

修士学位論文  
ATLAS 実験における新設ミューオン検出器マイクロメガスの  
開発研究

東京大学大学院理学系研究科 物理学専攻  
素粒子物理国際研究センター 小林研究室

学籍番号：35136070  
氏名：寺尾伸吾

2015 年 1 月

## 概要

欧州原子核研究機構 (CERN) で行われている ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 実験では、大型陽子・陽子衝突型加速器 LHC (Large Hadron Collider) を用いて新物理の探索を行っている。今後 TeV スケールの新物理事象の観測精度を高めるべく、粒子の衝突エネルギーと衝突頻度を上げていくが、それに伴い検出器の改良が必要になる。ATLAS 実験グループの ATLAS 検出器も包括的な組み替えを行う予定であり、その中の一つに New Small Wheel (NSW) 計画がある。これはレート耐性が高く、位置・時間分解能の良いミューオン検出器を新たに導入する計画である。高ルミノシティ下におけるトリガーレートと高精度飛跡検出能力の維持を目的としている。NSW は small Thin Gap Chamber (sTGC) とマイクロメガス (MicroMEGAS, Micro-MEsh Gaseous Structure) という 2 種類のガス検出器で構成される。

本論文の主題は NSW に導入するマイクロメガスの開発研究である。中性子の背景事象が多い ATLAS の環境でマイクロメガスを安定して稼働させるためには、この中性子によって引き起こされ、検出器の電極破壊や読み出し系の損傷を招く放電の抑制が必須となる。よって、まず放電対策用のレジスティブストリップをマイクロメガスに導入し、CERN SPS パイオンビームラインで試作機の性能評価を行った。要求性能である「検出効率 99 % 以上および ATLAS における典型的な入射角度  $10^{\circ}$ ~ $30^{\circ}$  において位置分解能  $100\mu\text{m}$  程度」を満たすかどうか確認することが目的である。解析の結果、検出効率は要求性能を満たすことが確認できた。また、位置分解能は入射角度  $20^{\circ}$ ,  $30^{\circ}$  において  $100\mu\text{m}$  程度を達成することが確認できた。入射角度  $10^{\circ}$  の位置分解能は  $120\sim 130\mu\text{m}$  であったが、読み出しエレクトロニクスの変更によって要求性能を満たすことができると考えられる。

続いて、レジスティブストリップに関する研究を行った。安価で大量生産が容易なプリント型ストリップと、精密加工が可能なスパッター型ストリップ、さらにラダー構造のストリップを導入した試作機を開発し、SPRING-8 LEPS 電子ビームラインでビームテストを行った。全ての試作機で検出効率 99 % 以上を達成でき、位置分解能も電子ビームの散乱の影響とセットアップを考慮することで、 $100\mu\text{m}$  程度になることを示唆することができた。また、製法の違う試作機の位置分解能の差が 10 % 程度であったことから、どの技術もレジスティブストリップの形成に有用な手段であることを示すことができた。

最後に、マイクロメガスを ATLAS に導入したときの位置分解能をシミュレーションにより評価した。まず、シミュレーションプログラムでより現実的な状態を再現するために、プログラムの書き換えを行った。プログラムのパラメータの調整およびアルゴリズムの変更を行い、さらに、ATLAS 内に存在する磁場の効果の追加を行った。そして、このプログラムを用いて位置分解能を見積もったところ、裏表のマイクロメガス 2 枚で磁場の効果を相殺することによって、マイクロメガス 2 枚で約  $70\mu\text{m}$  の位置分解能を示すことが確認できた。 $70\mu\text{m}$  は 1 枚の位置分解能に直すと  $100\mu\text{m}$  以下であるため、マイクロメガスが ATLAS 環境においても要求性能を満足することが確認ができた。

# 目次

<b>第 1 章</b>	<b>序論</b>	<b>11</b>
<b>第 2 章</b>	<b>LHC-ATLAS 実験</b>	<b>13</b>
2.1	LHC . . . . .	13
2.2	ATLAS 実験 . . . . .	13
2.3	ATLAS 検出器 . . . . .	18
2.4	トリガーシステム . . . . .	24
<b>第 3 章</b>	<b>NSW (New Small Wheel) 計画</b>	<b>27</b>
3.1	LHC-ATLAS 実験アップグレード計画 . . . . .	27
3.2	NSW 計画の概要 . . . . .	30
3.3	NSW の要求性能 . . . . .	32
3.4	NSW で使用される検出器 . . . . .	33
3.5	NSW の構造 . . . . .	34
<b>第 4 章</b>	<b>マイクロメガスの概要と NSW 導入に向けたレジスティブストリップの開発</b>	<b>37</b>
4.1	マイクロメガス . . . . .	37
4.2	ATLAS マイクロメガスグループの活動 . . . . .	38
4.3	レジスティブストリップの形成手法 . . . . .	42
<b>第 5 章</b>	<b>基本性能の評価</b>	<b>47</b>
5.1	目的 . . . . .	47
5.2	セットアップ . . . . .	47
5.3	マイクロメガスの信号と基本的な解析手法 . . . . .	50
5.4	応答の確認 . . . . .	55
5.5	基本性能の評価 . . . . .	63
5.6	性能評価まとめ . . . . .	71
<b>第 6 章</b>	<b>形成手法の違いによる性能差の研究</b>	<b>73</b>
6.1	目的 . . . . .	73
6.2	セットアップ . . . . .	73
6.3	応答の確認 . . . . .	75
6.4	形成手法による性能差の評価 . . . . .	79
6.5	性能差比較まとめ . . . . .	86
<b>第 7 章</b>	<b>Athena シミュレーションを用いた ATLAS での性能の評価</b>	<b>89</b>

---

7.1	目的 . . . . .	89
7.2	Athena NSW シミュレーション . . . . .	89
7.3	マイクメガスの応答の確認とパラメータの調整 . . . . .	90
7.4	磁場の設定と磁場に対する補正 . . . . .	94
7.5	ATLAS における性能 . . . . .	98
7.6	Athena シミュレーションまとめ . . . . .	98
<b>第 8 章</b>	<b>まとめ</b>	<b>101</b>
<b>第 9 章</b>	<b>略語一覧</b>	<b>103</b>
	<b>参考文献</b>	<b>107</b>

# 目次

2.1	LHC の全体像 [4]	14
2.2	Higgs 粒子の生成ダイアグラム	15
2.3	Higgs 粒子の生成断面積 [5]	15
2.4	Higgs 粒子の崩壊分岐比 [5]	16
2.5	超対称性粒子の崩壊例 [7]	18
2.6	ATLAS 検出器の全体像 [8]	19
2.7	ATLAS の座標系 [9]	19
2.8	内部飛跡検出器 [8]	20
2.9	カロリメータ [8]	21
2.10	ミュオンスペクトロメータ [8]	22
2.11	ミュオンスペクトロメータの yz 平面断面図 [8]	22
2.12	マグネットの配置 [8]	24
2.13	$z=0$ の位置の磁場マップ [11]	25
2.14	磁場積分強度の $\eta$ 依存性 [11]	25
2.15	トリガーシステムの全体像 [12]	25
3.1	LHC アップグレード計画 [13]	28
3.2	パイルアップの増加 [14]	28
3.3	SW における予想イベントレート [15]	30
3.4	$Z' \rightarrow \mu\mu$ イベントにおける $\mu\mu$ の質量再構成シミュレーション [16]	30
3.5	フェイクトリガーの例 [17]	31
3.6	$p_T > 10\text{GeV}$ の L1 ミュオントリガーの RoI の $\eta$ 依存性 [15]	31
3.7	$H \rightarrow WW^*$ チャンネルのレプトンの $p_T$ 分布 [16]	32
3.8	NSW の設置場所	35
3.9	NSW の構造	35
3.10	NSW の 4 層モジュール [16]	36
3.11	マイクロメガスのステレオ構造 [16]	36
4.1	マイクロメガスの構造と動作原理 [16]	38
4.2	ATLAS 内の中性子背景事象のフラックス [20]	39
4.3	レジスティブストリップを導入したマイクロメガスの断面図 [21]	40
4.4	レジスティブストリップによる放電抑制 [2]	40
4.5	ラダー構造	41
4.6	マイクロメガスの試作機	42

4.7	MSW . . . . .	43
4.8	モジュール0の4試作機の概形 [2] . . . . .	43
4.9	プリント型レジスティブ . . . . .	44
4.10	スパッター型レジスティブ . . . . .	44
5.1	SPS ビームテストのセットアップの模式図 . . . . .	48
5.2	マイクロメガス固定用フレーム . . . . .	48
5.3	APV25 . . . . .	49
5.4	SRS . . . . .	49
5.5	各ストリップのペDESTALの標準偏差 . . . . .	50
5.6	マイクロメガスの信号 . . . . .	51
5.7	ストリップにおける変数の定義 . . . . .	52
5.8	クラスタリングの概念図 . . . . .	53
5.9	TPC 飛跡再構成の概念図 . . . . .	54
5.10	TPC 飛跡再構成法のヒット位置決定 . . . . .	54
5.11	TPC 飛跡再構成法のスキャン . . . . .	54
5.12	ヒットマップ . . . . .	55
5.13	信号のピーク時間 . . . . .	56
5.14	電荷量 . . . . .	56
5.15	クラスター個数 . . . . .	57
5.16	クラスター幅のヒストグラム . . . . .	57
5.17	クラスター幅の角度依存性 . . . . .	58
5.18	クラスター内の全ての cf50 のヒストグラム . . . . .	59
5.19	クラスター時間幅の角度依存性 . . . . .	59
5.20	クラスター電荷量 . . . . .	60
5.21	クラスター電荷量の HV 依存性 . . . . .	60
5.22	ストリップ検出効率 . . . . .	61
5.23	TPC 角度 . . . . .	61
5.24	端のストリップの効果 . . . . .	62
5.25	TPC 角度分解能の補正の効果 . . . . .	63
5.26	マイクロメガスの検出効率の HV 依存性 . . . . .	64
5.27	全試作機の検出効率 . . . . .	64
5.28	電荷で重み付けしたクラスター中心を用いた位置分解能のレジデュアルのヒストグラム . . . . .	65
5.29	TPC 飛跡再構成法を用いた位置分解能のレジデュアルのヒストグラム . . . . .	65
5.30	位置のずれ . . . . .	66
5.31	位置分解能 . . . . .	66
5.32	タイムジッターの効果 . . . . .	67
5.33	再構成したタイムジッター . . . . .	68
5.34	タイムジッターを引いた場合の位置分解能 . . . . .	68
5.35	全試作機の位置分解能 . . . . .	69
5.36	時間分解能のレジデュアル . . . . .	70
5.37	時間分解能 . . . . .	70

5.38	全試作機の時間分解能 . . . . .	71
6.1	SPring-8 LEPS 1.3 GeV 電子ビームライン . . . . .	74
6.2	SPring-8 ビームテストの実験セットアップ . . . . .	74
6.3	各ストリップのペDESTALの標準偏差 . . . . .	75
6.4	tbqmax と qmax の 2 次元ヒストグラム . . . . .	76
6.5	クラスター個数 . . . . .	76
6.6	ノイズのヒットマップ . . . . .	77
6.7	PCB の写真 . . . . .	77
6.8	ヒットマップ . . . . .	77
6.9	信号のピーク時間 . . . . .	78
6.10	電荷量 . . . . .	78
6.11	クラスター幅の角度依存性 . . . . .	79
6.12	クラスター時間幅の角度依存性 . . . . .	79
6.13	クラスター電荷量の HV 依存性 . . . . .	80
6.14	各マイクロメガスの検出効率 . . . . .	81
6.15	位置分解能 . . . . .	82
6.16	散乱の影響を含んだ位置分解能 . . . . .	82
6.17	散乱成分の相関性 . . . . .	83
6.18	散乱成分と分解能成分の対応表 . . . . .	84
6.19	散乱成分を除いた後の位置分解能 . . . . .	85
6.20	時間分解能 . . . . .	86
6.21	SPring-8 のデータのノイズを SPS のデータに外挿した場合の時間分解能の変化 . . . . .	87
7.1	Athena によるマイクロメガスの応答再現 . . . . .	90
7.2	Polya 関数 . . . . .	91
7.3	SPring-8 と Athena の qmax の分布 . . . . .	93
7.4	クラスター幅の分布 . . . . .	93
7.5	クラスター時間幅の分布 . . . . .	94
7.6	NSW 位置分解能 . . . . .	95
7.7	時間分解能 . . . . .	95
7.8	NSW 部分の磁場 $\phi$ 成分のマップ . . . . .	96
7.9	磁場による効果 [16] . . . . .	97
7.10	一様磁場による位置のシフト . . . . .	98
7.11	NSW 部分の 2 枚のマイクロメガス間の磁場の差 . . . . .	99
7.12	磁場によるシフトとその相殺 . . . . .	100
7.13	ATLAS 全層全角度でのマイクロメガスの分解能 . . . . .	100



# 表目次

2.1	LHC のパラメータ [3]	13
2.2	Higgs 粒子の研究で重要な過程のまとめ [6]	16
2.3	各検出器に要求される分解能 [8]	18
2.4	内部飛跡検出器の性能 [10]	20
2.5	ミューオンスペクトロメータの各検出器の用途・性能	23
3.1	マイクロメガスと sTGC の予想性能	34
4.1	レジスティブストリップの特徴	44
4.2	試作機による違い	45



# 第 1 章

## 序論

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にある欧州原子核研究機構 CERN が持つ世界最大の円周約 27km の加速器である。加速空洞と超伝導磁石を駆使して 14TeV という重心系衝突エネルギーを作り出すことができる加速器であり、2009 年に実験を開始して以降、Higgs 粒子の発見や超対称性粒子への制限など素粒子実験分野において大きな成果を挙げている。

現在 LHC では、新物理への探索感度をさらに高めるために粒子の衝突頻度に相当するルミノシティと衝突エネルギーを上げるアップグレードを計画している。ルミノシティは  $7.7 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  から  $1 \sim 5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、衝突エネルギーは 7~8 TeV から 13~14 TeV まで上げる予定である。これに伴ってイベントレートが大幅に増加するため、LHC 内のそれぞれの検出器において、高いレートに対応するための改良が必要となる。ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) 検出器においても包括的な改良が必要であり、特にミュオン検出器の衝突点に一番近い Small Wheel (SW) という部分では、高レートにより十分な検出効率を得られなくなるという問題と、誤って発行されるトリガーによってデータ取得が圧迫されるという問題がある。それに対応するために New Small Wheel (NSW) の導入を計画している。

NSW には新たに small wheel Thin Gap Chamber (sTGC) とマイクロメガス (MicroMEGAS, MicroMESH Gaseous Structure, 以下、章や図の題名以外は基本的に MM と省略する) を導入する。sTGC は ATLAS ミュオンシステムとしてすでに導入されている Thin Gap Chamber (TGC) を、高レートにも耐えられるよう改良した検出器である。一方、MM は ATLAS で初めて導入する検出器である。MM は 1996 年に開発された MPGD (Micro Pattern Gas Detector) と呼ばれるガス検出器の一種であり [1]、高い位置分解能を持ち不感時間が短く、高イベントレートでも安定した性能を発揮することから採用が決定した。MM を確実に ATLAS 検出器に組み込み長年安定して動作させていくためには、性能や耐久性、品質など多くの要求を満たす必要があるため、ATLAS MM グループでは NSW 計画に向け様々な試験を行っている。

ATLAS で MM を使用するに当たって一番の問題となるのが、中性子の背景事象による放電である。放電は検出器の電極破壊や読み出し系の損傷を招く現象であり、ATLAS 内で MM を安定して稼働させるためには、この放電に対する対策が必須となる。ATLAS MM グループは放電を抑制する機構として、高抵抗のストリップを MM に導入した。この技術は非常にうまく働き、放電を抑制することが確認できている [2]。しかし、今までにない新しい技術であるため、放電耐性以外の性能については既存の MM と同等の性能を発揮する保証はなく、ATLAS での要求性能を満足するか確かめる必要がある。

さて、この NSW 計画において MM に要求される性能は具体的にはどのくらいなのであろうか。LHC アップグレード後の SW におけるイベントレートは最大  $15 \text{kHz}/\text{cm}^2$  となることが予想されている。よって、その中で確実に信号を捕えられるよう、 $20 \text{kHz}/\text{cm}^2$  以上の入射レート耐性が必要とされる。また、ミュオンの横運動量 ( $p_T$ ) の高精度測定のため、1 TeV のミュオンの  $p_T$  分解能が 10 % 以内であることが要求される。NSW 計画では MM と sTGC はそれぞれ 8 層ずつの導入される予定であるため、これを実現するために

は MM 1 層あたり  $100\mu\text{m}$  程度の位置分解能が必要となる。さらに、ATLAS のミュオン検出器では、数 GeV～数 TeV までの広い運動量領域のミュオンを測定する。よって、少なくとも、エネルギーデポジットの小さい MIP (Minimum Ionizing Particle) 領域のミュオンを検出できる必要があり、十分なガス増幅率と 99 % 以上の検出効率が必要となる。

本論文の主題は NSW 導入へ向けた MM の開発と性能評価である。具体的には以下の 3 点に焦点を当てて、議論を進めていく。

1. レジスティブストリップを導入した MM が検出器 1 層あたりの要求性能を満たすか
2. レジスティブストリップの形成手法としてどんな技術が使えるか
3. レジスティブストリップを導入した MM が ATLAS 環境においても十分な性能を発揮するか

1 点目については、エッチング技術を用いてレジスティブストリップを形成した試作機に対して、CERN にある 120 GeV パイオンビームラインを用いて行った試験により性能を確認する。2 点目については、安価で大量生産が容易なプリント技術に加え、精密加工が可能なスパッター技術を用いた試作機を開発し、SPRing-8 にある 1.3 GeV 電子ビームラインで行った試験の結果をもとに考察を行う。3 点目については、Athena シミュレーションという枠組みを用いて、複雑な磁場がある ATLAS 環境でも要求性能を満たすかを確認する。

最後に本論文の構成だが、第 2 章で背景となる LHC-ATLAS 実験について、第 3 章で LHC-ATLAS 実験アップグレード計画と NSW 計画について、4 章で MM 開発の概要と放電対策用のレジスティブストリップについて、第 5 章で試作機の性能評価について、第 6 章で形成手法による性能差の研究について、第 7 章でシミュレーションによる ATLAS 環境での性能評価について、第 8 章で本論文のまとめについて述べる。

## 第 2 章

# LHC-ATLAS 実験

この章では本研究の背景である LHC-ATLAS 実験について述べる。

### 2.1 LHC

LHC はスイス、ジュネーブ郊外の地下 100m にある全長約 27km の世界最大の大型陽子・陽子衝突型加速器である。超伝導磁石を多数並べて、世界最高の重心系エネルギー 14TeV を実現する。LHC 設計時における主要パラメータを表 2.1 に示す。LHC では加速粒子として陽子を選択しており、この理由はシンクロトロン放射によるエネルギー損失が少なく、高いエネルギーを実現しやすいためである。また、LHC 内の陽子はバンチという一定数の陽子がまとまった状態で加速されており、バンチ間隔は約 25nsec である。陽子・陽子の衝突では、構成要素であるクォークやグルーオン同士の散乱によって反応が複雑になるため、膨大な背景事象が発生してしまう。したがって、その中から興味のある事象を選び出すためには、高い精度で事象を再構成する必要があり、検出器には高度な分解能と性能を維持するための高い放射線耐性が求められる。

表 2.1 LHC のパラメータ [3]

リング周長	26.7 km	偏向磁場	8.33 T
ビームエネルギー	7 TeV	瞬間ルミノシティ	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
バンチ間隔	24.95 ns	バンチあたり陽子数	$1.15 \times 10^{11}$
使用バンチ数	2808		

さて、図 2.1 に示すように、LHC には 4 カ所の衝突点があり、それぞれの場所に ATLAS、CMS (Compact Muon Solenoid)、ALICE (A Large Ion Collider Experiment)、LHCb (Large Hadron Collider beauty) と呼ばれる 4 つの検出器が設置されている。ATLAS 実験、CMS 実験は陽子・陽子衝突による幅広い新物理の探索を、ALICE 実験は重イオン衝突でクォークグルーオンプラズマの研究を、LHCb 実験は B 中間子の CP 対称性の破れに焦点を当てた実験を行っている。この中でも、私が参加している ATLAS 実験は、長年日本が共同研究を行ってきた実験であり、標準模型を超えた物理探索探索に継続的な成果を上げている、世界最大規模の実験である。

### 2.2 ATLAS 実験

ATLAS 実験は大型汎用検出器 ATLAS(A Toroidal LHC ApparaturS) 検出器を用いた実験である。世界最大規模の素粒子実験の一つであり、3000 人を超える研究者が研究に従事している。この節では、ATLAS 実験の目指す物理について説明する。

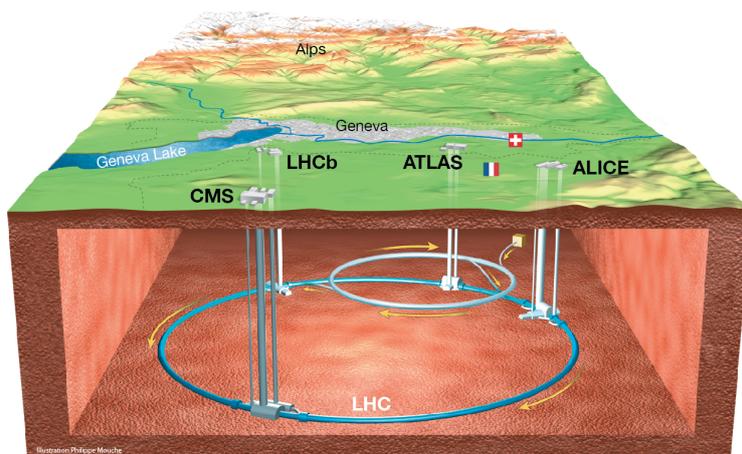


図 2.1 LHC の全体像 [4]: スイス、ジュネーブ郊外の地下 100m にある。全長約 27 km の世界最大の加速器である。

## 2.2.1 ATLAS 実験の目指す物理

ATLAS 実験は標準模型 Higgs 粒子および標準模型を超えた新物理 (BSM) の探索を目的とした実験である。2012 年 7 月に標準模型の Higgs 粒子と思われる粒子が約  $5\sigma$  の精度をもって発見されたことで、標準模型のひとつの完成という意味では、一つの目的を果たしたと言える。しかし、Higgs 粒子の質量発散や暗黒物質など標準模型ではうまく説明がつかない現象も未だ多い。これらを理解する手がかりを見つけるために、Higgs 粒子のパラメータの精密測定によって標準模型と現実との間にずれがないか検証することや、標準模型を超えた新しい素粒子現象を探索することが重要となる。以下に、Higgs 粒子の精密測定で重要な基本反応と、BSM 探索の代表例である超対称性粒子の探索について述べる。

### Higgs 粒子の基本反応

Higgs 粒子は標準模型で存在が予言されていた粒子である。標準模型では相互作用の媒体となる粒子をゲージ粒子と呼んでおり、この粒子はゲージ理論によって記述される。ゲージ理論ではゲージ粒子の質量が 0 となる事が要求されるが、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 機構により解決される。Higgs 機構はスピンが 0 のスカラー粒子である Higgs 粒子の存在を予言しており、長年に渡る探索の末、2012 年に LHC で Higgs 粒子と思われる粒子が発見された。今後はこの粒子のスピンや結合定数などの精密測定により、発見された粒子が本当に標準模型の Higgs 粒子なのかを細かく検証していく。以下に Higgs 粒子の精密測定で重要となる、生成過程、および崩壊過程を説明する。

- Higgs 粒子の生成過程

Higgs 粒子はトップクォーク (t) や  $W^\pm$ , Z などの質量の大きい粒子と結合しやすいため、LHC では主に以下示すの 4 つの生成過程が考えられる。それぞれの崩壊ダイアグラムを図 2.2、生成断面積を図 2.3 に示す。ここで、q はクォーク、g はグルーオン、t はトップクォーク、H は Higgs 粒子、W/Z は W 粒子/Z 粒子 (ベクターボソン) を表す。

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

グルーオンがトップクォークなどの重いクォークのループを介して H を生成する過程である。LHC では最も断面積が大きい生成過程であるが、他に高い  $p_T$  を持つ粒子が発生しないため、Higgs 粒子の崩壊モードがクリーンでない場合、背景事象との選別が困難になる。

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

クォークから出たベクターボソンから Higgs 粒子が生成される過程である。2 番目に断面積が大きい。大きなラピディティギャップを持つ特徴的な反応を残すため、反跳クォークの高  $p_T$  ジェットなどを用いて背景事象と識別できる。

(c)  $gg \rightarrow \bar{t}tH$  (top associated production)

グルーオンから対生成したトップクォークによって Higgs 粒子が生成される過程である。トップクォークはボトムクォーク (b) と W に崩壊するため、背景事象との識別が行いやすい。トップクォークの湯川結合を調べるために重要な過程となる。

(d)  $\bar{q}q \rightarrow W/ZH$  (W/Z associated production)

粒子・反粒子の対消滅で生じたベクターボソンから制動放射の形で Higgs 粒子が放出される過程である。W/Z がレプトン崩壊を起こした場合に背景事象との識別が容易である。

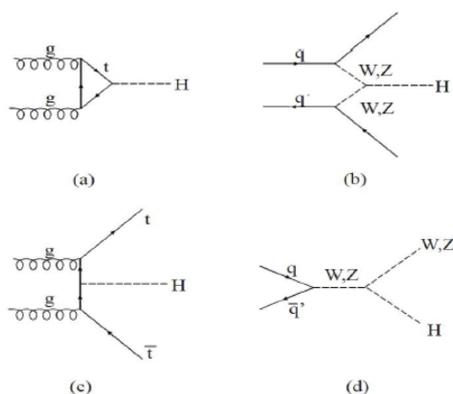


図 2.2 Higgs 粒子の生成ダイアグラム：主に 4 種類の生成過程がある。q はクォーク、g はグルーオン、t はトップクォーク、H は Higgs 粒子、W/Z は W 粒子/Z 粒子 (ベクターボソン) を表し、記号の上の横棒は反粒子を表す。

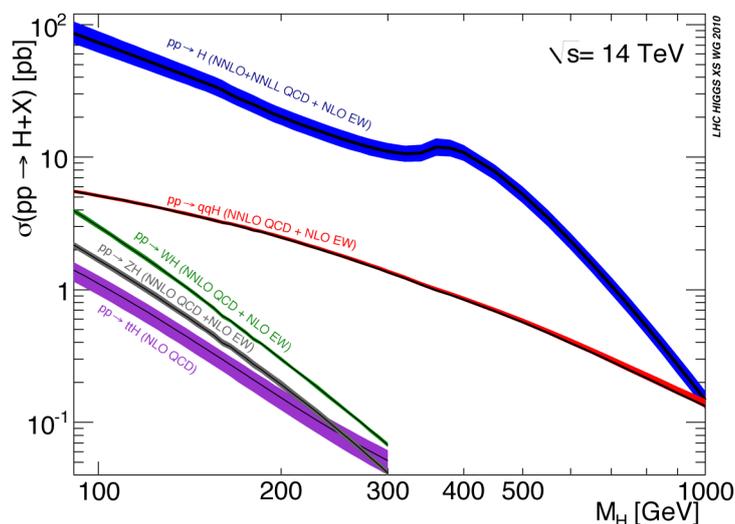


図 2.3 Higgs 粒子の生成断面積 [5]：図 2.2 の各生成過程の生成断面積である。

● Higgs 粒子の崩壊過程

Higgs 粒子の主な崩壊過程を以下に示す。また、図 2.4 に Higgs 粒子の質量に対する崩壊分岐比を示す。

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

Higgs 粒子が 2 つの光子に崩壊する過程である。崩壊分岐比は小さいものの、光子 (電磁シャワー) のエネルギーは精度よく測定できるため、不変質量を組むと Higgs 粒子の質量付近できれいなピークが見える。

(b)  $H \rightarrow WW^*$

Higgs 粒子が 2 つの W に崩壊する過程である。ヒッグス粒子とゲージボソンの結合定数の測定に有用な過程である。

(c)  $H \rightarrow ZZ^*$

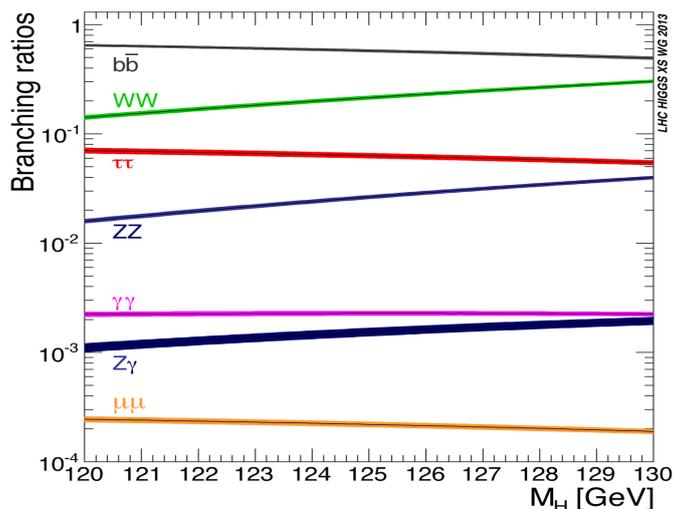


図 2.4 Higgs 粒子の崩壊分岐比 [5]：主に分岐比の大きい上位 5 過程が使われる。

Higgs 粒子が 2 つの Z に崩壊する過程である。ZZ\* が 4 つのレプトンに崩壊する過程は、終状態の粒子を全てとらえることができるため、背景事象との識別が容易であり、また、質量測定にも有用である。レプトンの角度分布を調べることで、スピンやパリティも測定することができる。

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

Higgs 粒子が 2 つ  $\tau$  に崩壊する過程である。湯川結合の測定で重要な過程となる。

(e)  $H \rightarrow b\bar{b}$

Higgs 粒子が 2 つの b に崩壊する過程である。分岐比は最も大きいものの、信号と区別できない QCD (Quantum Chromodynamics) の背景事象が多いため、測定感度を高めるためには、多くの統計と背景事象数の正確な見積もりが必要となる。

Higgs 粒子の反応はこれらの生成過程と崩壊過程の組み合わせで決まっており、組み合わせにより背景事象との識別のしやすさや測定できるパラメータが異なる。表 2.2 に Higgs 粒子の研究で重要な過程をまとめる。ここで、l はミューオンまたは電子を表している。これらの各過程の特徴に合わせて、精密測定を行っていく。

表 2.2 Higgs 粒子の研究で重要な過程のまとめ [6]

生成過程	崩壊過程	有効な測定
gluon fusion	$H \rightarrow \gamma\gamma$	発見、質量・スピン測定
	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$	発見、質量・スピン・結合定数測定
	$H \rightarrow WW^*$	発見、結合定数測定
vevtor bosson fusion	$H \rightarrow \tau\tau$	発見、質量・湯川結合測定
	$H \rightarrow WW^*$	発見、結合定数測定
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	発見、質量測定
top associated production	$H \rightarrow b\bar{b}$	湯川結合測定
W/Z associated production	$H \rightarrow b\bar{b}$	湯川結合測定

### 超対称性粒子の探索

超対称性粒子とはボソンとフェルミオンの入れ替えに対する対称性（超対称性）を持つ粒子である。標準理論では説明できないいくつかの理論に説明を与えるという理由から、TeV 領域での発見が期待されている。以下に超対称性粒子が存在した場合に解決する主な問題を示す。

- 大統一理論

弱い力、強い力、電磁気力、重力の自然界に存在する 4 つの力のうち、重力以外の 3 つの力を統一する理論である。これらの力（相互作用）は、それぞれの相互作用を伝えるゲージ粒子ごとに、異なるゲージ理論によって記述される。大統一理論はある統一的なゲージ理論が自発的に破れた結果、3 つのゲージ理論が生じたとする理論であり、超対称性粒子が 1TeV 付近にあると 3 つの力が  $2 \times 10^{16}$  GeV で統一される。

