが設置され、中央のソレノイド磁石とバレル部、エンドキャップ部のそれぞれのトロイダル磁石で構成される。バレル部とエンドキャップ部で 8 つのコイルがビーム軸に対して 8 回対称となるように設置されている。積分磁場強度はバレル部で $2 \sim 6 Tm$ 、エンドキャップ部で $4 \sim 8 Tm$ である。

2.2.2.1 ATLAS ミューオンスペクトロメーター

ミューオンは寿命が約 $2.2 \mu s$ と長く、透過力があることからカロリメータの外側まで到達する粒子のほとんどはミューオンである。そのため、粒子識別が容易であり、バックグラウンドも少なく測定しやすいため、終状態に荷電レプトンを含む物理現象は重要となる。図??に ATLAS ミューオンスペクトロメータの外観図と各検出器の位置を示す。ミューオンスペクトロメーターは ATLAS 検出器の最も外側に設置されており、飛跡精密測定用として MDT (Monitored Drift Tube)、CSC (Cathode Strip Chamber) が、トリガー用として TGC (Thin Gap Chamber)、RPC (Resistive Plate Chamber) がそれぞれ用いられている。

バレル部、エンドキャップ部の多くの領域で、MDT は用いられており、ミューオントラックの精密測定を行う。 $2.1 < \eta < 2.7$ の領域では、高レートバックグラウンド中でも動作可能な CSC が用いられる。ミューオンスペクトロメーターでは運動量分解能が $1 TeV$ のミューオンに対し 10% となるよう設計されている。

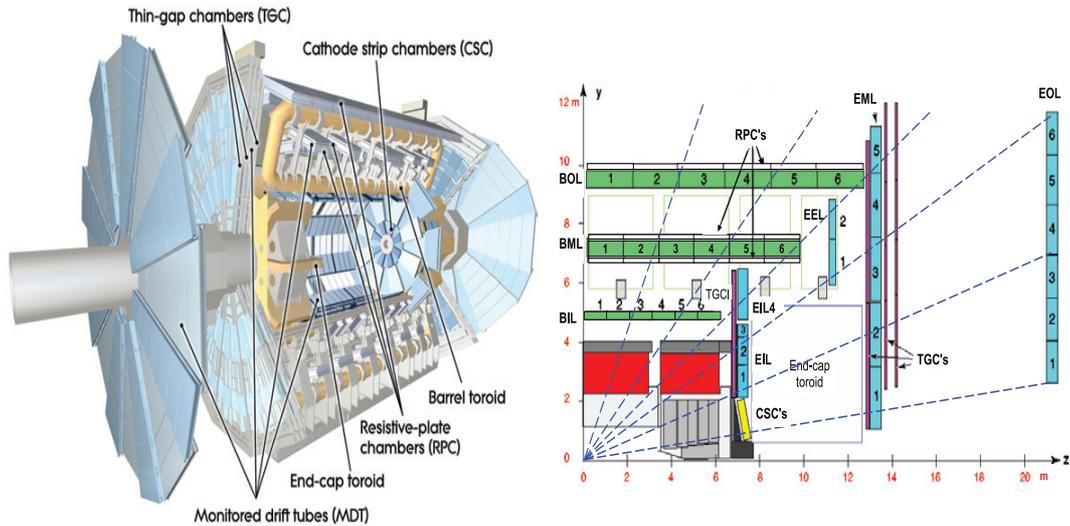


図 2.7: ATLAS ミューオンスペクトロメータの外観図と各検出器の位置 [20]

トリガーシステムは $\eta < 2.4$ の領域をカバーしており、バレル部に RPC、エンドキャップ部に TGC をそれぞれ用いている。トリガー用エレクトロニクスには衝突点から生じた高運動量を持つミューオンのヒットパターンが予め組み込まれており、ミューオンの通過に伴いトリガータイミング、運動量、位置などの情報を与える。

各検出器の構造、特徴に関しては、次章で説明することにする。

2.3 ATLAS アップグレード

TeV スケールの物理反応データの統計量を増やすため、デザインミノシティをあげるための LHC アップグレードが計画されており、それに伴い ATLAS のアップグレードも予定されている。本節では LHC アップグレードによる ATLAS への影響と、2018 年に予定されている ATLAS NSL(New Small Wheel) アップグレードについて説明する。

2.3.1 LHC アップグレードの ATLAS への影響

LHC のデザインではビームエネルギー 7TeV、最高ミノシティは $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ であるが、現在はビームエネルギー 4.0TeV、最高ミノシティは約 $8 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ で運転を行なっている。LHC アップグレードでは、改良を phase0、phase1、phase2 と行い、徐々に最高ミノシティを高めていく予定である。2022 年のアップグレードでは $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ を実現して、2030 年までに 3000fb^{-1} を貯めることを目標としている。

LHC アップグレードによるミノシティの増加によって、25nsec 毎に起こる 1 回のバンチ衝突当りのイベントレートが増加する。図 2.8 は $L=2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のときと、 $L=2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ のときの衝突のシミュレーションの様子を示す。

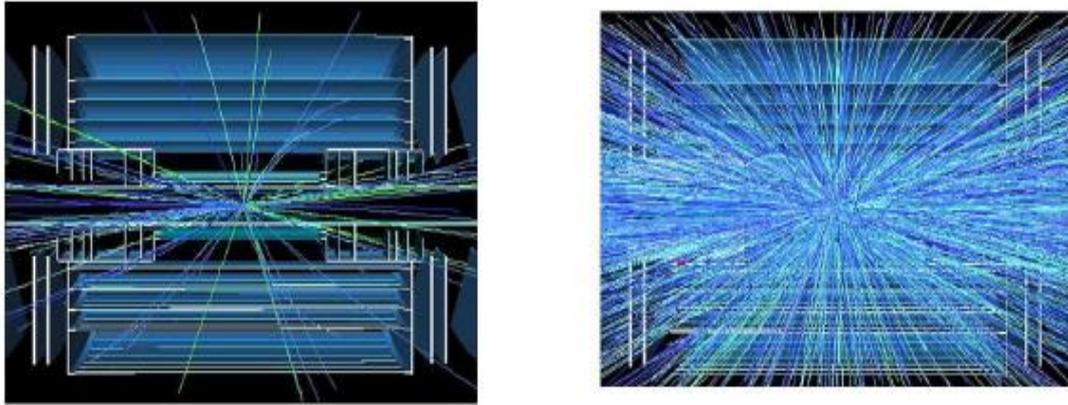


図 2.8: CMS での陽子陽子衝突、(左) $L=2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、(右) $L=2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [26]

ここで、バックグラウンドが多くなる事から現在使用されていない SW をトリガーに用いることが検討されている。しかし、Phase2での LHC アップグレード後のルミノシティは約 $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ であり、SW への生成粒子入射頻度は最大約 $1 \text{kHz}/\text{cm}^2$ と予想され、現状の SW では十分な検出効率を得られないという問題がある。そのため、SW では新たなミュオン検出器への交換が必要であり、その内容を次の小節で説明する。

2.3.2 ATLAS NSW アップグレード

ルミノシティの増加に伴い、ヒットレートが上昇し、SW に設置されている MDT、CSC の検出効率が低下する。このため、現在の SW と交換する形で導入される。新たな NSW(New Small Wheel) を導入することが決まっている。

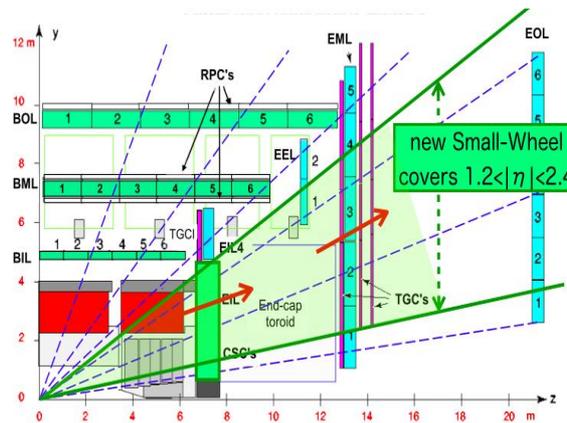


図 2.9: NSW のカバーする領域 [27]

図 2.9 は NSW のカバーする領域を表している。NSW では $1.2 < |\eta| < 2.4$ をカバーし、 ϕ 方向に 16 分割して設置されることが決まっている。

NSW への新検出器に要求される性能は以下の様に考えられている。[19]

- 入射粒子のレート耐性: $> 20\text{kHz}/\text{cm}^2$
- Efficiency: $\geq 98\%$
- 位置分解能: ビーム入射角 45° 以下で $100\mu\text{m}$ 以下
- 時間分解能: $\sim 5\text{ns}$ (バンチ識別が可能である程度)

また、ATLAS などのハドロン衝突型の実験においては数 MeV のエネルギーを持つ高速中性子バックグラウンドによる放電が問題となり、放電によって検出器の電極破壊、読み出しエレクトロニクスの破壊、dead time を生じるという問題が生じる。高速中性子は検出器内の物質と反応し、反跳陽子 (原子核) を叩きだし、このような反跳陽子 (原子核) はガス中で大きなエネルギーを失い、大量の電子を生成する。MicroMEGAS などのガス検出器は、電子を増幅するために高電圧を印加しており、電子数が $10^7 \sim 10^8$ に達すると電極間で放電が起き始める。

第3章 ガス検出器

3.1 粒子線と物質との反応

観測したい粒子線の位置、エネルギー、運動量といった情報は、粒子線と検出器内部の物質との相互作用から得られる物理量を元に分られる。ここでは、荷電粒子と X 線、 γ 線がそれぞれ物質との間で行う相互作用について述べる。

3.1.1 荷電粒子

荷電粒子の場合、媒体中の電子とクーロン力によって連続的に相互作用し、電子はクーロン力により衝撃を受ける。この衝撃力によって吸収原子物質内の電子は電離、またはより高いエネルギー準位に励起し、イオン対または励起原子が生成される。また、このとき荷電粒子は電子に与えたエネルギー分だけエネルギーを失う。入射粒子のエネルギーは他にもチェレンコフ放射、制動放射などによっても損失されるが、ガス検出器においてこれらの作用はクーロン相互作用に比べ無視出来るほど小さいため、ここではクーロン相互作用についてのみ述べる。

クーロン力により吸収物質中で入射粒子が単位長さ当たり失うエネルギーは以下のベテ・ブロッホ (Bethe-Bloch) の式で表される。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_e^2}{m_0 v^2} N B \quad (3.1)$$

ここで、

$$B = Z \left(\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (3.2)$$

であり、 v 、 z_e 、 N 、 Z 、 m_0 、 e はそれぞれ一次電子の速度及び電荷、単位体積当たりの物質の原子の個数、物質原子の原子番号、電子の静止質量および電荷である。

図 3.1 はベテ・ブロッホの式から計算される荷電粒子のエネルギー損失である。この図から、 $\beta\gamma$ が 0.1~1 では β^2 に反比例するような形で失うエネルギーが減少していき、 $\beta\gamma$ が 1~1000 あたりでは失うエネルギーが非常に小さくなり最小値 (約 $2\text{MeV cm}^2/\text{g}$) を持つ。この辺りでの μ 粒子のエネルギー領域を MIP (Minimum Ionization Particle) 領域と呼ぶ。ATLAS 実験のミュオンディテクターが観測すべき粒子のエネルギーは GeV オーダーであるため、この MIP 領域にある μ 粒子を検出する必要がある。

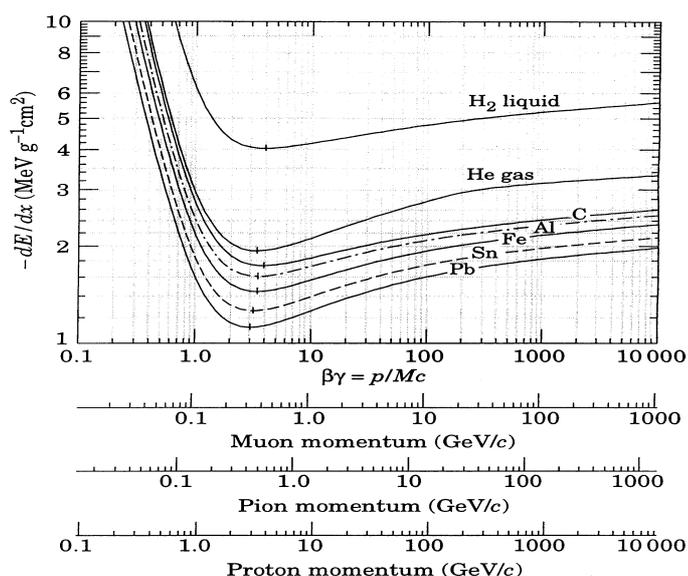


図 3.1: ベーテプロットの式から計算される荷電粒子のエネルギー損失 [11]

3.1.2 X線、 γ 線

X線、 γ 線の場合、電磁波であり物質との相互作用は弱く、物質中をよく透過する。X線、 γ 線と物質との相互作用の重要な反応として、光電効果、コンプトン効果、対生成の3つが挙げられる。

● 光電効果

γ 線の全エネルギーが吸収されて、物質中の軌道電子を叩きだす反応である。仮想光子を介して原子核と反応するため、原子核に最も近い最内殻電子と反応が起こりやすい。原子核から叩き出される電子のエネルギー T は γ 線のエネルギー $h\nu$ から電子の束縛エネルギー I を引いた値 $T=h\nu-I$ になる。さらに、電子が飛び出した後の原子は励起状態となり、高いエネルギー準位にある電子が空になった準位に落ちて基底状態に戻るときに、その準位間のエネルギーを持つ特性 X線が放出される。光電効果の起こる確率は原子核番号 Z のほぼ5乗に比例する。光電効果がコンプトン効果、対生成に優先するのは比較的エネルギーの低い領域であり、例えば Pb では 500keV 以下の領域である。

● コンプトン効果

γ 線が物質中の電子と弾性散乱をして γ 線のエネルギーの一部が電子に与えられる反応である。電子が最初静止していると考えたとき、入射前 γ 線のエネルギーと入射後の γ 線のエネルギーをそれぞれ $h\nu$ 、 $(h\nu)'$ とすると、 γ 線の散乱角 θ と散乱後の γ 線のエネルギーの関係式は以下のように表される。

$$(h\nu)' = h\nu \frac{m_e c^2}{(m_e c^2 + 1 - \cos\theta)h\nu} \quad (3.3)$$

$$h\nu = h\nu \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + (1 - \cos\theta)h\nu} \quad (3.4)$$

コンプトン効果の起こる確率は原子番号 Z に比例しており、コンプトン効果が優先されるエネルギー領域は Pb の場合で $0.5\text{MeV} < h\nu < 5\text{MeV}$ である。

● 対生成

γ 線が物質中の電磁場 (主に原子核によるクーロン場) との相互作用により電子・陽電子対にエネルギーが与えられる反応である。対生成は γ 線のエネルギーが電子の静止エネルギーの 2 倍より大きい時に初めて起こる。電子または陽電子が持つエネルギー E は γ 線のエネルギー $h\nu$ から電子、陽電子の静止質量 $2m_e c^2$ を差し引いた値 ($E = h\nu - 2m_e c^2$) となり、エネルギー E を持つ確率はほぼ E に反比例して小さくなる。また、対生成の起こる確率は原子番号 Z のほぼ 2 乗に比例している。

3.2 ガス粒子検出の動作原理

ガス粒子検出器は荷電粒子などの入射粒子に対してガスを媒体として用い、できた電子を収集、増幅する事で電気信号として読み出す測定機器である。この節では、ガス粒子検出器の動作原理について説明する。

3.2.1 ガス中の電離過程

荷電粒子がガス中を通過すると、入射粒子の軌道に沿ってイオン対、励起原子が生成される。また、イオン対は入射粒子により直接作られるだけでなく、入射粒子と吸収物質原子核の電子が接近した衝突などではさらに次のイオン対を作るのに十分なエネルギーを持った電子を作る。このようなエネルギーを持つ電子をデルタ線 (delta ray) と呼ぶ。一般に、ガス中で作られる全イオン対の数 n_T は以下の式で表される。

$$n_T = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (3.5)$$

ここで E はガス中での単位長さ当たりの全エネルギー損失、 W_i は生成イオン対当りに入射粒子が失う平均エネルギーである。

電離過程を起こすためには、粒子は最小でもガス分子の電離エネルギーに等しい量のエネルギーを伝達しなければならない。[4] 放射線検出器として用いるガスで、最も緩く束縛されている電子殻のエネルギーは $10 \sim 20\text{eV}$ である。しかし、入射した荷電粒子がイオンを生成せずにエネルギーを失う機構があり、 W 値は電離エネルギーよりかなり大きくなる。分子のより高い束縛状態に電子を励起させるのがその例である。 W 値は原則的には、ガスの種類、放射線の種類とそのエネルギーの関数である。しかし、実験結果は W 値がこれらの変数の強い関数とならず、多くのガスや様々な放射線に対して極めて一定なパラメータとなることを示している。