- Higgs 粒子の質量発散

大統一理論の GUT スケール ( $10^{16}$  GeV) や量子重力理論のプランクスケール ( $10^{19}$  GeV) でのエネルギーは、電弱理論のスケール (100 GeV) と不自然なまでに乖離している。このような大きなスケールの乖離がある場合、Higgs 粒子の質量の発散が起きてしまう。この発散は超対称性を仮定するとうまく相殺されるため、Higgs 粒子の質量を安定させることができる。

- 暗黒物質

銀河の回転速度や銀河団の衝突などの観測から存在が示唆されている物質である。安定・中性でカラーを持たない非相対論的粒子であることが必要とされる。超対称性粒子の中で一番軽い Lightest Supersymmetric Particle (LSP) はこの条件を満たす粒子であるため、暗黒物質の良い候補とされている。

LHC では陽子の中のグルーオンやクォーク同士の反応によってスクォークやグルイーノができると考えられている。生成されたスクォークやグルイーノは連鎖崩壊を起こし、複数の標準模型粒子と 2 つの LSP を残す。LSP は ATLAS 内に反応を残さないため、大きな消失エネルギーを持ち、特定の終状態を残すイベントを探すことが探索の基本となる。

崩壊の一例としてスクォーク ( $\tilde{q}$ ) とグルイーノ ( $\tilde{g}$ ) の崩壊例を図 2.5 に示す。ここで、 $\tilde{\chi}_1^0$  と  $\tilde{\chi}_2^0$  および  $\tilde{\chi}_1^-$  はウィーノ、ビーノ、ヒグシーノ (3 つまとめて電弱ゲージノ) の混合状態である。この反応はクォークが 3 つ、観測可能なレプトンが 3 つ終状態にあるため、3 本のジェットと 3 つのレプトンおよび消失エネルギーを要求することで探索することができる。

#### 2.2.2 新物理探索の鍵

上記の Higgs 粒子の精密測定や超対称性粒子の探索を行うにあたって大切になるのが、反応の終状態から起きた反応をもれなく再構成することである。よって、光子、レプトン、ハドロンなどの基本的な粒子を如何に高精度で測定できるかが重要な鍵を握ることになる。そしてその中でも、大量の背景事象がある ATLAS 実験において比較的きれいな信号を残すミュオンは、同定や精密運動量測定が行いやすいレプトンであり、特に重要な粒子の 1 つとなる。

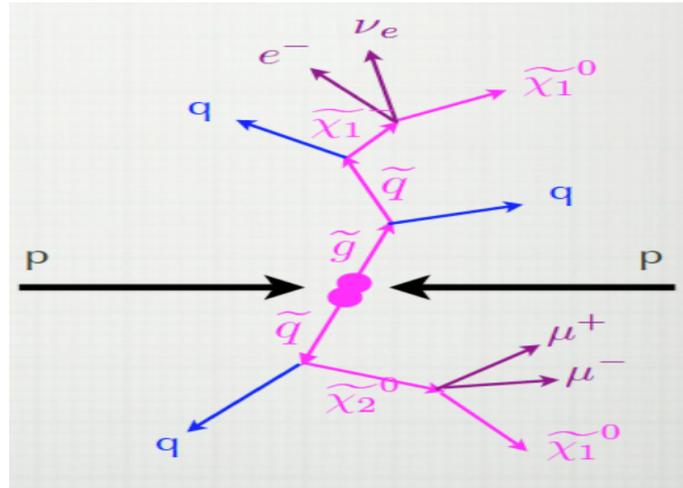


図 2.5 超対称性粒子の崩壊例 [7]:  $\tilde{\chi}_1^0$  と  $\tilde{\chi}_2^0$  および  $\tilde{\chi}_1^-$  はウィーノ、ビーノ、ヒグシーノ (3つまとめて電弱ゲージノ) の混合状態である。クォークが3つ、観測可能なレプトンが3つ終状態にあるため、3本のジェットと3つのレプトンおよび消失エネルギーを要求することで探索することができる。

## 2.3 ATLAS 検出器

### 2.3.1 ATLAS 検出器の全体像

ATLAS 検出器の全体像を図 2.6 に示す。直径は 25m、長さ 44m、総重量は 7000t の巨大な円筒型検出器であり、内部飛跡検出器、カロリメーター、ミュオンスペクトロメータ、マグネット (ソレノイドとトロイド) から構成される。各部位でそれぞれの特徴を活かして、粒子の運動量やエネルギーなどを測定し、物理事象を再構成する。各検出器に要求される分解能を表 2.3 に示す。

表 2.3 各検出器に要求される分解能 [8]

	要求分解能	検出領域
内部飛跡検出器	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05 \% p_T + 1 \%$	$ \eta  < 2.5$
電子カロリメータ	$\sigma_E/E = 10 \% \sqrt{E} + 0.7 \%$	$ \eta  < 3.2$
ハドロンカロリメータ (バレル・エンドキャップ)	$\sigma_E/E = 50 \% \sqrt{E} + 3 \%$	$ \eta  < 3.2$
ハドロンカロリメータ (フォワード)	$\sigma_E/E = 100 \% \sqrt{E} + 10 \%$	$3.1 <  \eta  < 4.9$
ミュオンスペクトロメータ	$\sigma_{p_T}/p_T = 10 \% @ 1TeV$	$ \eta  < 2.7$

続いて、ATLAS の座標系を図 2.7 に示す。主に、検出器中心を原点にとった xyz 直交座標系、または  $r\phi z$  円筒座標系が用いられる。さらに、衝突点からの天頂角  $\theta$  を用いて表した量、擬ラピディティ (pseudorapidity)

$$\eta = -\ln(\tan\theta/2) \tag{2.1}$$

が用いられることもある。これは  $\eta$ 、 $\phi$  で表すと生成粒子の分布が一様になるという利点があるためである。また、 $|\eta| < 1.05$  の円筒の側面に相当する領域をバレル部分、 $|\eta| > 1.05$  の円筒の底面に相当する領域をエンドキャップ部分と呼んでおり、z の正負で A-side、C-Side という呼び方を使うこともある。

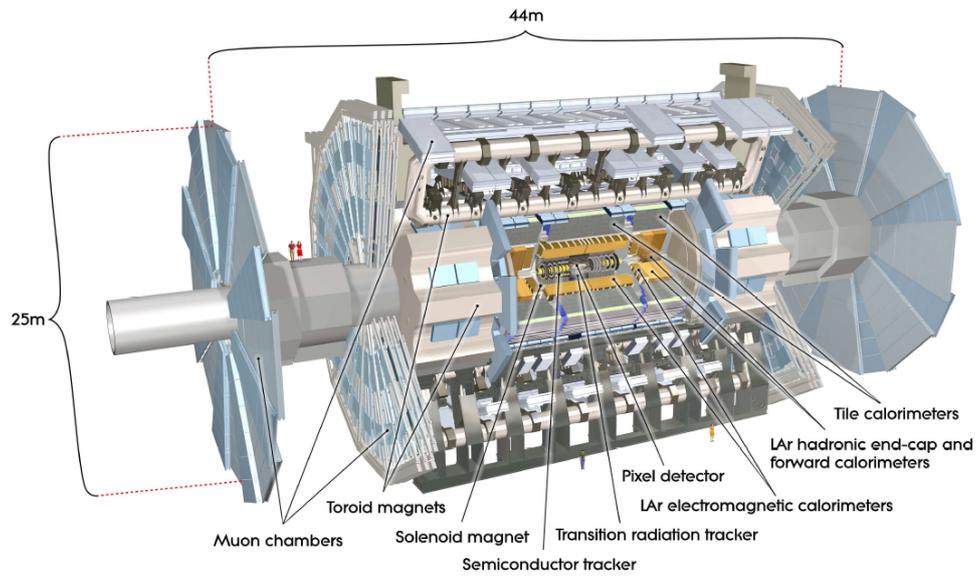


図 2.6 ATLAS 検出器の全体像 [8]：直径 25m、長さ 44m の大型検出器であり、内部飛跡検出器、カロリメーター、ミュオンスペクトロメータ、マグネット（ソレノイドとトロイド）からなる。事象をもれなく再現できるように全方向を覆う形で構成されている。

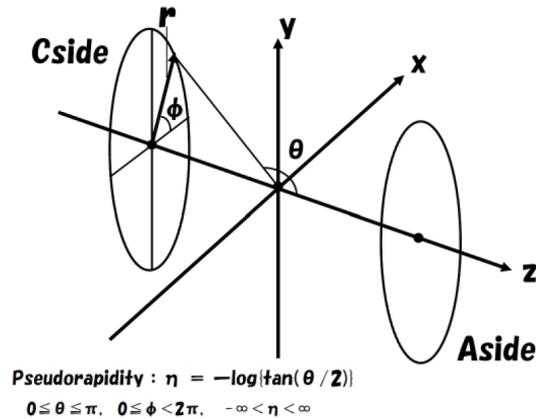


図 2.7 ATLAS の座標系 [9]：xyz 直交座標系、rφz 円筒座標系などを用いて表す。

### 2.3.2 内部飛跡検出器

内部飛跡検出器は 2T のソレノイド磁場中に設置され、主に飛跡の再構成を行う検出器である。衝突点に近い方から、ピクセル検出器、SCT (Semiconductor Tracker)、TRT (Transition Radiation Tracker) が設置されている。図 2.8 に内部飛跡検出器の概略図を示す。また、高い  $p_T$  分解能が要求されるため、高い位置分解能と多層構造により高精度で荷電粒子の曲率を計算する。表 2.4 に各検出器の性能を示す。

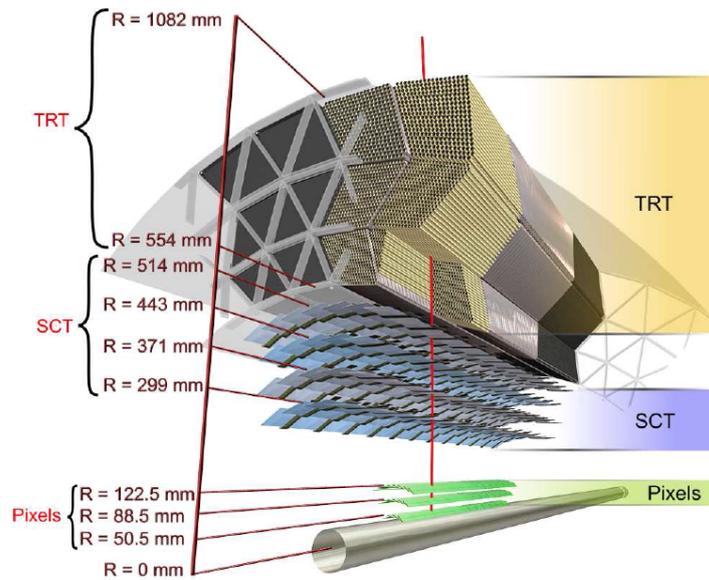


図 2.8 内部飛跡検出器 [8] : 3 種類の多層検出器で粒子の飛跡再構成、運動量測定および同定を行う。なお、ここで示してある R は本文中の  $r$  と同じものである。

### ピクセル検出器

シリコンピクセルを用いた高精度の位置検出器であり、主に粒子の反応位置測定を行う。ピクセルの大きさは  $50\mu\text{m} \times 400\mu\text{m}$  (ビーム軸垂直方向  $\times$  ビーム軸方向) であり、2次元で位置を読み出している。バレル部の3層のうちビーム軸と一番近い第1層は、2次粒子生成点の同定で特に重要な層であり、B-layer と呼ばれている。

### SCT

$80\mu\text{m}$  ピッチのストリップ型反導体検出器であり、粒子の飛跡再構成や運動量測定を行う。4層構造であり、各層は  $40\text{mrad}$  の角度をつけたステレオ配置の2層のセンサーからなる。これにより、2次元の位置情報を取得することができる。

### TRT

ストローチューブ型ガス検出器とポリプロピレンファイバーからなる73層の検出器であり、粒子の飛跡再構成や粒子識別を行う。ポリプロピレンは荷電粒子が通ると遷移輻射が発生する物質であり、遷移輻射による信号の大きさの違いを利用して、パイオンと電子の識別を行うことができる。

表 2.4 内部飛跡検出器の性能 [10]

検出器	検出領域	分解能 [ $\mu\text{m}$ ]
ピクセル	$ \eta  < 2.5$	$r\phi : 12, z : 77$
SCT	$ \eta  < 2.5$	$r\phi : 16, z : 800$
TRT	$ \eta  < 2.5$	170/straw

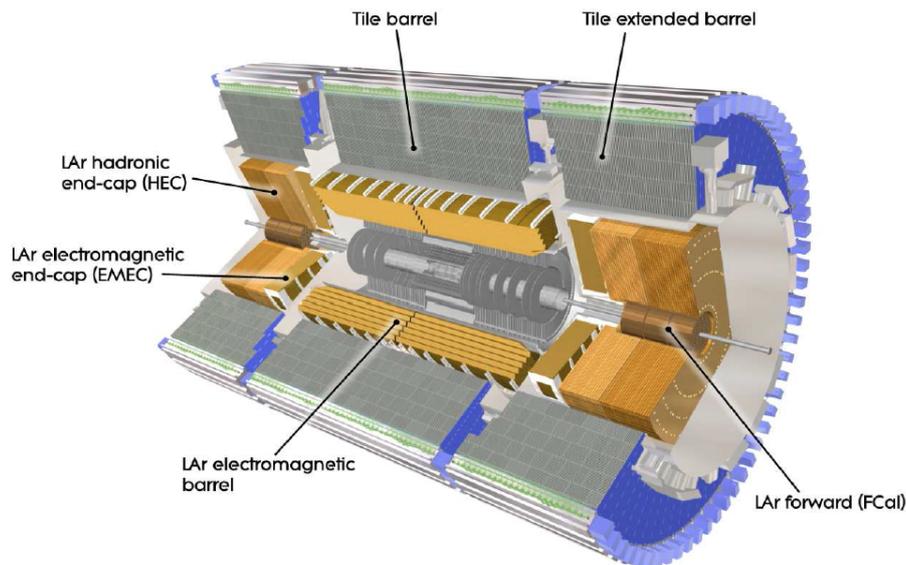


図 2.9 カロリメータ [8]：粒子のエネルギー測定や電子・光子の識別を行う。

### 2.3.3 カロリメータ

カロリメータは内部飛跡検出器の外側において粒子のエネルギーや放出角度を測定する検出器である。電子・光子の測定を行う電磁カロリメータとジェットを検出するハドロンカロリメータからなる。図 2.9 にカロリメータの概略図を示す。

#### 電磁カロリメータ

鉛の吸収層と液体アルゴンの検出層からなるカロリメータで、電子・光子のエネルギーと放出角度の測定を行う。吸収層と検出層からなるサンプリング型のカロリメータにすることで、エネルギーの測定範囲が広くなり、また、3次元的な電磁シャワーの観測が可能となる。さらに、アコーディオン構造を採用することで、 $\phi$ 方向のモジュールの隙間をなくしている。 $|\eta| < 1.48$  をバレル電磁カロリメータが、 $1.38 < |\eta| < 3.2$  をエンドキャップ電磁カロリメータがカバーする。

#### ハドロンカロリメータ

サンプリング型のカロリメータであり、ハドロニックシャワーの測定を行う。バレル部 ( $|\eta| < 1.7$ ) を鉄の吸収層とタイル状のシンチレータからなるタイル状カロリメータが、エンドキャップ部 ( $1.5 < |\eta| < 3.2$ ) を銅の吸収層と液体アルゴンの検出層からなるエンドキャップカロリメータがカバーする。

#### フォワードカロリメータ

前方の  $3.1 < |\eta| < 4.9$  をカバーするサンプリング型カロリメータである。第 1 層には銅の吸収層と液体アルゴンの電磁カロリメータ、第 2、第 3 層にはタングステンと液体アルゴンのハドロンカロリメータがある。

### 2.3.4 ミューオンスペクトロメータ

ミューオンスペクトロメータはミューオンの位置測定および運動量測定を行う検出器群である。r 方向の精密位置測定を行うプリジジョンチェンバーと、バンチを識別するための十分な時間分解能を持ち、トリガーのための  $p_T$  測定と  $\phi$  方向の位置測定を行うトリガーチェンバーからなる。ミューオンスペクトロメータの概略図を図 2.10 に示す。

プリジジョンチェンバーとしての Monitored Drift Tube(MDT) と Cathode Strip Chamber (CSC)、トリガーチェンバーとして Thin Gap Chamber (TGC) と Resistive Plate Chamber (RPC) が設置されている。

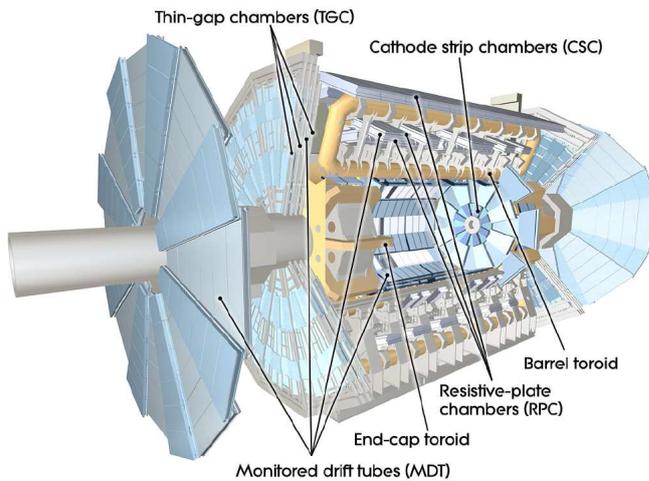


図 2.10 ミューオンスペクトロメータ [8]: 精密位置測定を MDT と CSC が、トリガーを RPC と TGC が担当する。

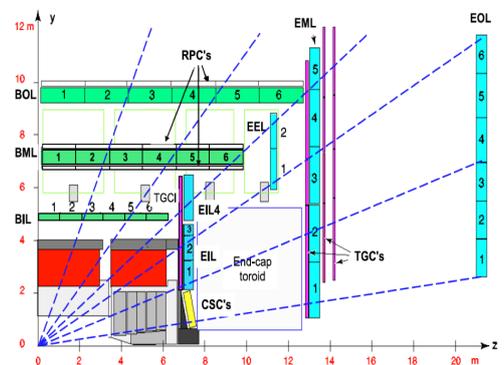


図 2.11 ミューオンスペクトロメータの yz 平面断面図 [8]

#### プリジジョンチェンバー

高精度位置測定のため主に MDT を、フォワード領域では高レート耐性がある CSC を用いる。

- MDT

カソード径 30mm、アノード径  $50\mu\text{m}$  のドリフトチューブからなるガス検出器である。ドリフトチューブを 3 または 4 層ずつ並べて 1 つのチェンバーを形成する。ドリフトチューブ一本の位置分解能は  $80\mu\text{m}$  であり、レート上限は  $400\sim 600\text{Hz}/\text{cm}^2$  である。

- CSC

カソードストリップによる読み出しを行う MWPC (Multi Wire Proportional Chamber) である。ガスギャップ中央に  $30\mu\text{m}$  のワイヤーが 2.5mm 間隔で張られており、カソード部分にある読み出しストリップは 5.3mm または 5.6mm 間隔である。  $2.0 < |\eta| < 2.7$  の領域のトロイド磁石内側にあり、3 または 4 層で構成される。1 層辺りの位置分解能は約  $60\mu\text{m}$  であり、レート上限は  $1\text{kHz}/\text{cm}^2$  である。

#### トリガーチェンバー

バレル部分を RPC が、エンドキャップ部を TGC が担当する。

- RPC

$|\eta| < 1.05$  のバレル部分にある、ストリップ間隔 30~40mm のガス検出器である。2mm の狭いギャップを多数重ねることで 2nsec 程の高い時間分解能を実現し、また、それによって起こりやすくなる放電を高抵抗の平行板で抑制している。ストリップが直交するように重ねることで 2次元読み出しを可能にしておき、位置分解能は 5~10mm 程である。

- TGC

$1.05 < |\eta| < 2.7$  のエンドキャップ部分にあるカソード間隔 2.8mm、ワイヤー間隔 1.8mm の MWPC である。アノードワイヤー (r) とカソードストリップ ( $\phi$ ) により 2次元で位置情報を読み出しおり、また、電子のドリフト距離を短くすることで高い時間分解能を実現している。これによってバンチの識別を行い、 $r\phi$  の 2次元情報を用いてエンドキャップ部のトリガーを発行する。およそ 60% のミュオンがエンドキャップで検出される。位置分解能は 5mm 程度、時間分解能は 4nsec 程である。

表 2.5 にミュオンスペクトロメータの各検出器の用途・性能を示す。

表 2.5 ミュオンスペクトロメータの各検出器の用途・性能

	MDT	CSC	RPC	TGC
用途	精密位置測定	精密位置測定	トリガー	トリガー
位置分解能	~80 $\mu$ m	~60 $\mu$ m	5~10mm	~5mm
時間分解能	-	~7nsec	~2nsec	~4nsec
担当領域	$ \eta  < 2.7$	$2.0 <  \eta  < 2.7$	$ \eta  < 1.05$	$1.05 <  \eta  < 2.7$

## レイアウト

ミュオンスペクトロメータを配置で分けると、図 2.11 の様にいくつかのチェンバーでステーションという単位を作っている。バレル部では 3つのシリンダー状のステーション (Inner, Middle, Outer)、エンドキャップ部では 4つのディスク状のステーション (I, M, O, Extra) が存在する。これらをバレルを表す B、エンドキャップを表す E を用いて EM などと表記する。また、EM ステーションを BW (Big Wheel)、EI ステーションを SW (Small Wheel) と呼ぶことがある。これらのステーションはそれぞれ構成するチェンバーの種類が異なっている。

### 2.3.5 マグネット

ATLAS ではソレノイド、トロイドの 2種類の超伝導磁石が用いられる。これらの磁場で荷電粒子の飛跡を曲げ、運動量を測定する。マグネットの概略図を図 2.12 示す。

#### ソレノイドマグネット

内部飛跡検出器を包む超伝導ソレノイドマグネットで、z 方向の 2T の磁場を作り、運動量測定に用いられる。外側にあるカロリメータのエネルギー測定に影響を及ぼさないよう、厚さを 4.5cm にして物質量を最小限に抑えている。

#### トロイドマグネット

トロイドマグネットはオクタント対称な構造でミュオンシステム部分に設置されており、バレルトロイドとエンドキャップトロイドによって  $\phi$  方向の磁場を形成する。これによりミュオン検出器で独立にミュオン

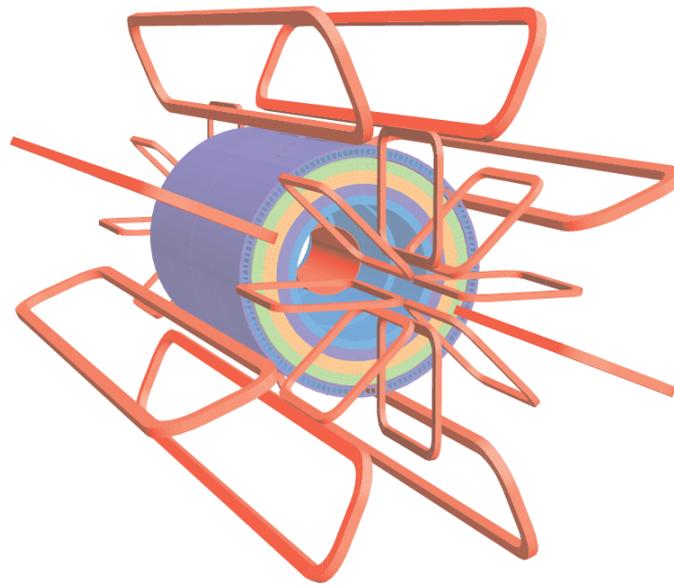


図 2.12 マグネットの配置 [8]: 中心の円筒型の磁石がソレノイドマグネット、外側のループ型の磁石がトロイドマグネットである。

ンの運動量を測定できる一方、複雑な磁場を作るために曲率の計算が難しいという面もある。

### 磁場の構造・強度

図 2.13 に  $z = 0$  における磁場のマップを示す。ソレノイドマグネットとトロイドマグネットで異なる構造の磁場が形成されることが確認できる。続いて、図 2.14 に磁場の  $\eta$  方向の積分強度を示す。磁場積分強度は荷電粒子を曲げるために使うことができる力の総量に相当する。

## 2.4 トリガーシステム

この節では ATLAS のトリガーシステムについて述べる。高エネルギーの実験、特にごく稀な事象を探索する実験ではデータ収集を行うか否かを決定するトリガーが非常に重要となる。興味のある稀なイベントが発生するまでには膨大な背景事象が発生しており、これら全てを記録することはデータ収集の速度や容量面から不可能だからである。ATLAS においてもトリガーを工夫してデータ量の削減を行っている。

### 2.4.1 トリガーの全体像

LHC では 40MHz の頻度で衝突が起こり、1 回の衝突で複数個の陽子が反応を起こす。このうちのほとんどは QCD の効果で引き起こされる陽子同士がかすっただけの反応であり、これら全てを拾っていたのでは到底処理が追いつかなくなる。よって、この中から興味のある事象だけを選んで記録するために、ATLAS では LEVEL 1 (L1)、LEVEL 2 (L2)、EVENT FILTER (EF) という 3 段階のトリガーを用いて、約 75kHz (最大 100kHz)、約 2kHz、約 200Hz と段階的にイベントレートを落としている。図に 2.15 トリガーシステムの全体像を示す。

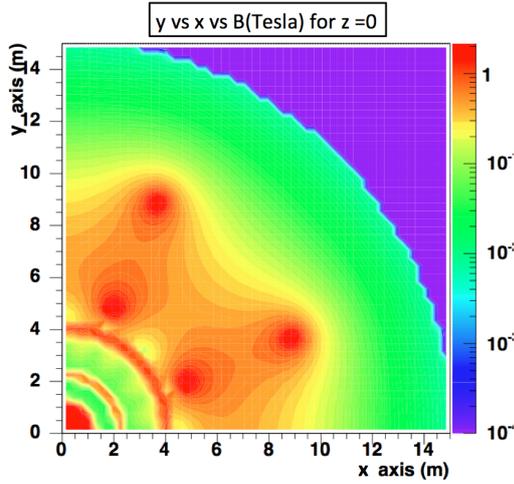


図 2.13  $z=0$  の位置の磁場マップ [11]: ソレノイドマグネットとトロイドマグネットで異なる構造の磁場が形成される。

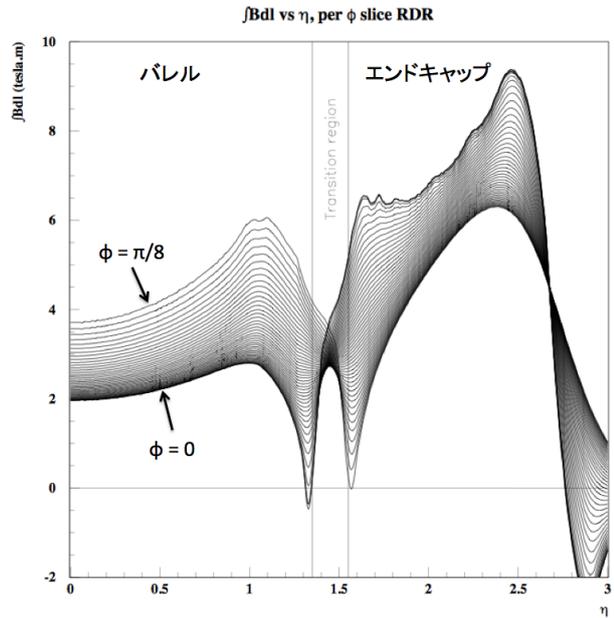


図 2.14 磁場積分強度の  $\eta$  依存性 [11]: 各線が  $\phi$  の違いを表す。磁場積分強度は荷電粒子を曲げるために使うことができる力の総量に相当する。

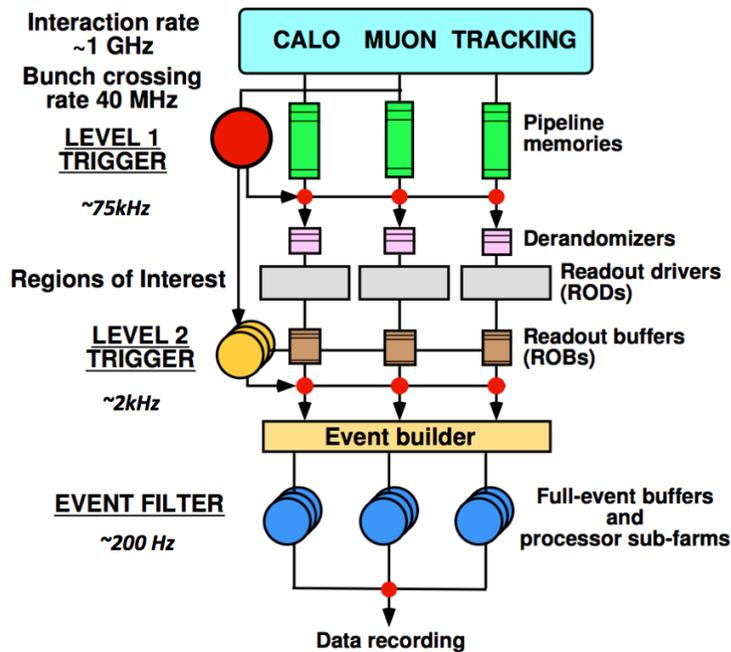


図 2.15 トリガーシステムの全体像 [12]: LEVEL1, LEVEL2, EVENT FILTER の順に段階的にイベントレートを落としながらデータ書き込みの判定を行う。

## 2.4.2 LEVEL1 トリガー

L1 はミューオンの運動量情報および電子、光子、ジェットのエネギー情報を用いてかけるトリガーである。運動量の情報は TGC、RPC から、エネギー情報は電磁・ハドロンカロリメータから提供され、Central Trigger Processor (CTP) がこれら検出器の情報を統合してトリガー判定を行う。トリガー判定の計算の間は L1 バッファと呼ばれるパイプラインメモリで情報が保持される。また、位置情報をもとに粒子の存在領域を  $\eta\phi$  で表した Region of Interest (RoI) を生成し、Read Out Buffer (ROB) に一次記録する。RoI は L2 トリガーで使用される。

## 2.4.3 LEVEL 2 トリガー

L1 トリガーから送られるデータに対して、計算機上でより詳細な事象選別を行うソフトウェアトリガーである。カロリメータや MDT、内部飛跡検出器の情報も用いるが、計算時間の制約があるため、RoI をもとに適切なデータのみを取り出して計算を行う。

## 2.4.4 EVENT FILTER

L2 トリガーから送られる事象をもとに、情報の記録を行うか否かの最終決定を下すトリガーである。RoI で限定せずに全検出器の情報を取り出し、バンチごとにまとめ、ATLAS の全領域での解析によってトリガー判定を行う。このトリガーが発行されると、ディスクへの書き込みが行われる。

## 第3章

# NSW (New Small Wheel) 計画

本章では LHC-ATLAS 実験のアップグレード計画と、ATLAS エンドキャップ部のアップグレード計画である NSW 計画について述べる。

### 3.1 LHC-ATLAS 実験アップグレード計画

LHC では、TeV スケールの新物理事象への感度を上げるために衝突エネルギーとルミノシティを上げるアップグレードが計画されており、それに伴い ATLAS 検出器もアップグレードが計画されている。