図 3.2 は 20°C 、1 気圧におけるガス中での MIP のエネルギー損失と W 値、単位長さ当りにできるイオン数を表したものである。この図から、ある混合ガス中で MIP によって作られる種電子数を簡単に見積もることができる。例えば、大気圧の Ar:CO₂=70:30 混合ガス 1cm 中でできる種電子数は n_T は図 3.2 にある各ガスでの 1cm 当りの種電子数 N_T から、

$$n_T = 97 \times 0.7 + 100 \times 0.3 \sim 97.9 \text{ 個} \quad (3.6)$$

Gas	Density, mg cm ⁻³	E_x eV	E_I eV	W_I eV	$dE/dx _{\min}$ keV cm ⁻¹	N_P cm ⁻¹	N_T cm ⁻¹
He	0.179	19.8	24.6	41.3	0.32	3.5	8
Ne	0.839	16.7	21.6	37	1.45	13	40
Ar	1.66	11.6	15.7	26	2.53	25	97
Xe	5.495	8.4	12.1	22	6.87	41	312
CH ₄	0.667	8.8	12.6	30	1.61	28	54
C ₂ H ₆	1.26	8.2	11.5	26	2.91	48	112
iC ₄ H ₁₀	2.49	6.5	10.6	26	5.67	90	220
CO ₂	1.84	7.0	13.8	34	3.35	35	100
CF ₄	3.78	10.0	16.0	54	6.38	63	120

図 3.2: 20°C、1 気圧における MIP に対するエネルギー損失と W 値 [6]

3.2.2 ペニング効果

上述したように、入射荷電粒子は電子・イオン対を生成させず、分子を励起させる過程がある。その励起した希ガス分子 A^* はクエンチャーガス B と以下のような反応を起こして更に電子を生み出す。この電子生成の過程をペニング効果 (penning transfer) という。以下にペニング効果で起きる反応式を示す。[7]

- 励起状態の希ガス分子と基底状態のクエンチングガスの二体衝突



- 励起状態の希ガス分子同士の二体衝突による結合電離



- 励起状態にある希ガス三分子によるエキサイマー形成の結果起こる電離



- 励起状態の希ガス分子の放射崩壊による電離



3.2.3 電子移動と収集

生成されたイオン対は再結合により中性原子に戻る傾向を持っている。そのため、ガス中に電場をかける事で再結合を抑制し、電離電子を収集する事が必要となる。ガス中のイオン

や電子が存在する領域に電場を印加した場合、陽イオンは電場方向に、電子は電場と逆方向に移動する。ガス中のドリフト速度 (drift velocity) v は、

$$v = \mu \frac{E}{p} \quad (3.14)$$

と表され、ここで E は電場強度、 p はガス圧、 μ は移動度 (mobility) である。

イオンの場合、移動度 μ は広範囲の電場、ガス圧に対して一定であり、ガスの種類に応じて特定の値を持つ [4]。中位の原子番号の検出器ガスに対しては $1 \sim 1.5 \times 10^{-4} m^2 atm V^{-1} s^{-1}$ である。ガス圧 1 気圧、電場 $10^4 V/m$ の場合には 1m/s 程度の流動速度となり、1cm のガス中をイオンが動く時間は約 10ms となる。

電子の場合、移動度 μ は電場に対して一定にならず、質量が小さいためガス分子と衝突するまで電場によって加速され、イオンと比べ移動度は 1000 倍程度大きくなる。したがって、電子の収集時間は上のイオンの ms に対して μs 程度となる。

3.2.4 増幅

電子がガス分子をイオン化させるのに十分に高い電場 (数 kV/cm) の下では電子雪崩が起こる [4]。この電荷が移動する間に中性ガス分子と多数の衝突を行う。陽イオン、陰イオンはその移動速度が小さく、衝突感にほとんどエネルギーを得ることはできない。それに対し、電子は印加電場によって容易に加速され、衝突時は大きな運動エネルギーを持ちうる。このエネルギーが中性ガス分子の運動エネルギーより大きい場合にはイオン対がさらに追加されて得られる。このように高電場の下で次々と電離を引き起こす過程をガス増幅という。衝突間の電子の衝突エネルギーは電場とともに増大していくが、1 気圧のガス中ではこの閾値は 10kV/cm 程度である。ある点で与えられる電子数 n が距離 dx 移動した後の変化量 dn は以下のタウンゼント (Townsent) の式で示される。??

$$dn = n\alpha dx \quad (3.15)$$

これを積分して、

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad \text{or} \quad M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (3.16)$$

となる。ここで、 M は multiplication factor であり、式 3.16 より距離に対し指数関数的に電子数は増加する傾向を持つ。一般に、一様でない電場では $\alpha = \alpha(x)$ と表せ、式 3.16 は以下のようなになる。

$$M = \exp\left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx\right] \quad (3.17)$$

さらに、Korff の式から α に対する近似式が得られ、

$$\alpha = PAe^{-\frac{BP}{E}} \quad (3.18)$$

ここで、 E は電場、 P は圧力、 A 、 B は混合ガスに依存したパラメータである。

3.2.5 検出器の動作電場領域

検出器への印加電場の強さによって上述した増幅過程での電子増幅率には違いがある。図 3.3 は印加電圧に対して検出器から観測されるパルス波高を図示したものである。

- **電離飽和領域 (ion saturation)**

極めて低い電圧においては、最初のイオン対を収集する前に再結合してしまい、すべてを収集することができない。電圧を上げてすべて収集することができるようになった状態をさす。この領域で電離箱は動作させる。

- **比例計数領域 (proportional region)**

($\text{gain} < 10^6$): 一次電離 (種電子) に比例した出力をする。この電場領域で MWPC などのワイヤーチェンバーは動作させる。

- **限定比例領域 (Limited proportional region)**

($10^6 < \text{gain} < 10^8$): 増幅過程で生じる紫外線によるイオン化が無視できなくなり、比例関係は崩れる。

- **ガイガーミュラー作動領域 (Geiger Mueller region)**

($10^8 < \text{gain} < 10^{10}$): 紫外線が検出器全体に広がり、一次電離に関係なく一定の出力をする。この電場領域で GM 計数管は使われる。

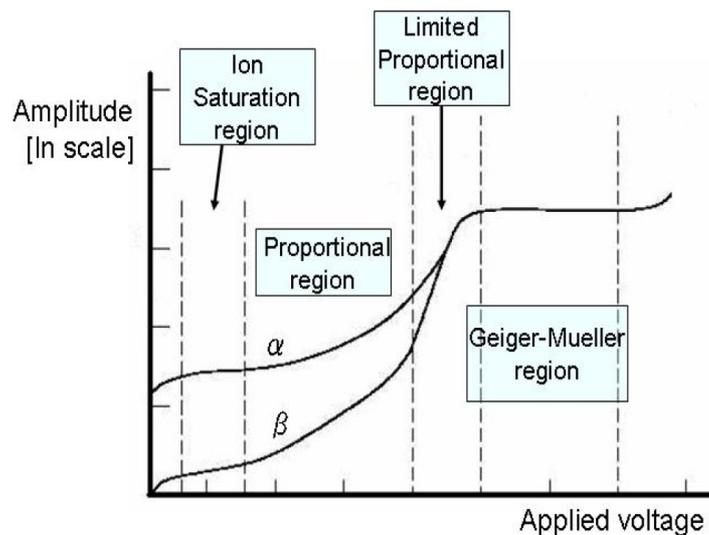


図 3.3: ガス増幅領域 [28]

3.3 ガス検出器の種類

この節では、これまで主に高エネルギー物理実験で用いられてきたガス検出器について説明する。

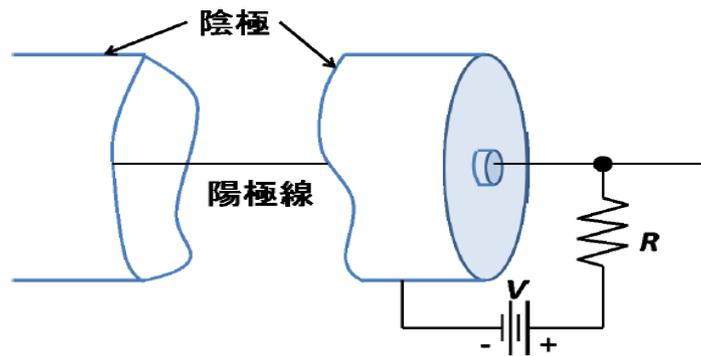


図 3.4: 比例計数管 [29]

3.3.1 比例計数管

比例計数管は、円筒部分を陰極、中心を通るワイヤー部分を陽極とし、円筒内部に Ar に C_2H_6 など混ぜた混合ガスを充填した構造になっている。比例計数管の構造図を図 3.4 に示す。陽極ワイヤーの半径を a 、円筒の内半径を b 、電極間の印加電圧を V 、内部の電場は半径方向の位置を r とすると、内部電場は以下の式で表される。

$$E = \frac{V}{r \times \ln(b/a)} \quad (3.19)$$

この式から、ワイヤー近傍に近づくほど高い電場が形成される。このため、粒子線がガス中で作る一次電子にさらにエネルギーを与えて電子増幅を行うことができる。

3.3.2 TGC

MWPC(Multi-Wire Proportional Chamber) と呼ばれる、一つのチェンバー内に多数のワイヤーを入れた比例計数管が 1960 年代後半に Charpak らによって開発された。TGC(Thin Gap Chamber) は MWPC の一種であり、ATLAS 検出器のミュオンスペクトロメータでトリガー検出器として用いられている。TGC の外観図を図 3.5 に示す。TGC は、二枚の平行陰極板(カソードストリップ) に対し等間隔に並んだ陽極ワイヤーが配置された構造になっている。ワイヤーとカソードストリップ間の間隔 (1.4mm) とワイヤー間隔 (1.8mm) が狭くなっているのは、電子のドリフト時間を短くし、陽イオンのドリフト距離を短くするためである。これによって、高頻度の粒子の入射に対しても検出効率を落とさないようにする事が可能である。内部は CO_2 : n-pentane の混合ガスで満たされており、ワイヤーには 2.9KV の高電圧を印加する。

3.3.3 MDT

MDT(Monitored Drift Chamber) は ATLAS 検出器のバレル部、エンドキャップ部の広い領域をカバーしており、R-Z 方向成分を精密に測定できる。MDT の外観図は図 3.6 のようであり、チューブ径 30mm、ワイヤー径 $50\mu m$ のドリフトチューブを正確の積層した構造となっており、位置をドリフト時間と信号の大きさから求めている。位置分解能は $60\mu m$ 、総チャンネル数は 30 万チャンネルである。

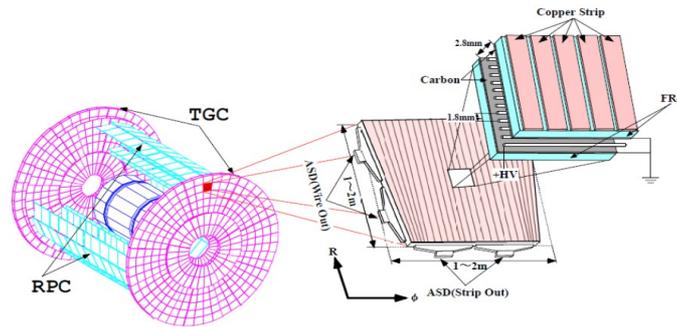


図 3.5: ATLAS TGC の外観図 [29]

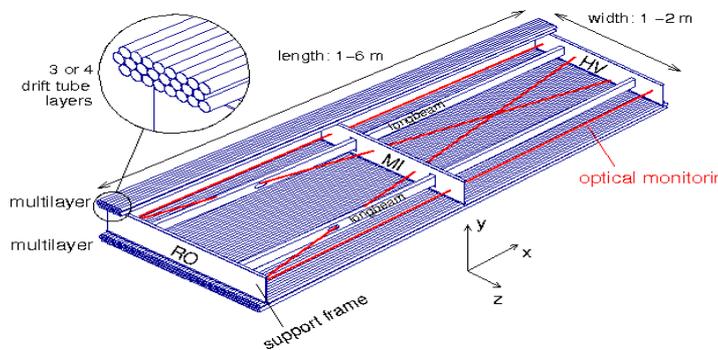


図 3.6: ATLAS MDT の外観図 [30]

3.3.4 MPGD

MPGD(Micro-Pattern GasDetector) とは、エッチングやスパッタリングなどのプリント基板 (PCB) 技術を用いて製作した高い位置分解能を持つ検出器である。MWPC などワイヤー型検出器は位置分解能・計数率・量産性に限界があった。静電気力による反発のためワイヤー間隔は 1mm 程度が限界であったり、ワイヤー近傍の陽イオンの拡散による空間電荷効果のため高頻度の入射に耐えられないためである。また、ワイヤーを張る作業は非常に困難であり、量産には不向きである。これらの問題の改善策として、近年様々な MPGD の開発がなされており、現在神戸大では開発を行なっている MicroMEGAS、 μ -PIC も MPGD の一種である。ここでは、代表的な MPGD 検出器の例を挙げて説明する。本研究のテーマである MicroMEGAS に関しては、第 3 章で詳細に説明するため割愛する。

● GEM

GEM(Gas Electron Multiplier) は 1997 年に F.Sauli らによって考案された。50 μ m 程度の厚さのポリイミドまたは液晶ポリマーのフィルムの両面を銅で被膜し、直径 70 μ m 程度の穴を無数に開けた構造であり、両面の銅薄膜を電極として用いる。電極間には 300V 程度の電圧を印加することで穴の中に高電場を形成し、ガス増幅を行う。GEM による電気力線を図 ?? に示す。複数の GEM を重ねて用いる事で 1 枚の GEM に負担をかける事なく 10^4 以上の

増幅率が得られる。GEMの下側には読み出しパッドを置いて、増幅した電子を信号として得ることが可能となる。

● μ -PIC

μ -PIC(Micro Pixel Chamber) は 2001 年に越智氏、谷森氏らにより考案された検出器であり、現在神戸大でも開発に取り組んでいる。構造は図??に示すように、アノード電極が直径 $50\mu\text{m}$ のピクセル状に配置され、その周りをカソードストリップが直径 $250\mu\text{m}$ の穴で囲む形になっており、アノードとカソードによる 2次元読み出しが可能である。両電極ともピッチ間隔は $400\mu\text{m}$ である。アノードは下部の絶縁層部分を貫き、裏面のストリップでつながっている。アノードストリップとカソードストリップには銅を用い、アノードピクセルはニッケルメッキによって作成し、 μ -PIC の 3~10mm 上部にはドリフト用にニッケルメッシュを配している。動作時はドリフトメッシュに -HV、アノードに +HV を印加し、カソードをグラウンドに接続する。

またドリフトメッシュ - μ -PIC 間は、Ar などの希ガスと ethan などのクエンチャーガスの混合ガスを流しながら動作させる。ミューオンなどの荷電粒子がガスボリュームを通過すると、荷電粒子がガス分子を電離させる事で種電子が生成される。ドリフトメッシュに印可した電圧によって形成された電場 (約 $0.8\sim 6\text{kV/cm}$) によって、電子はアノード方向に移動する。さらに、アノード付近の高電場 (約 50kV/cm) により電子雪崩が起こり、誘起電荷による信号を読み出す事ができる。

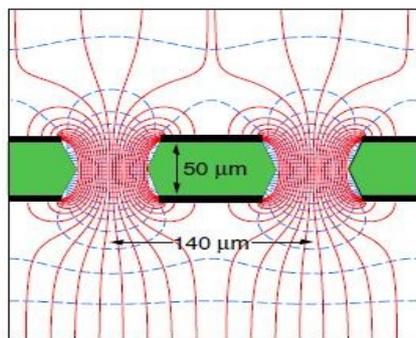


図 3.7: GEM の電気力線 [6]

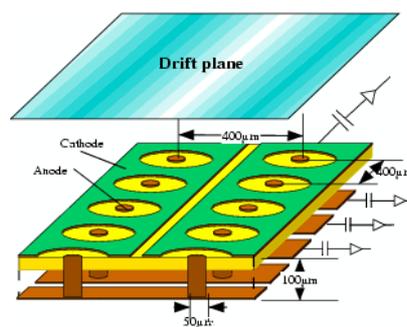


図 3.8: μ -PIC の構造

第4章 MicroMEGAS

4.1 MicroMEGAS の構造、特徴

MicroMEGAS(MICROMESH GASEOUS detector、以下 MM) は MPGD の一種であり、1996 年に Giomataris 氏が開発した検出器である citebib6。上述したように、MM は ATLAS SW アップグレードでの新検出器として採用されることが決まっており、CERN ATLAS の MAMMA(Muon ATLAS MicroMegas Activity) グループを中心に開発を進めている。本節では MM の基本的な構造と、Bulk MicroMEGAS や Resistive MicroMEGAS など、近年発達した技術を用いた構造について説明する。

4.1.1 MicroMEGAS

ここでは 1996 年当初に提案された MicroMEGAS の基本的な構造とその検出原理について説明する [6]。図 4.2 が MM の外観図である。アノードストリップには金コートした厚み $5\mu\text{m}$ 、幅 $150\mu\text{m}$ の銅ストリップを用い、 1mm 厚のポリイミド上に $200\mu\text{m}$ ピッチで並んでいる。この約 $100\mu\text{m}$ 上部に増幅用の金属メッシュ(Micromesh)があり、ピッチは数 $10\mu\text{m}$ 程度である。メッシュ素材にはニッケルが用いられ、電鍍(Electroforming)技術によって高い忠実度で形成される。このメッシュのさらに 3mm 上部には、ドリフト用の電極を配している。

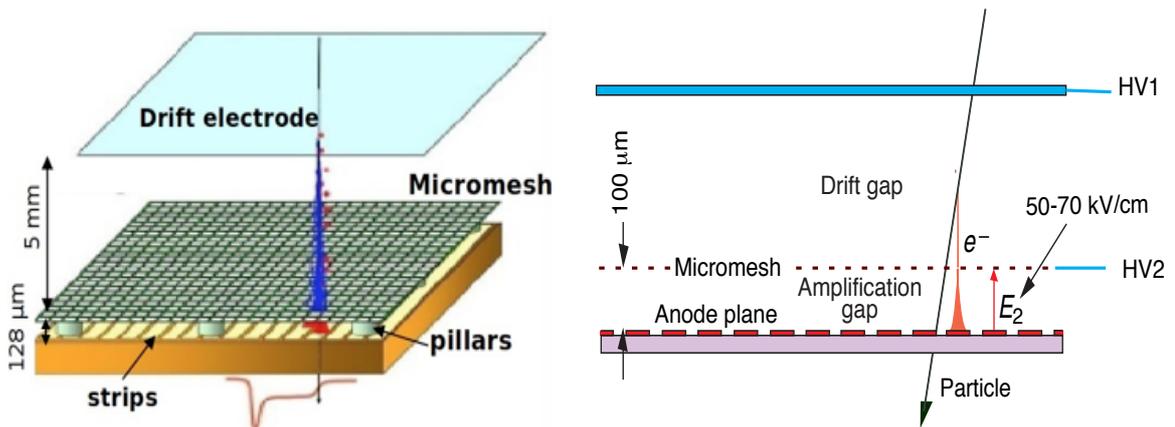


図 4.1: MicroMEGAS の基本的な構造と検出原理 [31], [6]

メッシュに負の高電圧、ドリフト電極に正の高電圧を印加させることで、3mmのドリフト領域(メッシュ-ドリフト電極間)に約600V/cmの電場を形成する。これにより入射粒子によって生成される種電子をアノードストリップ方向に移動させる。また、アノードストリップはプリアンプを介してグラウンドに接続され、増幅領域(ストリップ電極-メッシュ間)に約1kV/cmの電場を形成する。この増幅領域で種電子が増幅され、プリアンプによって電圧信号として粒子を検出できる。図はメッシュ(50 μ mピッチ)付近の電場構造を計算したものである。種電子を十分に透過し、ドリフト領域へのイオンエスケープを抑えるには、増幅領域の電場強度をドリフト領域の5倍以上にする必要がある。[34]

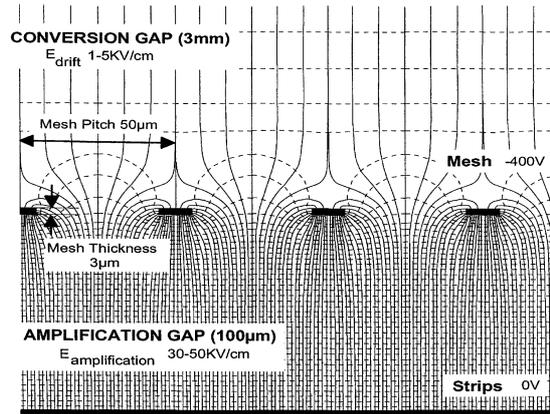


図 4.2: MicroMEGAS のメッシュ近傍の電場構造 [34]

4.1.2 Bulk MicroMEGAS

Bulk MicroMEGAS(以下 Bulk MM) とは主に LHC などの加速器実験に向けた大面積に適したメッシュ構造の製法であり、2006 年に提案された [32]。その製法は、アノードストリップ上にフォトリジストフィルムを重ねてメッシュを固定し、高温で焼き固め、フォトリソグラフィック法によるエッチングによってピラー構造を作成するものである。この製法により容易にピラー構造の作成が可能となり、大面積の MM を開発する上で大きな進歩となった。図 4.3 に Bulk MM の外観図、図 4.4 に Bulk MM 製法によるピラー構造を示す。

4.1.3 Resistive MicroMEGAS

Resistive MicroMEGAS(以下 Resistive MM) は 0.5M Ω /cm~500M Ω /cm ほどの抵抗値を持つ高抵抗ストリップが読み出しストリップを覆うように配置された構造であり、MAMMA グループを中心に大きな進歩を遂げた技術である [9]。その構造を図 4.5 に示す。高抵抗ストリップの役割は主に 2 つあり、1 つ目は放電の抑制、2 つ目は複数の読み出しストリップへの電荷の広がりを抑制する事である。また、印加電圧は高抵抗ストリップをアノードとして正の高電圧(以下 V_r)、ドリフト電極に負の高電圧(以下 V_d)、メッシュをグラウンドとしている。入射粒子が種電子を作り種電子が増幅をされると、誘起電荷として信号を読み出す事が可能である。

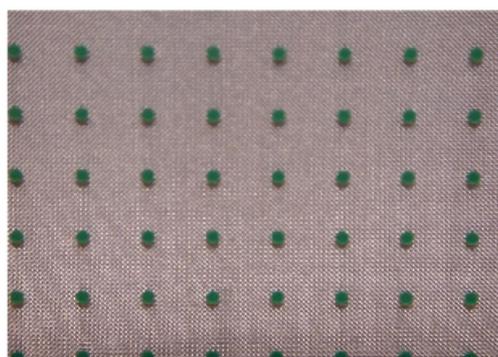
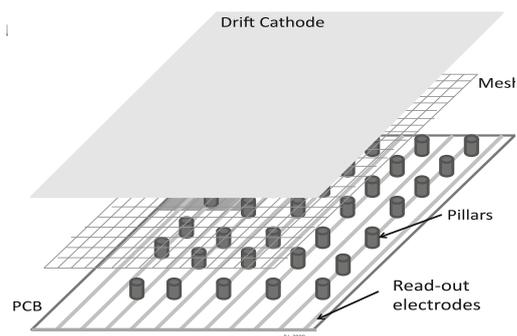


図 4.3: Bulk MicroMEGA の外観図 [40]

図 4.4: Bulk MicroMEGA のピラー構造 [32]

ATLAS 実験では放電の原因となる高速中性子バックグラウンド環境下での動作が必要である。現在 CERN の MM グループで開発されているのは Bulk MM によるピラー構造を持つ Resistive MM であり、高抵抗ストリップの製法確立、抵抗値の最適化などを目的とした開発が行われている。一方で、MAMMA project では大面積のものを作る上では、Bulk MM ではない手法での製法の方が中心に検討されている。これはメッシュ内にゴミ等が入っていた場合、中を開けて掃除ができるようにするためである。

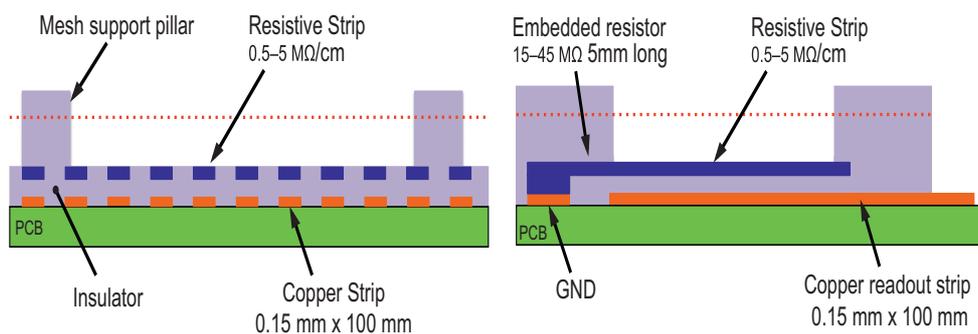


図 4.5: Resistive MicroMEGAS の構造図 [9]

4.2 神戸大での MicoMEGAS 開発

今回神戸大で開発した MM は CERN 製と同様、Bulk MM によるピラー構造を持つ Resistive MM(以下、MicroMEGAS とはこの構造を持つタイプの事を表す)である。このような MM は日本で初めて作成されたものであり、我々は ATLAS アップグレードに向けた開発の新たな拠点として CERN グループとの共同開発を目指している。

神戸大では 2 台の MM の試作機を作成しており、それらの試作機は CERN 製の図面を元に越智氏がレイテック社とともに設計、開発を行った。この試作機は CERN での動作試験を意図して設計しており、CERN グループの読み出しシステムをそのまま使えるように基本的な検出器構造(検出器サイズ、読み出し配線、コネクタ)は CERN 製のものと同じ設計にしている。図 4.6 が試作機の写真である。

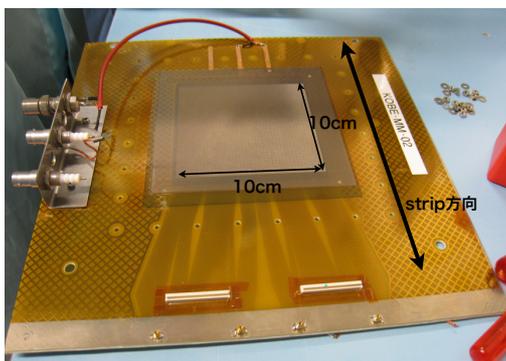


図 4.6: 神戸で試作した MicroMEGAS の試作機

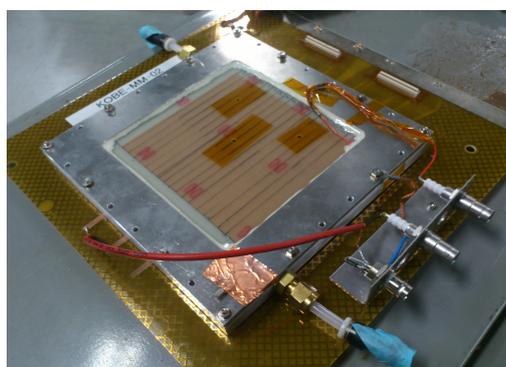


図 4.7: ガスパッケージ取り付け後の試作機

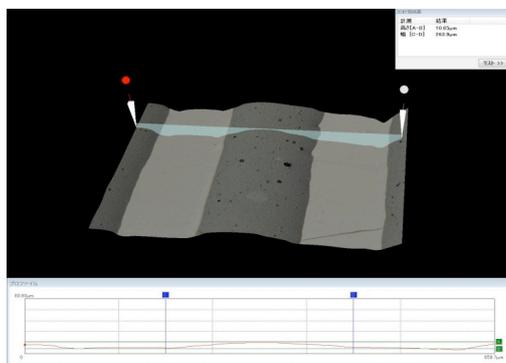


図 4.8: 試作機の高抵抗ストリップの 3次元写真



図 4.9: 試作機のピラー構造

中央の検出部は 10cm×10cm サイズであり、検出部は下層から PCB 層、絶縁層、レジスト・メッシュ層の順に構成されている。各検出器層の外観図を図 4.10 に示す。PCB 層では、50 μ m 厚のポリイミド基盤の上に読み出し用の銅ストリップが全 256ch あり 400 μ m ピッチで並んでいる。各銅ストリップは検出器表面へと配線されてコネクタにつながっており、1 次元読み出しが可能である。この上層は絶縁層となり、25 μ m 厚のポリイミド表面に高抵抗ストリップが PCB 層の各銅ストリップを覆うように形成されている。高抵抗ストリップ (図 4.8) は高さが約 10 μ m あり、抵抗値は 100M Ω /cm 程度である。さらにこの上層がレジスト・メッシュ層であり、メッシュとそれを固定するピラーがある。ピラー作成は Bulk MicroMEGAS 法を用い、絶縁層表面にレジストフィルムを 2 枚重ね、その上にメッシュを貼り、更にもう 1 枚レジストフィルムを貼ってエッチングすることでピラー構造 (図 4.9) を形成している。増幅領域はレジストフィルム 2 枚分の 100 μ m 程度である。

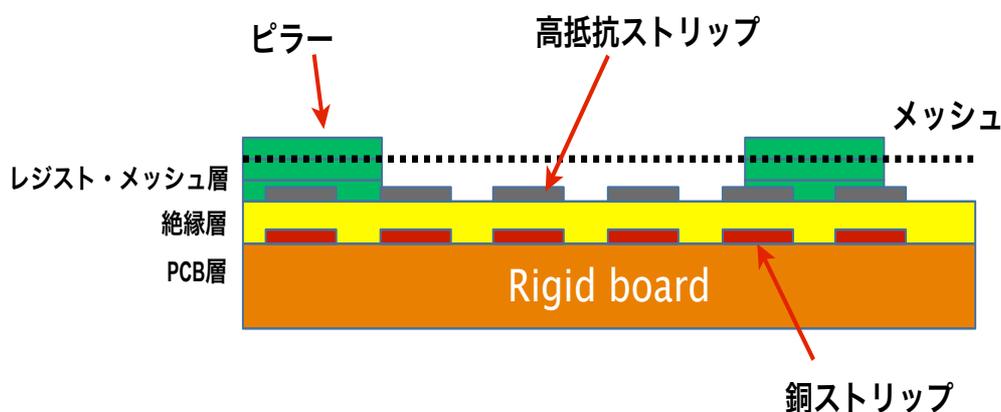


図 4.10: 検出部の構造

また、酸素など電気陰性度の高い分子が検出器内のガスと混ざるとドリフトしている電子を吸着してしまうため、ガス検出器においてガスの密閉は非常に重要となる。検出部の周りにはガスパッケージを固定するための穴を開けており、検出部の上部からシリコンゴム製の O-ring を挟んで密閉する。パッケージの横側にはガス配管を作り、93:7 の割合で混合した Ar、CO₂ ガスを大気圧で流しながら動作させる。ガスパッケージの蓋の表面にはエポキシ素材を貼り付け、その裏面にはドリフト電極用に銅板を張り付けており、ドリフト領域 (メッシュ-ドリフト電極間) は 15mm である。また、X 線を用いたテストを行う際、検出器内に X 線が入射できるように蓋の部分に直径 3mm の穴を 3 箇所開けている。穴を開けた部分はガスが漏れないようカプトンテープで密封した。パッケージ取り付け後の試作機の写真を図 4.7 に示す。

印加電圧は高抵抗ストリップに正の高電圧、ドリフト電極に負の高電圧、メッシュをグラウンドとしている。HV 源から電圧を印加するために HV コネクタを検出器の端に取り付けている。

今回の試作機の特徴として、高抵抗ストリップをスクリーン印刷によって形成している点がある。印刷する素材は粘性のあるものであればほとんどの物質を用いることができ、印刷される素材や形状にも制限が少ない。スクリーン印刷による試作機は CERN のグループでも作成されており、現在神戸大では独自の新たな製法に取り組んでいる。

第5章 X線を用いたMicroMEGASの性能評価

5.1 gas gain 測定

本節では ^{55}Fe X線を用いたMicroMEGASのgas gain測定について説明を行う。まずはgas gain測定の原理から説明し、データの取得、測定器のキャリブレーション、測定結果とその考察という流れで説明していく。

5.2 gas gain 測定の原理

本実験でgas gainは、

$$\text{gas gain} = \frac{\text{種電子を増幅後の電子数}}{\text{{}^{55}\text{Fe X線がガス中で作る種電子の数}}$$

と定義する。

入射粒子を信号として検出するためには、それによって作られる種電子をガス増幅させ十分な電荷量を必要とする。検出対象である入射粒子に対し安定動作、かつ十分なgas gainを得ることはガス検出器の必須条件であり、gas gainは最も重要な性能の1つとなる。

gas gainの測定には一般に ^{55}Fe 線源が用いられる。 ^{55}Fe 線源は安定同位体である ^{56}Fe よりも中性子が1つ少ない放射性同位体であり、電子捕獲によって ^{55}Mn になる。 ^{55}Fe はこの反応により外側の殻から電子が遷移するときにMnの $K\alpha$ 線に相当する5.9keVの特性X線が生じる。 ^{55}Fe 線源を用いる利点として以下の点が挙げられる。