#### 3.1.1 アップグレードによる ATLAS 検出器への影響

LHC のアップグレードは図 3.1 に示すように、物理ランと物理ランの間の改修・補修用期間である Long Shutdown (LS) 中に行われる。LS1 で Phase0 (2013~2014)、LS2 で Phase1 (2018~2019)、LS3 で Phase2 (2023~2025) と段階的にアップグレードを行い、Phase0 で最高重心系エネルギーの 14TeV、Phase2 で最高ルミノシティ  $5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  を実現する予定である。2035 年頃までに  $3000 \text{fb}^{-1}$  のデータ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ルミノシティ増加によって起きる最も大きな影響はイベントレートの増加である。参考として、図 3.2 に ATLAS でのルミノシティ  $7 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  のときと、ルミノシティ  $7 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  のときの衝突のシミュレーションの様子を示す。パイルアップはバンチ間隔 25nsec の間に入るイベント数である。上図ではパイルアップしているイベントが 23 個であるのに対し、下図では 230 個ものイベントがパイルアップを起こしている。このようなイベントレートの増加に対応するため、検出器や読み出し回路のイベントレート耐性、放射線耐性など ATLAS 内の各検出器で改良が加えられる。

#### 3.1.2 Phase0 (2013~2014)

デザインルミノシティとエネルギーに対して弱い部分を補強するアップグレードである。Insertable B Layer (IBL) の導入とミュオンシステムの改良を行う。

- IBL

バルル部のピクセル検出器の最内側の B Layer の代わりに新たに入れられるピクセル検出器である。トラッキング性能の向上や放射線耐性の補強を目的とする。

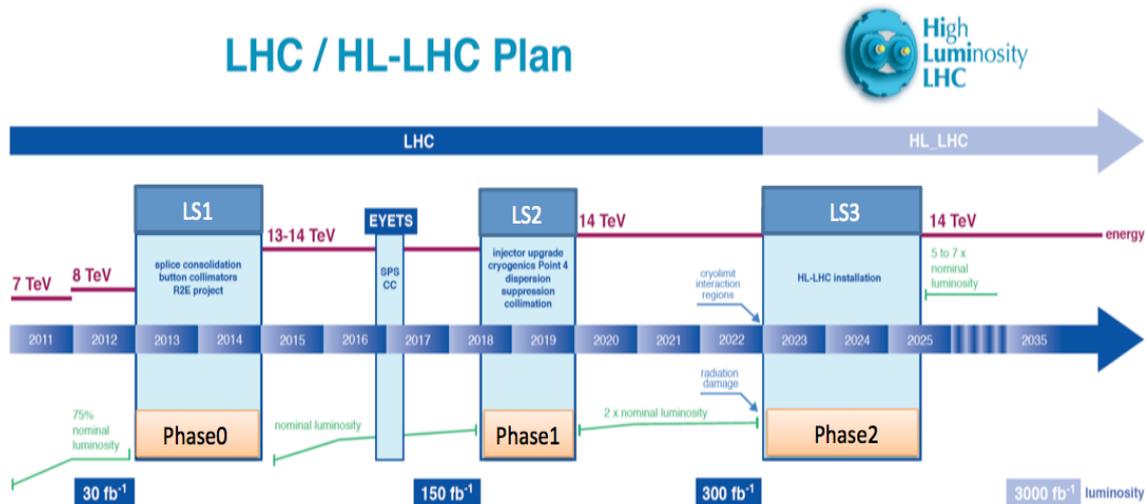


図 3.1 LHC アップグレード計画 [13] : LS (Long Shutdown) ごとにエネルギー (紫) とルミノシティ (緑) を上げていく。これに対応するために、各 LS で Phase0, Phase1, Phase2 というアップグレードが行われる。

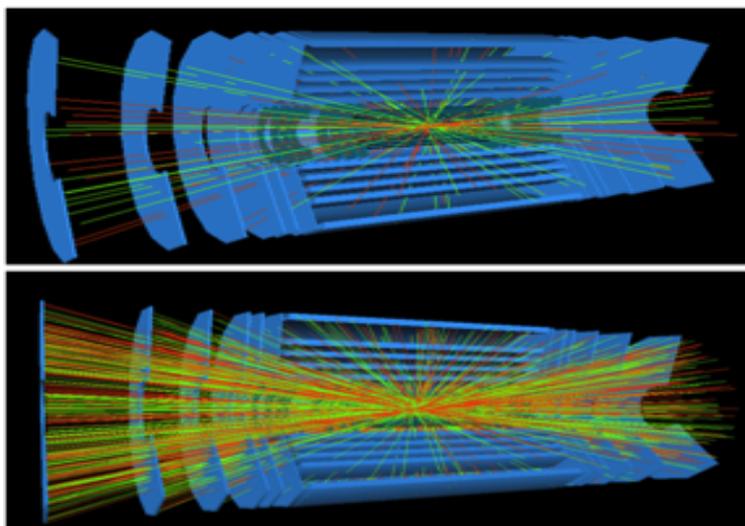


図 3.2 パイルアップの増加 [14] : 上図がルミノシティ  $7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 、下図がルミノシティ  $7 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  の衝突シミュレーションである。パイルアップする (25nsec の時間内で重なる) イベントが大きく増えることが確認できる。

・ミュオンシステムの改良

現在 Endcap Extra (EE) ステーションには穴があるため、エンドキャップ部とバレル部の境の領域 ( $1.0 < |\eta| < 1.3$ ) はトラッキング性能が不十分である。そのため、残りの MDT をインストールして EE ステーションを完成させる。また、カロリメータとシールディングディスクの間 ( $z \sim 7\text{m}$ ) はビームパイプがシールドされておらず、光子や中性子が漏れ出てくるため新たなシールドを設置する。

### 3.1.3 Phase1 (2018~2019)

主に L1 トリガーに焦点を当てたアップグレードが行われる。L1 トリガーの合計レートは ATLAS の読み出し系から最大 100kHz と制限されており、この制限はトリガーと読み出しシステムの大幅な変更が行われる Phase2 まで継続する。そのため、ルミノシティの増加に伴うデータ量の増加に対応するためには、エネルギー閾値を上げるか、データを間引かなくてはならなくなり、これはどちらも探索可能領域の減少を意味する。よって、低い  $p_T$  閾値を維持するために、ミュオンスペクトロメータとカロリメータの両 L1 トリガーでアップグレードを行う。また、その他の計画も合わせると、以下に示す 4 つの検出器およびシステムの導入が行われる。

- NSW

SW を NSW に取り替える計画である。次節で詳しく説明する。

- High Granularity Calorimeter Trigger

ルミノシティの増加に伴うジェットと電子の誤同定の増加で、カロリメータの L1 トリガーレートが大きくなり、カロリメータ用の最大トリガーレート 20kHz を保持するためにはエネルギー閾値を 40~50GeV まで上げなくてはならなくなる。よって、電磁シャワーとジェットの横方向の広がり度合いによるカットをかけることで、これに対処する。元々 L2 トリガーで行っていたカットであるため、L1 トリガーに移行するためにフロントエンド読み出し回路などもアップグレードを行う。

- Fast Tracker (FTK)

L1 トリガーと L2 トリガーの間で L1.5 として機能するプロセッサである。通常 L2 トリガーで行われ 100msec で計算されるトラックを、L1 トリガーを通過したピクセルと SCT の情報をもとに粗いトラックとして 100 $\mu$ sec 以内に算出し、L2 トリガーに受け渡す。

- Forward Physics System

IP から約 210m の部分に ATLAS Forward Proton detector (AFP) を置き、フォワード領域の物理探索を行う。

### 3.1.4 Phase2 (2023~2025)

まだ詳細が固まっていない部分も多いが、総線量の限界を迎える内部飛跡検出器とカロリメータの交換やトリガーの改良が行われる予定である。参考として L1 ミュオントリガーで考えられている計画を紹介する。

- L1 ミュオントリガー

現在 3 割近く存在する、閾値より低いミュオンによって誤ってかかるトリガーを、トリガーの  $p_T$  分解能の改善によって減らす計画が考えられている。ミュオンシステム全体の  $p_T$  分解能や角度分解能の改善によりこれを実現する。

## 3.2 NSW 計画の概要

### 3.2.1 ミューオンスペクトロメータの Phase 1 アップグレード

ミューオンスペクトロメータの Phase 1 アップグレードではエンドキャップ部に焦点を当てており、ミューオンに対するレベル 1 トリガーの制限レート 20kHz で、現行の  $p_T > 20\text{GeV}$  のトリガーの維持することを目的とする。高ルミノシティで問題となるのは以下の 2 点である。

#### 1. プリシジョンチェンバーの性能の低下

背景事象の増加に伴って、エンドキャップ部のプリシジョンチェンバー、特に MDT の検出効率と位置分解能が低下する。図 3.3 に MDT と CSC の予想イベントレートを示す。MDT は不感時間が 800nsec と長いいため、 $1 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  のルミノシティに相当するヒットレート 200~300 kHz/Tube では検出効率が低下すると同時に、空間電荷の効果で位置分解能が悪化する。この性能の低下は運動量測定にも影響があり、運動量測定に用いられる EI、EM、EO の 3 ステーションでのヒット情報の内、1 カ所の情報が劣化するために、運動量の測定精度を悪化させる。特に  $p_T > 100\text{GeV}$  の高運動量において影響が顕著である。例として、図 3.4 に  $Z' \rightarrow \mu\mu$  イベントにおけるのミューオン対の質量再構成のシミュレーションを示す。黒、青、赤の順にルミノシティ  $0.3, 3, 5 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  に相当する背景事象を加えた場合のものであり、ルミノシティが高くなるにつれて質量再構成の精度と効率が悪くなることを確認できる。これらの理由から、Phase1 アップグレードで MDT を他の検出器に取り替える必要がある。

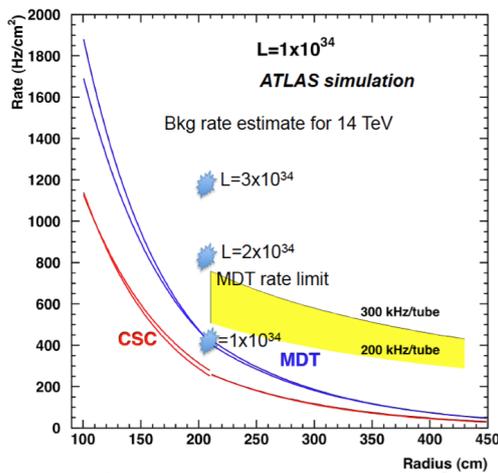


図 3.3 SW における予想イベントレート [15]: ルミノシティの増加により、イベントレートが MDT のレート上限を上回る。

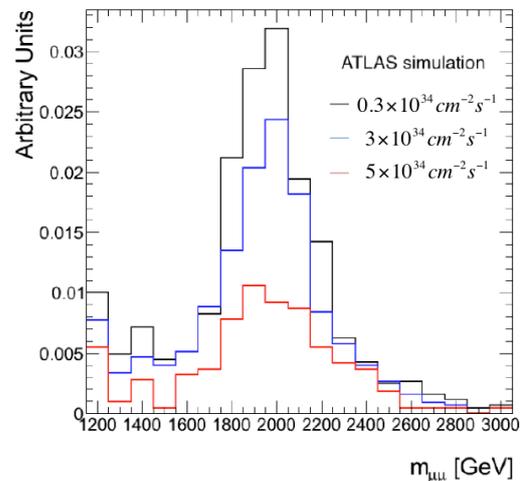


図 3.4  $Z' \rightarrow \mu\mu$  イベントにおける  $\mu\mu$  の質量再構成シミュレーション [16]: 黒、青、赤の順にルミノシティ  $0.3, 3, 5 \times 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  に相当する背景事象を加えた場合のものである。ルミノシティが高くなるにつれて MDT の性能が低下するため、再構成の精度と効率が低下してしまう。

#### 2. フェイクトリガーの問題

エンドキャップにおける L1 ミューオントリガーは EM ステーションの TGC のヒット情報をもとに発行されており、EI ステーションの情報を用いていない。したがって、図 3.5 に示すように、ミューオンと同じくら

この角度で別の粒子が入射した場合にも、誤ってトリガーを発行してしまう。これをフェイクトリガーと呼んでいる。現在、ビームパイプから来る陽子が EM ステーションに入ってしまう例 (図 3.5 の B) など、多くのフェイクトリガーが発行されており、この割合は L1 トリガーの 7 割に及ぶ。図 3.6 にミュオン L1 トリガーの  $\eta$  分布を示す。白塗りがトリガー、青塗りが再構成されたミュオンであり、ほとんどが無駄なトリガーとなっていることが確認できる。このフェイクトリガーは LHC のルミノシティアップグレードに伴ってさらに増加するため、データ収集系を圧迫しないよう対処が必要となる。

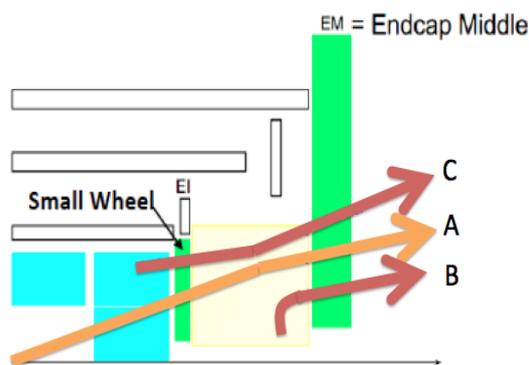


図 3.5 フェイクトリガーの例 [17]: 目標である A 以外でも、B や C のように A と同程度の角度で入射したときにはトリガーを発行してしまう。

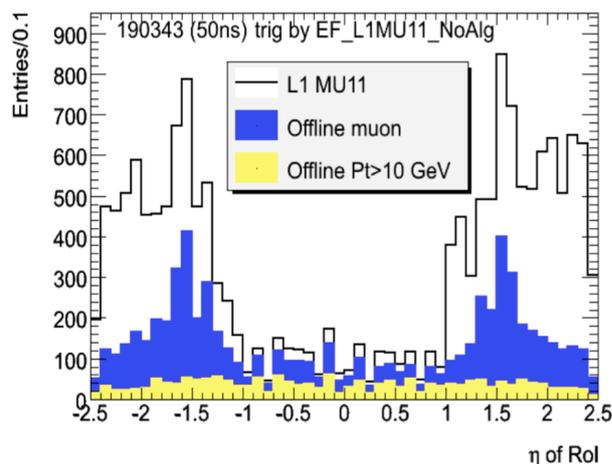


図 3.6  $p_T > 10\text{GeV}$  の L1 ミュオントリガーの RoI の  $\eta$  依存性 [15]: 白が L1 MU11 ( $p_T > 10\text{GeV}$ ) でトリガーされたミュオン、青がオフラインの解析でミュオンと判断されたイベント、黄色が青の内、 $p_T > 10\text{GeV}$  のイベント。白と青の差がフェイクの大部分であり、青と黄色の差はフェイク、および  $p_T$  分解能の低さよってトリガーされる  $p_T < 10\text{GeV}$  のミュオンである。

### 3.2.2 NSW 計画

上記の問題を解決するために考えられたのが、レート耐性が強く、優れた位置・時間分解能を持つ検出器を  $1.3 < |\eta| < 2.7$  の部分に導入することで、高ルミノシティにおけるトラッキング性能を維持し、同時に、エンドキャップ部の入射情報を用いてフェイクトリガーを減少させる NSW 計画である。この方法で、フェイクトリガーをほぼ全て除去でき、 $p_T > 20\text{GeV}$  のミュオントリガーを維持することが可能となる。

NSW によって維持可能な  $p_T > 20\text{GeV}$  のトリガーは、質量  $125\text{ GeV}$  の Higgs 粒子の精密測定において大きな威力を発揮する。陽子陽子衝突における Higgs 粒子の生産は主に gluon fusion で引き起こされるため、Higgs 粒子は  $p_T$  が低くなる傾向がある。そのため、Higgs 粒子の  $H \rightarrow WW^*$  から発生するレプトンも  $p_T$  が低くなり、図 3.7 に示すように、 $p_T > 40\text{GeV}$  に上げたときには 60% ものイベントの消失につながる。このようなイベント数の減少は  $H \rightarrow \tau\tau$  や  $pp \rightarrow WH$  の反応においても同様に起きる。また、スレプトンや電弱ゲージノなどの終状態にレプトンを含む SUSY の探索においても重要であり、探索可能な質量領域を維持することが可能となる。さらに、運動量測定精度の維持により、 $Z'$  や  $W'$ 、偽スカラー Higgs 粒子 A の質量測定能力も維持が可能である。

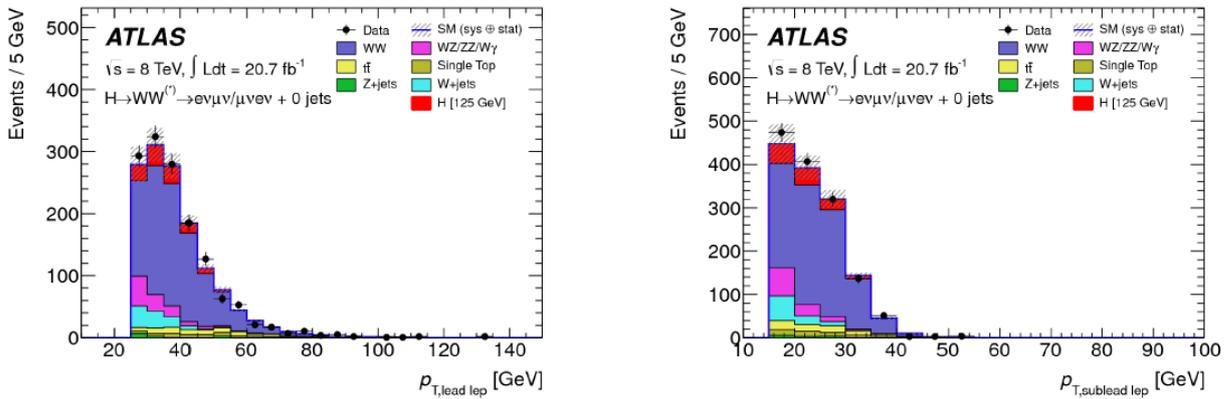


図 3.7  $H \rightarrow WW^*$  チャンネルのレプトンの  $p_T$  分布 [16]: 左図はリーディングレプトン、右図はサブリーディングレプトン。ミュオンの L1 トリガーレートを保つために閾値を  $p_T > 20\text{GeV} \rightarrow p_T > 40\text{GeV}$  に上げると、多くのイベントを失ってしまう。

### 3.3 NSW の要求性能

この節では NSW の新検出器に要求される性能について述べる。

#### 3.3.1 トラッキングへの要請

ルミノシティの増加によるヒットレート (MDT で 300kHz/Tube 相当) に耐えることができ、かつ現状の  $p_T$  分解能 10% @1TeV を維持する必要がある。さらに、背景事象がある中でヒット位置同定の効率が 10GeV 以上で 97% 以上であること、検出効率や分解能が高運動量の荷電粒子の  $\delta$ -ray やシャワーなどで悪化しないこと、 $\phi$  方向の分解能が 1~2mm であることが要求される。また、長期間使用されること、そして、うまく動作しなくなった場合にも取り替える期間が限られることから、一部分の故障等に性能が左右されにくい多層構造の検出器であることが望まれる。

#### 3.3.2 トリガーへの要請

NSW への入射情報でフェイクトリガーを除くため、また、Phase2 アップグレードで改良される BW の分解能に匹敵させるために、1mrad 以下の角度分解能が必要になる。さらに、トリガーの Sector Logic ( $r\phi$  の情報から  $p_T$  情報を生成する部分) に衝突後 1.088 $\mu\text{sec}$  以内で情報を届けること、飛跡の断片情報が  $\eta\phi$  空間で現行のトリガーと同程度である  $0.04 \times 0.04$  以下の正方形であること、飛跡の断片情報のオンラインでの再構成効率が 95% 以上であること、飛跡の再構成が  $1.3 < |\eta| < 2.5$  の全ての範囲で可能であることが求められる。

#### 3.3.3 検出器 1 層あたりの性能

多層構造の要請から、MDT と同じ  $4 \times 2$  層の構造が採用される予定である。上記の要求性能を検出器 1 層あたりの基本的な性能に焼き直すと以下の様になる。

1. 入射レート耐性: 20kHz/cm<sup>2</sup> 以上

2. 検出効率（荷電粒子が入射した場合に応答する確率）：99 %以上
3. 位置分解能：100 $\mu\text{m}$  程度
4. 時間分解能：5nsec 程度（バンチ識別が可能な程度）

NSW に用いられる検出器はこの要求性能を考慮して決定される。

## 3.4 NSW で使用される検出器

NSW に用いられる検出器は MM と sTGC になることが決定している。この節ではこの 2 種類の検出器が用いられることになった背景を説明する。

### 3.4.1 使用検出器の候補

ATLAS Phase-1 Upgrade Letter of Intent [18] 発行時点では、検出器の候補として既存の SW を改善した形の small tube MDT (sMDT) + small wheel TGC (sTGC)、sMDT + RPC、新しい技術であるマイクロメガス (MM) の 3 案が挙がっていた。それぞれの検出器の特徴を以下に示す。

- sMDT  
半径を 30mm から半分の 15mm にして約 7 倍のレートまで耐えられるようにした MDT である。位置分解能は 80 $\mu\text{m}$  程と十分であり、成熟した技術であるため信頼性がある。
- MM  
位置分解能が 100 $\mu\text{m}$  以下、不感時間が 100nsec と短いため MHz/cm<sup>2</sup> 程の高レートまで耐えられる検出器である。2 つの飛跡の分離能力も高く、TPC 飛跡再構成法を用いるとチェンバー 1 枚で飛跡を作ることにもできる。また、時間分解能もバンチ識別可能なレベルになるとされている。しかし、放電に弱いという大きな弱点があり、また、大型機も作られたことがないことから製作技術面でも開発要素が大きい。
- RPC  
~2nsec という優れた時間分解能もち、バレル部のトリガーチェンバーとして長年稼働した検出器である。また、現在 0.5~1mm の位置分解能も、ストリップピッチを変えるなどの方法で改善できるとされている。
- sTGC  
カソードストリップの抵抗率を下げることで、30 kHz/cm<sup>2</sup> の高レートまで耐えられるようにした TGC である。時間分解能はもちろんバンチ識別可能なレベルであり、位置分解能も 100~150 $\mu\text{m}$  程度出るとされる。

### 3.4.2 使用検出器の決定

これらの案で 2012 年の 3 月頃まで研究開発が行われた。それにより、以下に示すような研究成果が得られた。

- sMDT
  - ・レート耐性は高まったものの NSW の最内層に相当するレートで検出効率が低下
- MM
  - ・レジスティブストリップの導入で放電耐性を獲得

- ・時間分解能はバンチ識別可能かどうかのギリギリの値であり、トリガー用としては不安が残る
- RPC
  - ・位置分解能の改良が進まないなど、目立った成果無し
- sTGC
  - ・十分な性能を示す

これらの結果からまず RPC が棄却され、MM は主にプリシジョンチェンバーとして使われる方向に決まった。これにより、はじめの案とは違う sMDT + MM (最内層のみ) + sTGC、MM + sTGC の2案に絞られた。そして、MM の大型化技術を後押しする研究成果が見られたこと、また、解析手法の改善などでトリガーチェンバーとして機能する可能性もあることから、MM + sTGC の案で最終決定が下された。MM と sTGC の2種類の検出器で、相互に補い合いながら NSW の要求性能を満たすこととなる。MM、sTGC の予想性能を表 3.1 にまとめる。

表 3.1 マイクロメガスと sTGC の予想性能

	マイクロメガス	sTGC
位置分解能	~100 $\mu\text{m}$	100~150 $\mu\text{m}$
時間分解能	10~20nsec	4nsec
レート耐性	up to MHz/cm <sup>2</sup>	up to 20 kHz/cm <sup>2</sup>

## 3.5 NSW の構造

### 3.5.1 NSW の構造

NSW の設置場所を図 3.8 に表す。z~7.5m の位置に設置され、 $1.3 < |\eta| < 2.7$  の領域をカバーしている。続いて、NSW の概観を図 3.9 に示す。ラージセクターとスモールセクターと呼ばれる2枚の円盤で構成されており、直径は約 10m である。各セクターは  $\phi$  方向に8分割した、台形板状の検出器で構成されており、一つの台形板には、図 3.10 左図に示すように、それぞれ  $4 \times 2$  層の sTGC と MM が組み込まれている。sTGC や MM の4層のセットを4層モジュールと呼んでいる。

次に、MM4層の配置を詳しく見ていく。図 3.9 に示してある通り、MM は台形板の中で2分割されて構成される。また、図 3.10 右図に示すように、MM の4層モジュールは表裏表裏の順番に配置される。これは ATLAS 内の磁場を2枚の MM で相殺するためであり、詳しく7章で述べる。さらに、図 3.11 に示すように、4層モジュール内ではステレオ構造を取り入れる。初めの2枚は r 方向を読み出せるように配置し、3枚目を  $1.5^\circ$ 、4枚目を  $-1.5^\circ$  傾けてステレオ構造で配置することで  $\phi$  方向の読み出しも可能にする。

これら8層 (ラージセクターとスモールセクターが重なる場合は16層) の検出器のヒット情報からミューオンの飛跡を再構成する。多層構造により、故障等により何層かの検出器が動作しなくなった場合や、背景事象によっていくつかのヒット情報が阻害された場合でも正確な飛跡再構成が保証されている。また、sTGC が外側に配置されているのは MM よりも少し位置分解能が悪い sTGC 間の距離を大きくすることで、NSW 全体の角度分解能を最大化させるためである。

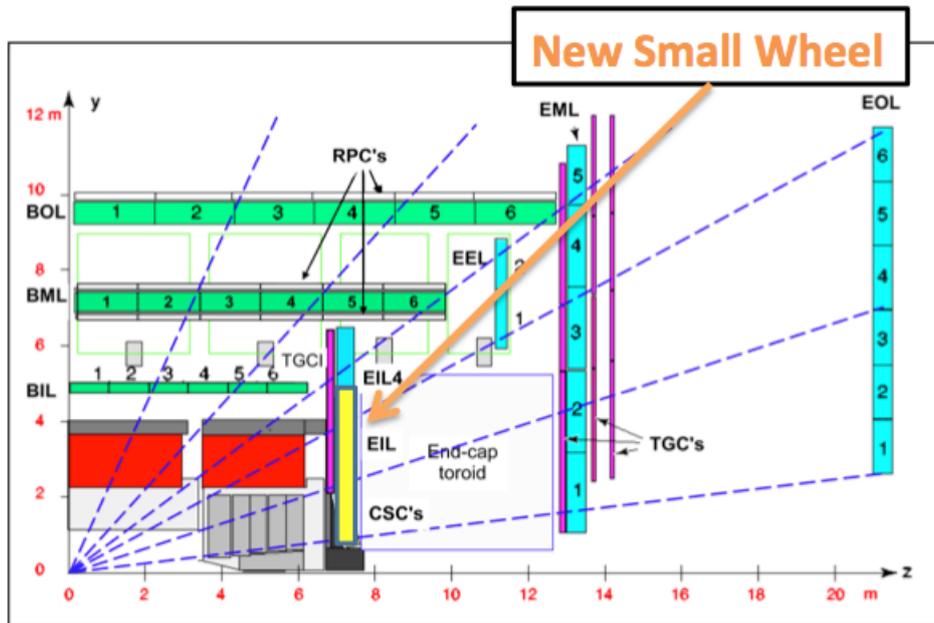


図 3.8 NSW の設置場所： $z \sim 7\text{m}$  の位置に設置される。

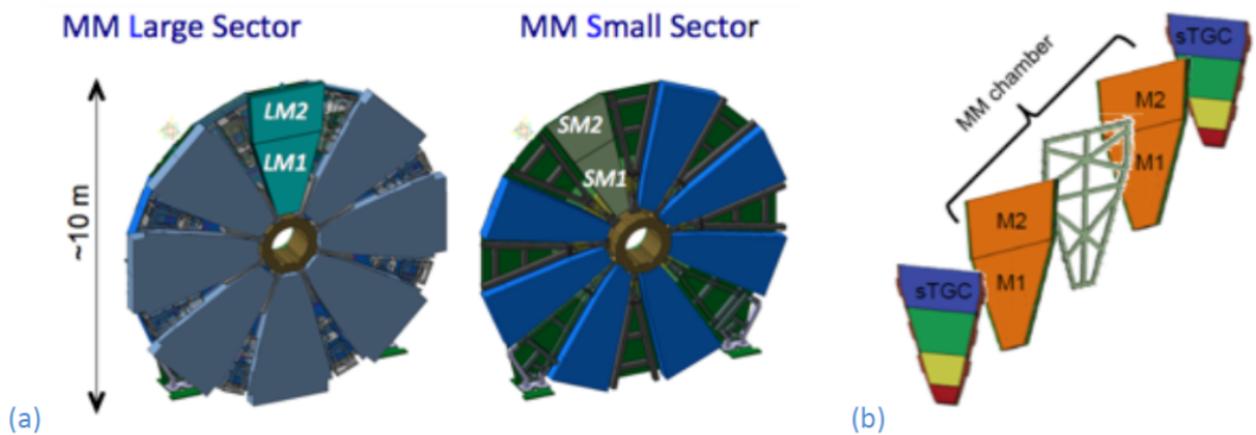


図 3.9 NSW の構造：(a) が全体の外観、(b) が台形内の検出器の配置を示す。(b) を  $\phi$  方向に 16 枚並べて円盤型の検出器を構成する。

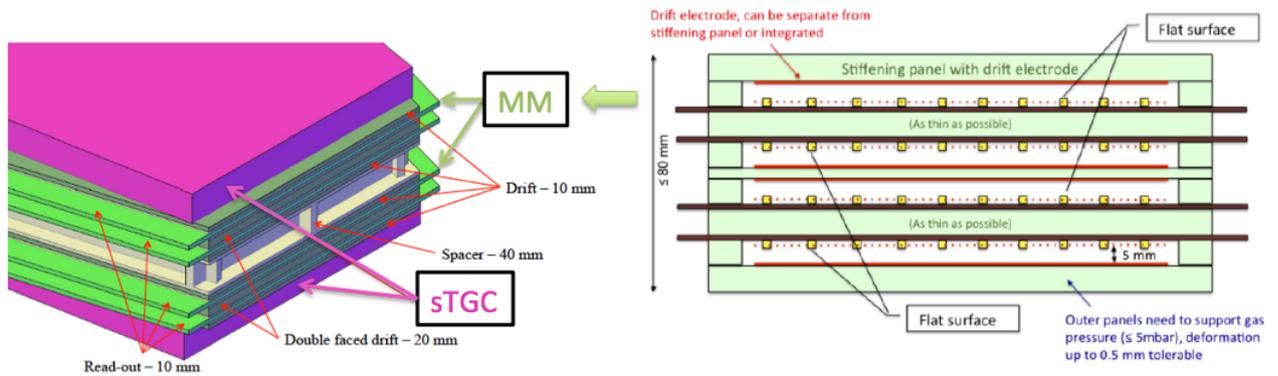


図 3.10 NSW の 4 層モジュール [16] : 左図が 1 つの台形検出器、右図がその中の MM の 4 層の配置を示す。4 × 2 層の sTGC と MM で一つの台形を形成し、並べ方は sTGC × 4, MM × 4, MM × 4, sTGC × 4 の順番である。sTGC や MM の 4 層のセットを 4 層モジュールと呼んでいる。また、MM は赤がカソード、茶色がアノードで、4 枚が表裏表裏となるように配置される。