- β 線源を用いる場合、電子とともにニュートリノが出てしまうため、電子のエネルギーが一定にならず種電子数の特定ができない。電子捕獲による特性X線はエネルギーが一定であり種電子数を特定する上で都合が良い。
- よりエネルギーの高い γ 線と比較して、X線は光電効果が支配的であるため検出効率が高い。
- 本実験でも用いたArガスは動作ガスとして頻繁に用いられるガスであり、数mmのArガス中を通過したときにMIPが作る種電子数とX線が作る種電子数が近く、実際に加速器実験で使う場合を想定した条件で動作試験が可能である。Arガス中のX線由来の種電子数は、ArガスのW値26[eV/イオン対]から計算される値を用いており、約226個である。

図 5.1 に ^{55}Fe による Ar ガス中の電子生成過程を示す。 ^{55}Fe から出る特性 X 線が混合ガスで満たした MicroMEGAS に入射すると、ガス原子と反応して 2.7keV の電子が放出される。さらに、電子が飛び出した後の原子は励起状態となり、基底状態に戻るときにその準位間のエネルギー分の特性 X 線を出す。この Ar 原子からの特性 X 線は 85% の確率で自己電離による 3.2keV のオージェ電子を放出する。つまり、 ^{55}Fe から出る特性 X 線は 85% の確率で計 5.9keV の電子、残りの 15% の確率で 2.7keV の電子を放出する事となり、このような数 keV 程度のエネルギーを持つ電子はガス中で全エネルギーを失う。

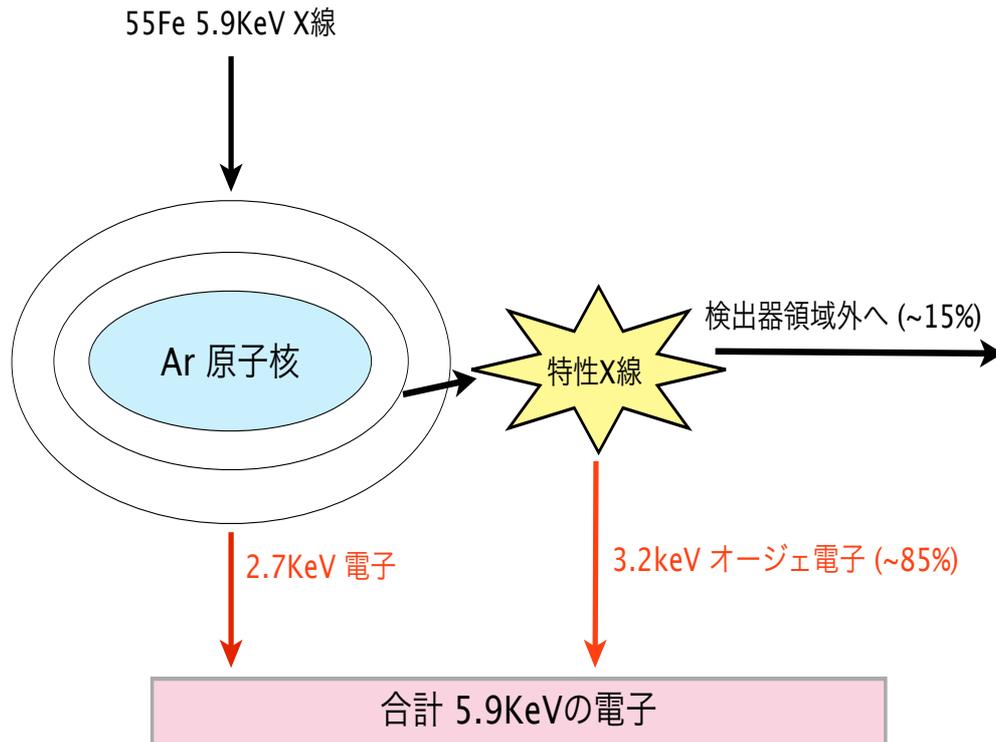


図 5.1: ^{55}Fe の Ar ガス中での電子生成過程

本実験では、MicroMEGAS の動作ガスには大気圧の Ar:CO₂=93:7 を用いて gas gain 測定を行った。Ar:CO₂=93:7 の場合に生成される種電子数は図 3.2 から Ar、CO₂ の W 値はそれぞれ 26eV、34eV であるので、式 3.6 を用いると種電子数は、

$$\frac{5.9}{26} \times 0.93 + \frac{5.9}{34} \times 0.07 \sim 223 \text{ 個} \quad (5.1)$$

となる。さらに電荷量は、

$$223 \times 1.6 \times 10^{-19} \sim 3.63 \times 10^{-5} [pC] \quad (5.2)$$

となる。検出器の有感領域はアノードである高抵抗ストリップ全体に電圧を印加しているため $10 \times 10 \text{ cm}^2$ である。種電子数に素電荷をかけた値が増幅前の電荷量となるので、幅後の電荷量を測定することで gas gain を求めることができる。

5.2.1 データ取得

gas gain 測定の構成図を図 5.2 に示す。図 5.2 で赤いラインは HV 電源からの印加電圧を示しており、ドリフト電極は-900V の電圧で固定し、高抵抗ストリップの電圧値を 430~500V と変化させて gas gain の変化を測定する。

動作ガスには前述した通り Ar:CO₂=93:7 を用いており、図 5.2 で青いラインがガス配管を示す。2 種のガスはそれぞれガス容器から 2 次圧を 1 気圧に設定したレギュレータを通して混合され、ガス混合装置によって 93:7 の割合で混合している。ガス混合装置からは 100mm/min の流量で MM に流しており、MM から酸素濃度計、バブラーを介して排気管につないでいる。動作ガス中に酸素が多く含まれると増幅した電子を吸着してしまうため、酸素濃度計は 200ppm 以下になれば十分としている。流入ガスの排気口から空気などが逆流してくるのを防ぐため、排気口にバブラーを使用している。

図 5.2 で黒いラインは MM からの信号の読み出しを表しており、MM の読み出しストリップからの信号は ASD で増幅され、ツイストケーブルを介して ASD buffer に送られる。この ASD アンプは電荷を電圧に整形するチャージアンプで ATLAS 検出器の TGC 用に開発したアンプであり(図 5.3)、preampfier gain 0.6V/pC、時定数 16nsec である [24]。また、4ch 分の処理が出来る ASD ASIC が 4 個搭載され、1 つのボードで 16ch を処理する。このボードはアナログ出力、デジタル出力ともに可能であり、出力に 40pin のアナログ、デジタル用のコネクタがそれぞれついている。ASD buffer は、ASD の電源供給や閾値設定、各チャンネルのアナログ、デジタル両出力と外部とのインターフェイスを扱うモジュールである。本実験では ASD、ASD buffer とともにアナログ信号のみを用いている。また、MicroMEGAS が 256ch あるのに対し、ASD は 16ch 分の読み出ししかできないため、MicroMEGAS は 16ch 分をまとめて 1 つの ch として読み出ししている。ASD buffer からのアナログ信号は、信号ケーブルを通して usb オシロ (uds5202)(図 5.4) に接続される。この usb オシロは専用のソフトを用いることでノート PC からの制御が可能であり、信号の波高が設定した閾値を越えるときに 5ns サンプリングで信号の波形をテキストファイルとして書き出すことが可能である。

図 5.5 にオシロで観測された ⁵⁵Fe の波形を示し、図 5.6 にこれらの波形の積分値のヒストグラムを示す。上述したように、⁵⁵Fe からは 5.9keV 電子由来と 2.7keV 電子由来の 2 つピークが得られ、前者を光電ピーク、後者をエスケープピークと呼ぶ。gas gain を求めるには、usb オシロの波形の積分値と電荷量の関係式を導く必要がある。

5.2.2 キャリブレーション

ここでは usb オシロの波形積分値と電荷量の関係式を求める方法について説明する。図 5.7 にキャリブレーション時のデータ取得方法を示す。

パルスジェネレーターからの信号はアテネータを介して 2 つに分けており、1 つは 1pF のコンデンサーを通して ASD アンプにつなぎ、もう 1 つは信号の反射を抑制するため、50Ω の抵抗をつけてグラウンドに落とす。

パルスジェネレーターからは 5V の振幅の矩形波を送り、アテネータの設定値を 40~20db と変化させることで、矩形波の振幅は 50~500mV となる。コンデンサーの容量が 1pF であるので、0.05~0.5pC に相当するオシロの波形積分値が得られる。これにより、波形積分値と電荷量の校正曲線が得られる。

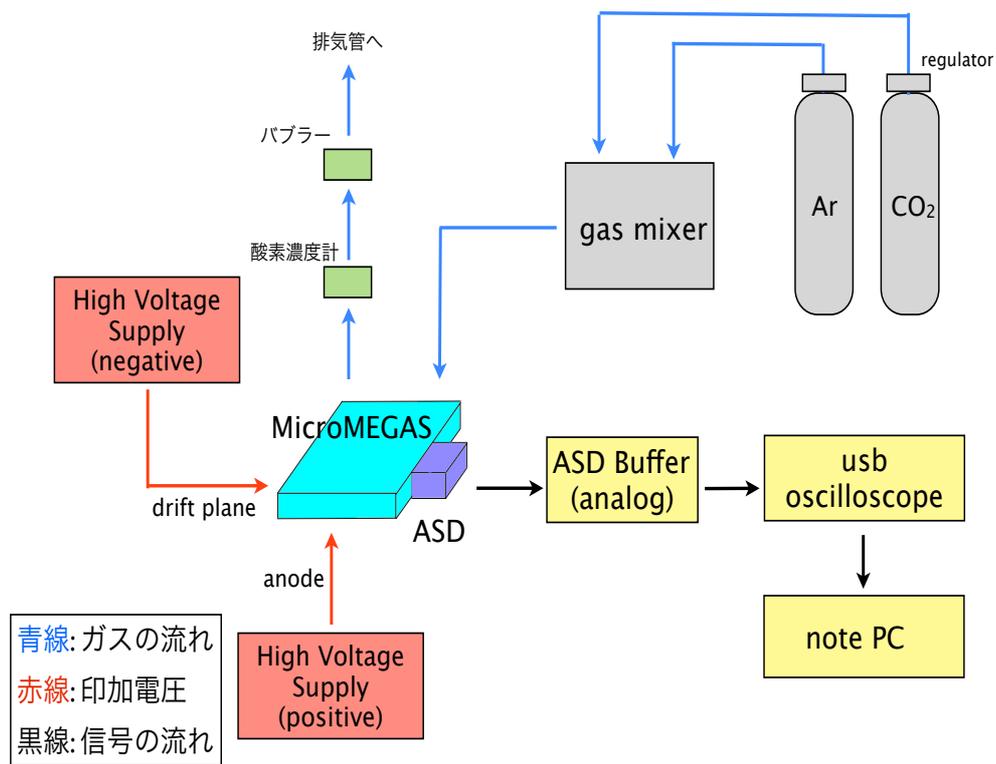


図 5.2: gas gain 測定時のシステムブロック



図 5.3: ASD Board



図 5.4: 測定に用いた JDS 製の usb オシロ (uds5202)

図 5.8 が与えた電荷量に対する波形積分値、図 5.9 が校正曲線を示す。図 5.9 から得られる波形積分値 X と電荷量 Y の関係式は、

$$y = 5.526x[pC] + 1.957 \rightarrow x = \frac{y - 1.957}{5.526}[pC] \quad (5.3)$$

となり、 x がガス増幅後の電荷量にあたる。 ^{55}Fe の種電子による電荷量は式 5.2 から $3.63 \times$

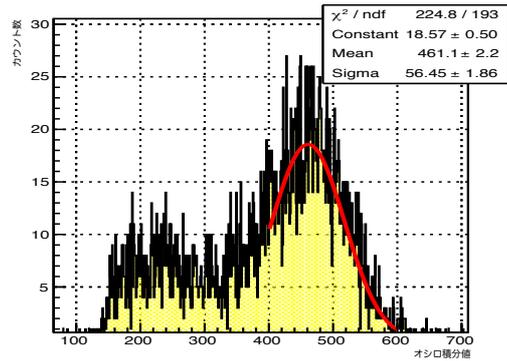
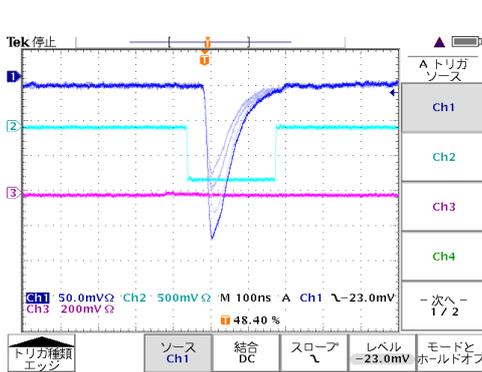


図 5.5: usb オシロで観測された ^{55}Fe の波形
 図 5.6: オシロ波形の積分値から得られる ^{55}Fe X線のエネルギー分布

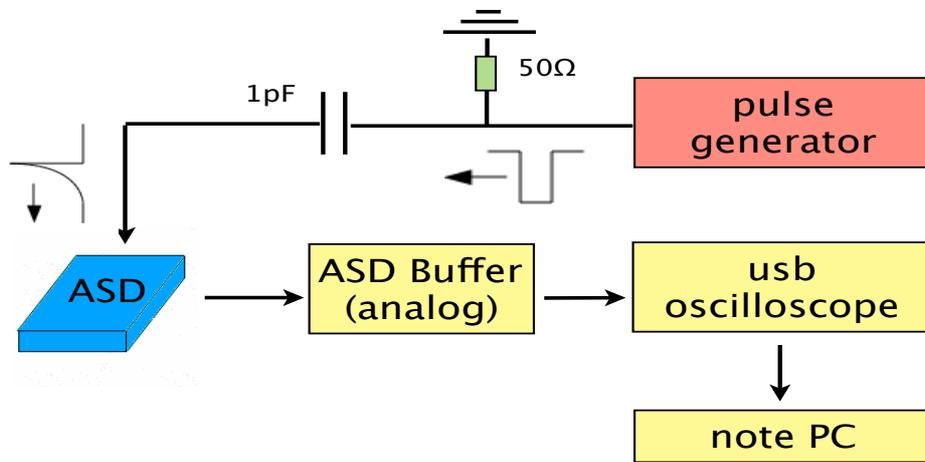


図 5.7: gas gain 測定時のシステムブロック

10^{-5} [pC] であるため gas gain は、

$$\text{gas gain} = \frac{(\text{波形積分値}) - 1.957}{2.00 \times 10^{-4}} \quad (5.4)$$

となる。式 5.3 の (波形積分値) に、図 5.6 にあるように、5.9keV メインピークをガウスフィットして得られる波形積分値を代入すれば gas gain が決まる。