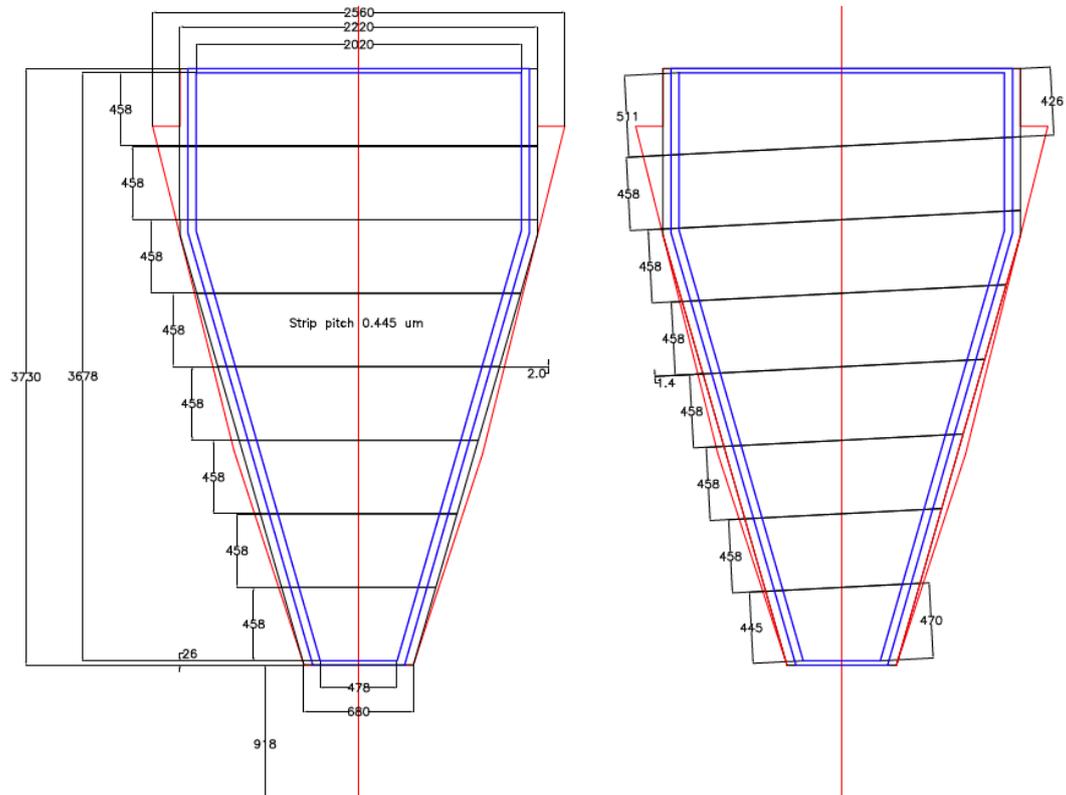


図 3.11 マイクロメガスのステレオ構造 [16] : 4 層のうち初めの 2 枚は r 方向を読み出せるように配置する。また、3 枚目を 1.5°, 4 枚目を -1.5° 傾けてステレオ構造で配置することで φ 方向の読み出しも行う。

## 第4章

# マイクロメガスの概要と NSW 導入へ向けたレジスティブストリップの開発

### 4.1 マイクロメガス

マイクロメガス (MicroMEGAS, Micro-MESh Gaseous Structure, MM) は Giomataris 氏が 1996 年に開発した平行平板型 MPGD (Micro Pattern Gaseous Detector) である。[1] 本節では MM の構造や動作原理、特徴について述べる。

#### 4.1.1 マイクロメガスの構造と動作原理

ここでは、まず 1996 年の開発当初に提案された MM の基本的な構造とその動作原理について説明する。

##### 構造

MM の構造を図 4.1 に示す。主要な構成要素は、ドリフト用のカソード電極、メッシュ、ピラー、および読み出しストリップである。カソード電極とメッシュの間の 5mm がドリフト領域、メッシュと読み出しストリップの間の  $128\mu\text{m}$  の領域が増幅領域である。また、ガスギャップには  $\text{Ar} : \text{CO}_2 = 93 : 7$  の混合ガスを流している。読み出しストリップには金でコーティングされた厚さ  $5\mu\text{m}$ 、幅  $150\mu\text{m}$  の銅製のストリップを用いており、このストリップは厚さ 1mm のポリイミド上に  $200\mu\text{m}$  間隔で並んでいる。また、メッシュは約  $80\mu\text{m}$  間隔の格子状であり、ピラーによって支えられている。メッシュの素材にはニッケルが用いられており、電鍍技術によって高精度で形成されている。

##### 動作原理

メッシュに  $-500\text{V}$  程の負の高電圧、ドリフト電極に  $-800\text{V}$  程の負の高電圧を印加することで、5mm のドリフト領域に約  $600\text{V}/\text{cm}$  のドリフト電場を形成する。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、増幅領域に約  $40\text{kV}/\text{cm}$  の増幅電場を形成する。荷電粒子が MM を通過すると荷電粒子がガス分子と相互作用して、粒子の飛跡の周りに数十個の電子イオン対が形成される。これを種電子という。種電子は比較的大きなエネルギーを持っているため、さらに周りのガスを叩いて数個の種電子を形成する。発生した電子はドリフト電場によってメッシュ方向へ運ばれ、増幅領域の強電場で増幅され、アノードストリップに電荷を落とす。この時の信号をプリアンプによって電圧信号に変換して読み出すことで、粒子の通過位置を知ることができる。増幅領域における増幅率は  $10^4$  程である。ピラーはメッシュを支えるために必要な素材であるが、増幅電場を遮断するためピラーのある部分は MM の不感領域となる。ピラーの直径は  $0.3\text{mm}$ 、縦横それぞれ  $2.5\text{mm}$  ごとに存在するためピラーによる不感領域の割合は全体の 1% 程になる。また、ミュオンを

検出するために必要な増幅電場は約  $40\text{kV/cm}$  であるが、荷電粒子の入射角度が大きいときには、一つのストリップあたりの種電荷の数が減るため、もう少し大きな電場での使用が望まれる。なお、大きくしすぎると放電が起きやすくなるため注意が必要である。

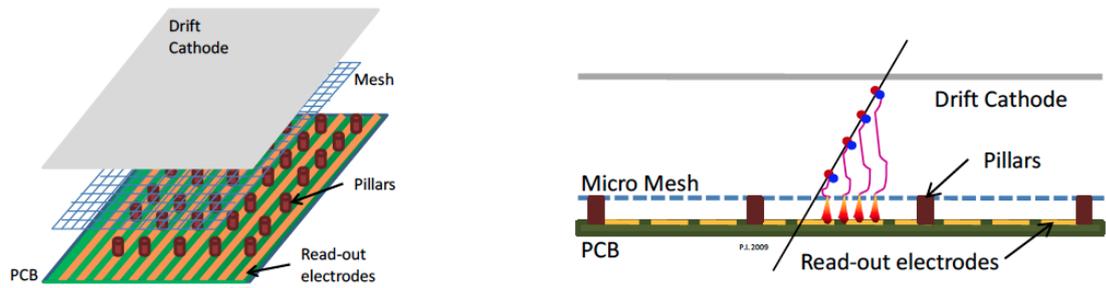


図 4.1 マイクロメガスの構造と動作原理 [16]: ドリフト電場で種電子を増幅領域へ移動させ、増幅電場で増幅し、ストリップに落ちた電荷情報を信号として取り出す。

#### 4.1.2 マイクロメガスの特徴

##### ・長所

MM の長所として、不感時間が短いことが挙げられる。これはガス増幅の際に発生する陽イオンが約  $100\text{nsec}$  ほどの短時間で回収されるためである。また、数  $100\mu\text{m}$  間隔のストリップによる高い位置分解能も特徴の一つであり、ストリップのピッチを変えることにより分解能の調整も可能である。さらに、TPC 飛跡再構成法を用いると MM1 枚の中で飛跡を再構成することができ、ドリフト方向を含めた 2 次元的な解析が可能となる。

##### ・短所

MM の短所として、放電に弱いことが挙げられる。MM では短い領域に高電圧を印加していることから、電子数が  $10^7$  程度（種電子～1000 個）に達すると電極間で放電が起き始める。MM での放電は主に、雪崩増幅によって多量の陽イオン・自由電子のペアが発生して増幅領域の至る所にある状態となったとき、ガスがあたかも金属と同じような状態となって電極間で電流が流れるというような原理で発生している。また、増幅の過程で励起されたガス分子が放出する紫外線も放電に寄与しており、紫外線が光電効果などで作る新たな自由電子が、新たな増幅を生んで陽イオン・電子対の充填率を上げて放電を助長することがある [19]。放電は検出器の電極破壊や読み出しエレクトロニクスへの損傷を引き起こす可能性があり、ガス検出器において重大な問題となる。

## 4.2 ATLAS マイクロメガスグループの活動

MM は ATLAS NSW 計画で導入される検出器として採用が決まっており、ATLAS の MAMMA (Muon ATLAS MicroMegas Activity) グループを中心に研究開発を進めている。

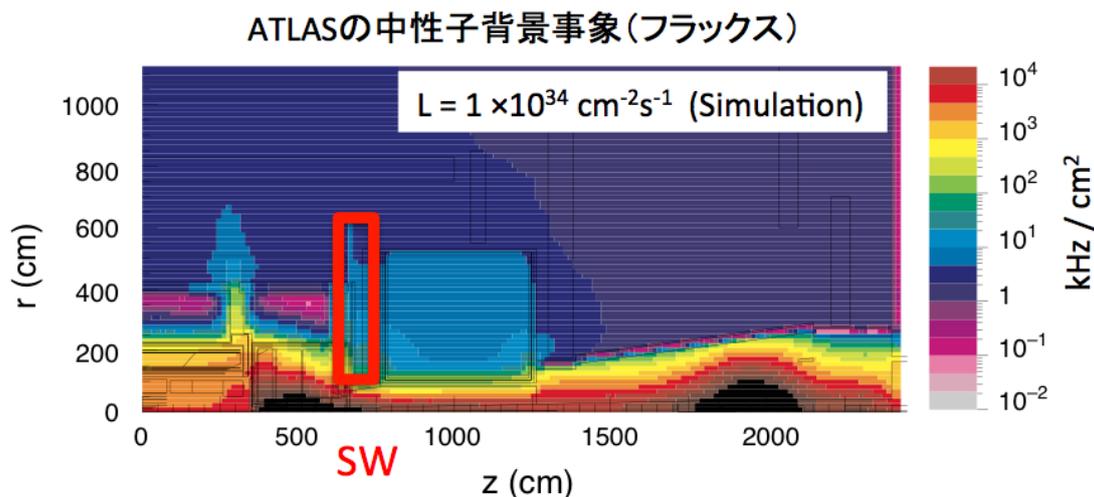


図 4.2 ATLAS 内の中性子背景事象のフラックス [20] : ATLAS における中性子背景事象のフラックスであり、赤枠の部分が SW のある位置である。ルミノシティ  $1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  のシミュレーションであり、最大  $100 \text{ kHz/cm}^2$  程のフラックスがある。

#### 4.2.1 レジスティブストリップの開発

##### ATLAS における放電対策の必要性

前述したように MM は放電に弱い検出器であり、特にハドロン衝突型の LHC-ATLAS 実験においては中性子の背景事象が一定数存在する (図 4.2) ため、かなり深刻な問題となる。これは、ミュオン測定用の増幅率に対して、中性子によって検出器内の物質からたたき出される反跳陽子 (原子核) がガス中で落とすエネルギーが大きすぎるからである。具体的には、ATLAS 内のミュオンがガス中で落とすエネルギーは数 keV 程度、反跳陽子が落とすエネルギーが数 MeV 程度であり、1000 倍程の差が生じている。この差はそのまま電子の数の差になるため、放電が起こりやすくなるのである。よって、ATLAS へ MM の導入を実現するために、MAMMA グループでは放電抑制の研究を進めている。[16]

##### レジスティブストリップによる放電抑制

放電を抑制するために考えられた策が、高抵抗のレジスティブストリップを導入することである。図 4.3 にレジスティブストリップを導入した MM の断面図を示す。読み出しストリップの上に  $64 \mu\text{m}$  の絶縁層を作り、その上に  $0.5 \text{ M} \sim 500 \text{ M} \Omega/\text{cm}$  ほどの抵抗値を持つ  $10 \mu\text{m}$  程のストリップを形成した構造になっており、増幅された電荷は誘起電荷として読み出される。これにより、メッシュからレジスティブストリップへの放電発生時に、電圧降下によって放電箇所のアノードの HV が下がって増幅率が局所的に低下することを利用して、放電の継続を妨げることができる。図に 4.4 レジスティブストリップによる放電抑制の効果を示す。左図がレジスティブストリップ無しの MM の電流・電圧値、右図がレジスティブストリップを導入した MM の電流・電圧値であり、レジスティブストリップによって電流値と電圧値の変化が抑制されていることが確認できる。

また、レジスティブ層の形状をべた塗りの面状ではなくストリップ状にしているのにも理由がある。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するためである。例えば、面状の場合はレジスティブ層に落ちた電荷は等方的に広がるため、読み出しストリップと垂直な方向にも広がることになる。そうすると、電荷情報の位置方向に関する不定性が増え、位置分解能などを悪化させる原因となる。そのため、読

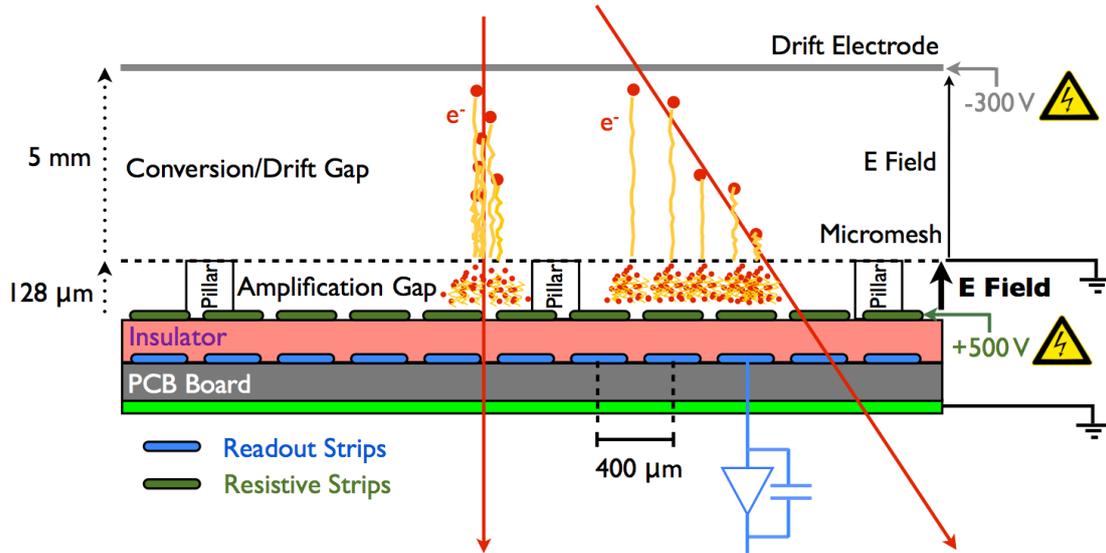


図 4.3 レジスティブストリップを導入したマイクロメガスの断面図 [21]：メッシュからレジスティブストリップ（高抵抗 $\sim 20\text{M}\Omega$ ）への放電発生時に、電圧降下によって放電箇所の増幅率を局部的に低下させて放電の継続を妨げる。

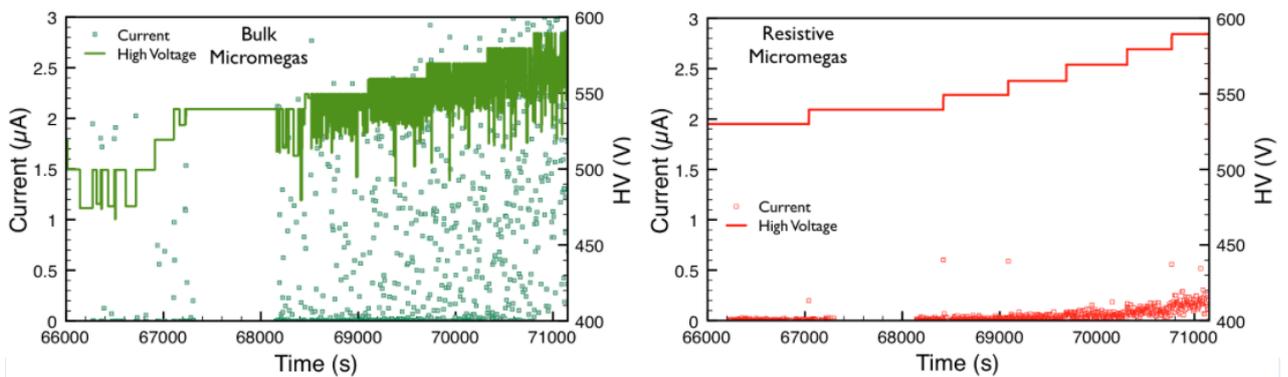


図 4.4 レジスティブストリップによる放電抑制 [2]：左図がレジスティブストリップ無しの MM の電流・電圧値、右図がレジスティブストリップを導入した MM の電流・電圧値である。従来の MM では電圧を上げると度々放電（電流値と電圧値の急激な変化）が発生しているのに対し、レジスティブストリップを導入した MM では放電が抑制されていることが確認できる。

み出しストリップと同じストリップ構造をとることで、電荷が移動する方向を読み出しストリップと同じ方向だけに制限でき、位置分解能の悪化を防ぐことができる。これらの技術は非常に良く働き、MM の性能を大きく進化させるに至った。

レジスティブストリップの形成に用いる技術は本論文で重要な部分であるため、次節で詳しく説明する。

### 4.2.2 構造の改良

レジスティブストリップ以外にも MM の性能を向上させるべく、構造の改良を行っている。

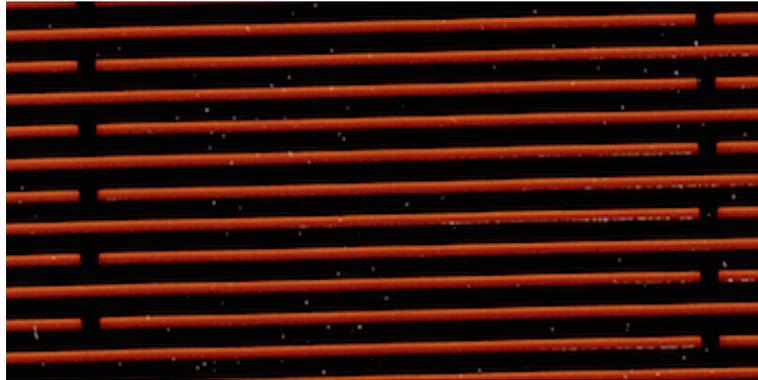


図 4.5 ラダー構造：黒がレジスティブ層である。大型 MM においてレジスティブ層に片側から電圧を印可したとき、電圧降下で逆側の電圧値が下がってしまうのを防ぐことができる。つなぎ目の間隔は 2cm である。

### 印可電圧

レジスティブストリップに正の電圧を印可し、メッシュがグラウンドとなるように変更している。(図 4.3) 従来のメッシュが電極の場合では、放電が起きた時に小さい放電でも電極の電位が変化してそれが信号として見えてしまう。メッシュをグラウンドにすると、放電の電流がグラウンドを通して素早く取り除かれるためメッシュの電位が変化しにくくなり、この効果を軽減することができる。

### メッシュの取り外し

MM に埃などの不純物が入ったときには、それが核となる放電が起きやすくなる。しかし、従来の MM ではメッシュはピラーに完全に固定されているため、埃の除去が難しくなる。この解決策として、メッシュを外してすぐに掃除できるように、メッシュを取り外しできるタイプの MM を作製している。取り外し不可能な物をメッシュ固定型、可能な物をメッシュ非固定型と呼んでいる。メッシュ非固定型では、メッシュはピラー上部に載せて 4 辺を仮固定するだけであり、アノード HV の静電気力によって完全にピラーに接着される。そのため、仮固定時の張力が非一様であったりすると、メッシュが一部ピラーから浮いてしまって一様な増幅率が得られなくなることがある。この、メッシュをピラーに正確に仮固定する作業は繊細で重要な作業であり、独自に作製した機械を用いて均一な張力をかけて貼付けるなど、メッシュとアノード間の距離および増幅率の一様性を保つ方法の研究も行われている。メッシュの仮固定が問題なく行えるのであれば、取り外し可能なタイプを採用する予定である。

### ラダー構造

レジスティブ層の形状について、ストリップではなく、所々つながったラダー構造を試している。(図 4.5) これは MM を大型化したとき、ストリップの片側から電圧をかけることで電圧降下によって逆側の抵抗値が大きくなってしまふことを防ぐためである。なお、ラダーにすることで横方向の電荷の広がり生まれ、分解能に悪影響を及ぼす可能性が考えられるが、この影響は無視できる程度であることがわかっている。

### 4.2.3 小型試作機の開発

レジスティブストリップを導入した MM の基本的な性能を調べるため、MAMMA グループで 10cm × 10cm の小型試作機を開発し、試験を行っている。図 4.6 に試作機の写真を示す。試作機はレジスティブスト

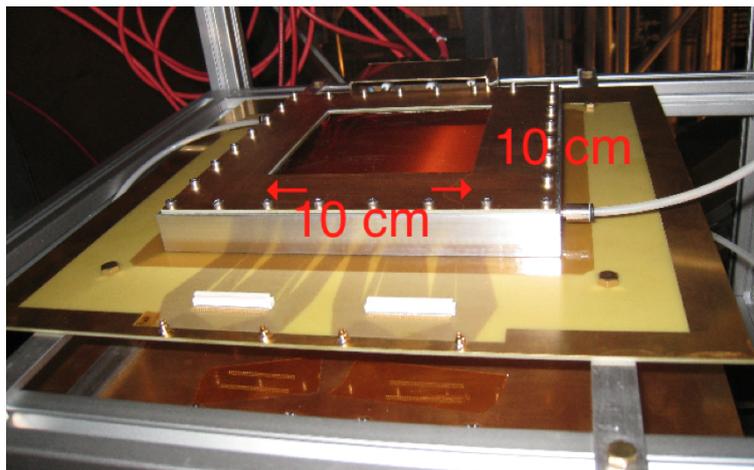


図 4.6 マイクロメガスの試作機：10cm × 10cm の大きさの試作機である。読み出しストリップが PCB 上で検出器の外側まで引かれていて、そこにフロントエンドチップをつけて信号を読み出す。

リップの構造やメッシュ構造などパラメータを変えたものが複数存在するが、基本的に同じ図面をもとに製作してあるため、同じ読み出しシステム・解析ソフトウェアを用いたデータ取得・性能評価が可能となる。

#### 4.2.4 大型試作機の開発

ATLAS で使用する MM は 2m × 1.5m 程の大型機である。大型化した場合、構造の歪みや、ガス圧の非一様性など、小型の試作機では無視できていた問題が顕在化し、増幅率などの性能に影響を及ぼす可能性がある。このため、大型試作機の製作し、問題や対処法を調べている。以下に開発された大型試作機および開発予定の大型試作機の中で主要な物を紹介する。

- MSW (Micromegas for Small Wheel)

2015 年から始まる LHC の物理ランで ATLAS の BW に試験的に投入する予定の大型試作機である。元々 SW に試験的に投入する予定だったため、Micromegas for Small Wheel という名前が付けられた。図 4.7 に MSW の写真を示す。90cm × 40cm のほどの大きさの試作機であり、実際に投入するものと同じ 4 層モジュールとして作られている。また、後述のスプッター型レジスティブを使用した最初の大型試作機でもある。2014 年 8 月に完成し、線源等を用いて試験が行われている。

- Module-0

使用技術を確認するために製作する大型試作機である。図 4.8 ラージセクターとスモールセクターの台形板状検出器をそれぞれ 2 分割し、16 種類ずつ異なる技術を用いて 4 × 16 台製作し、大量生産前の最終確認を行う予定である。

### 4.3 レジスティブストリップの形成手法

MAMMA グループの MM 開発は順調に進んでいる。今後 NSW 全層の検出器を作る大量生産の段階に入っていくが、そのための重要な要素の 1 つとして、使用するレジスティブストリップの形成手法の決定がある。現在 3 つの手法があるが、最終的に用いるのは大量生産が可能で 2 つの手法の内どちらか一方の手法である。Module-0 の開発・試験の後、2015 年中に決定される予定である。

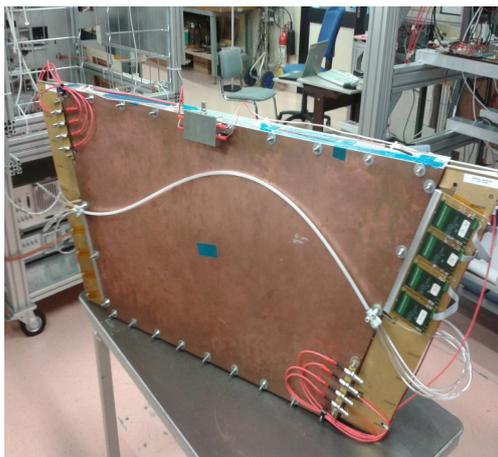


図 4.7 MSW：大きさ 90cm × 40cm ほどの大型試作機である。

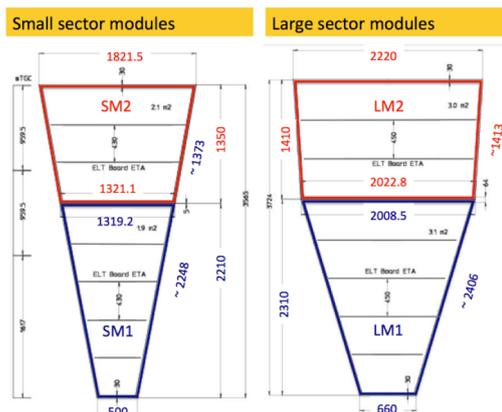


図 4.8 モジュール 0 の 4 試作機の概形 [2]：ラージセクターとスモールセクターの台形板状検出器をそれぞれで 2 分割して、4 つの試作機を作製する。

#### 4.3.1 形成手法の種類

現在、以下に示す 3 種類の形成手法がある。

##### エッチング型

エッチング技術を用いた形成手法である。ストリップ部分を溶かして型を作り、そこにカーボンインクを流してストリップを形成し、その後型の部分を取り除くことでストリップ構造を形成している。ストリップの厚さは約  $10\mu\text{m}$ 、抵抗値は  $20\text{M}\ \Omega/\text{cm}$  程度である。レジスティブストリップを導入した MM が機能するかを確認するために最初に用いられた技術であるが、加工過程が多いため大量生産は不可能である。

##### プリント型

印刷技術による形成手法であり、大量生産へ向けて開発された手法である。印刷したい場所以外を覆う型の上からカーボンインクを垂らしてストリップを形成するシンプルな手法であるため大量生産が行いやすく、また、値段も安価になる。一方でインクの粘性によって厚さや幅にムラができたりするため、最大 20 % ほどの不定性が存在する。この不定性によって電場の不安定性や摩擦等の物理的衝撃に対する耐久性の低さが問題となることがあり、また、作製後に精密な品質検査を行って使用可能な物を選定しなければならない可能性もある。先に開発された手法であるため、放射線耐性を調べるエイジング試験の実績があり、X 線、 $\gamma$  線、中性子、 $\alpha$  線を ATLAS 環境の 5~10 年分に相当する量照射し、増幅率が変化しないことが確認されている。[22] 図 4.9 にプリント型レジスティブストリップの写真を示す。ストリップの厚さは約  $10\mu\text{m}$ 、抵抗値は  $20\text{M}\ \Omega/\text{cm}$  程度である。

##### スパッター型

プリント型レジスティブストリップの問題点を補うために、神戸大学の越智氏が提案したスパッタリング技術を用いた形成手法である。スパッタリング技術とは、真空蒸着に似た薄膜製造技術の一つであり、ターゲットにアルゴンや窒素を衝突させ、そのときにはじき飛ばされるターゲットの原子を基板表面に付着・堆積させて薄膜を形成する技術である。厚さ 10 % 以内の均一で一様なストリップを作ることができるため電場の安定

が期待でき、また付着力が強いことから耐久性にも優れるとされている。一方で、割高であり、さらに形成に時間がかかるという難点もある。また、放射線耐性を調べるエイジング試験の実績もない。図 4.10 にスパッター型レジスティブストリップの写真を示す。プリント型と同様に炭素素材であり、ストリップの厚さは  $1\mu\text{m}$  以下、抵抗値は  $20\text{M}\ \Omega/\text{cm}$  程度である。表 4.1 に形成手法の違いとそれらの特徴をまとめた表を示す。

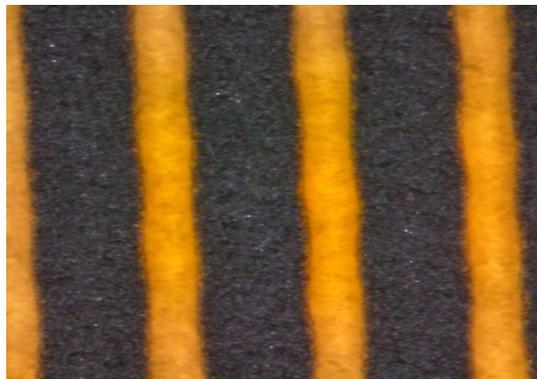


図 4.9 プリント型レジスティブ：黒がレジスティブストリップ。微細加工が難しく、幅にムラができる。

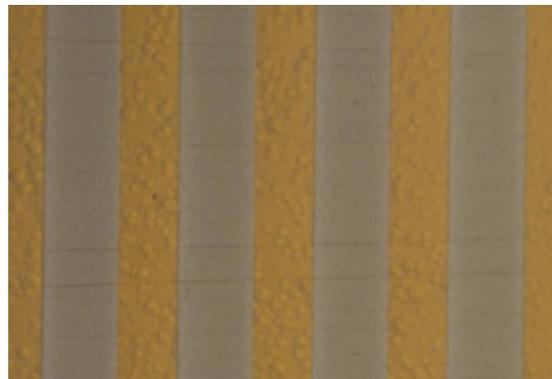


図 4.10 スパッター型レジスティブ：灰色がレジスティブストリップ。微細加工可能で、幅が均一になる。

表 4.1 レジスティブストリップの特徴

形成手法	プリント型	スパッター型
微細加工	困難	可能（一様で均一）
耐久性	稀に摩擦によって剥落	物理的刺激に強い
形成時間	早い	遅い
品質管理	検査が必須	容易
値段	安い	高い

### 4.3.2 試験用小型試作機の種類

レジスティブストリップを導入した MM の基本的な性能、およびレジスティブストリップの形成手法による違いを調べるため、MAMMA 内の CERN グループ、日本グループの両グループで  $10\text{cm} \times 10\text{cm}$  の小型試作機を開発した。これら小型試作機は 5、6 章のビームテストによる性能評価で使用する試作機である。

CERN グループの小型試作機は T 型、日本グループの試作機は J 型試作機と名付けられており、共に型と世代番号で呼ばれている。（例：J3・・・日本型試作機の 3 台目）表 4.2 にそれぞれの試作機の違いを示す。これらの試作機は次章以降の性能評価で使用する試作機である。

表 4.2 試作機による違い

	T1~T8	J1,J2	J3,J4	J5,J6
レジスティブストリップの形成手法	エッチング型	プリント型	スパッター型	スパッター型
レジスティブストリップの形状	ストリップ	ストリップ	ラダー	ラダー
レジスティブストリップのピッチ	400 $\mu$ m	400 $\mu$ m	200 $\mu$ m	200 $\mu$ m
メッシュの取り外し	可能	不可	不可	可能
増幅領域の間隔	128 $\mu$ m	100 $\mu$ m	128 $\mu$ m	128 $\mu$ m



## 第 5 章

# 基本性能の評価

本章では SPS ビームラインを用いた T 型試作機の性能評価について述べる。

### 5.1 目的

マイクロメガスの試作機が、NSW におけるマイクロメガス一層への要求性能である、検出効率 99 % 以上、入射角度  $10^{\circ}\sim 30^{\circ}$  において位置分解能  $100\mu\text{m}$  程度を満たすかどうか確認することが目的である。また、実際にデータを解析することで解析手法やアルゴリズムを確立する。