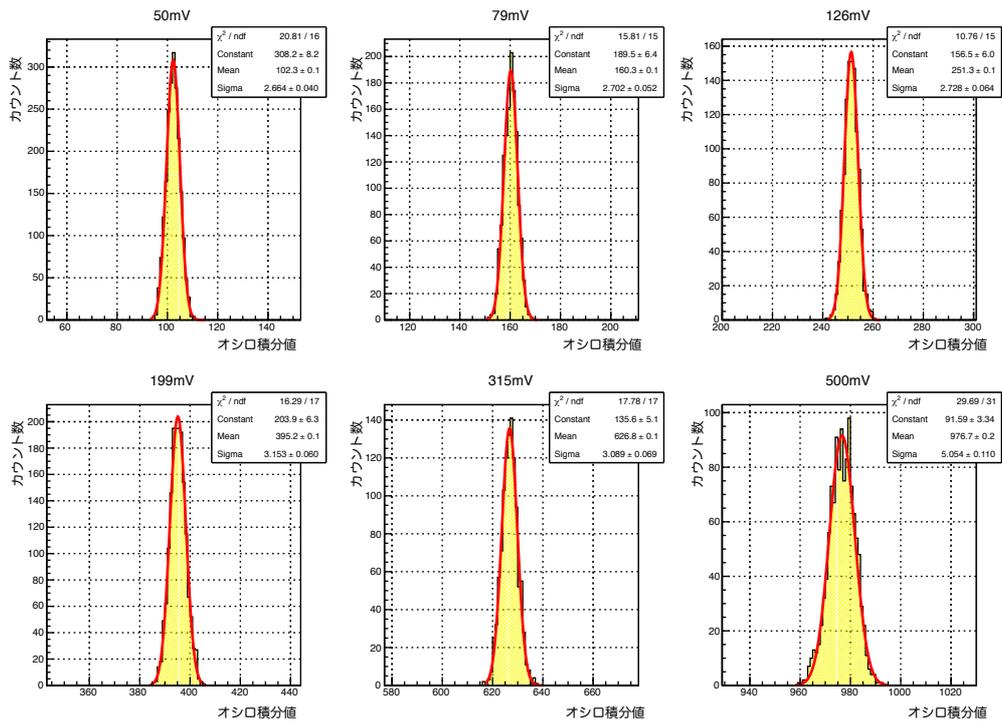


図 5.8: 50~500mV(0.05~0.5pC) に相当するオシロの波形積分値

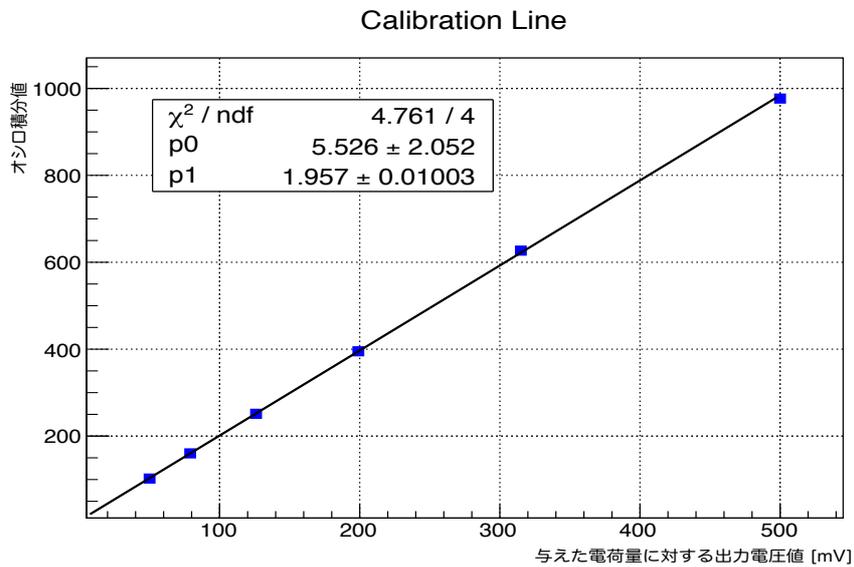


図 5.9: キャリブレーション曲線

5.2.3 測定結果

図 5.10 が測定したストリップ電圧毎の波形積分値の分布であり、図 5.11 がこれらを元に求めた MicroMEGAS の gain curve である。gain curve は指数関数でフィッティングしている。

高抵抗ストリップへの印加電圧 V_r を 450~500V と変化させたときの gas gain は約 2500~11000 となった。 V_r が 510V 以上では放電が起こり始め、HV 電源に 200nA 程度のカレントが流れ始めたため、500V のときが最大印加電圧であった。また、510V 以上で放電は起こるが、定常的に電流が流れることはなく、放電を抑制できている事を確認した。

図 5.12 に CERN 製 MicroMEGAS の gas gain を示す。このデータでは動作ガスは Ar:CO₂=93:7 であり、高抵抗ストリップをグラウンド、メッシュをアノードとしている。CERN 製と比較すると、最大 gain は約 1 万で同程度であり、今回の試作機では期待通りの gas gain が得られたといえる。また、gain に相当する動作電圧は全体的に約 30~40V 程低いが、増幅領域が CERN 製は 128 μ m に対し今回の試作機は約 100 μ m である事が影響していると考えられる。

本実験の結果から、CERN 製の MM と比較しても同等の gas gain が得られ、放電抑制に関しても十分な結果が得られたといえる。

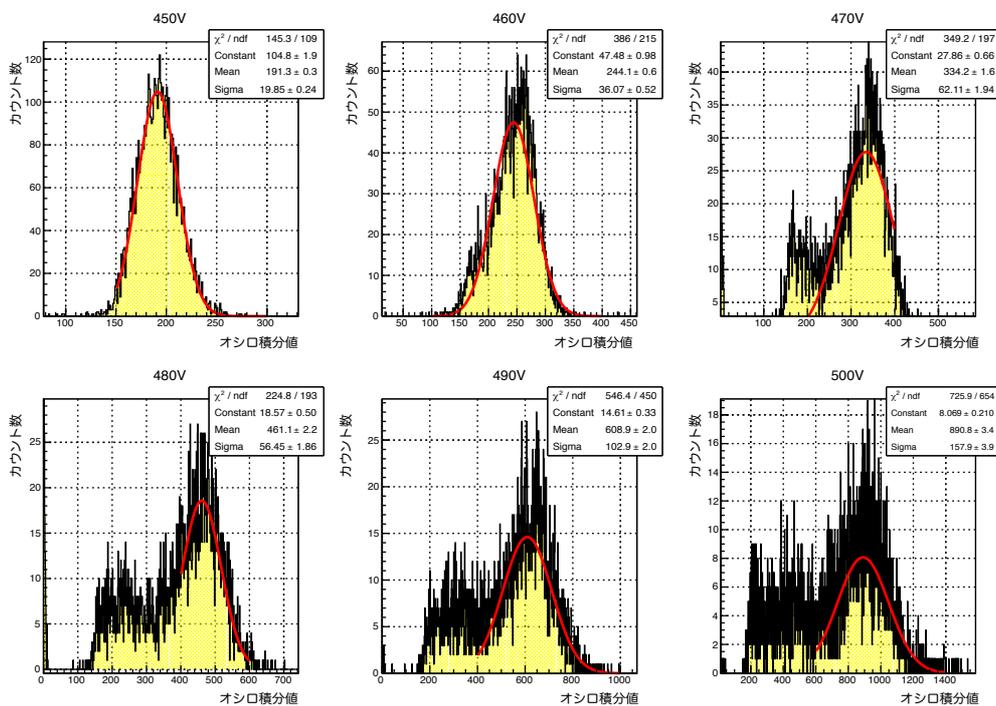


図 5.10: ストリップ電圧毎の波形積分値

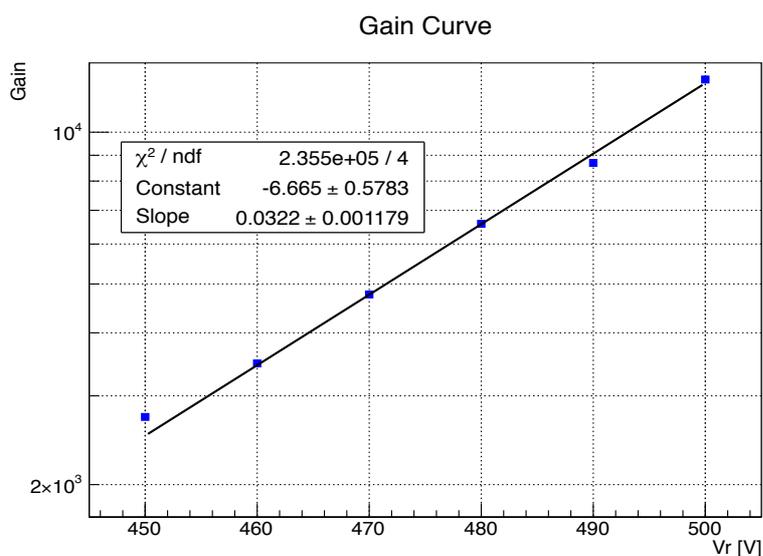


図 5.11: gas gain 測定結果

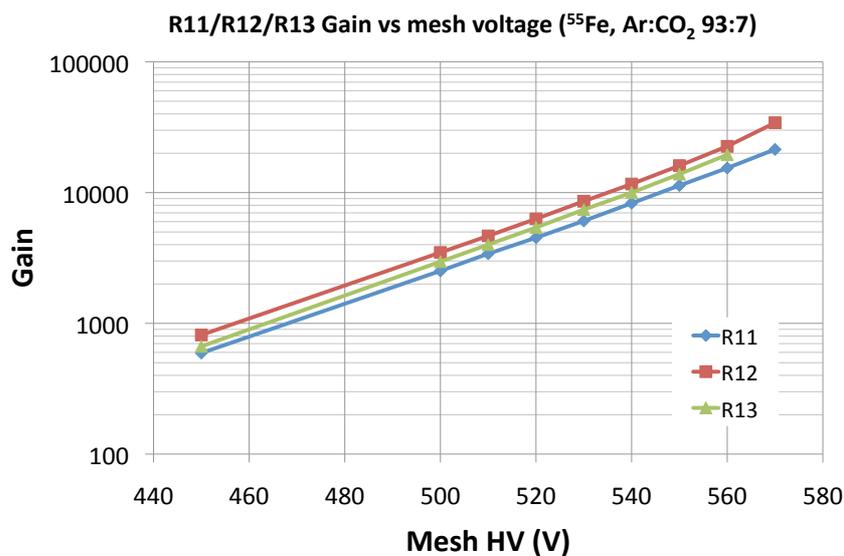


図 5.12: CERN MM の gas gain[9]

5.3 APV 25 chip 読み出しでの動作試験

今回の試作機の読み出し ch 数は 256ch あるが、ASD アンプでは 16ch 分の信号しか読み出すことはできない。神戸大には全 ch を読み出すシステムがなかったため、CERN にある RD51 グループの実験室をお借りして、APV25 chip を用いた全 256ch 読み出しでの動作試験を行った。さらに、同実験室には高頻度の X 線を発生する装置があったため、高頻度入射粒子に対する耐性試験も行った。

5.3.1 APV25 chip

APV25 は LHC の CMS グループがシリコンストリップ検出器の読み出し用に開発したアナログパイプライン ASIC である。[12] CERN の MM グループではテスト用にこのチップを読み出しに用いている。

1つのチップで128ch分の読み出しが可能であり、各ストリップの信号はそれぞれプリアンプ、シェイパーによって増幅、整形され、外部から供給されるクロック数に同期して192cellのアナログパイプラインには高情報が一時的に保存される。ここではアナログパイプラインはリングバッファの役目を果たしている。そしてチップに対しトリガーがかかると、25nsecごとのアナログ信号がサンプル/ホールドされ、差動信号にして出力される。このようにして複数回サンプリングを行うことで、波形解析が可能となる。

また、APV25のバックエンドには、CERN RD51のH. Muller氏が開発したSRS(Scalable Readout System)という装置を用いてデータ取得を行なっている[39]。APV25からhdmiケーブルを通しSRS Front-end cardに送り、イーサネットケーブルを通してPCにデータを転送する。

5.3.2 全 ch 読み出しでの動作試験

APV 25による全256ch読み出しでの動作テストを図5.13のようなセットアップで行った。第4章で述べたように、試作機のパッケージ表面にはX線がガスボリュウムに入射できるような直径3mmの穴を3つ開けている。図5.13において、APV25を取り付けている向きを上向きとしたときの穴の位置をそれぞれ左から、left、center、rightと呼び、全256chあるMMのストリップは左から0~256chと呼ぶことにする。

図5.16はcenterに ^{55}Fe を置いたときのAPV25を用いて得られる1イベントの信号であり、256ch分のアナログ信号が得られる。また、図??はイベント毎にヒットストリップのチャージ量(ADC値)を積分した値であり、ADC値のキャリブレーションを行っていないため厳密ではないが、5.9keVの光電ピークが8000辺り、エスケープピークが4000辺りのピークであると考えられる。さらに、図5.14は線源の位置をleftとcenterに置いたときのヒットストリップ分布であり、線源の位置に対応したヒットストリップが得られた。このように試作機を用いてAPV25による全256chでの読み出しを正常に行える事を確認した。

5.3.3 X線発生装置を用いた高頻度入射粒子に対する耐性試験

CERNのRD51実験室にあるX線発生器を用い、高頻度入射粒子に対する耐性試験を行った。

このX線発生装置内部ではフィラメントを加熱して電子放出させ、高電圧で加速した電子を銅ターゲットに照射してX線を発生させている。このとき電子の制動放射によるエネルギーと連続スペクトルと、Cuの $K\alpha$ 線に相当する8.0keV特性X線を合成したスペクトルを持つX線が生じる。X線発生装置の発射口はコリメータを介してフィルターとして銅テープが貼ってあり、8keV以上のX線が光電効果を起こして8.0keVのX線を取り出すことができる。

X線発生装置の発射口に対し数cm前方にMMの穴(center)が来るようにセットした。X線はこの直径3mmの穴を通して検出器内に入る。電子銃に与える電流値を1mA,2mA,3mAと調整することでX線の発生レートを変化させ、それに伴うgas gainの変動を調べた。検

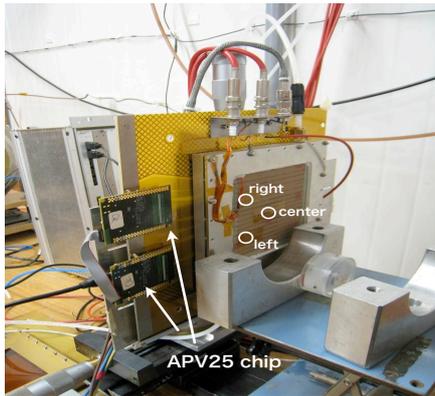


図 5.13: APV 25 による全 256ch 読み出しでの動作テスト

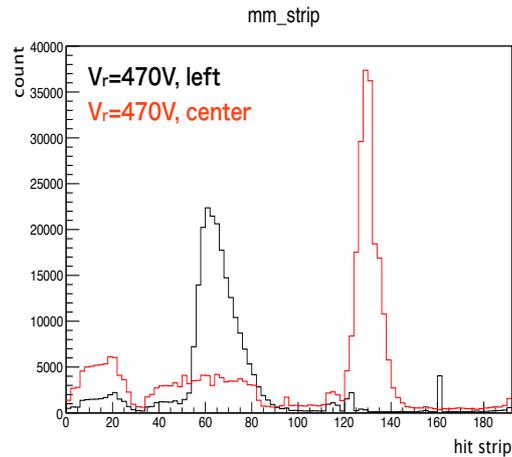


図 5.14: 線源位置とヒットストリップの位置

出器内に入射する X 線のレートは、本実験での APV25 のタイムレンジ 675ns 中にいくつの X 線が来ているか調べることで見積もった。

図 5.15 が 1 イベント (675ns タイムレンジ) に対するヒットストリップを表す。ここで X 線が入射すると複数のヒットストリップが存在するため、各電流値において 100 イベント分 (67.5 μ s 分) の波形から何個のピークがあるか調べ、67.5 μ s あたりの入射 X 線数を見積もった。例えば電流値 3mA のときピークの数 は 81 個であったので、MM に入射してくる X 線のレート数 R は測定時間 T、測定時間内に検出される X 線の個数を N、穴の面積 S として、

$$R = \frac{N}{TS} = \frac{81}{67.5[\mu\text{s}] \cdot 0.15 \times 0.15 \times \pi[\text{cm}^2]} \sim 17\text{MHz}/\text{cm}^2 \quad (5.5)$$

となる。同様に 1mA のときは $\sim 12\text{MHz}/\text{cm}^2$ 、2mA のときは $\sim 6\text{MHz}/\text{cm}^2$ と見積もられた。

図 5.17 が各 X 線入射レートに対する各ヒットストリップのチャージピーク値の分布を表しており、動作電圧は $V_r=450\text{V}$ (gas gain ~ 3500) である。この図の 1800 辺りのピークは ADC のチャージがレンジを超えたためできたものであり、もう一つのピーク値が 8.0keV の光電ピークに相当している。 $\sim 6\text{MHz}/\text{cm}^2$ と $\sim 17\text{MHz}/\text{cm}^2$ のときを比べると、ADC 値ピーク値が約 20% 程度減少しており、X 線のレート数が増加に伴い gas gain の減少が観測されている。

一般に、高抵抗ストリップ構造がない通常の MM の空間電荷効果による入射レートの限界値は約 $200\text{MHz}/\text{cm}^2$ とされるが [35]、Resistive MM では高抵抗ストリップに電流が流れる際に電圧降下が生じるため高頻度入射の耐性が減少する。 $2\text{M}\Omega/\text{cm}$ の抵抗値を持つ Resistive MM を用いた 8.0 keV X 線を用いた高頻度入射のテストを CERN のグループは行なっている。[9] この CERN グループのテストでは、有感領域 10cm^2 で gain ~ 5000 で動作させ、8.0keV X 線の入射レートが $100\text{kHz}/\text{cm}^2$ のときは gas gain の減少は観測されていないが、 $1\text{MHz}/\text{cm}^2$ から 25% の gain の低下が観測されている (図 5.18)。ATLAS 実験で要求されるレート耐性は 1 章で述べたように、 $20\text{kHz}/\text{cm}^2$ 以上といわれており、Resistive MM でも十分にそのレート数で動作できることが観測されている。今回の神戸の試作機でのテストではより低いレートでの ADC ピーク値を測定していなかったため、どの頻度まで gain の低下が起こらずに動作できるかは判断できないが、試作機の抵抗値 $100\text{M}\Omega/\text{cm}$ では $10\text{MHz}/\text{cm}^2$ 程度のハイレート環境の下で gas gain が減少する事は分かった。

また、本実験ではMMのX線入射領域は検出器中央の直径3mmの穴の面積分(約 $7 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$)だけであるが、高抵抗ストリップは高電圧を与える点からの距離が長くなるほど抵抗値が大きい。そのため、今後検出器の高頻度入射耐性をより正確に測るには全有感領域へ照射するテストが必要であると考えている。高抵抗ストリップの大きな役割は放電の抑制であるが、高頻度入射耐性の面も考慮した最適な抵抗値はCERNでも未だ議論されており、今後、神戸で新たに試作機を作成する場合も考慮すべき問題であると考えている。

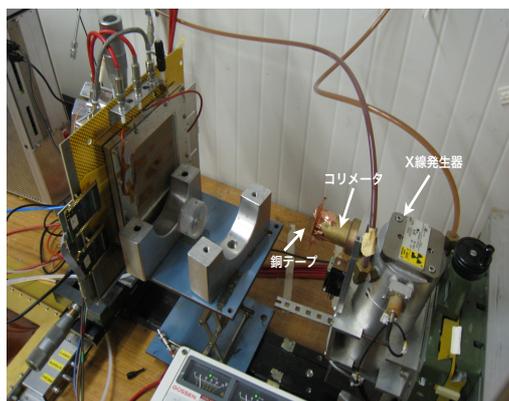


図 5.15: 高頻度入射粒子に対する耐性試験のセットアップ

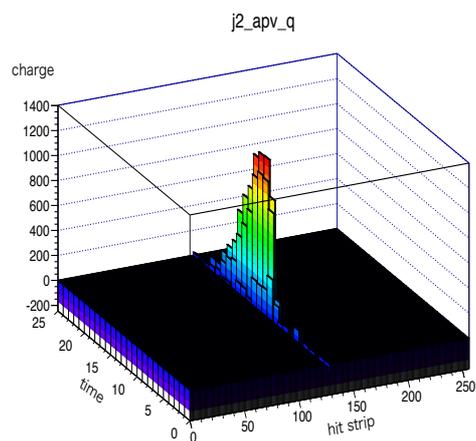


図 5.16: APV25で得られる1イベントの信号

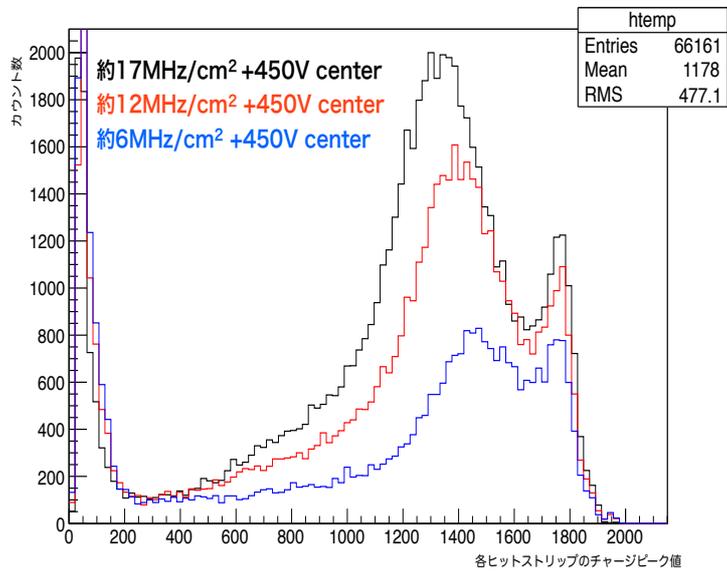


図 5.17: 神戸の MM での Cu 8.0keV X 線を用いた高頻度入射耐性の試験結果

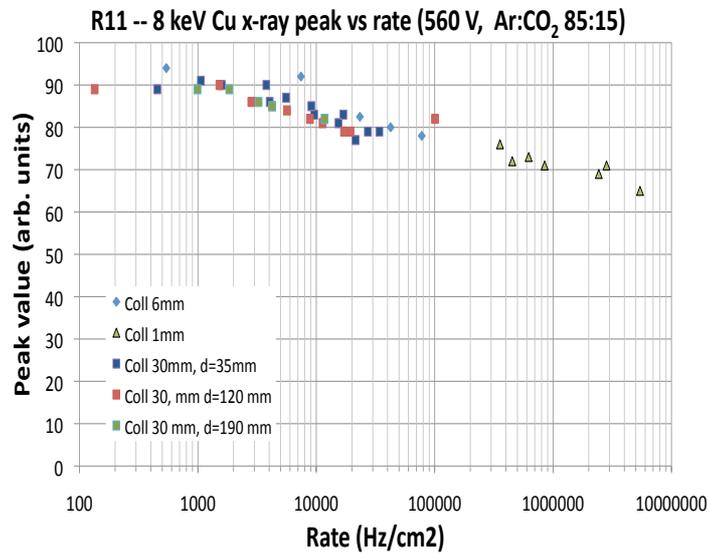


図 5.18: CERN の MM での Cu 8.0keV X 線を用いた高頻度入射耐性の試験結果

第6章 120GeV π ビーム照射試験

2章で述べたように、ATLAS SW の新検出にはいくつか要求される性能があり、これらの性能を評価する必要がある。そのため、2012年11月、CERNにあるスーパー陽子シンクロトロン (SPS) の H6 ビームラインで、120GeV π^+ ビームによる MicroMEGAS のビームテストを行った。120 GeV の π^+ ビームは物質中で失うエネルギーは MIP 領域に近く、高頻度でデータを収集することができるため、効率的に性能評価を行うことができる。RD51 グループは H6 ビームラインで頻繁にビームテストを行なっている事から、RD51 グループが用いている CERN でのセットアップをそのまま利用させて頂いた。また、実験でのデータ取得においては、東大 ICEPP の片岡洋介氏に協力して頂いた。

今回のビームテストでは CERN 製の複数の試作機とともに Efficiency、位置分解能などの測定を行ったので、本章でその内容を説明する。

6.1 CERN SPS H6 ビームライン

図 6.1 は CERN の加速器の全体図である。スーパー陽子シンクロトロン (SPS) では陽子シンクロトロン (PS) から来る 26GeV の陽子が周長約 7km の加速器内を周回し 450GeV まで加速されている。図 6.2 は今回我々が実験を行った H6 ビームラインの写真である。H6 ビームラインは SPS の North area にある EHN1 施設にあり [16]、T4 ターゲット介して SPS からの 2 次ビームを利用することができる。本実験では 120GeV の π^+ ビームを用い、このビームの周回サイクルは 48 秒であり、スピル長は 9.6 秒である。

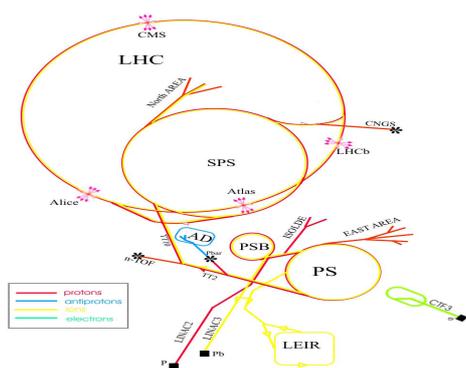


図 6.1: CERN 加速器の全体図 [22]



図 6.2: 本実験を行った H6 ビームラインの写真

6.2 セットアップ

検出器の配置の写真を図 6.3 に、外観図を図 6.4 に示す。用いた MicroMEGAS は全部で 7 台あり、ビーム上流から Tmm2、Tmm3、Z2、Z1、J2、Tmm5、Tmm6 の順に並んでいる。J2 が神戸大の試作機であり、他の 6 機は CERN グループの試作機である。各検出器の構造、特徴は表 6.1 に示す。

J2 以外の 6 機は 2 次元読み出しが可能であり、2 次元読み出しの MM は図 6.6 のように高抵抗ストリップと垂直方向にさらに読み出しストリップが形成されている。高抵抗ストリップに平行な読み出しストリップは x 方向、垂直方向は y 方向ストリップと呼ばれ、J2 は x 方向のみ、他の 6 台は x,y 方向の読み出しとなる。

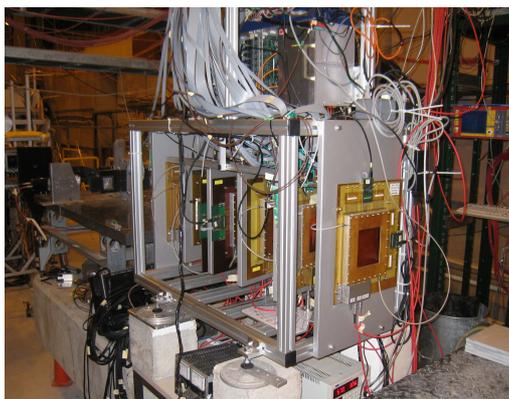


図 6.3: 検出器の配置の写真

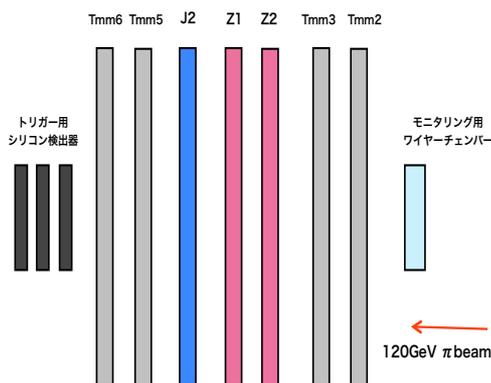


図 6.4: 各検出器の配置図

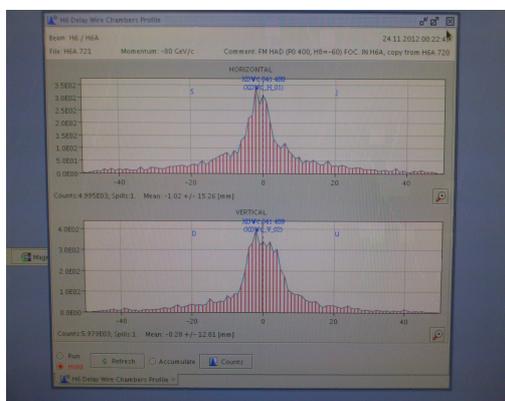


図 6.5: ワイヤーチェンバーによるビームモニタリング

検出器	ピッチ	読み出し次元	高抵抗ストリップの製法
J2	400 μ m	x 方向 (1 次元)	スクリーン印刷
Z1,Z2	400 μ m	x,y 方向 (2 次元)	スクリーン印刷
Tmm2,3,5,6	250 μ m	x,y 方向 (2 次元)	従来の製法

表 6.1: ビームテストに用いた MM の構造、特徴

Z1、Z2 は神戸大の試作機と同じスクリーン印刷によって $400\mu\text{m}$ ピッチで高抵抗ストリップを作成しているが、各ストリップは図 6.7 のように枝分かれした構造を持つ [37]。この構造の意図は大きく 2 つあると考えられる。1 つは最適な抵抗値のストリップを形成し、かつ、抵抗値の一様性を保つためである。J2 も含め従来の MM の高抵抗ストリップのように枝分かれがない 1 本のストリップで出来ている場合、HV を与える点からの距離が長くなるにつれて抵抗値が大きくなる。上述したように、高抵抗ストリップの抵抗値は放電抑制と高頻度入射を両立した値が要求され、さらにそのような抵抗値を一様に持つ必要がある。1 つ目の理由だけであればわざわざ抵抗ストリップにする必要がなく、抵抗シートを貼れば可能であるが、2 つ目の理由として x 方向の位置分解能を出す事にある。ATLAS 実験では η 方向の位置分解能が必要であり、 η 方向を x 方向ストリップで読み出す事で電荷の広がりを抑え、x 方向の位置分解能を高く保つことができる。一方、y 方向ストリップの位置分解能は悪化すると考えられるが、ATLAS では ϕ 方向の分解能はそこまで要求されない。Z1,Z2 検出器のような、スクリーン印刷を用い、高抵抗ストリップが枝分かれ構造を持つ MM は CERN でも比較的最近開発されたものであり、CERN グループの都合もあり J2 と同時にテストをすることとなった。Tmm2、Tmm3、Tmm5、Tmm6 検出器は本実験でリファレンス用に用いており、ピッチは $250\mu\text{m}$ である。また、本実験において全ての検出器で共通して有感領域は $10\text{cm}\times 10\text{cm}$ であり、動作ガスには $\text{Ar}:\text{CO}_2=93:7$ を用いている。

MicroMEGAS の前方にはビームモニタリング用のワイヤーチェンバーが置かれ、図 6.5 はワイヤーチェンバーによるビームプロファイルである。今回用いた π^+ ビームの広がりには横方向、縦方向ともに $\sigma\sim 15\text{mm}$ 程度であり、ビーム強度は 2、3 cm^2 当り 20~30kHz であった。また、MicroMEGAS の後方にはトリガー用のシリコン検出器が配置されており、イベントのトリガーレートはスピン長 9.6 秒に対して約 500 イベント程であった。各 run は約 20000 イベントのデータを収集し、1run の測定時間は約 20 分であった。

データ収集は 5.3 節と同様 APV25 を読み出しとして、SRS を用い、CERN の DAQ システムを用いた。

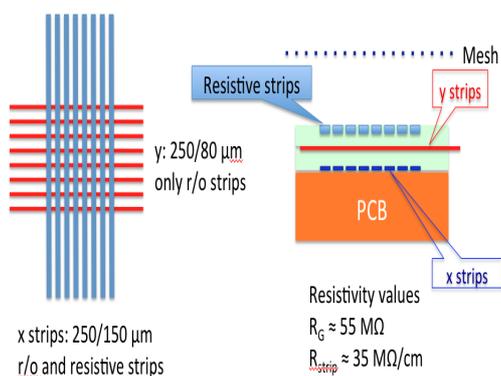


図 6.6: 2次元読み出し MM の外観図 [38]

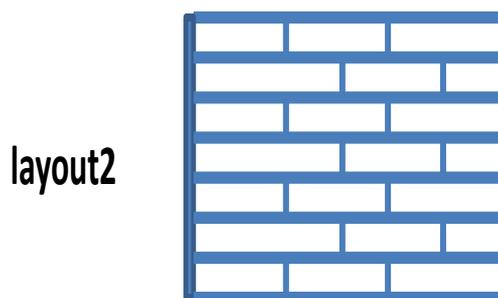


図 6.7: Z1,2 検出器の高抵抗ストリップ外観図 [37]

6.3 測定データ解析

本節では、測定したデータの解析について説明する。まず、クラスタリングによるビーム通過位置の特定方法を説明し、次に各性能についての解析結果とその評価について述べていく。

6.3.1 ビーム通過位置の特定 (クラスタリング)

図 6.8 は、ストリップ電圧が 430V のときの J2 検出器における各ビーム入射角での 1 イベントでヒットするストリップ数である。このように、1 イベントに対して複数のストリップがヒットすることになる理由として大きく 2 つの事が挙げられる。

1 つは、ガス中の電子の拡散による影響である。図 6.9 は Ar:CO₂=90:10 中の常温、大気圧での電子の拡散係数を計算したものであり、横軸はドリフト電場、縦軸が電子が 1cm ドリフトする間の拡散を表す。青いラインは電場方向の拡散、赤いラインは電場に垂直な方向の拡散を表しており、今回の動作電場 600V/cm では電場垂直方向の拡散係数は 200 μ m/cm 程度であると分かる。今回の J2 のドリフト距離は 15mm、ピッチは 400 μ m であるので、電子の横方向拡散は 300 μ m 程度、つまりビーム入射角が 0° のときでも 2,3 本のストリップにチャージが広がる事になる。

また、2 つ目の理由は、ドリフト距離 d に対しビーム角度 θ が大きくなると、ヒットストリップが $d \tan \theta$ の広がりを持つ事である。このため角度 θ が大きいほどビームの広がりも広範囲になり、J2 の場合、角度 10, 20, 30, 40° のときそれぞれ 7, 14, 22, 31 本程のストリップにチャージが広がると考えられる。図 6.8 からは角度が大きくなるにつれ、ヒットストリップの広がりが観測されている。 $\theta=30, 40^\circ$ のときは予想されるに対しヒットストリップ数が少ないが、これは角度が大きいかほどチャージが広がるため、微小なチャージは信号として得られなかったためであると考えられる。