### 5.2 セットアップ

#### 5.2.1 場所・日時

2012 年の 7 月 27 日～8 月 10 日にスイスの CERN で行われた。

#### 5.2.2 参加者

MAMMA グループのスタッフと学生が実験を行った。日本グループからはスタッフ 3 名、学生 4 名が参加した。

#### 5.2.3 SPS120GeV パイオンビームライン

SPS の EHN1 施設にある 120GeV のパイオンビームラインを使用した。ある時間内で SPS から少しずつ取り出される陽子を T4 というターゲットに当て、そこで発生するパイオンを 2 次ビームとして利用している。この時間の長さは 8sec であり、時間内にくるパイオンの総数は約 30k 個である。また、ビームは 30sec 間隔で取り出される。

#### 5.2.4 マイクロメガスの配置

CERN で作製された T 型 MM8 台を用いる。セットアップの模式図を図 5.1 に、固定用アルミフレームを図 5.2 に示す。フレームに 8 台の T 型 MM を交互に表裏になるようにかつ角度を同期して変えられるように設置してある。

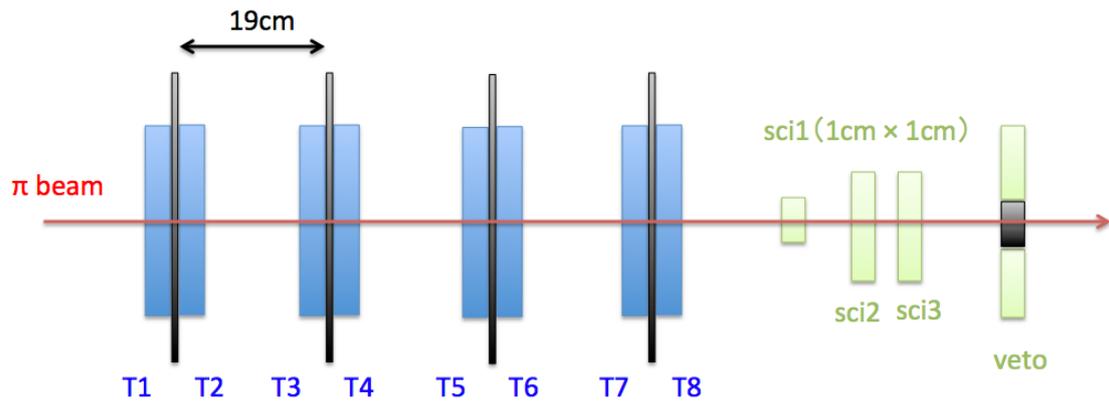


図 5.1 SPS ビームテストのセットアップの模式図：T 型 MM を 8 枚フレームに設置し、3 枚のプラスチックシンチレータと 1 枚のベトシンチレータでトリガーを作る。

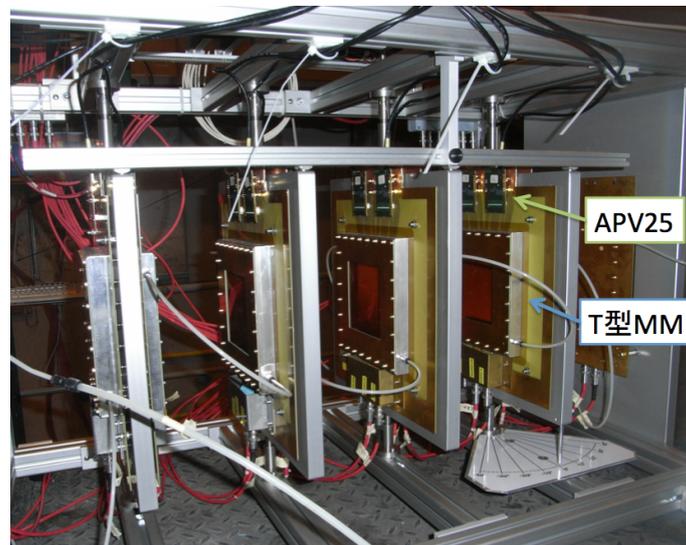


図 5.2 マイクロメガス固定用フレーム：角度を同期して変えられる。APV25 というフロントエンドチップで信号を読み出す。

### 5.2.5 トリガー

フレームの後ろ側の 3 枚のプラスチックシンチレータと 1 枚のベトシンチレータのコインシデンスでトリガーを作る。一番小さいシンチレータは  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$  で、測定するビームの幅は主にこのシンチレータで決まる。

### 5.2.6 DAQ

データ取得は APV25-SRS システムによって行い、MMDAQ ソフトウェアによって PC に記録する。

### APV25

フロントエンドチップとして APV25 を使用する。CMS のシリコンの読み出し用に開発されたチップである。図 5.3 に写真を示す。信号の増幅と整形機能付きの 128ch 読み出しのチップで、25nsec ごとに各ストリップの電圧情報を取得する。フロントエンドゲインは 25 mV/ fC、シェイピングタイムは 50 nsec である。1 ADC カウントは 100 個の電子に相当する。なお、ATLAS 投入時には、これとは別の VMM というチップを使用する。

### ※ VMM

ATLAS NSW 用のフロントエンド ASIC であり、信号の増幅・整形、信号のピークの電荷・時間情報の抽出等を行う。現在試作品として VMM1、VMM2 が作られ、テストが行われている。

### SRS

データの読み出しを行うバックエンドエレクトロニクスとして SRS (Scalable Readout System) を用いる。図 5.4 に写真を示す。APV25 で増幅、整形されたアナログ信号をデジタル信号に変換し、イーサネットケーブルを通して PC にデータを転送する。トリガーは外部から入力した信号を使う外部トリガーと内部クロックを使う内部トリガーの 2 種類が選べる。また、信号のタイミングも調整可能である。



図 5.3 APV25：測定に用いたフロントエンドチップである。位置・時間の 2 次元で電荷情報を読み出す。

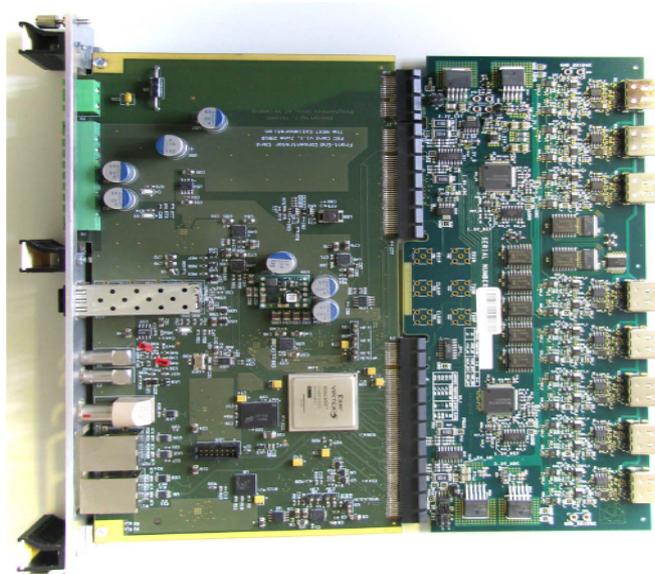


図 5.4 SRS：測定に用いたバックエンドエレクトロニクスである。APV25 からきたアナログ信号をデジタル信号に変え PC に送る。

### MMDAQ

MMDAQ は SRS から転送されるデータを計算処理、記録するソフトウェアである。データ取得は以下のような手順で行われる。

1. ベデスタルラン：信号がない時の MM の各ストリップのベースラインの情報を取得し、ADC カウント

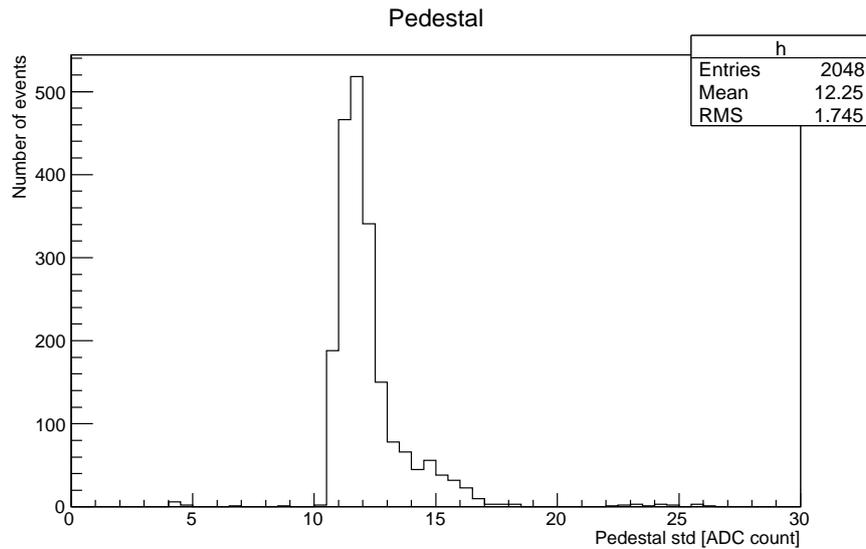


図 5.5 各ストリップのペダスタルの標準偏差：ペダスタルは標準偏差約 12 ADC カウントで揺れている。

の平均値と標準偏差を記録する。

2. オンライン閾値の決定：ベースライン情報をもとに各ストリップで、オンライン閾値を決める。この閾値は単純に波高で決める訳ではなく、時間変化も考慮して決めるため、計算がやや複雑になる。詳細は付録に回すが、波高の大きさに焼き直すと典型的な大きさは（ベースラインの値 + 標準偏差 × 4）程度になる。
3. 物理ラン：オンライン閾値を上回る信号があるストリップのみ、時間幅 25nsec × 27 time bin (675 nsec) で信号を読み出してファイルに記録する。

## 5.2.7 測定データ

MM のアノード HV を 480~510V、MM の角度を 0°~40° まで変化させながら測定を行った。DAQ レータは約 100Hz であった。また、各設定でのイベント数は約 60k イベントである。

## 5.3 マイクロメガスの信号と基本的な解析手法

### 5.3.1 マイクロメガスの信号

APV25、SRS、および MMDAQ を用いて得られる信号について説明する。まず、MM のノイズレベルを表す、ペダスタルランの ADC カウントの標準偏差を図 5.5 に示す。平均値は約 12 ADC カウントであり、波高に対するオンライン閾値は（各ストリップのベースラインの値 + 50 ADC カウント）程度となる。

続いて、物理ランの信号を図 5.6 に示す。信号の典型的な大きさは 500~1500 ADC カウントである。各ストリップにおける信号の形はフロントエンドチップの整形によって決まっており、荷電粒子の通過範囲に渡って複数のストリップで信号が得られる。

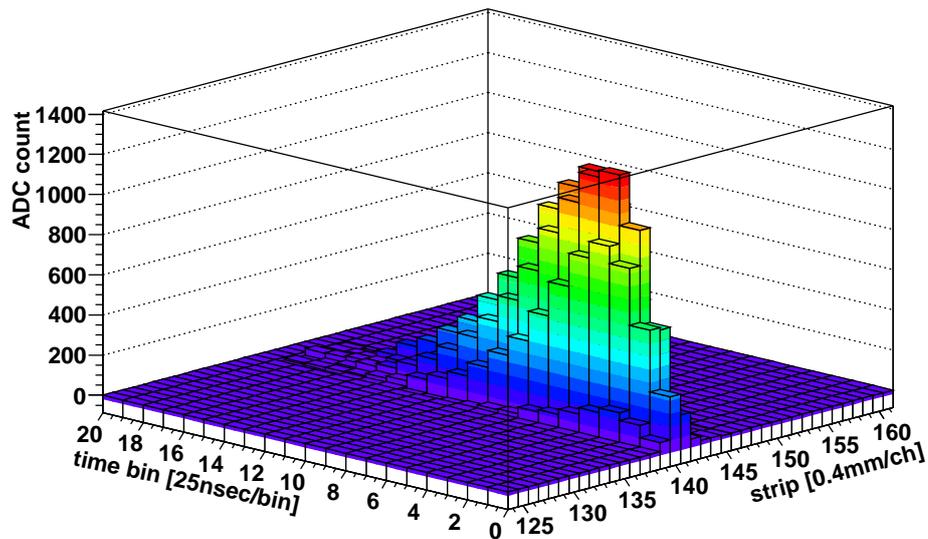


図 5.6 マイクロメガスの信号：ストリップと time bin の 2 次元で電荷情報を読み出している。

### 5.3.2 ストリップにおける変数の定義

図 5.7 に 1 ストリップにおける変数の定義を示す。

- qmax

1 ストリップにおける信号の最大値の ADC カウントを qmax と定義する。

- sum

1 ストリップにおける信号の ADC カウントの合計値を sum と定義する。

- tbqmax

1 ストリップにおける信号が最大値を取る時間を tbqmax (time bin qmax) と定義する。

- constant fraction 50 %

1 ストリップにおける信号の最大値の半分に達する時間を constant fraction 50 % (以下 cf50) と定義する。信号の立ち上がり時間に相当する量である。以下の式によって求めている。

$$cf50 = i - 1 + (qmax/2 - q_{i-1}) / (q_i - q_{i-1}) \quad (5.1)$$

ここで、信号の最大値の半分を超えた time bin を  $i$ 、その time bin での ADC カウントを  $q_i$ 、その前の time bin での ADC カウントを  $q_{i-1}$  としている。

- constant threshold 50

1 ストリップにおける信号の ADC カウントの 50 に達する時間を constant threshold 50 (以下 cd50) と定義する。計算方法は cf50 と同様である。ADC カウントの 50 という値は、オンライン閾値と同程度の値であ

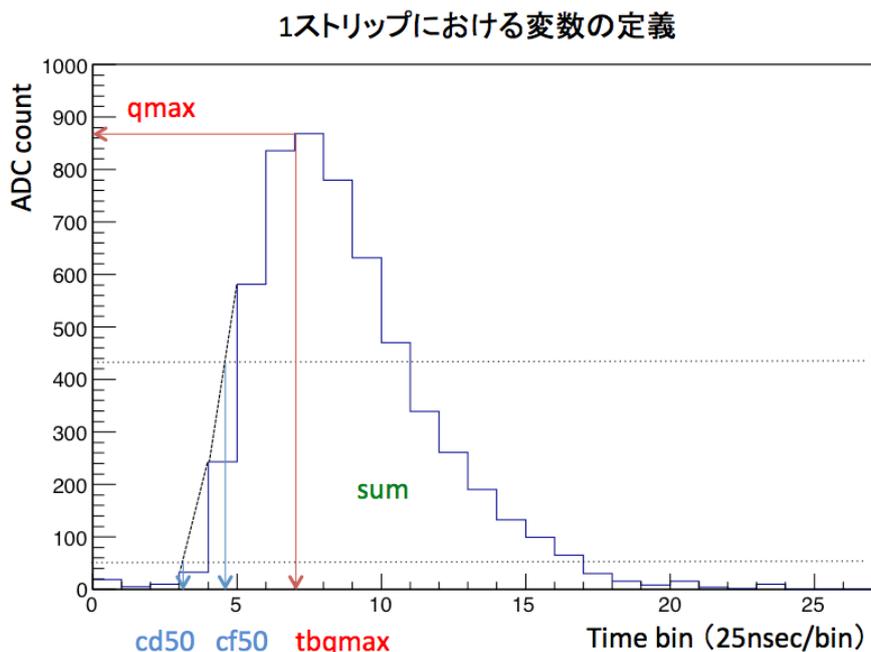


図 5.7 ストリップにおける変数の定義：qmax, tbqmax はピークの電荷、時間情報、sum は信号の合計電荷、cf50 は信号が qmax/2 になる立ち上がり時間、cd50 は信号が ADC カウント 50 になる立ち上がり時間である。

り、ノイズレベルよりも有意に高いと値として与えている。

### 5.3.3 クラスタリング

荷電粒子の信号は複数のストリップからなるため、イベントを解析するためには近くにあるストリップを束ねていきストリップごとの情報から、荷電粒子由来の情報に焼き直す作業が必要になる。これがクラスタリングである。本論文で用いるアルゴリズムは、ストリップ閾値等によってノイズ成分を除去した後に、ストリップ間にいくつかの隙間を許してストリップを束ねていくというアルゴリズムである。ストリップ閾値等には以下に示す 3 種類の閾値およびカットを使用しており、ノイズレベルに応じて適切なものを用いている。

- オンライン閾値：MMDAQ の閾値である。
- オフライン閾値：オンライン閾値だけでは不十分な場合に解析で設ける閾値である。
- ヒット時間のカット：ノイズを除去するために、信号のヒット時間が SRS で設定した適切な辺りにあるかどうかでかけるカットである。

また、束ねる時に隙間を許すのは、増幅が不十分でたまたま鳴らなかったストリップがあった場合などに、それによってクラスターが分断されてしまうことを防ぐためである。このクラスタリングによってノイズとシグナルを分離でき、さらに、解析範囲も絞り込むことができる。図 5.8 にクラスタリングの概念図を示す。

本章の解析ではオフライン閾値：なし、ヒット時間のカット：0 time bin < cf50 < 6 time bin、ストリップ間に許す隙間 2 のアルゴリズムを用いた。

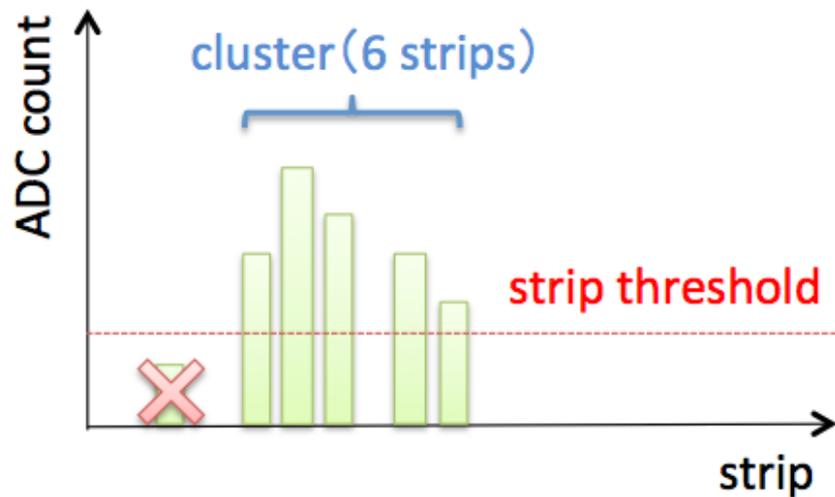


図 5.8 クラスタリングの概念図：ストリップ閾値などでノイズを落とし、ストリップ間に 2 つの隙間を許してストリップを束ねる。

### 5.3.4 TPC 飛跡再構成法

MM1 枚の中で位置情報と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。これはストリップのヒット時間がそのストリップに落ちる種電荷がドリフトしてきた時間、つまり発生した位置と対応していることを利用する。具体的には横軸に鳴ったストリップ、縦軸にストリップが鳴った時間×ドリフト速度（ドリフト距離）をプロットし、一次関数でフィットすることで荷電粒子の飛跡を再構成する。（図 5.9）これを用いてヒット位置を決めると、ストリップが欠けてしまった場合にも精度よく位置を決めることができる。本論文ではドリフトギャップの中心と飛跡が交差する点に相当する位置を TPC 飛跡再構成法を用いた場合のヒット位置と決めた。この理由は、この点が再構成角度の不定性に対して一番安定な点になるためである。また、再構成時に用いるドリフト速度は Garfield++ というシミュレーションの値を用いている。なお、Garfield++ はガス検出器のシミュレーションツールである [23]。シミュレーションは MM と同じ構造、ガス、電場の強さに設定して行っている。

#### 具体的な手順

TPC 飛跡再構成法の具体的な手順を説明する。

1. 横軸：鳴ったストリップ、縦軸：鳴った時間×ドリフト速度のプロットを作る。
2. 縦方向に時間分解能と電荷の誤差  $e_y$  を、横方向にストリップピッチの誤差  $e_x$  をつける。具体的な定義は以下の通りである。

$$e_y = dt \times v_d \times q_i / q_{av} \quad (5.2)$$

$$e_x = 400 / \sqrt{12} \quad (5.3)$$

ここで、時間分解能を  $dt$ 、ドリフト速度を  $v_d$ 、ストリップの電荷を  $q_i$ 、クラスター内の電荷の平均値を  $q_{av}$  としている。縦方向の誤差は電荷量が少ないとき、S/N 比の悪化で時間決定の精度が悪くなることを考慮して与えている。また、時間分解能の誤差は性能評価によって得られた MM の時間分解能の誤差を与えている。

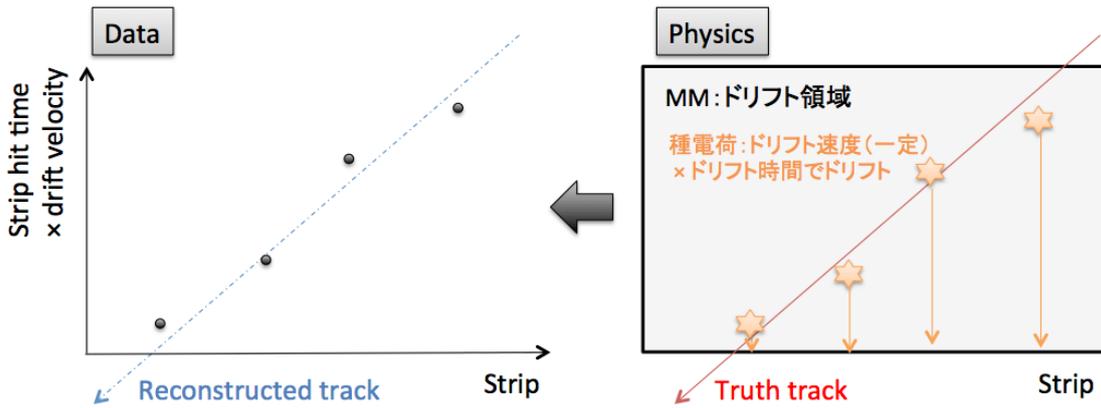


図 5.9 TPC 飛跡再構成の概念図：鳴ったストリップとストリップが鳴った時間×ドリフト速度のプロットを一次関数でフィットして入射粒子の飛跡を再構成する。

3. 一次関数でフィットして、飛跡を再構成する。
4. 飛跡とドリフトギャップ中心との交点に対応するストリップをヒット位置と決める。このとき、粒子がドリフトギャップの中心を通る時間を決めることは難しい。そのため、ドリフトギャップの中心が角度の不定性に対して安定な点、つまり、位置分解能が最小となる点だと仮定して決めることとする。具体的には図 5.10 の様に、適当なドリフト方向の位置を与えることで飛跡上の位置をスキャンして求める。各位置で紫で示した本来の荷電粒子との差の分布を求め、その分布をガウシアンフィットした時の  $\sigma$  を求める。この  $\sigma$  が最も小さくなる位置は、ドリフトギャップの中心であるはずなので、この位置での位置分解能を MM の位置分解能とする。なお、逆にヒット時間を決めるときには適当な位置を与える必要があるため、自身以外の MM のヒット位置から求めた自身の MM でヒットすべき位置を与える。

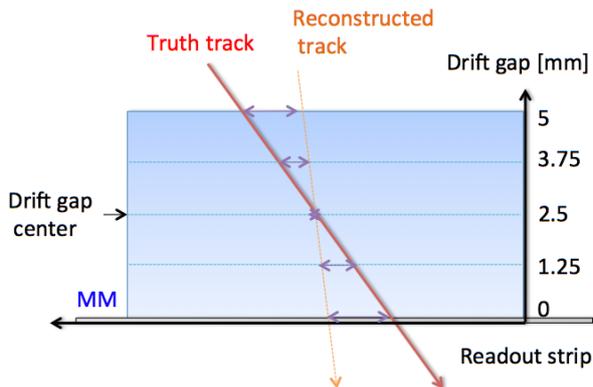


図 5.10 PC 飛跡再構成法のヒット位置の決定：一次関数の飛跡に適当なドリフト方向の位置を与えることで飛跡上をスキャンし、各点で紫で示した本来の荷電粒子との差を求める。ドリフトギャップの中心が紫が最小になる点だと考えられるため、紫のプロットをガウシアンフィットして  $\sigma$  が最小になる位置を、ドリフトギャップ中心を選んだ場合の位置分解能とする。

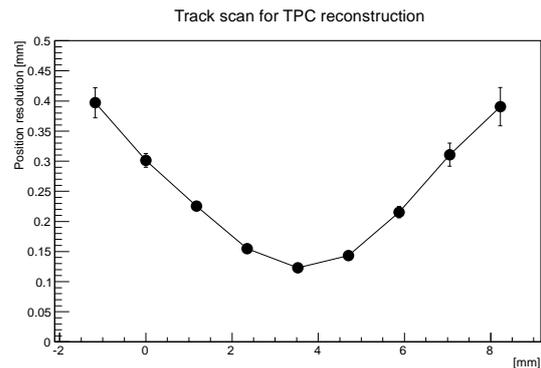


図 5.11 TPC 飛跡再構成法のスキャン：一次関数上をスキャンした時の位置分解能である。適当なドリフトギャップ方向の位置を与えてそれぞれの位置で位置分解能を求める。あるドリフトギャップの位置で最小値をとることがわかる。

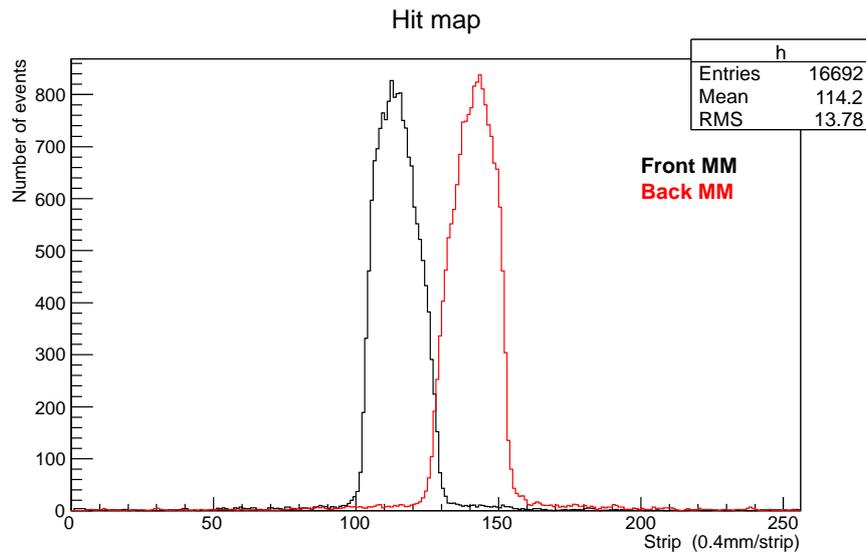


図 5.12 ヒットマップ：黒が表向き、赤が裏向きの MM で入射角度  $0^\circ$ 、HV500V の T3, T4 の分布である。裏向きの MM はストリップの読み出し方向が表向きの MM と逆向きになっている。

## 5.4 応答の確認

### 5.4.1 解析に使う変数の分布

解析に用いるストリップ毎の変数の分布を示す。図 5.12 がヒットストリップ、図 5.13 が信号の  $tbq_{max}$ 、図 5.14 が  $q_{max}$  の分布である。ヒットマップから基本的にビームの周囲にヒットがあり、その幅が 30 ストリップ程であることから約 1.2 cm であることが確認できる。また、裏向きの MM は読み出しが逆方向であるため、ヒット位置は (256 - 表のヒットストリップ) となっている。次に信号の  $tbq_{max}$  は SRS の設定により 5 ~ 6 time bin にピークがくるように設定してあるためこのような分布となる。最後に電荷は 100 ~ 2000 ADC カウントの分布となっており、1700 ADC カウントあたりで信号の飽和がみられる。この飽和はストリップ毎に最大値が異なり、APV25 のベースラインの値で決まっている。入射角度が大きくなると、粒子の通過範囲が大きくなるためイベント数が増え、また、1 ストリップに落ちる種電荷の数が少なくなるため電荷量が低いイベントが増えて分布の形も変わる。

### 5.4.2 パイオンイベントの確認

性能評価の前に、パイオンによるイベントが得られているかを、クラスターの性質を Garfield++ シミュレーションとデータを比べることで確認していく。

#### クラスター個数

クラスター個数のヒストグラムを図 5.15 に示す。ほとんどの場合 1 個のクラスターができるが、 $\delta$ -ray やノイズの影響により、複数個のクラスターができる場合もある。 $\delta$ -ray が発生する確率は 10 % 程度であり、2 ~ 4 個のものはほとんどがこれによるイベントである。また、6 個や 7 個のイベントはノイズなどではなく粒子起源のイベントであり、電磁シャワーのような現象や粒子が PCB 内を走って複数のストリップを鳴らしたイベントであると考えられる。ノイズは  $q_{max}$  が小さいためシグナルと区別しやすいが、 $\delta$ -ray は  $q_{max}$  がほ

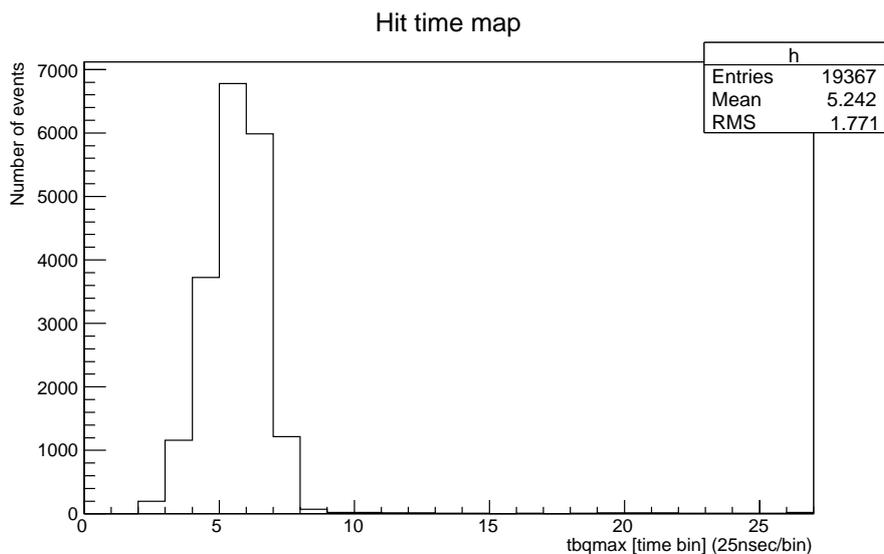


図 5.13 信号のピーク時間：入射角度  $0^\circ$ 、HV500V の T3 の分布である。SRS の設定で信号の時間を調整している。

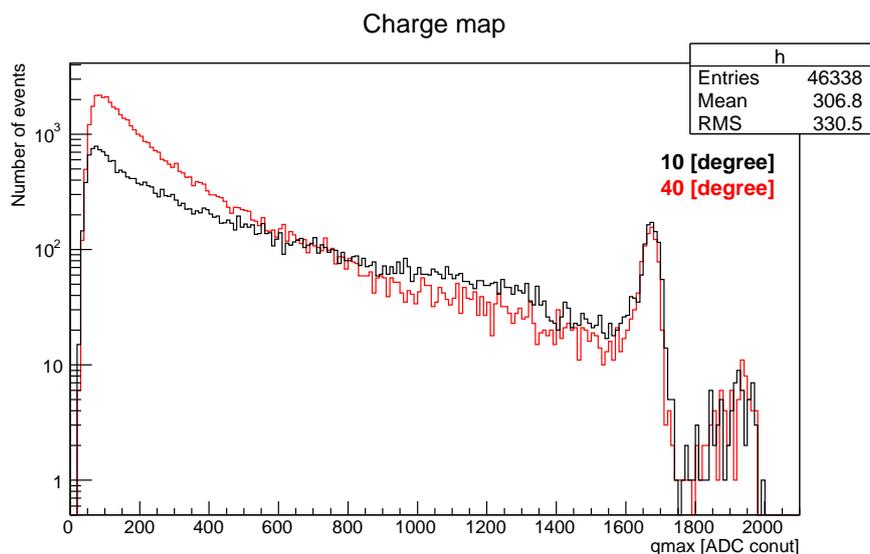


図 5.14 電荷量：黒が入射角度  $10^\circ$ 、赤が入射角度  $40^\circ$  で、どちらも HV500V の T3 の分布である。入射角度が大きくなると、粒子の通過範囲が大きくなるためイベント数が増え、また、1 ストリップに落ちる種電荷の数が少なくなるため電荷量が低いイベントが増えて分布の形も変わる。1700 ADC カウントあたりで飽和があり、これは APV25 の各チャンネルのベースラインの値によって決まっている。