このように、1 イベントに対して複数のストリップがヒットすることになり、データ解析上、粒子の通過した位置を何らかの方法で特定する必要がある。そこで、1 イベントに対して連続したヒットストリップの塊を決めることをクラスタリングと呼び、その塊をクラスターと定義する。クラスタリングは以下のような条件で行った。

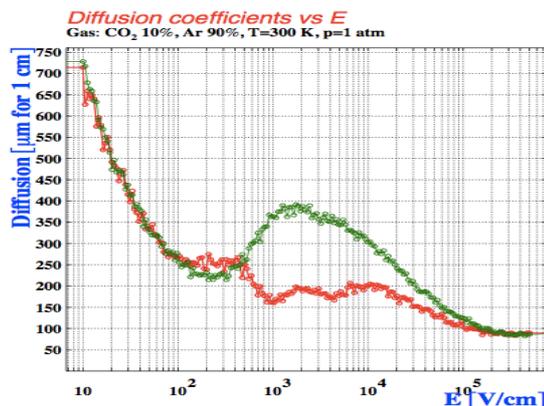
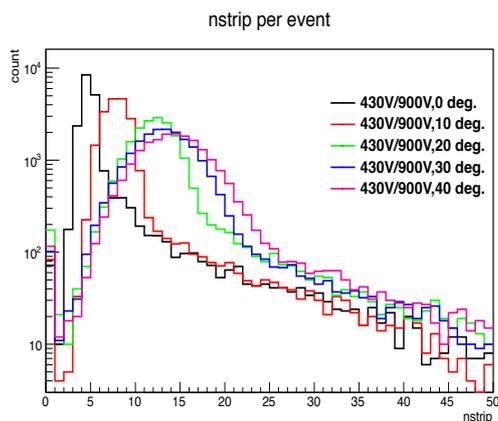


図 6.8: J2 検出器における各ビーム入射角での 1 イベントでヒットするストリップ数
図 6.9: Ar:CO₂=90:10 中の常温、大気圧での電子の拡散係数

(i) **allowed strip gap ≤ 13 (J2 の場合)**

クラスタリングを行う際、隣り合うヒットストリップの間隔がどの程度まで開いていれば同じクラスタに含めるかどうか判断する必要がある。ここで、この隣り合うヒットストリップの間隔の事を strip gap、同クラスタに含むとする許される strip gap を allowed strip gap と呼ぶことにする。

クラスタリングを行う際、allowed strip gap を狭くしすぎると同じイベント由来のヒットを別のクラスタとして誤る可能性があり、逆に広くし過ぎると2つの同時に来たイベントを1つのクラスタとして誤る可能性がある。本実験では、検出器有感領域 $10 \times 10 \text{cm}^2$ におけるビーム強度は $20 \sim 30 \text{kHz}$ 程度であり、APV25 によるデータ取得のタイムスケールが約 700ns であることから、2つのイベントが同時に検出される確率は2%程度であると予想される。図 6.10 は各入射角度における strip gap を表しており、 40° のとき strip gap が最も広がる事がわかる。そこで、allowed strip gap の値として、 40° のとき strip gap の98%以上が同クラスタに含まれる条件である allowed strip gap ≤ 13 が適当であると判断した。また、図 6.11 はこの条件でクラスタリングを行った結果であり、イベント毎のクラスタ数が1つとなるようクラスタリングができています。

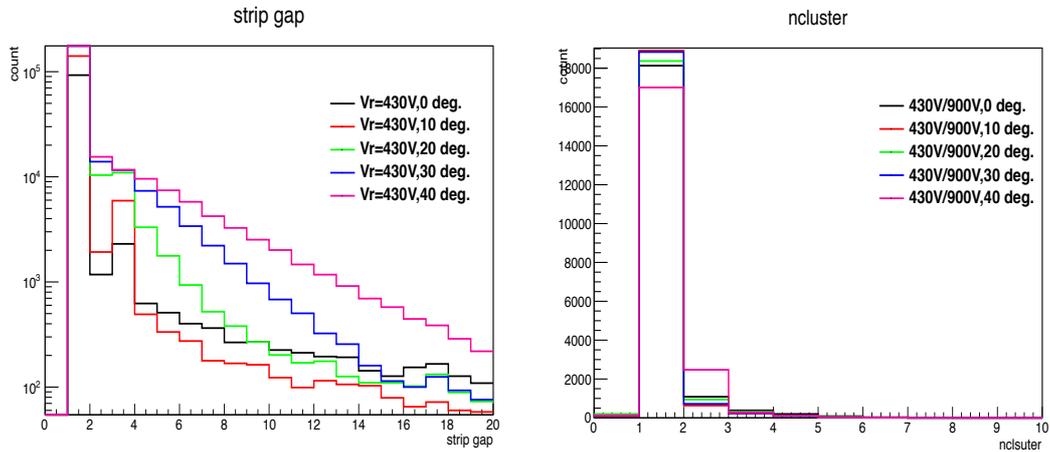


図 6.10: J2 検出器における各入射角度における strip gap
図 6.11: allowed strip gap ≤ 13 での J2 検出器のイベント毎のクラスタ数

(ii) **cluster Q ≥ 200**

cluster Q とは (i) の条件で定義したクラスタ内に含まれる各ヒットストリップにおけるチャージ (ADC 値) の最大値として定義している。図 6.12 は J2 における Cluster Q の分布を表している。

さらに、同クラスタ内の cluster Q を足しあわせた値を cluster charge と定義した。図 6.13 は cluster charge の分布であり、アノードの印加電圧を大きくすることで gas gain が大きくなり、cluster charge のピーク値の増加が観測される。ビーム角 0° のとき (黒線)、印加電圧 $V_r=430 \text{V}$ に対して cluster charge のピーク値は 1000 程度である。このピーク値は、 120GeV の π 荷電粒子が 15mm の $\text{Ar}:\text{CO}_2=93:7$ ガス中で種電子を作り、ガス増幅されたときの電荷量に相当すると考えられる。単純に考えると、 120GeV の π 荷電粒子は図 3.1 から MIP 領域程度のエネルギー損失であり、 π 荷電粒子が 15mm の $\text{Ar}:\text{CO}_2=93:7$ ガス中では

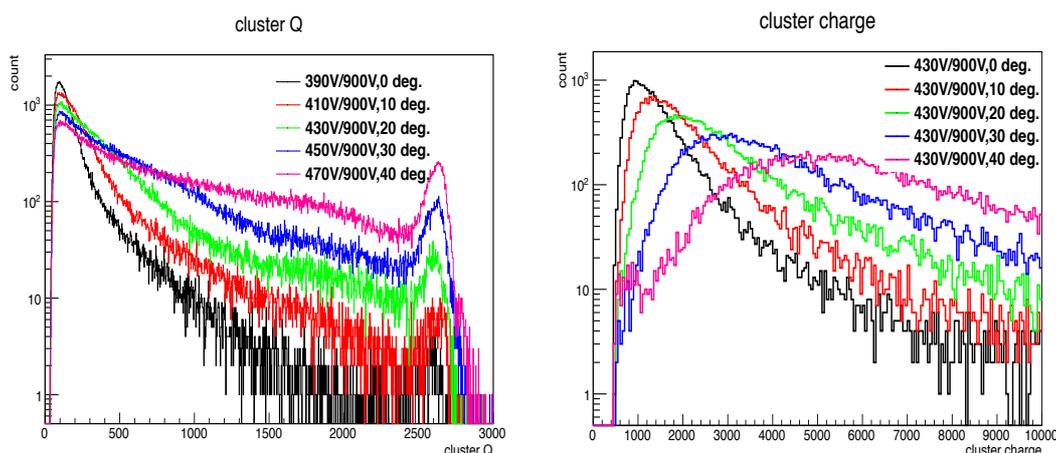


図 6.12: J2 検出器における Cluster Q 分布 図 6.13: J2 検出器における cluster charge 分布

150 個程度の種電子を作ると考えられる。また、今回の試作機の $\text{Ar}:\text{CO}_2=93:7$ 、 $V_r=430\text{V}$ の gas gain は 1000 程度であることからピーク値 1000 に相当する電荷量は、素電荷 $e=1.6 \times 10^{-19}$ を用いて、

$$150 \times 1000 \times 1.6 \times 10^{-19} \sim 25\text{fC}$$

となる。従って、ADC 値 200 は 5fC 程度の小さな電荷量に相当すると考え、ADC 値、つまり cluster Q が 200 以下のヒットストリップはノイズとみなし、cluster Q が 200 以上のストリップをビーム由来の信号と判断した。

(iii) nstrip in cluster ≥ 2

nstrip in cluster は (i)、(ii) の条件から定義された 1 クラスタ中に含まれるヒットストリップ数として定義した。nstrip in cluster の分布は図 6.14 のようになった。nstrip in cluster = 1、つまりクラスタが 1 つのヒットストリップのみによって作られている場合はノイズとみなして除去した。

上記の (i),(ii),(iii) の条件を下にクラスタリングを行い、クラスタ内のヒットストリップ情報を元にクラスタの位置を特定した。その方法として、クラスタ内に含まれるヒットストリップの右端と左端の値を足して 2 で割ることでクラスタの中心位置をクラスタの位置とした。図 6.15 が J2 検出器のクラスタの中心位置の分布である。

6.3.2 Efficiency

2(Z1, Z2) 検出器の Efficiency を測定するためには、検出器有感領域内にビームが通過したイベントを選別する必要がある。そのため、Efficiency は以下のように定義した。

$$\text{Efficiency} = \frac{J2(Z1,Z2) \text{ に 1 つ以上の cluster があるイベント}}{Tmm2,Tmm3,Tmm5,Tmm6 \text{ の全てに 1 つ以上の cluster があるイベント}}$$

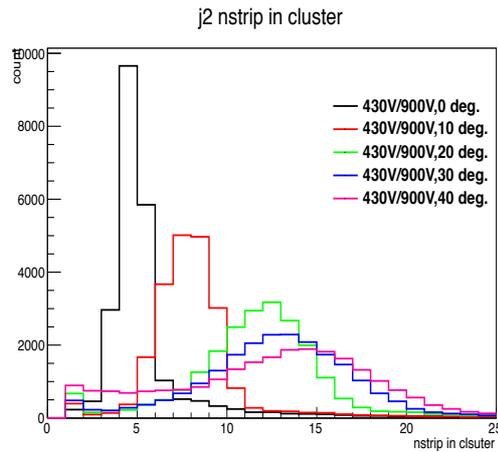


図 6.14: J2 検出器において (i)、(ii) を条件とした 1 クラスター中のヒットストリップ数

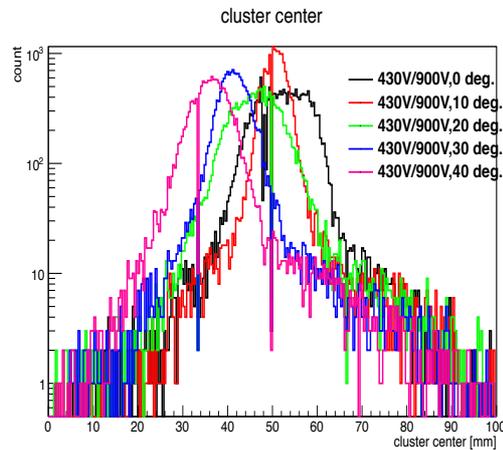


図 6.15: 各入射角度での 2 検出器のクラスターの中心位置の分布

図 6.16 に 120GeV π^+ ビームに対する Efficiency の測定結果を示す。ドリフト電場は全ての検出器で 600V/cm となるように設定している。ビーム入射角度 0° のとき、J2 では高抵抗ストリップへの印加電圧が 420V、Z1、Z2 検出器では 550V で 99.9% 以上の Efficiency を達成した。また、J2 では $0\sim 40^\circ$ で 99.9% 以上の Efficiency を達成した。

ビーム入射角度 0° のとき、J2 では高抵抗ストリップへの印加電圧が 420V、Z1、Z2 検出器では 550V で 99.9% 以上の Efficiency を達成した。また、J2 では $0\sim 40^\circ$ で 99.9% 以上の Efficiency を達成した。J2 検出器と Z1、Z2 の動作電圧に違いが出た理由は主に 3 つ考えられる。1 つは、増幅領域のギャップの違いであり、J2 が $100\mu\text{m}$ に対し、Z1、Z2 は $128\mu\text{m}$ である。このため J2 で形成される電場は Z1、Z2 の約 1.3 倍となることが予想され、J2 の方が動作電圧が低くなることは予想できる。2 つ目の理由は、ドリフトギャップの違いであ

り、J2が15mmであるが、Z1、Z2は10mmである。ドリフトギャップの厚みはビームによって生成される種電子数に影響するため、J2はZ1、Z2に比べて1.5倍程度種電子数が多いことになる。3つ目の理由は、Z1、Z2が2次元読み出しである事である。2次元読み出しでは高抵抗ストリップとそれに平行な読み出しストリップ(x方向)の間に、それらと垂直な読み出しストリップ(y方向)形成されている。今回の解析ではx方向のストリップで解析を行なっているため、Z1、Z2では電荷がy方向のストリップにも電荷が逃げる事となり、J2に比べ信号が小さくなると予想される。また、ビーム入射角度 0° のときと比べ角度がついたときは電圧値が低くなるとEfficiencyの減少がみられる。これはより多くのストリップに電子が広がるため、1つのストリップ当りの電荷量が減少するためであると考えられる。例えば、 40° と 0° の380Vの場合では約25%のEfficiencyの差が観測されている。

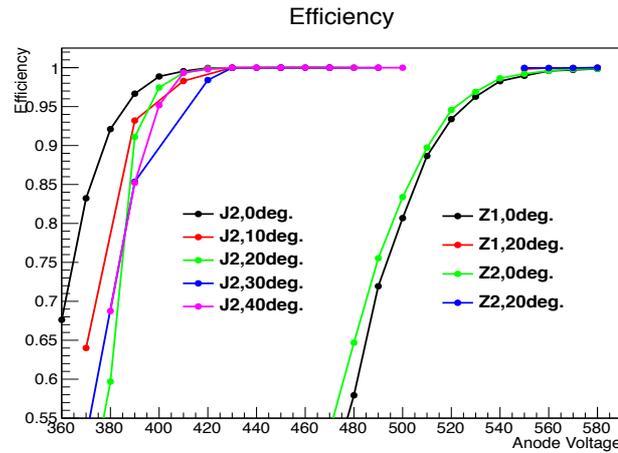


図 6.16: J2、Z1、Z2 検出器の Efficiency 測定結果

6.3.3 位置分解能

J2(Z1, Z2)の位置分解能を計算するために、以下の様な計算を考える。Tmm2, Tmm3, Tmm5, Tmm6の位置情報 X_{Tmm2} , X_{Tmm3} , X_{Tmm5} , X_{Tmm6} からJ2に入射した位置 $X_{Tmm2356}$ を

$$X_{Tmm2356} = \frac{X_{Tmm2} + X_{Tmm3} + X_{Tmm5} + X_{Tmm6}}{4} \quad (6.1)$$

と計算できる。この $X_{Tmm2356}$ と実際にJ2から得られる位置 X_{J2} の残差Rをとると、

$$R = X_{J2} - X_{Tmm2356} = X_{J2} - \frac{X_{Tmm2} + X_{Tmm3} + X_{Tmm5} + X_{Tmm6}}{4} \quad (6.2)$$

となる。誤差の伝播の式から、

$$\sigma_R = \sqrt{\left(\frac{\delta R}{\delta X_{J2}}\right)^2 \sigma_{J2}^2 + 4\left(\frac{\delta R}{\delta X_{Tmm}}\right)^2 \sigma_{Tmm}^2} \quad (6.3)$$

となり、 X_{Tmm2} , X_{Tmm3} , X_{Tmm5} , X_{Tmm6} , X_{J2} は同じ誤差するとJ2の位置分解能 σ_{J2} は、

$$\sigma_{J2(Z1,Z2)} = \sqrt{\frac{5}{4}} \sigma_R \quad (6.4)$$

と求まる。

各検出器の位置は、図 6.15 のようなクラスタリングから得られた位置を用いている。図 6.17 が J2 の 0° のときの位置残差分布であり、図 6.18 が各入射角度での位置分解能である。ここで、位置分解能の計算に用いた動作条件として、99.9%以上の十分な Efficiency が達成された J2 で $V_r=430V$ 、Z1, Z2 で $V_r=550V$ を用いている。また、用いたイベントは各検出器でクラスタが 1 つであることを条件に課している。残差分布を計算する際には Tmm と J2 のピッチがそれぞれ $250\mu m$ 、 $400\mu m$ (Z1, Z2 は $250\mu m$) である事を考慮してヒットマップを mm 単位で表している。位置残差分布をガウスフィットして得られる σ_R を式 6.4 に代入して得られる各入射角度 θ での J2, Z1, Z2 の位置分解能は図 6.17, 6.18 のような結果となった。