ば等しいため、前後の MM から予想されるヒット位置の近くにあるのイベントを選ぶなど、位置のカットをかけることでシグナルと区別する。

### クラスター幅

入射角度  $0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$  におけるクラスター幅のヒストグラム、およびクラスター幅の入射角依存性のグラフを図 5.16、図 5.17 に示す。図 5.17 は図 5.16 のピークをガウシアンフィットした時の中心値から出している。クラスター幅は荷電粒子の飛跡のストリップ方向の長さによって決まる角度依存成分と、ドリフト電子のスト

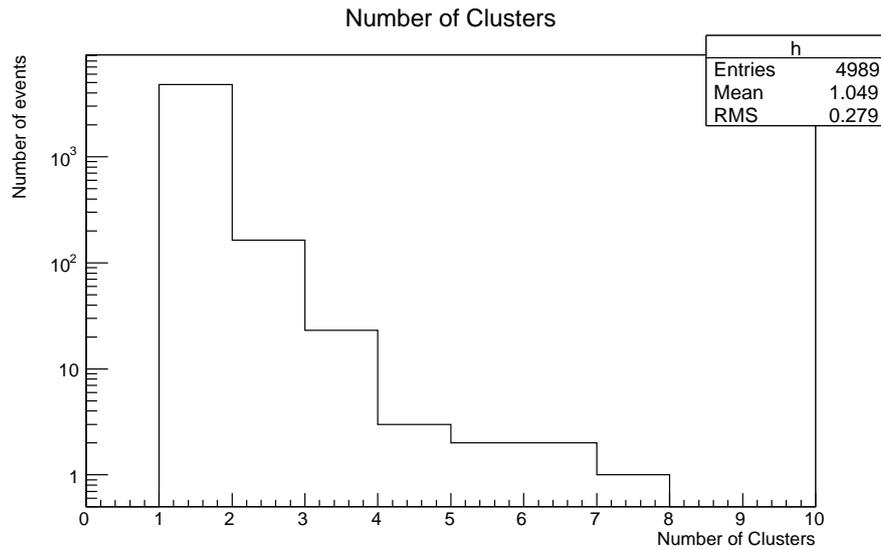


図 5.15 クラスタ数: 入射角度  $0^\circ$ 、HV500V の T1 の分布である。ほとんどの場合 1 個のクラスタができる。多い部分は  $\delta$ -ray やノイズなどである。

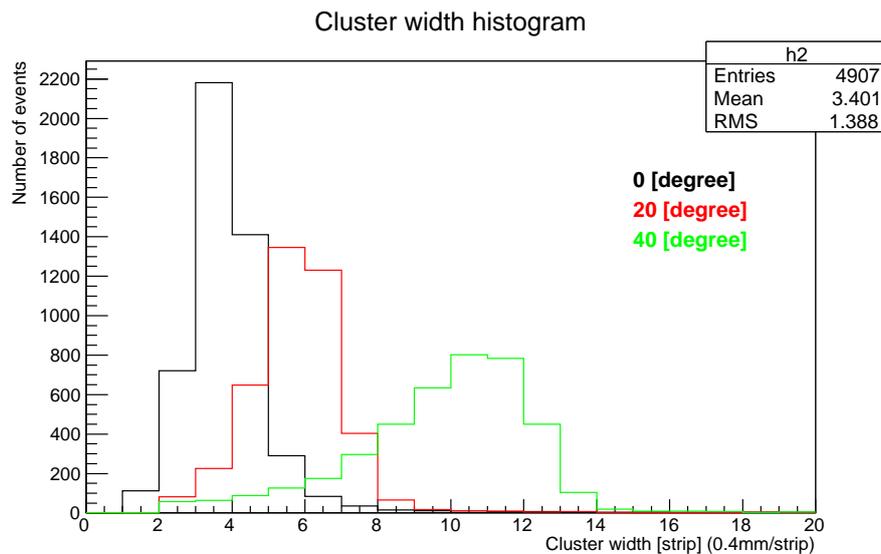


図 5.16 クラスタ幅のヒストグラム: 黒、赤、緑の順に入射角度  $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$  ですべて、HV500V の T3 の分布である。入射角度が大きくなり、パイオンが MM を通過する範囲が増えるにつれて鳴るストリップの数が増える。

リップ方向へのふらつき度合い、電荷の増幅時の広がり、クロストークからなる一定成分の和で表される。角度依存成分は入射角度を  $\theta$  としたとき、ドリフトギャップの長さ  $5\text{mm} \times \tan\theta$  で表される。また、角度  $0^\circ$  における幅が一定成分の効果を示しており、両隣のストリップを鳴らして 3~4 ストリップに広がっていることがわかる。また、Garfield++ シミュレーションから得られた値とも近い値になること確認できる。

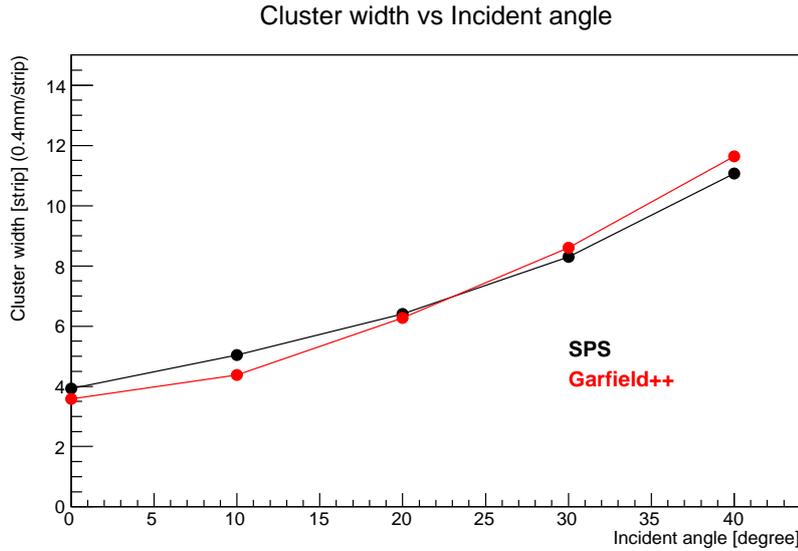


図 5.17 クラスタ幅の角度依存性：図 5.16 のピークをガウシアンフィットした時の中心値から求めている。黒がデータ点、赤がシミュレーションの値である。ドリフト時の横方向への広がりやストリップ間のクロストークからなる一定成分と、通過領域できまる角度依存成分からなる。

### クラスタ時間幅

入射角度  $20^\circ$  における、クラスタ内で鳴った全てのストリップの cf50 のヒストグラムを図 5.18 に示す。このブロードな分布において、ピークのイベント数の半分のイベント数と分布が交差する位置の幅をクラスタ時間幅と呼んでいる。これは MM 内のカソード付近で発生した種電荷とアノード付近で発生した種電荷がドリフトするのにかかった時間の差である。ドリフトギャップをクラスタ時間幅で割ることで、ドリフト速度を計算することができる。ここで、クラスタ時間幅の入射角依存性のグラフを図 5.19 に示す。角度依存の推移も Garfield++ シミュレーションと良く一致した傾向を示していることが確認できる。この図の入射角度  $40^\circ$  におけるクラスタ時間幅を用いてドリフト速度を求めると、

$$\text{ドリフト速度} = 5\text{mm}/102\text{nsec} = 49\mu\text{m}/\text{nsec} \quad (5.4)$$

という値を得ることができた。Garfield++ シミュレーションから得られたドリフト速度は  $47\mu\text{m}/\text{nsec}$  であるため、実験から得られたドリフト速度が理論値と近い値となることが確認できた。また、入射角度が小さい場合に小さくなるのは、立ち上がり時間である cf50 でヒット時間を決めていること、そして、1つのストリップに落ちる種電荷の数が多いことが原因である。ヒット時間は早く到達する種電荷によって決まってしまうため、遅く到達する電荷の情報は残らず、このような分布となる。ドリフト速度と理論値が完全に一致しないのも同様の理由からであると考えられる。

### クラスタ電荷量

クラスタ内の sum の合計値をクラスタ電荷量と定義する。図 5.20 に入射角度  $20^\circ$  におけるクラスタ電荷量の分布、図 5.21 に入射角度  $20^\circ$  におけるクラスタ電荷量の中心値の HV 依存性を示す。この分布はランダウ分布に従う荷電粒子のエネルギーデポジットと増幅時の不定性で決まっている。電荷量の ADC カウントの対数が HV に比例していることが確認できる。また、典型的には 20V で 2 倍程、増幅率が変化する。

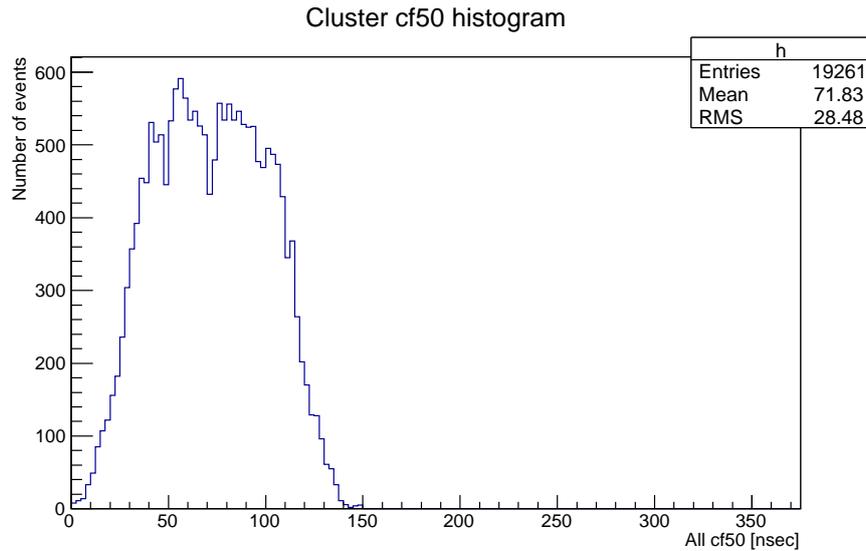


図 5.18 クラスタ内の全ての cf50 のヒストグラム：ピークのイベント数の半分のイベント数と分布が交差する位置の幅をクラスタ時間幅と呼んでいる。

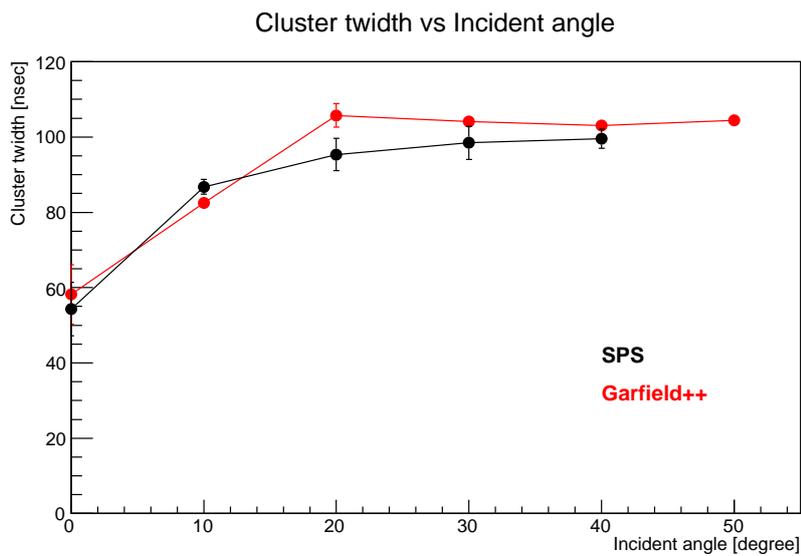


図 5.19 クラスタ時間幅の角度依存性：黒がデータ点、赤がシミュレーションの値であり、良く一致していることが確認できる。入射角度が小さい場合に小さくなるのは、立ち上がり時間である cf50 でヒット時間を決めていること、そして、1つのストリップに落ちる種電荷の数が多いことが原因である。

### ストリップ検出効率

クラスタ内の、クラスタ幅に対する鳴っているストリップの数をストリップ検出効率という。これはストリップ単位での増幅が十分どうかを示す量となる。具体的な定義は次式のようなになる。

$$\text{ストリップ検出効率} = (\text{クラスタ内の鳴ったストリップの数} - 2) / (\text{クラスタ幅} - 2) \quad (5.5)$$

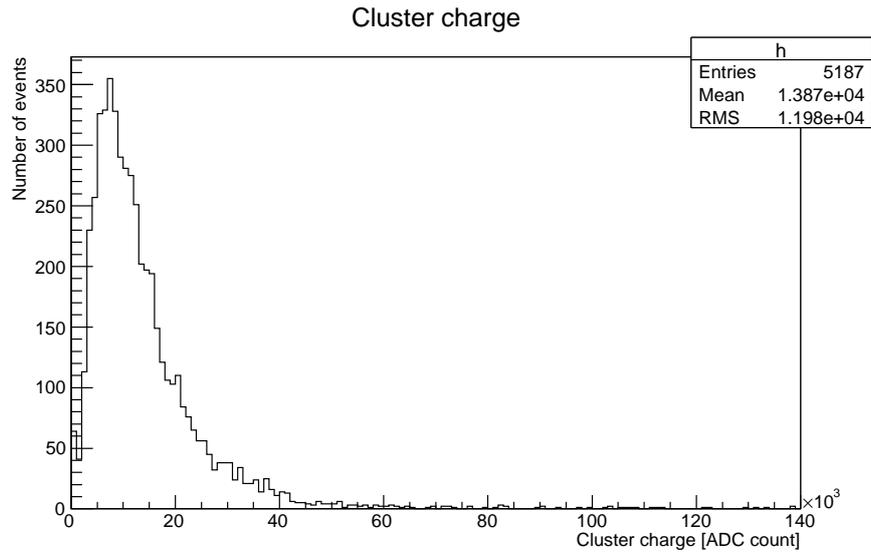


図 5.20 クラスター電荷量：入射角度  $20^\circ$ 、HV500V の T3 の分布である。ランダウ分布に従う荷電粒子のエネルギーデポジットと増幅時の不定性で決まっている。

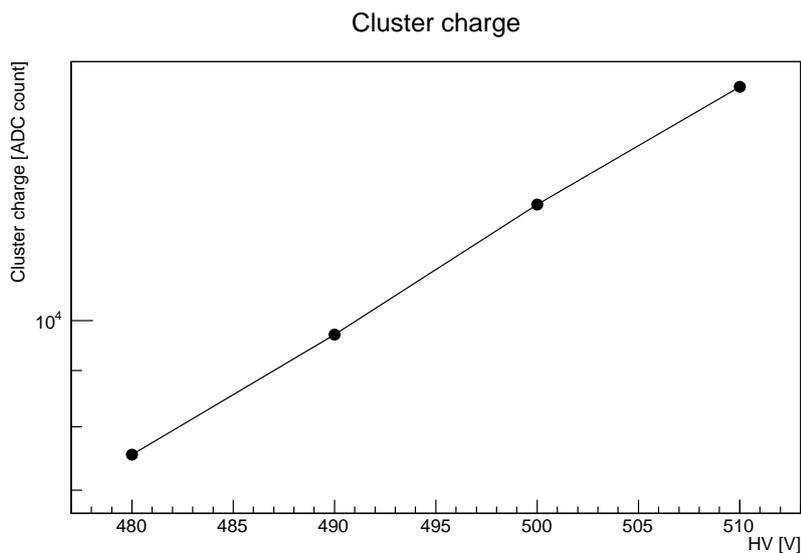


図 5.21 クラスター電荷量の HV 依存性：入射角度  $20^\circ$  の T3 の分布である。exp (HV) に比例して増加する。

である。このような定義を用いたのは、クラスタリングのアルゴリズムの性質上、両端のストリップは必ず鳴っているはずであり、そのストリップによって値が高く見積もられてしまうことを防ぐためである。結果を図 5.22 に示す。入射角度  $30^\circ$  や  $40^\circ$  では 510V でもストリップの欠けが生じることが確認できる。

### 5.4.3 TPC 飛跡再構成法

#### TPC 角度

TPC 飛跡再構成法によってパイオンの飛跡を再構成する。この解析を行うときには、 $q_{\max} > 1600$  ADC カウントのストリップをカットしており、これは ADC カウントが飽和してしまってヒット時間がうまくが決

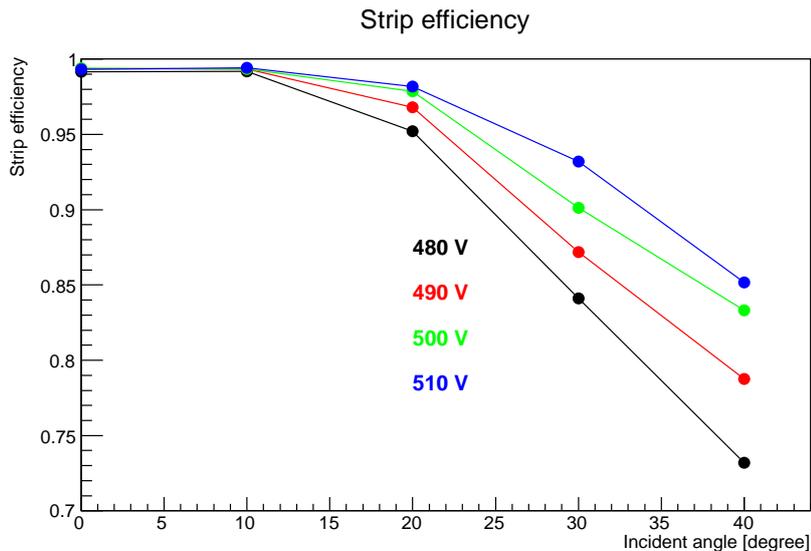


図 5.22 ストリップ検出効率：色の違いが HV の違いを表し、黒、赤、緑、青の順に、480V, 490V, 500V, 510V である。ストリップ単位における増幅率が十分かどうかを表す量であり、入射角度 40° などでは 510V でも少し不十分であることがわかる。

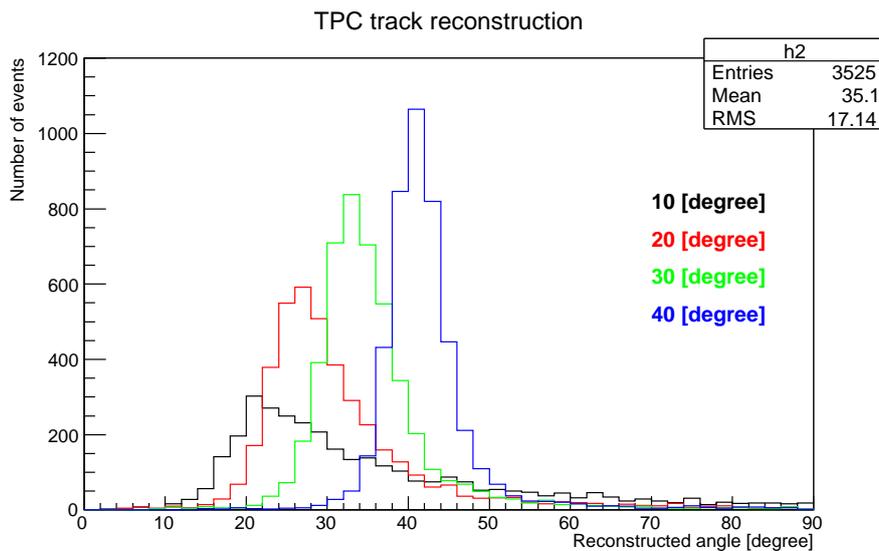


図 5.23 TPC 角度：黒、赤、緑、青の順に入射角度 10°, 20°, 30°, 40° のイベントである。角度が小さいときには精度が悪くなる。

まらないストリップを除くためである。このカットによって 3.3% のストリップがカットされる。再構成された入射角度のヒストグラムを図 5.23 に示す。角度が小さいところでは実際の入射角度よりも大きめに見積もられることが多く、調査の結果、端のストリップによる効果であることがわかった。

#### 端のストリップによる効果

図 5.24 に示すように、荷電粒子のほとんどは MM のストリップとストリップの間から入射し、ストリップとストリップの間から出て行く。つまり端のストリップの入射位置は例えば 5.3 ストリップや 10.4 ストリップ

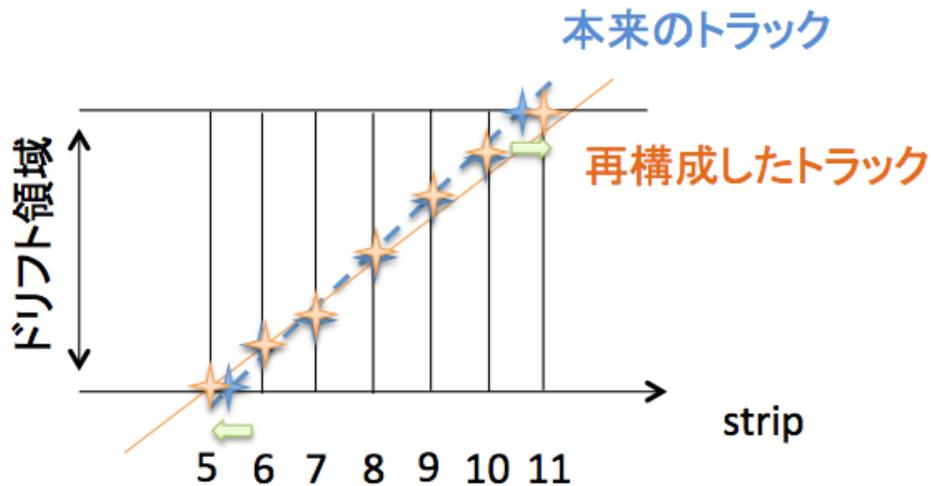


図 5.24 端のストリップの効果：荷電粒子の入射位置と出射位置は 5.3 ストリップや 10.4 ストリップのような小数を含む値になる。しかしストリップは離散的な整数値であるため、この小数部分を表現することができず、入射位置と出射位置は 5 ストリップや 11 ストリップとなってしまう。よって、端のストリップのみ位置がシフトした値を読み取ってしまう、これが TPC 飛跡再構成に影響を与える。

のような少数を含む値になる。しかし、ストリップは離散的な整数値であるため、この少数部分を表現することはできない。よって、5.3 ストリップは 5 ストリップ、10.4 ストリップは 11 ストリップというように、端のストリップのみクラスターが広がる方向に位置をシフトさせた情報を読み取ってしまう。これによって一次関数でフィットしたときに角度が大きく見積もられてしまう。この効果はどの角度においても発生しているが、角度が小さいときには鳴るストリップの数が少ないため、相対的に影響が大きくなる。

### 端のストリップに対する補正

これに対する補正として、端のストリップの位置をずらすという補正を試みた。種電子のドリフトがドリフト電場方向に完全に垂直であり、なおかつ増幅率が一定とした場合、端のストリップの電荷量と隣のストリップの電荷量の比が、そのストリップの真上でできた種電荷の比、つまりストリップの真上における飛跡の長さに比率するはずである。この仮定の下に、クラスター内のストリップが  $st_1, st_2, \dots, st_{N-1}, st_N$ 、 $q_{max}$  が  $q_1, q_2, \dots, q_{N-1}, q_N$  のとき、端以外の電荷の平均値を  $q_{bulk-av}$  として、以下の式のように端のストリップの位置を動かし、TPC 角度を再度求めた。

$$q_{bulk-av} = (q_2 + q_3 + \dots + q_{N-1}) / (N - 2) \quad (5.6)$$

$$st_1 = st_2 - q_1 / q_{bulk-av} \quad (5.7)$$

$$st_N = st_{N-1} + q_N / q_{bulk-av} \quad (5.8)$$

結果を図 5.25 に示す。点線が元の分布であり、補正によって、TPC 角度を入射角に近づけられていることが確認できる。しかし、入射角度  $10^\circ$  や  $20^\circ$  では補正しきれていないイベントも多く、これはほとんどクラスター幅が 3~4 ストリップと小さいイベントである。鳴ったストリップ数が少ないために補正に限界が生じてしまっている。なお、本論文の解析では主に位置方向に注目して補正を行っているが、例えば、信号の時間方向の幅など新たな情報を加えることで、再構成の精度が良くなる可能性もある。この小さい角度の TPC 飛跡再構成アルゴリズムの改良は今後の課題となる。また、現状の角度再構成の分解能は  $3^\circ \sim 5^\circ$  程度である。

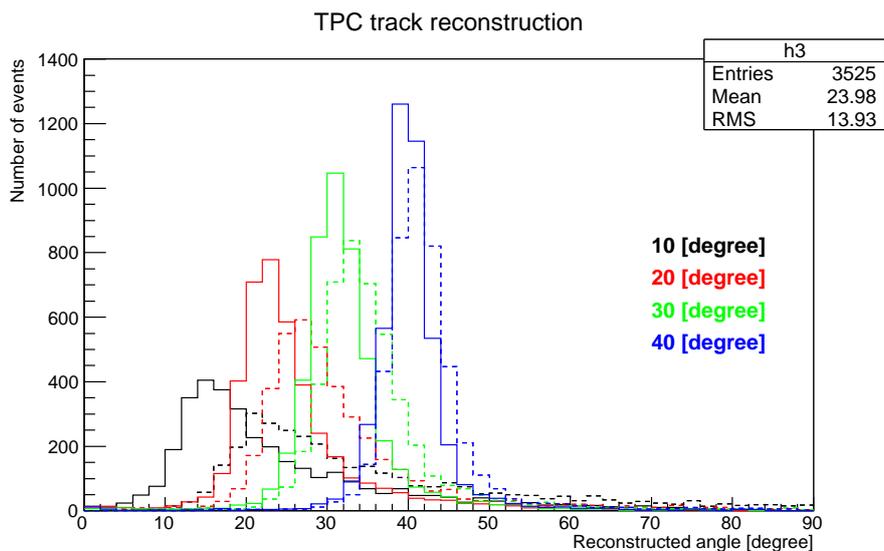


図 5.25 TPC 角度分解能の補正の効果：黒、赤、緑、青の順に入射角度  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$  で、点線が補正前、実線が補正後である。補正によって角度が大きく見積もられる効果が軽減できている。

## 5.5 基本性能の評価

### 5.5.1 検出効率

MM はミューオン検出器であるため、MIP を 99 % 以上の効率でとらえられる必要がある。120GeV のパイオンは平均値として MIP よりも 40 % 程高いエネルギーをガス中に落とす。このエネルギーデポジットに対して十分な増幅が働いて、シグナルが作れているか確認する。今回、検出効率の定義として以下の式を用いた。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{(自身以外の 7 枚の MM でクラスターが 1 個) かつ (自身でクラスターが 1 個以上) である イベント数}}{\text{(自身以外の 7 枚の MM でクラスターが 1 個) である イベント数}} \quad (5.9)$$

入射角度  $0^\circ$ ,  $20^\circ$  における検出効率のアノード HV 依存性のグラフを図 5.26 に示す。490V 以上の全ての HV において、99 % 以上の検出効率を示すことが確認できている。また、入射角度  $0^\circ$  と  $20^\circ$  の値の差はピラーによる不感領域が原因である。ピラーの面積は MM の面積の 1 % 程であり、 $0^\circ$  入射では鳴るストリップ数が少ないため、この不感領域の影響を大きく受ける。なお、誤差は 2 項分布の誤差をつけている。

また、全 T 型 MM の検出効率を図 5.27 に示す。入射角度  $20^\circ$ 、HV510V の検出効率である。横軸の値は試作機の名前を表しており、T の後の数字に対応する。全ての試作機で要求性能の 99 % 以上を満たしていることがわかる。

### 5.5.2 位置分解能

#### レジデュアル法

位置分解能は 3 枚の MM を用いたレジデュアル法で求めている。両側の MM のヒット位置から真ん中の MM でヒットすべき位置を割り出し、真ん中の MM の実際のヒット位置と比較し、その差 (レジデュアル) のヒストグラムをガウシアンフィットした時の  $\sigma$  を誤差の伝搬係数である  $\sqrt{1.5}$  で除して算出している。なお、ここでは全ての MM の位置分解能が同じという仮定を入れている。具体的なレジデュアル dx の定義は、3 枚

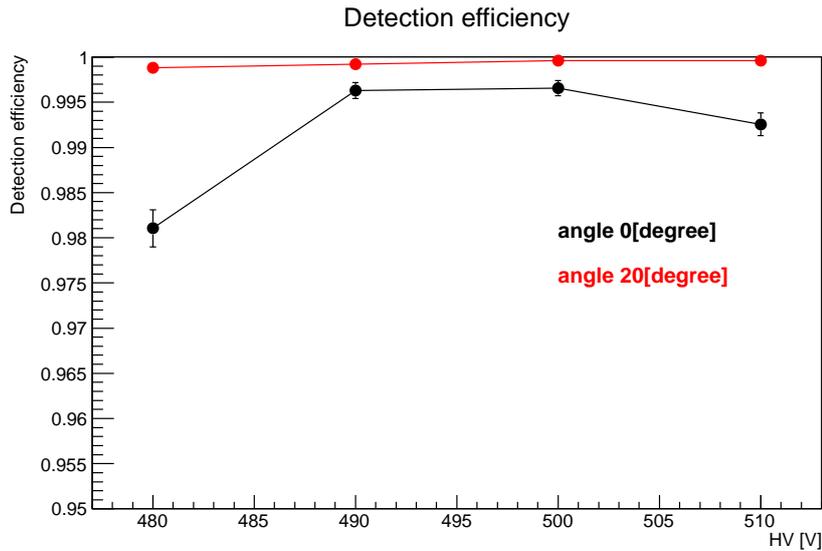


図 5.26 マイクロメガスの検出効率の HV 依存性：黒が入射角度 0°、赤が入射角度 20° の T3 の検出効率である。要求性能の 99 % 以上を満たしていることがわかる。

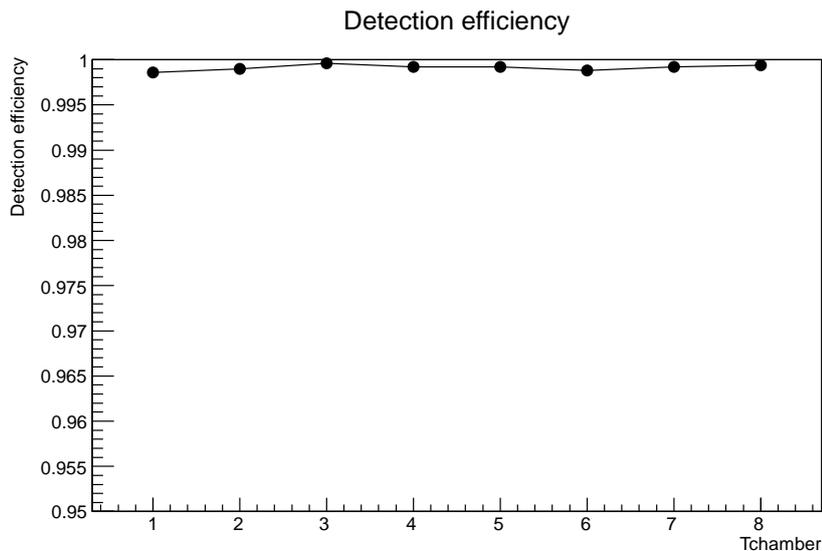


図 5.27 全試作機の検出効率：入射角度 20°、HV510V の検出効率である。横軸の値は試作機の名前を表しており、T の後の数字に対応する。全ての試作機で要求性能の 99 % 以上を満たしていることがわかる

の MM のヒット位置を順番に  $X_1, X_2, X_3$  とした場合、

$$dx = (X_1 + X_3)/2 - X_2 \quad (5.10)$$

である。ヒット位置にはクラスター中心、電荷で重み付けしたクラスター中心、TPC 飛跡再構成法によって決めたヒット位置の 3 種類を用いている。また、イベントセレクションとして、使う 3 枚の MM でクラスターが 1 個、かつクラスターのヒット時間が設定した範囲である  $0 \text{ time bin} < \text{ヒット時間} < 5 \text{ time bin}$  を要求している。ヒット時間はクラスター内の cf50 の最小値を用いている。図 5.28 に電荷で重み付けしたクラスター中心を用いたレジデュアルのヒストグラムを、図 5.29 に TPC 飛跡再構成法を用いたレジデュアルのヒストグ

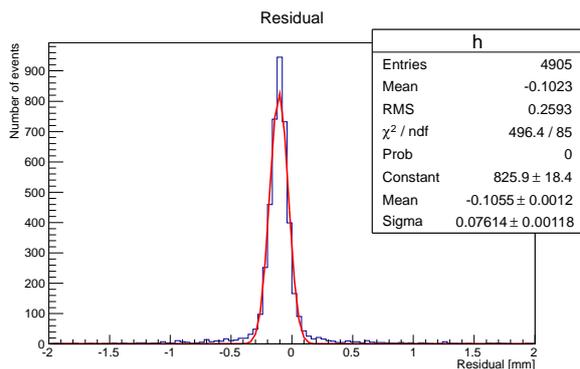


図 5.28 電荷で重み付けしたクラスター中心を用いた位置分解能のレジデュアルのヒストグラム： $dx = (X_1 + X_3)/2 - X_2$  のヒストグラムである。これをガウシアンフィットし、得られた  $\sigma$  から位置分解能を求める。

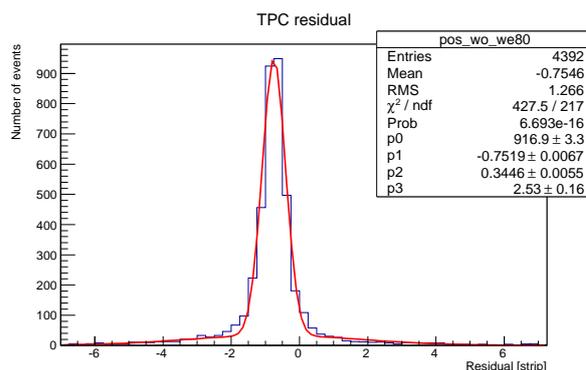


図 5.29 TPC 飛跡再構成法を用いた位置分解能のレジデュアルのヒストグラム：TPC 飛跡再構成の不定性などが派生するため、2 ガウシアンでフィットする。

ラムを示す。クラスター中心や電荷で重み付けしたクラスター中心ではガウシアンでフィットを行うが、TPC 飛跡再構成法を用いた場合は、角度再構成の不定性などが派生するため、2 ガウシアンでフィットしている。フィットの際には、2つのガウシアンを中心値を同じにし、また、高さの合計値がヒストグラムの高さと同じになるように設定している。

### 配置のずれ

まず配置のずれについて議論する。MM の配置のずれは読み出し方向に平行、垂直な方向、ビーム方向およびフレーム軸の傾きの 4 方向が考えられる。(図 5.30) 垂直な方向のずれは MM の有感領域を狭め、平行な方向のずれは MM のヒット位置を一様にずらす。これは分解能には寄与しない。図 5.28 で見られる中心値のずれはほとんどが平行方向のずれによるものである。次にビーム方向のずれであるが、これは両側の MM から求めるヒットすべき位置のずれを生むため、分解能に寄与する。この影響を求めため、両側の MM を ±2cm 程の範囲でずらして調べたところ、分解能への影響はせいぜい  $5\mu\text{m}$  程であることが確認できた。また、フレーム軸の傾きの影響を調べるために、MM のストリップを 4つの領域に分け、それぞれの領域でレジデュアルの中心値を求め、ストリップに対するこの中心値の変化を調べた。これによって、傾きは最大  $0.1^\circ$  程度であることがわかった。この分解能への影響は  $3\mu\text{m}$  以内である。よって、位置のずれは全体的に無視できるレベルであることが確認できた。

### ヒット位置の決め方の違い

位置分解能の解析結果を図 5.31 に示す。クラスター中心や電荷で重み付けしたクラスター中心は入射角度  $0^\circ$  では良い分解能を示すが、角度が大きくなると悪くなってしまふ。これはストリップの欠けによるもので、角度が大きくなったときに 1 ストリップに落ちる電子が少なくなり、鳴るべきストリップが鳴らなくなる確率が増えるためである。それに比べて TPC 飛跡再構成法で求めた位置は全てのストリップの情報を使って飛跡を再構成してから位置を決めるため、ストリップが欠けてしまった場合にも強いという特徴を持つ。NSW における主な入射角度は  $10^\circ \sim 30^\circ$  程であるため、基本的にはこの TPC 飛跡再構成法によって決めた位置を用いることになる。この図での位置分解能は  $110 \sim 140\mu\text{m}$  程であり、要求性能の  $100\mu\text{m}$  にやや届かない結果となっている。これはタイムジッターによる影響である。

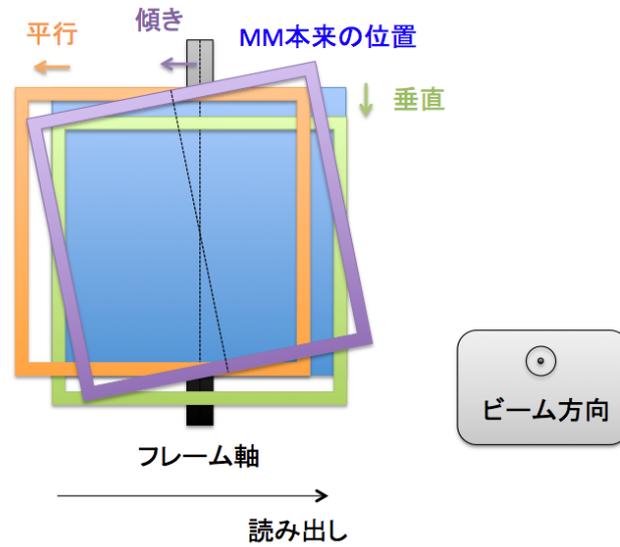


図 5.30 位置のずれ：読み出し方向に平行・垂直な方向のずれは位置分解能に寄与しないが、ビーム方向とフレーム軸の傾きは位置分解能悪化の原因となる。

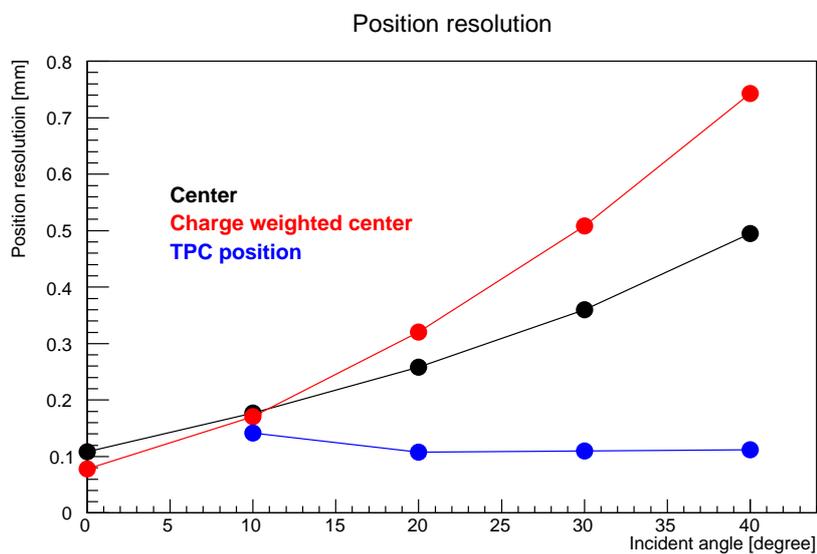


図 5.31 位置分解能：黒がクラスター中心、赤が電荷で重み付けしたクラスター中心、青が TPC 飛跡再構成法を用いたものである。HV500V でレジデュアルは  $X_3 - (X_5 + X_1)/2$  である。黒・赤はストリップの欠けによって角度が大きくなると性能が低下するが、青は飛跡を再構成するためストリップの欠けに強く、良い位置分解能を維持できる。

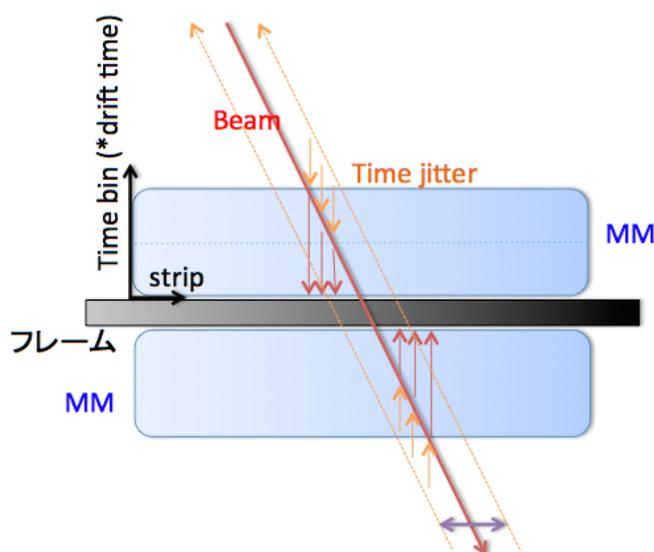


図 5.32 タイムジッターの効果：飛跡のシフトがおき、飛跡とドリフトギャップ中心の交点がずれる。

### タイムジッターの影響

APV25 による 25nsec のデジタイズでタイムジッターが発生する。これは、例えば本来 1.3 time bin で起きた事象を 1 time bin で起きたものと見なしてしまうというように、デジタイズによって生じる一様な時間のずれである。TPC 飛跡再構成法によって位置を決めた場合、このタイムジッターのずれは種電荷のドリフト距離のずれにつながり、そのまま位置のずれにつながる。このタイムジッターは MM を裏表に設置したとき、図 5.32 に示すように裏表の MM で逆方向にシフトを発生させる。よって、これを利用してタイムジッターを再構成することができる。具体的な手順を以下に示す。

1. 8 枚全ての MM で TPC 飛跡再構成法によって MM 内の飛跡を求める。
2. 飛跡に適切なオフセットを与えてヒット位置を決め、表向き 4 枚、裏向き 4 枚でそれぞれ独立に一次関数でパイオンの飛跡（MM 内の飛跡と区別するためトラックと呼ぶ）を求める。
3. 1, 2 の作業を繰り返して飛跡をガスギャップ方向に動かすスキャンをする。これによって、トラック間の距離が最小になるオフセットを求める。最小になるオフセット/ドリフト速度は、図 5.32 の黄色を赤になるまでに動かした時間であるため、これがタイムジッターとなる。

再構成したタイムジッターを図 5.33 に示す。フィットのミスなどで外れる点はあるものの、ほとんどの場合 25nsec の幅を持つ値が求められる。この値は各 MM のヒット時間に相関のある量であることから、再構成されたタイムジッターであると考えられる。分解能を出す際には、テールにあるイベントは物理的でない物としてカットすることとする。具体的には、中心よりも  $\pm 20\text{nsec}$  外れた物をカットした。

再構成したジッターを引く前後の位置分解能の変化を図 5.34 に示す。再構成角度のぶれによる位置分解能の悪化が軽減され、 $20^\circ, 30^\circ$  において位置分解能  $100\mu\text{m}$  程度となっていることが確認できる。 $10^\circ$  においては  $120\sim 130\mu\text{m}$  であり、不安が残る値となっている。これは TPC 角度の不定性による物であり、今後のアルゴリズムの改善が課題となる。また、7 章で示すが、APV25 による 25nsec のデジタイズも TPC 飛跡再構成法に影響を与える効果であることが、シミュレーションの結果から分かっている。これによる悪化は  $10\sim 20\mu\text{m}$  程であるため、ATLAS で用いるデジタイズのない VMM チップを使えば、入射角度  $10^\circ$  においても要求性能

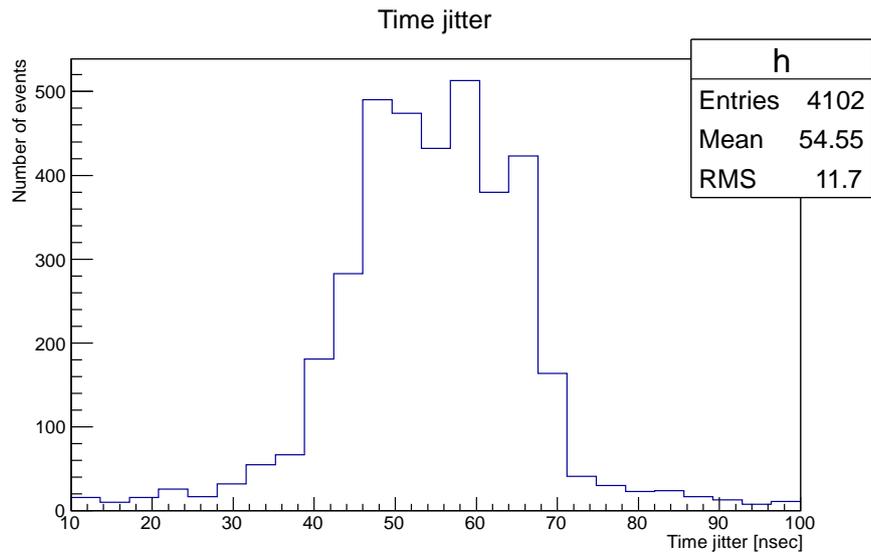


図 5.33 構成したタイムジッター：図 5.32 の紫で示した飛跡の差が最小になるまで飛跡を動かして求める。

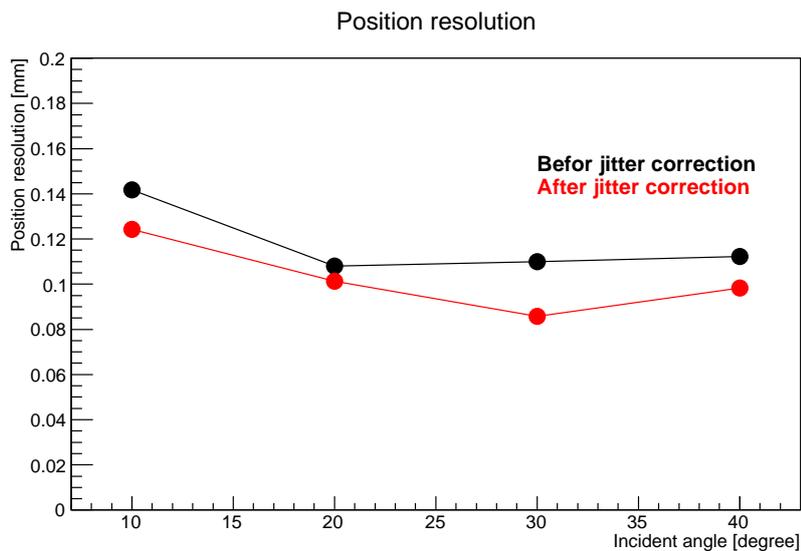


図 5.34 タイムジッターを引いた場合の位置分解能：タイムジッターを引くことで位置分解能が改善されることがわかる。

を満たせる可能性がある。

### 個体差

全ての MM の位置分解能を図 5.35 に示す。入射角度  $0^\circ$ 、HV500V の電荷で重み付けしたクラスター中心を用いた値である。こちらは、4 枚の MM を用いたレジデュアル法で求めている。80 $\mu\text{m}$ ~100 $\mu\text{m}$  の範囲で位置分解能が分布しており、試作機ごとに個体差が存在することが確認できる。

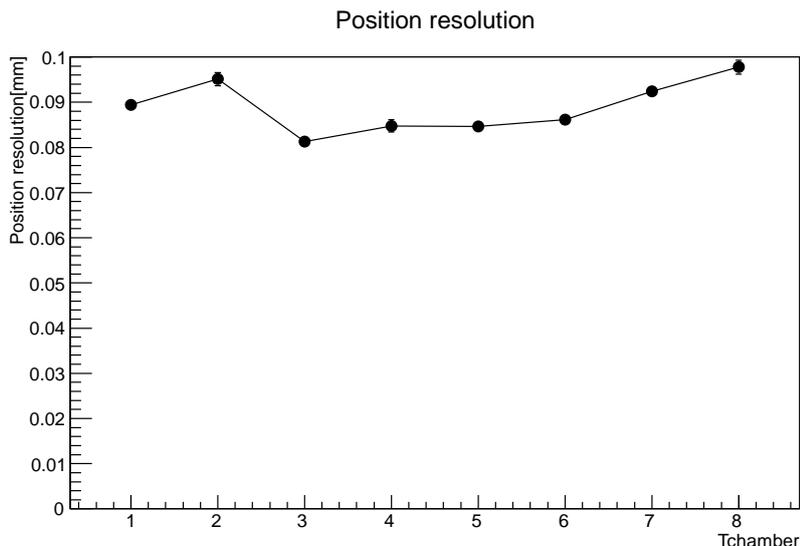


図 5.35 全試作機の位置分解能：入射角度  $0^\circ$ 、HV500V の電荷で重み付けしたクラスター中心を用いた値である。4 枚の MM を用いたレジデュアル法で求めている。80 $\mu\text{m}$ ~100 $\mu\text{m}$  の範囲で位置分解能が分布しており、試作機ごとに個体差が存在することが確認できる。

### 5.5.3 時間分解能

2 枚の MM を用いたレジデュアル法で求めている。こちらも位置分解能と同様に図 5.36 のレジデュアルを求め、ガウシアンフィットした  $\sigma$  を誤差の伝搬係数  $\sqrt{2}$  で除して求めている。具体的なレジデュアル  $dt$  の定義は 2 枚の MM のヒット時間を順番に  $t_1, t_2$  とした場合、

$$dt = t_1 - t_2 \quad (5.11)$$

である。また、イベントセレクションとして、使う 2 枚の MM でクラスターが 1 個というカットをかけている。ヒット時間はクラスター内の cf50 の最も早い値、cd50 の最も早い値、TPC 飛跡再構成法によるヒット時間を用いている。結果を図 5.37 に示す。TPC 飛跡再構成法により  $10^\circ \sim 30^\circ$  において 5~16nsec という分解能が得られている。

### 5.5.4 ヒット時間の決め方による違い

まず、cf50 と cd50 について説明する。cf50 は信号の立ち上がり時間であり、信号の形を仮定するアルゴリズムである。MM の信号では、入射角度が小さい場合に 1 つのストリップにたくさんの場所でできた種電荷が落ち、波形が崩れてしまう傾向がある。そのため、角度が小さいときには cf50 はうまく機能しなくなる。よってその場合のみ、単純にノイズレベルより高い閾値である cd50 の方がうまく機能する。なお、入射角度  $0^\circ$  においても、ノイズレベルが低く、ヒット時間を決める閾値を極限まで下ることができれば、時間分解能を改善させることが可能であると考えられる。また、TPC 飛跡再構成法を用いて決めた時間はクラスターの全てのストリップをもとにヒット時間を決められるため、高い分解能を発揮することができる。MM の本来の分解能は種電荷の空間的広がりから 5nsec 程だと見積もられており、それに近い値が得られていることが確認できる。しかし、TPC 飛跡再構成法による時間分解能は位置分解能と相関のある量であり、TPC 飛跡再構成法がうまくいかない点である、角度  $10^\circ$  においては一つのストリップを使うとほとんど変わらない値となってい

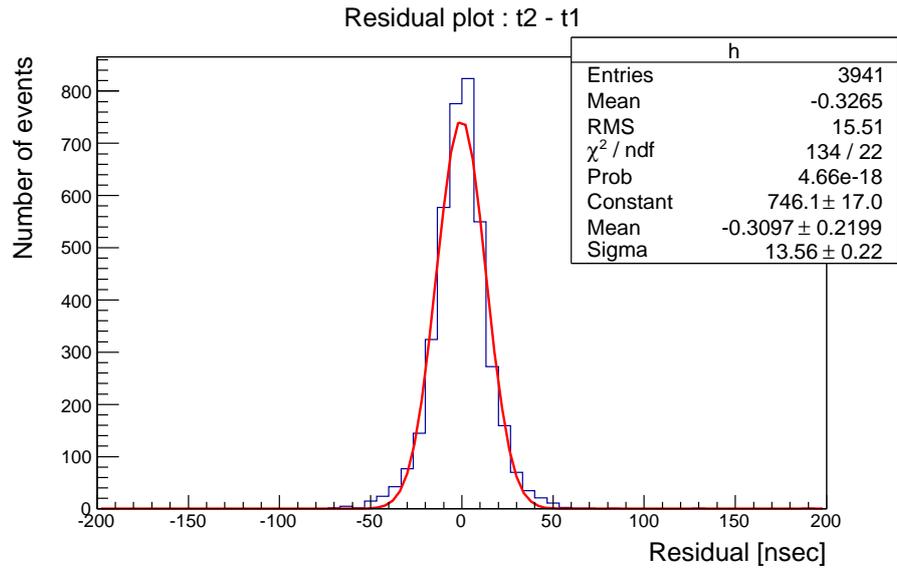


図 5.36 時間分解能のレジデュアル：cf50 のクラスター内の最速値を用いてヒットを決めた物である。T3 と T4 の時間差で HV500V の分布である。

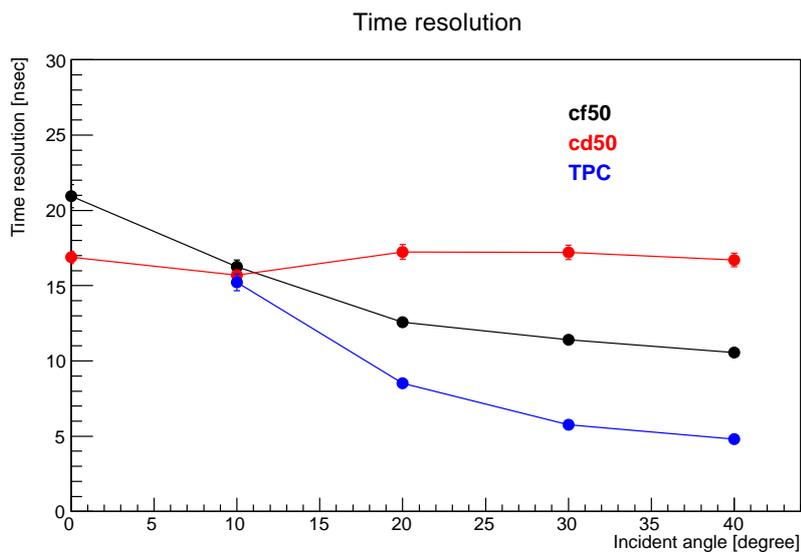


図 5.37 時間分解能：黒が cf50、赤が cd50、青が TPC 飛跡再構成法を用いたもので、HV500V の  $t_3 - t_4$  の時間差である。信号の形を仮定する黒は入射角度  $0^\circ$  でうまく機能しない。青は飛跡を再構成してから求めるため、鳴ったストリップの数に応じて分解能が向上する。

る。こちらについても、TPC 飛跡再構成法の改良次第ではさらにより良い分解能を示す可能性がある。

### 個体差

全ての MM の時間分解能を図 5.38 に示す。入射角度  $20^\circ$ 、HV500V の cf50 を用いた値である。4 枚の MM を用いたレジデュアル法で求めている。13nsec 前後で分布しており、時間分解能の個体差が少ないことが確認できる。

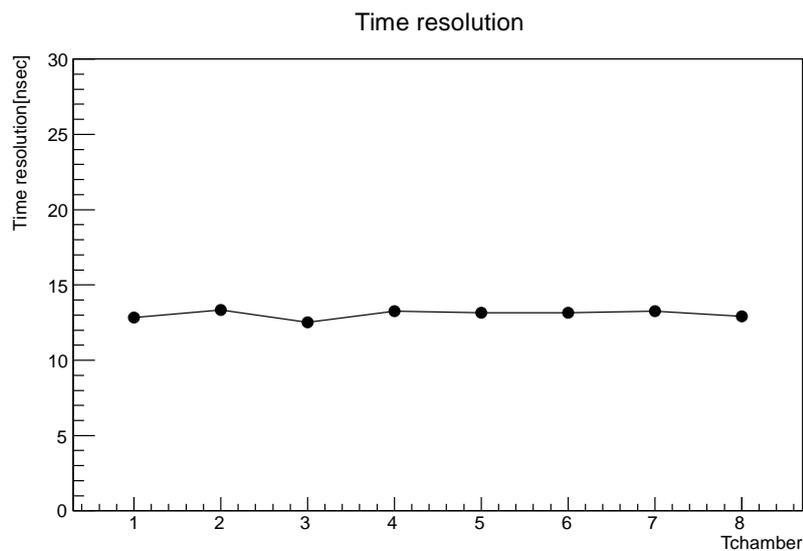


図 5.38 全試作機の時間分解能：入射角度  $20^\circ$ 、HV500V の cf50 を用いた値である。4 枚の MM を用いたレジデュアル法で求めている。13nsec 前後で分布しており、時間分解能の個体差が少ないことが確認できる。

## 5.6 性能評価まとめ

性能評価によって要求性能の検出効率 99 % を満たすことが確認できた。また、位置分解能は入射角度  $20^\circ$ ,  $30^\circ$  において要求性能の  $100\mu\text{m}$  程度を満たすことが確認できたが、入射角度  $10^\circ$  では TPC 飛跡再構成の不定性により、少し悪い  $120\sim 130\mu\text{m}$  という結果になった。時間方向の情報など新たな情報を加えることで改善の余地があると考えられるため、今後のアルゴリズムの改良が課題となる。なお、APV25 フロントエンドチップの 25nsec のデジタイズの効果をなくすことで  $10\sim 20\mu\text{m}$  の位置分解能の改善が見込まれているため、チップを変更することで要求性能を満たす可能性がある。また、時間分解能は TPC 飛跡再構成法で  $5\sim 15\text{nsec}$  という結果が得られており、予想通りの性能が出ていることが確認できた。



## 第 6 章

# 形成手法の違いによる性能差の研究

本章では SPring-8 LEPS ビームラインを用いた形成手法の違いによる MM の性能差について述べる。

### 6.1 目的

目的は、4 章の表 4.2 の J1～J6 の試作機の違い調べて、最終的に用いる技術を決めるための判断材料を得ることである。具体的には、プリントストリップ型メッシュ固定 MM、スパッターラダー型メッシュ固定 MM、スパッターラダー型メッシュ非固定 MM の性能の違いを調べる。ここで、各試作機をレジスティブストリップの形成手法（プリント・スパッター）、ストリップの構造（ストリップ・ラダー）、メッシュの取り外し（固定・非固定）で表している。また、スパッター技術はガス検出器に初めて用いられた技術であり、ガス検出器にこの技術が有効かどうか確認する上でも重要な試験となる。

### 6.2 セットアップ

#### 6.2.1 日時・場所

2013 年の 11 月 15 日～11 月 22 日に兵庫県の SPring-8 で行った。

#### 6.2.2 参加者

日本グループのスタッフ 4 人と学生 4 人が参加した。また、ビームのコントロールなどは大阪大学の核物理研究センター（RCNP）の方々に協力していただいた。

#### 6.2.3 SPring-8 LEPS 電子ビームライン

SPring-8 にある 1.3GeV の電子ビームラインである。図 6.1 にビームの取り出し方の概念図を示す。SPring-8 の 8GeV 蓄積電子ビームに対して 3.5 eV のレーザーを当て、逆コンプトン散乱で跳ね返ってくる 2.4GeV の電子ビームを鉛標的に当てる。そこで発生した電子対のうちの電子を磁場で誘導して 1.3GeV の電子ビームを取り出している。取り出し方の性質上、電子の運動量に従って放射状に広がったビームが来る。

#### 6.2.4 マイクロメガスの配置

J1～J6 の 6 台の試作機を用いる。MM の配置を図 6.2 に示す。ビームに対して 6 台垂直に並べてあり、端の 2 枚は縦方向、真ん中の 4 枚は横方向を読み出せるように設置してある。固定用フレームは幅約 1m で、真



図 6.1 SPring-8 LEPS 1.3 GeV 電子ビームライン

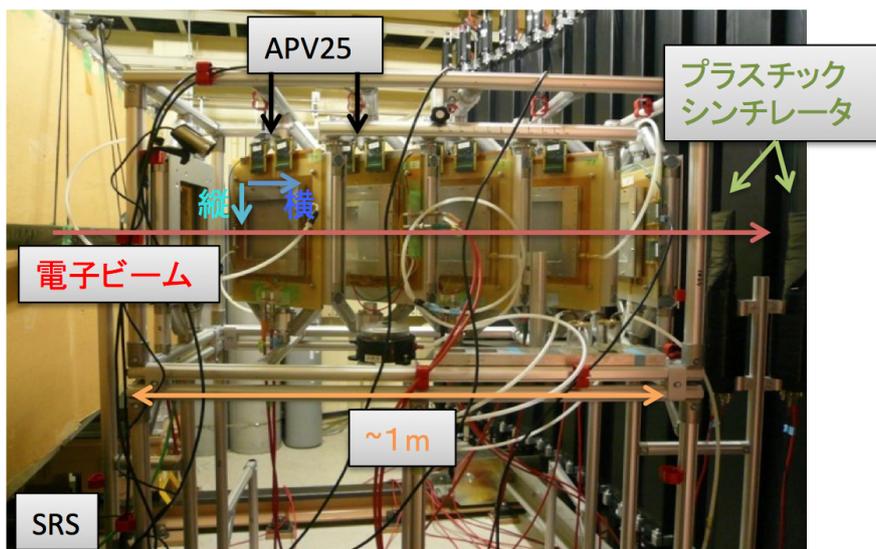


図 6.2 SPring-8 ビームテストの実験セットアップ：MM6 枚を、両端が縦読み出し、中 4 枚が横読み出しになるように設置している。プラスチックシンチレータ 2 枚でトリガーを作り APV25 と SRS で読み出す。

ん中の 4 枚は角度が同期して変えられるようになっている。また、1 枚目と 2 枚目、および 5 枚目と 6 枚目の MM の間隔は 19.5cm、それ以外の MM 間隔は 17cm である。

### 6.2.5 トリガーおよびデータ取得

トリガーはフレーム後方にある 2 枚の 10cm × 10cm のプラスチックシンチレータのコインシデンスで行う。後方に設置したのは、前方にビームを誘導するための磁場の影響があり、PMT がうまく動作しなかったためである。なお、この磁場の大きさは約 0.5mT であるため、MM の応答には影響を与えない。データ取得は前述の APV25 と SRS によって行い、MMDAQ によって PC に記録した。

### 6.2.6 測定

このセットアップで MM の並べ方、MM のアノード HV、および MM の角度を変化させながら測定を行った。並べ方は 1 回目が (J1), J4, J2, J3, J5, (J6)、2 回目が (J3), J1, J6, J4, J2, (J5)、3 回目が (J3), J1, J6, J5, J2, (J4) である。ここで、() で示したものが縦方向読み出しの MM である。また、増幅領域の間隔差を考慮し、J1, J2 の増幅 HV は J4~J6 の HV よりも 30V 低い HV に設定して、試験を行っている。また、J3 の HV は J4 J6 よりも 20V 高い HV で試験を行っている。さらに、HV は 400V~520V あたりまで、角度は