今回のクラスタ位置による解析では、ATLAS の要求である $100\mu m$ 以内を満たせておらず、J2 では 0° のときの $179\mu m$ が最も良く、入射角が大きくなるほど悪化する結果となった。また、Z1, Z2 と比較すると、同等の位置分解能を持つ事がわかる。入射角が大きくなるほど悪化する理由は、6.3.1 節で説明したように角度に対してヒットストリップが広がるためであると考えられる。

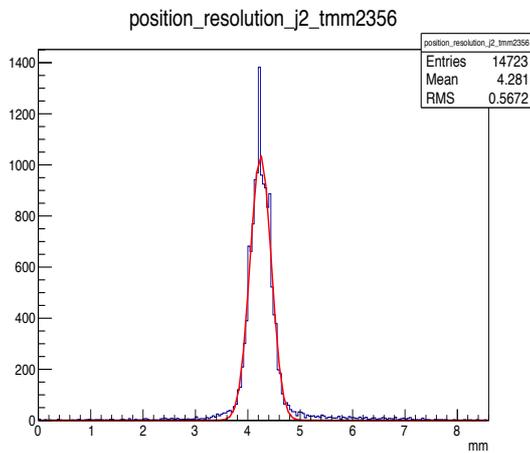


図 6.17: J2 検出器における 0° のときの位置残差分布

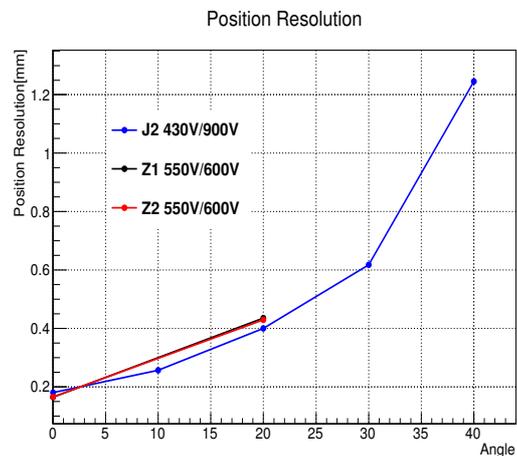


図 6.18: J2 検出器の位置分解能角度依存性

6.3.4 時間分解能

時間分解能は位置分解能と同様の式で与えられる。時間残差は 4 つの Tmm 検出器の平均時間からの J2 の残差として計算した。各検出器の時間とは”クラスタ内に含まれる各ヒットストリップでチャージ量が閾値を超える時までの時間”として定義しており、この閾値はチャージの最大値の 50% として解析を行った。さらに、APV25 のサンプリング時間は $25ns$ である事を考慮し時間残差分布を計算した。図 6.19 が 0° のときの J2 の時間残差分布であり、図 6.20 が各入射角度での時間分解能である。時間分解能の計算に用いたイベントでも各検出器でクラスタが 1 つであることを条件に課した。時間分解能は reftimeresol, 6.20 のような結果となった。

時間分解能は、ATLAS の要求である $5ns$ 程度を満たす事ができていない結果となった。ATLAS NSW に向け十分な位置分解能、Efficiency を出すためにドリフトギャップは $10mm$

程度は必要であり、この長いドリフトギャップでは十分な時間分解能を出すことは困難であると考えられる。また、今回用いたチャージピーク値の50%を閾値とする計算法は、角度が小さいほど1ストリップ当たりのチャージ量が増加するため、時間分解能が悪化する結果となったと考えられる。

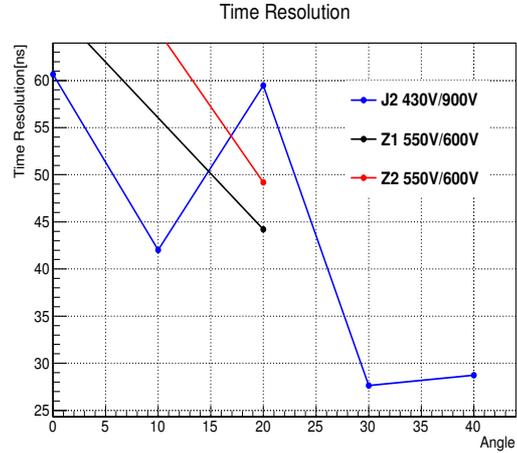
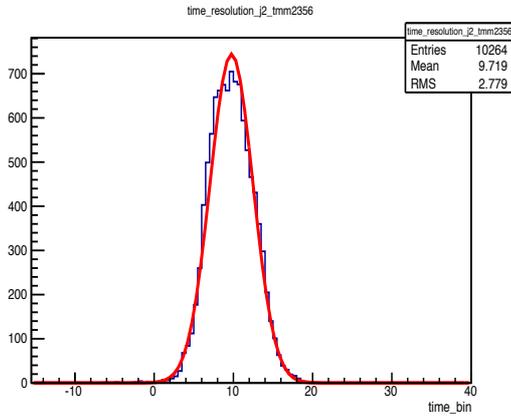


図 6.19: J2 検出器における 0° のときの時間残差分布

図 6.20: J2 検出器の時間分解能角度依存性

6.3.5 結果のまとめ

以上の CERN での $120\text{GeV } \pi^+$ ビームによる MicroMEGAS の性能評価結果を以下にまとめる。

Efficiency

- J2: 420V から 99.9%以上 ($\theta=0^\circ$)
- Z1,Z2: 550V から 99.9%以上 ($\theta=0^\circ$)

位置分解能

θ	J2	Z1	Z2
0°	$179\mu\text{m}$	$165\mu\text{m}$	$166\mu\text{m}$
10°	$257\mu\text{m}$	-	-
20°	$496\mu\text{m}$	$435\mu\text{m}$	$430\mu\text{m}$
30°	$617\mu\text{m}$	-	-
40°	$1246\mu\text{m}$	-	-

表 6.2: 位置分解能測定の結果 (-は測定無し)

時間分解能

θ	J2	Z1	Z2
0°	60.7ns	67.9ns	81.3ns
10°	42.0ns	-	-
20°	59.5ns	44.2ns	49.2ns
30°	27.6ns	-	-
40°	28.7ns	-	-

表 6.3: 時間分解能測定の結果 (-は測定無し)

第7章 結論

LHC ではデザインミノシティを現在の $1 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ から $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ にするアップグレードが計画されている。それに伴い、ATLAS ミューオンスペクトロメーターの SW (Small Wheel) と呼ばれるビームの衝突点に近い部分では、アップグレード後のヒットレートで粒子の検出効率を十分に得られない問題がある。そのため SW ではミューオン検出器の交換が検討されており、その新検出器として MicroMEGAS が採用される事が決まっている。

現在 CERN では ATLAS SW への導入に向けて様々な MicroMEGAS の開発を行なっている。そこで神戸大では、Bulk MicroMEGAS 技術と呼ばれる製法を用いたメッシュ構造と、スクリーン印刷による高抵抗ストリップ構造を持つ MicroMEGAS の試作機を作成した。このタイプの MicoMEGAS は国内で初めて作成されたものであり、ATLAS アップグレードに向けた開発の新たな拠点として CERN のグループとの共同開発を目標としている。

LHC アップグレード後の SW でのイベントレートは最大 $\sim 1 \text{kHz/cm}^2$ となることが予想されており、検出器の入射レート耐性は 20kHz/cm^2 以上が必要とされる。また、ATLAS ミューオンスペクトロメーターでは MIP (Minimum Ionization Particle) 領域にあるミューオンを検出する必要があり、ミューオンを検出するのに十分な gas gain と 99.9% 以上の検出効率が必要となる。さらに、効率よくトリガーを得るために $100 \mu\text{m}$ より良い位置分解能や、バンチ識別が可能である 5nsec 程度の時間分解能も必要となる。

本研究では、これらの性能について神戸大で試作した MicroMEGAS で評価を行った。 ^{55}Fe の X 線を用いた測定では試作機の gas gain を測定した。高抵抗ストリップへの印加電圧 V_r を 450~500V と変化させたときの gas gain は約 2500~11000 となった。 V_r が 510V 以上では放電が起こり始め、HV 電源に 200nA 程度のカレントが流れ始めたため、500V のときが最大印加電圧であった。また、510V 以上で放電は起こるが、定常的に電流が流れることはなく、放電を抑制できている事を確認した。この結果から、期待通りの gas gain と放電抑制効果が得られたといえる。

また、CERN の H6 ビームラインで行った $120 \text{GeV } \pi^+$ ビームテストでは、神戸大での MicroMEGAS の試作機で初めて MIP 領域に近い荷電粒子を検出し、トラッカーとして使用することに成功した。Efficiency については、ATLAS ミューオンスペクトロメーターでの要求である 99.9% 以上という目標達成したといえる。位置分解能については、今回のクラスタリングの位置から計算した値は表 6.2 のようになった。今回のクラスタの位置による解析法では ATLAS の要求である $100 \mu\text{m}$ 以下は満たせていないが、ATLAS NSW では TPC として動作させる予定である [41]。TPC の場合、1つの検出器から 3次元でガス中の粒子の通過を再構成することができ、入射角度によるヒットストリップの広がりの影響を受けることなく位置を特定できる。NSW で用いる際に問題となるのは磁場中での動作であり、位置分解能 $100 \mu\text{m}$ 以下という要求を満たせるような解析法は現在も MAMMA グループで議論されている。時間分解能については、表 6.3 のような結果となった。MAMMA グループでドリフトギャップを 10mm としている正確な理由は分からないが、十分な Efficiency を得る

ためには 10mm 程度のギャップが必要であり、10~15mm のドリフトギャップでは ATLAS の要求の 5ns は厳しいと考える。また、今回のチャージピーク値の 50%を閾値とする解析法では、角度が小さいときは 1 ストリップ当たりのチャージ量が多く、時間分解能が悪化する傾向となると考えられ、閾値を固定して検出時間を測定することで改善が可能であると考えている。さらに、APV25 チップのサンプリングが 25ns である事から、今回の測定では最良でも約 7.3ns が限界である。

以上の結果から、国内で初めて Bulk MicroMEGAS 製法によるピラー、メッシュ構造の作成と、スクリーン印刷による高抵抗ストリップの作成に成功し、CERN 製と同等の MM を作成することができたといえる。

謝辞

まず、担当教官として2年間の研究指導をして下さった越智助教に深く感謝致します。本論文を作成するにあたり、丁寧かつ熱心なご指導を賜りました。MicroMEGASの性能評価という非常に面白いテーマで研究が出来た事、論文を通して見ていただけだったCERNでのビームテストを実際に行えた事、大変貴重な経験となりました。また、検出器を通して物理、機器の扱いなど、多くの事を教えて頂きました。本当にありがとうございました。

μ -PICグループとして身内賢太郎准教授、本間康浩様のお二人には、研究に対する鋭いご指摘を頂き、研究を進める上でより理解を深めるきっかけとなりました。深く感謝いたします。蔵重久弥教授、山崎祐司准教授には、ATLASに関する事を中心にご指導頂き、感謝申し上げます。また、研究室の秘書の横山有美様には、出張手続きなどの事務を行なって頂き、感謝しております。

同じ μ -PICグループの同期である駒井英俊さん、山口貴弘さんにも大変お世話になりました。特に駒井さんには、検出器やシミュレーションの事など、分からない事を丁寧に教えてもらい、研究を行う上で大きな助けとなりました。

CERNでのビームテストでは東京大学 icepp の片岡洋介特任助教の多大なご協力により、実験を無事行うことができました。片岡様には、実験データの扱いやデータ解析などに関し多くの助言を頂きました。また、研究に関するだけでなく、ホテルとビームラインまでの送り迎えまでして頂き、深く感謝しております。

研究室の同期である北村拓己さん、細川佳志さん、村田亜紀さん、渡辺一平さんは研究グループは違いましたが、ともに励まし合う事で辛いときも乗り越える事ができました。本当に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れた両親に深く感謝致します。

参考文献

- [1] 桂華 智裕, Micro Pixel Chamber(μ -pic) の 安定性向上と高増幅率化に向けた研究, 修士学位論文
- [2] 堀卓也著, 神戸大学修士学位論文「アトラス実験レベル1 ミューオントリガーのシミュレーションによる性能評価」, 2009
- [3] 宮崎一樹, ATLAS upgrade に向けた μ -PIC の開発研究, 修士学位論文
- [4] 放射線計測ハンドブック, 木村 逸郎
- [5] F.Sauli, PRINCIPLES OF OPERATION MULTIWIRED PROPORTIONAL AND CHAMBERS
- [6] rpp2011-rev-particle-detectors-accel, [<http://pdg.web.cern.ch/pdg/2011/reviews/rpp2011-rev-particle-detectors-accel.pdf>]
- [7] O ?ahin et al, enning transfer in argon-based gas mixtures, 2010 JINST 5 P
- [8] A.Oed, osition-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases, Nucl.Inst.Meth. ,A263,1988
- [9] J. Wotschack, A spark-resistant bulk-Micromegas chamber for high-rate applications, EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH
- [10] TeV4LHC Higgs Working Group, Tevatron-for-LHC Report
- [11] IV. Energy Deposition in the Detector and Spectrum Formation
- [12] L. Jones, APV25-S1: User guide version 2.2, RAL Microelectronics Design Group (2001), pg. 20, [[http://hep.ucsb.edu/people/affolder/User Guide 2.2.pdf](http://hep.ucsb.edu/people/affolder/User%20Guide%202.2.pdf).]
- [13] Scalable Readout System,
[<https://espace.cern.ch/rd51-wg5/srs/default.aspx>.]
- [14] Upgrade Studies for the Belle Silicon Vertex Detector,
- [15] [<http://public.web.cern.ch/public/en/Research/SPS-en.html>]
- [16] [<http://indico.cern.ch/getFile.py/accesscontribId=115&sessionId=8resId=1&materialId=slides&conf>]
- [17] [<http://cerncourier.com/cws/article/cern/28470>]

- [18] <http://sba.web.cern.ch/sba/Documentations/Target/T4/T4Wobbling3.pdf>
- [19] the MAMMA Collaboration, Performances of anode-resistive Micromegas for HL-LHC, arXiv:1202.1074
- [20] T. Kawamoto imitations and upgrade plans
- [21] CERN Document Server
[<http://cdsweb.cern.ch/>]
- [22] [<http://cern-accelerators-optics.web.cern.ch/cern-accelerators-optics/>]
- [23] ATLAS EXPERIMENT-Public Results,
[<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>]
- [24] ATLAS Thin Gap Chamber Amplifier-Shaper-Discriminator ICs and ASD Boards
ATLAS TGC ASD IC 12 November 1998 1 February 1999 ATLAS TGC Collaboration
- [25] Linear Collider Physics Resource Book for Snowmass 2001-Part 2: Higgs and Supersymmetry Studies
- [26] 川本辰夫, 2010 年日本物理学会秋季大会口頭発表, 「LHC 測定器のアップグレード計画」, 2010
- [27] ATLAS Collaboration, Letter of Intent for the Phase-I Upgrade of the ATLAS Experiment, v41.0, CERN-LHCC-2011-012, 2011
- [28] J.Okamura ; B:Thesis, Kobe Univ.(2008)
- [29] M. Takahashi ; M:Thesis, Kyoto Univ. (2009)
- [30] Monitored Drift Tube Chamber Assembly
- [31] MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments Y. Giomatarisa ’
- [32] CEA-DSM/Saclay-France, ,Micromegas in a Bulk
- [33] T. Alexopoulos, G. Iakovidisa, G. Tsipolitisa, Study of resistive micromegas detectors in a mixed neutron and photon radiation environment
- [34] I. Giomataris, MicroMEAS: results and prospects, CEA/Saclay, DAPNIA,91191 Gif-sur-Yvette Cedex. France
- [35] M.Alvigi, M. Della Volpe, R. De Asmundis, R.Giordano, P.Iengo, V.Izzo, S. Perrella, G. Sekhniaidze ,Development of Micromegas detectors for the ATLAS Muon System upgrade
- [36] RD51 Collaboration [<http://rd51-public.web.cern.ch/rd51-public/>]

- [37] RD51 mini week, Silvia Franchino (CERN) and Bruno Ponzio (INFN Frascati) ,
High rate improvements of resistive bulk micromegas
- [38] k J. Wotschack, The micromegas chamber technology
- [39] Scalable Readout System (SRS)
[<http://rd51-public.web.cern.ch/rd51-public/Activities/Documents/WG5SRS.pdf>]
- [40] T. Alexopoulos etc, Development of large size Micromegas detector for the upgrade
of the ATLAS Muon system
- [41] The MAMMA Collaboration, Test beam results for Micromegas detectors for the
ATLAS New Small Wheel