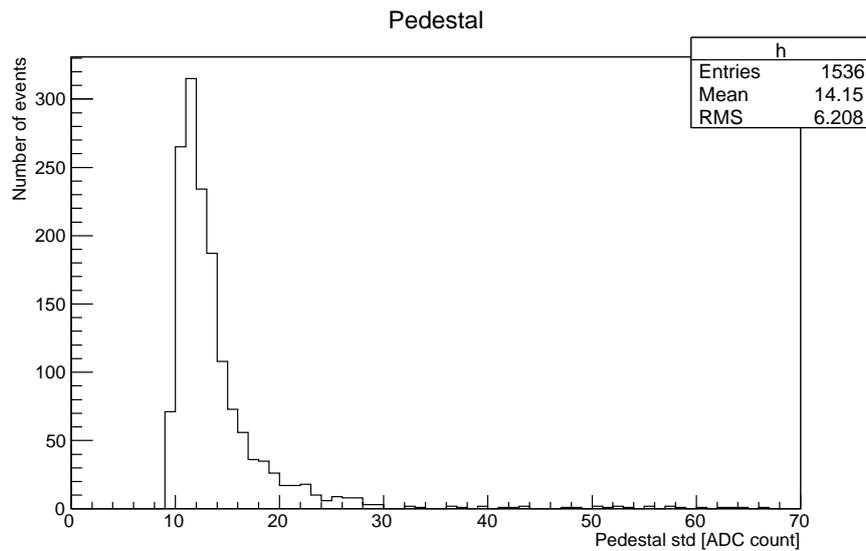


図 6.3 各ストリップのペダスタルの標準偏差：ペダスタルは標準偏差約 14 ADC カウントで揺れている。前章の SPS ビームテストのペダスタルよりも約 15 % 標準偏差が大きい。

0°~40° まで変えて測定した。トリガーレートは 10~20 kHz、DAQ レートは 200 Hz 程度であり、トリガーレートと DAQ レートの差分はデータ取得が間に合わないため捨てている。3 日間の測定により、1 ラン約 40k イベントのデータを 200 ラン程取得した。

## 6.3 応答の確認

### 6.3.1 解析に使う変数の分布

基本的な解析手法は前章と同様である。まず、各ストリップの閾値を決めるペダスタルランの標準偏差の分布を図 6.3 に示す。前章の SPS ビームテストのペダスタルよりも約 15 % 標準偏差が大きいことが確認できる。SPring-8 のデータではノイズレベルが高く、図 6.4 に示すように、電荷が低くヒット時間が一様分布するノイズが数多く見られた。

これらのノイズは PCB 上で読み出しストリップの束が分かれる 7 カ所の部分で乗ることが多く、7 個前後のノイズ起源の余計なヒットを追加で作ってしまうことがわかっている。図 6.6 にヒットマップを、図 6.7 にその部分の写真を示す。よって、これらを除くためにクラスタリングを行い、基本的にクラスタの個数が 1 個のイベントを選んで解析を進めていく。なお、本章で用いたのは前章で説明したアルゴリズムで、オフライン閾値： $q_{\max} > 60$  ADC カウント、ヒット時間のカット： $4 \text{ time bin} < cf50 < 15 \text{ time bin}$ 、ストリップ間に許す間隔 4 のアルゴリズムである。ノイズを除くためのオフライン閾値を設けた分、その影響で分断されたクラスタが増えないよう、許す間隔を 4 に広げている。なお、後で前章の SPS と本章の SPring-8 のデータの比較を行うが、SPS のデータでストリップの間に許す間隔を 4 に変えた場合でもクラスタ個数や幅などに大きな変化はない。

さて、解析に用いるストリップ毎の変数の分布を示す。図 6.8 がヒットストリップ、図 6.9 が  $tbq_{\max}$ 、図 6.10 が  $q_{\max}$  の分布であり、全て入射角度 0° のデータである。まず、図 6.8 について説明する。並べ方 (J3), J1, J6, J4, J2, (J5) のランであり、上段がフレームにある 6 枚の MM のうち前から 2 枚目と 5 枚目の横方向読み出しの MM、下段が 1 枚目と 6 枚の縦方向読み出しの MM のヒットストリップである。上下両図におい

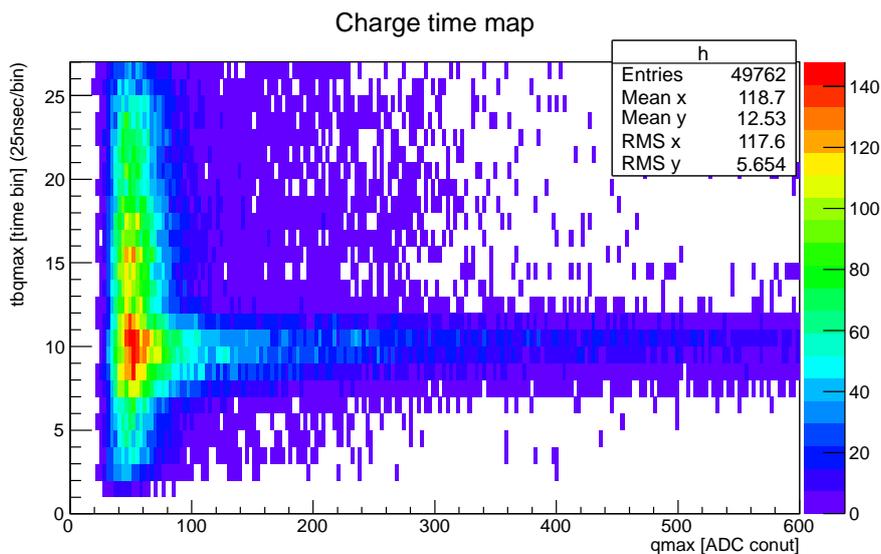


図 6.4  $tbqmax$  と  $qmax$  の 2 次元ヒストグラム：電荷が低く、信号のピークが設定と異なるノイズが数多く見られる。

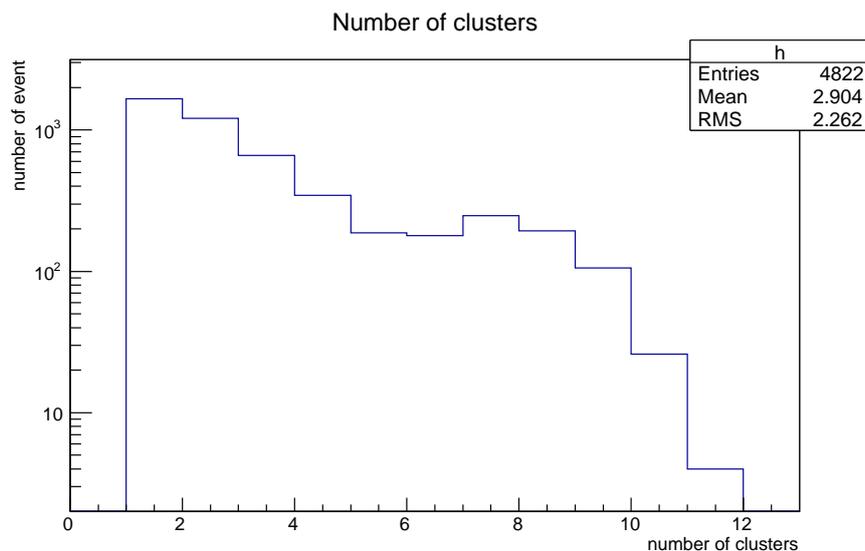


図 6.5 クラスタ個数：ノイズが多いため、クラスタの数が多くなってしまふ。特に、PCB と読み出しストリップが触れる 7 カ所でノイズが乗る傾向がある。

で後ろの MM になるにつれてヒット範囲が広がっていくことから、ビームが放射状に広がっていることが確認できる。また、所々デッドチャンネルがあることも確認できる。次に図 6.9 の  $tbqmax$  は、SRS の設定により 10 time bin 付近にピークが来るように設定してあるため、このような分布となる。最後に図 6.10 の  $qmax$  は 100~1800 ADC カウントほどの分布となっており、1700 ADC カウントあたりで信号の飽和が見られる。

### 6.3.2 電子イベントの確認

電子によるイベントが得られているかを、クラスタの性質を調べることで確認する。

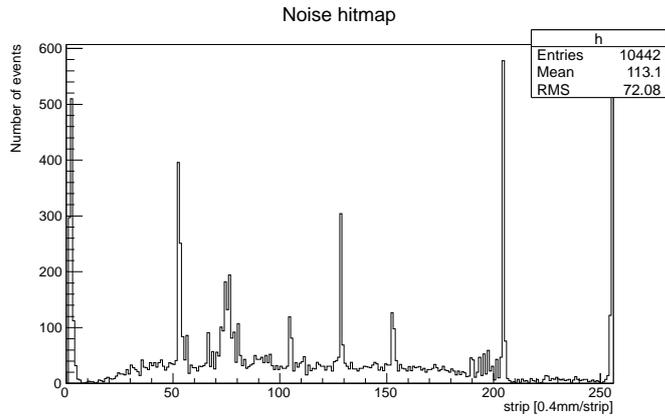
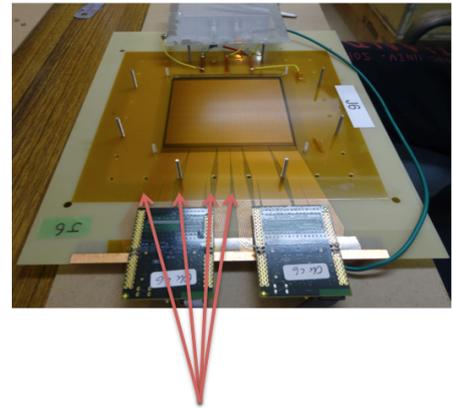


図 6.6 ノイズのヒットマップ：ノイズが乗りやすい場所がある。



読み出しストリップとPCBが触れる部分

図 6.7 PCB の写真：PCB 上に読み出しストリップの束が分かれる部分がある。

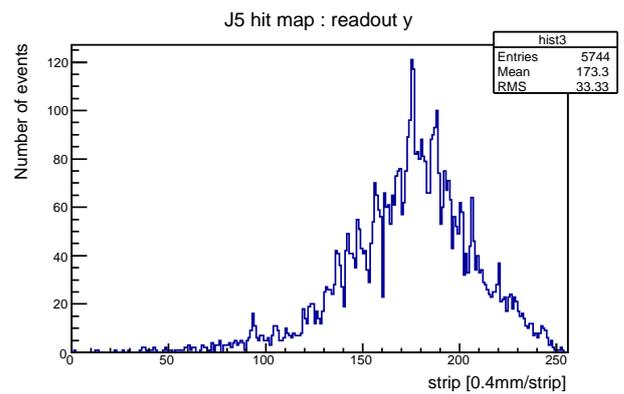
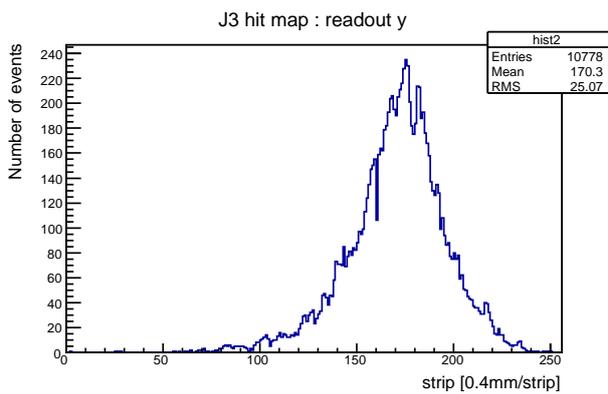
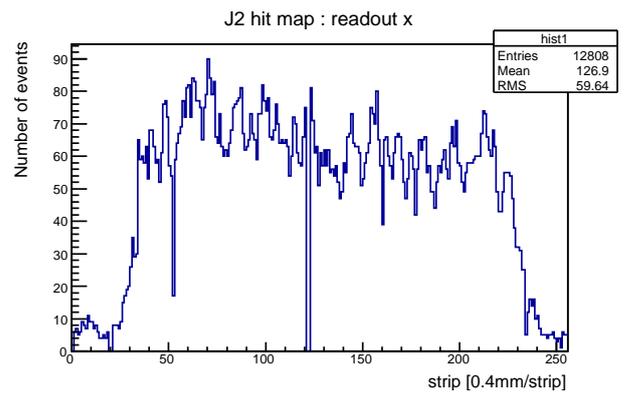
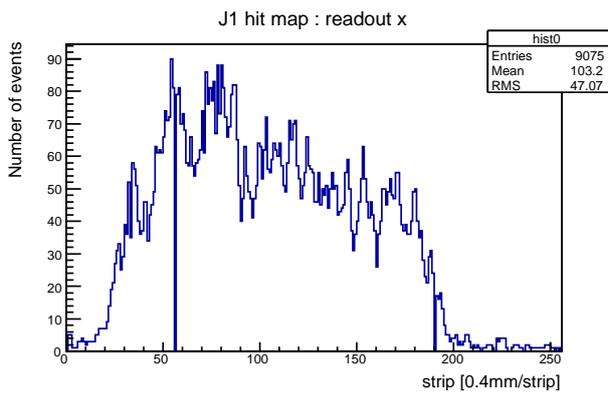


図 6.8 ヒットマップ：上図が横方向 (x)、下図が縦方向 (y) の読み出しで、並べ方は (J3), J1, J6, J4, J2, (J5) である。また、入射角度  $0^\circ$  で HV は J1, J2 が 490V、J3 が 540V、J5 が 520V である。後ろに行くにつれて広がっていくことからビームが放射状に来ていることがわかる。また、所々デッドチャンネルがあることも確認できる。

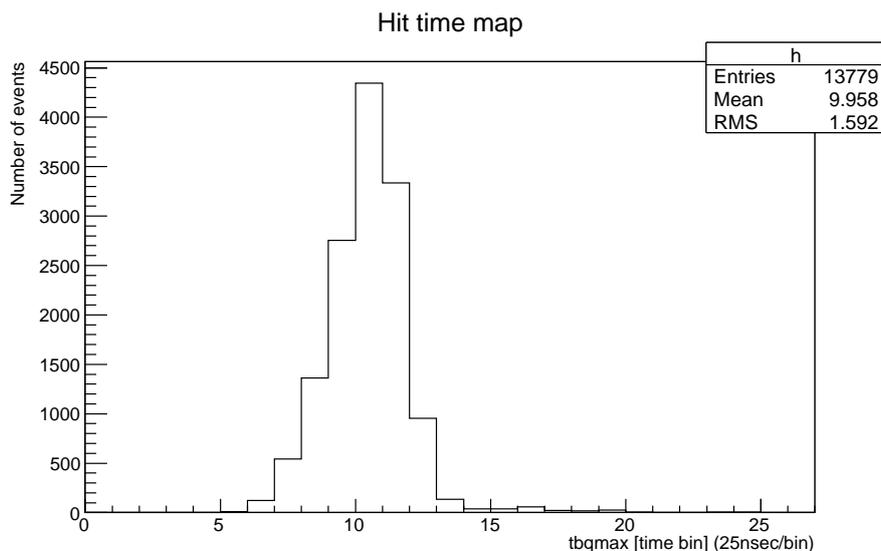


図 6.9 信号のピーク時間：入射角度  $0^\circ$ 、HV520 のランの J4 の分布である。SRS の設定で、ピークが 10 time bin にくるように設定してある。

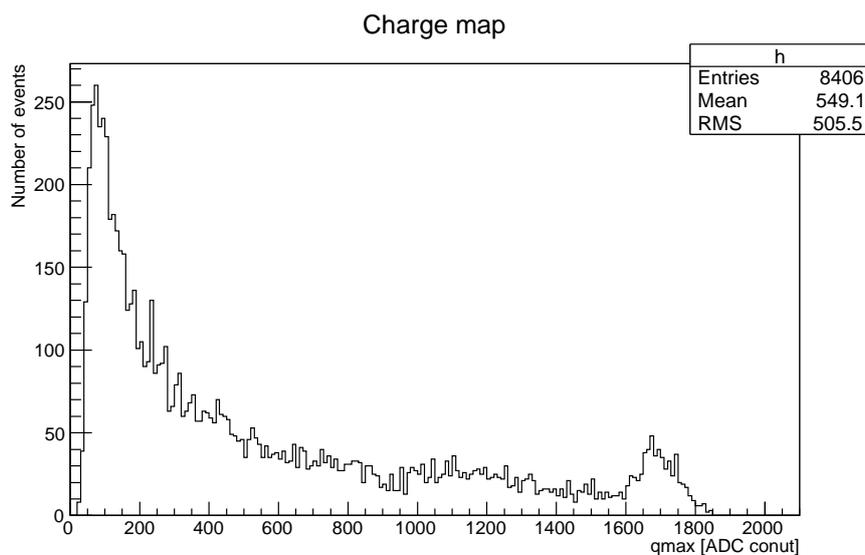


図 6.10 電荷量：入射角度  $0^\circ$ 、HV520V の J4 の分布である。約 1700 ADC カウントで飽和が見られる。

### クラスター幅とクラスター時間幅

クラスター幅、およびクラスター時間幅の角度依存性を図 6.11、図 6.12 に示す。前章の SPS での試験と同様、Garfield++ と良く一致した結果が得られており、電子の信号をとらえることに成功していることが確認できる。

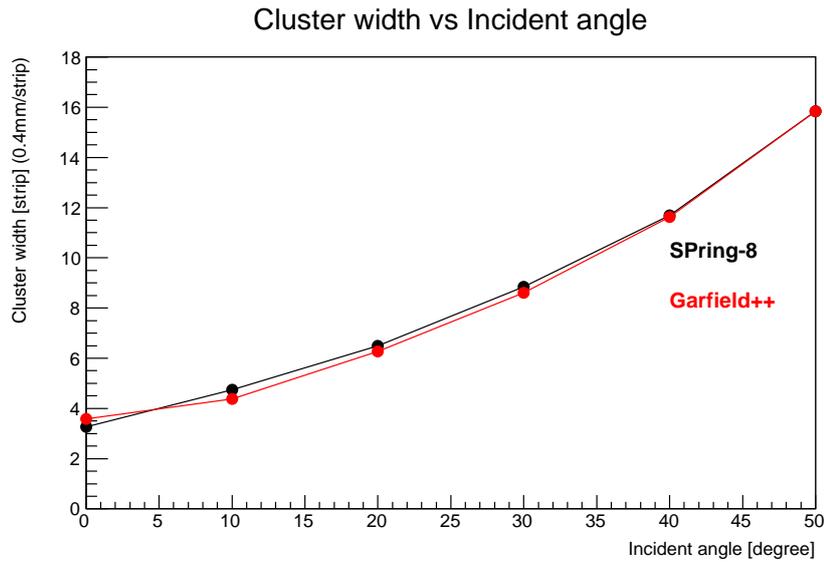


図 6.11 クラスタ幅の角度依存性：黒がデータ点、赤がシミュレーションであり、HV500V の J4 の分布である。近い傾向を示すことが確認できる。

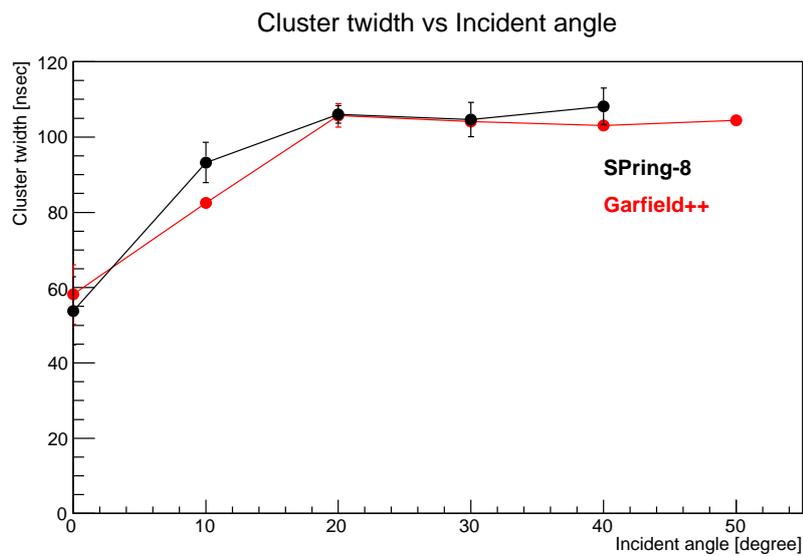


図 6.12 クラスタ時間幅の角度依存性：黒がデータ点、赤がシミュレーションであり、HV500V の J4 の分布である。近い傾向を示すことが確認できる。

## 6.4 形成手法による性能差の評価

### 6.4.1 予想される性能差

4章の表 4.2 で示した、J1～J6 の試作機で予想される性能差を説明する。J1, J2 を第一世代、J3, J4 を第二世代、J5, J6 を第三世代と呼ぶ。まず増幅率に関して、増幅領域の間隔は J1, J2 が  $100\mu\text{m}$ 、J3～J6 が  $128\mu\text{m}$  であるが、メッシュ固定型はメッシュがピラーに数  $\mu\text{m}$  程埋まっているため、J3, J4 と J5, J6 の間にも増幅

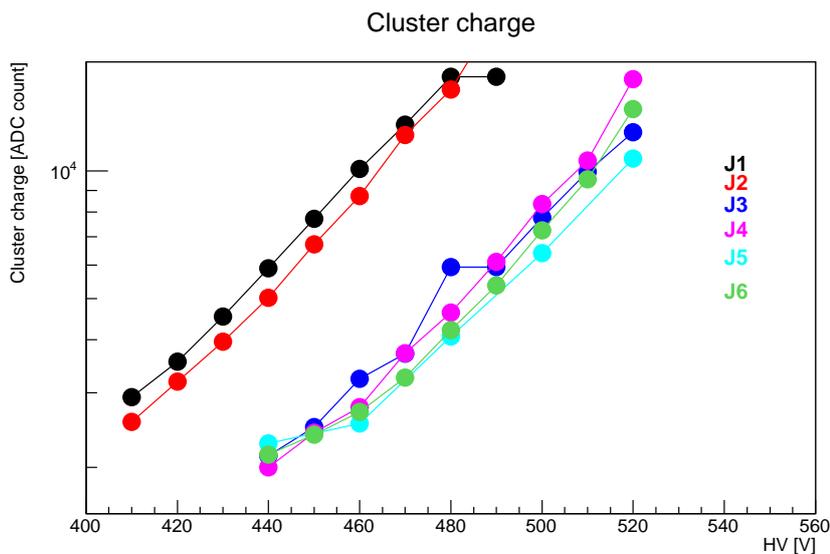


図 6.13 クラスタ電荷量の HV 依存性：入射角度は  $20^\circ$  である。HV の差は増幅領域の間隔差に対応する。メッシュ固定型の J3, J4 とメッシュ比固定型の J5, J6 の間にも少し増幅率の差が見られる。

率の違いが生じる可能性がある。続いて、位置方向については、ラダー構造の MM で電荷がストリップと垂直方向に広がる効果はほとんど影響がないと考えられ、また位置分解能も本来ストリップピッチによって決まる物であるため同程度になると考えられる。時間方向についても特に大きな変化はないと考えられる。

## 6.4.2 電荷による比較

### クラスタ電荷量

入射角度  $20^\circ$  におけるクラスタ電荷量の平均値の HV 依存性を図 6.13 に示す。増幅領域の間隔差に応じて、世代ごとに増幅率の差が見られる。また、世代内でも最大で 2 倍ほどの違いがあり、個体差が生じていることも確認できる。

### 検出効率

1.3 GeV の電子を正しく検出できているかを確認する。今回、検出効率の定義として以下の式を用いた。

$$\text{検出効率} = \frac{\text{(自身以外の 5 枚の MM でクラスタが 1 個) かつ (自身でクスターが 1 個以上) である イベント数}}{\text{(自身以外の 5 枚の MM でクラスタが 1 個) である イベント数}} \quad (6.1)$$

入射角度  $20^\circ$  における検出効率の HV 依存グラフを図 6.14 に示す。J1~J6 すべての MM において、HV が上がると 99 % 程度の検出効率を示すことがわかる。また、J1, J2 と J3~J6 で検出効率が 99 % 以上になる HV の差は約 60V である。この HV の差は、クラスタ電荷量の図で見られた同じ増幅率を示す HV の差とほぼ一致している。この後の性能評価は検出効率が 99 % 以上となっている HV で行っている。

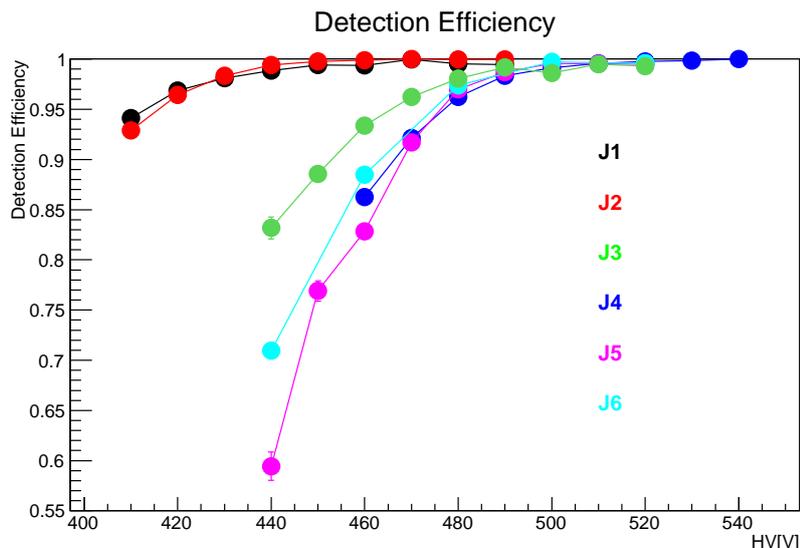


図 6.14 各マイクロメガスの検出効率：入射角度は  $20^\circ$  である。HV を上げると全ての MM で 99 % 以上になる。99 % を達成する時の HV の差は増幅領域の間隔差に対応する。

### 6.4.3 位置分解能による比較

TPC 飛跡再構成法によってヒット位置を決め、前章と同様に 3 枚の MM を用いたレジデュアル法で求めている。具体的には、3 枚の MM のヒット位置を順番に  $X_1, X_2, X_3$  として、

$$dx = (X_1 + X_3)/2 - X_2 \quad (6.2)$$

を求め、 $dx$  の分布をガウシアンフィットした時の  $\sigma$  の値を  $\sqrt{1.5}$  で除して算出している。なお、この方法ではトラックを決める MM の分解能が次式で示すように 1/3 程入ってしまうことに注意が必要である。

$$\sigma = \sqrt{\sigma_2 \times \sigma_2 + (\sigma_1 \times \sigma_1)/4 + (\sigma_3 \times \sigma_3)/4} \quad (6.3)$$

ここで、レジデュアル法で求められる分解能を  $\sigma$ 、 $X_1, X_2, X_3$  の誤差を  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  としている。使用した MM の枚数が多い場合や、MM の並べ方をうまく変えたランを測定できていた場合は、この不定性を減らすことができるが、本章のデータではそれが難しいため、3 枚のレジデュアル法で、自分自身の分解能の割合を多くした物で代用する物とする。また、イベントセレクションとして、使う 3 枚の MM でクラスターが 1 個、かつクラスターのヒット時間が設定した範囲である  $4 \text{ time bin} < \text{ヒット時間} < 10 \text{ time bin}$  を要求している。

まず、配置のずれを前章と同様の方法で確認した。ビーム方向のずれはプラスマイナス  $0.5\text{mm}$  以内、傾きが  $0.1^\circ$  以内であったため、位置分解能への影響は、最大で  $10 \sim 15\mu\text{m}$  程度であることがわかっている。

位置分解能の解析結果を図 6.15 に示す。結果として  $160 \sim 230\mu\text{m}$  程の位置分解能が得られた。ここで、どの程度の範囲でばらついているのかを調べるために、各入射角度において 4 枚の MM の位置分解能の標準偏差を求め、また、その各入射角度における 4 枚の MM の位置分解能の平均値に対する割合を求めた。さらに、この割合の全入射角度平均を求めたところ、7% という値が得られた。自身の分解能の割合は  $2/3$  であるため、実際の位置分解能の差は 10% 程度であると考えられる。高い精度の測定ではないものの、明らかに性能が悪い手法が混ざっていた場合には、標準偏差も大きくなるはずである。よって、三世代のどの形成手法も使用可能な手段であることを示せたと言える。

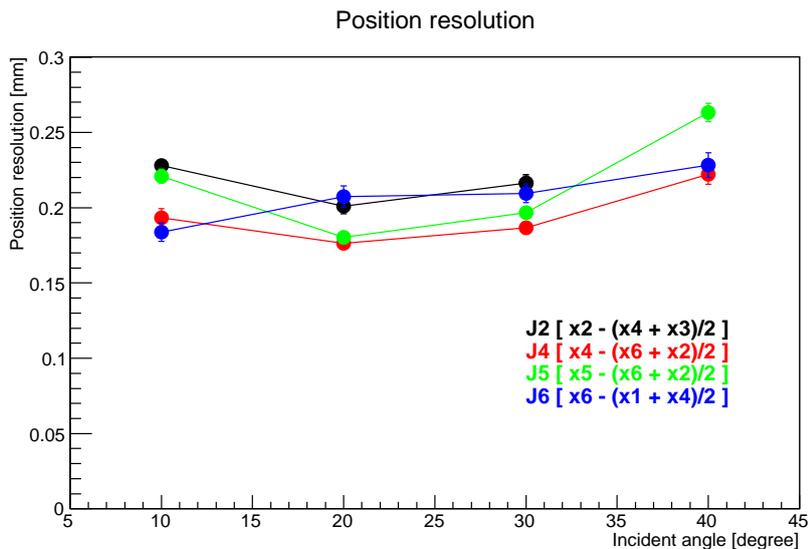


図 6.15 位置分解能：黒、赤、緑、青の順に J2, J4, J5, J6 の TPC 飛跡再構成法を用いた位置分解能であり、HV は J1, J2 が 490V、J3 が 540V、J4~J6 が 520V である。[ ] 内は計算に使った式で、x の後の数字が J の後の数字に対応する。各 MM の位置分解能の差は 10 % 程度と見積もられた。

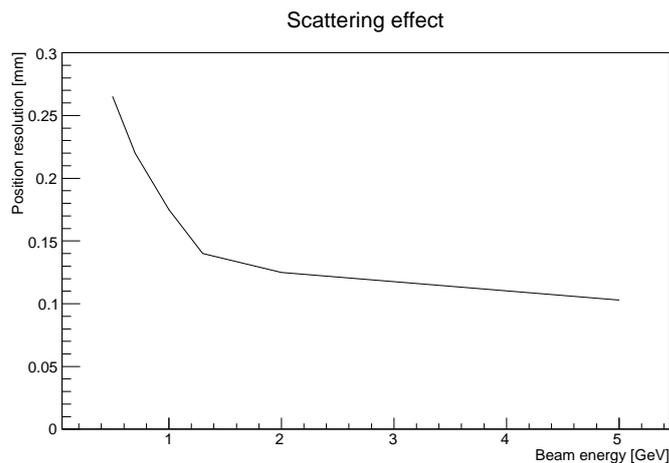


図 6.16 散乱の影響を含んだ位置分解能：Geant4 を用いて求めたものであり、SPring-8 と同じ配置で、入射角度を  $20^\circ$  にし、MM 本来の位置分解能を  $100\mu\text{m}$  としている。エネルギー 1.3 GeV では位置分解能が悪化することが確認できる。

### 電子の散乱による位置分解能の悪化

位置分解能が  $200\mu\text{m}$  程度と SPS で行ったビームテストに比べて悪い理由として、1.3GeV というエネルギーの小さい電子による散乱の効果が挙げられる。エネルギーの小さい電子は物質の散乱の影響を受けやすく、各 MM にある 1.6mm の PCB によって散乱され、分解能を悪化させてしまう。参考として、図 6.16 に Geant4 を用いて求めた、散乱の影響を含んだ位置分解能を示す。SPring-8 と同じ配置で、入射角度を  $20^\circ$  にし、MM 本来の位置分解能を  $100\mu\text{m}$  としてもとめたものであり、エネルギー 1.3 GeV では位置分解能が悪化することが確認できる。

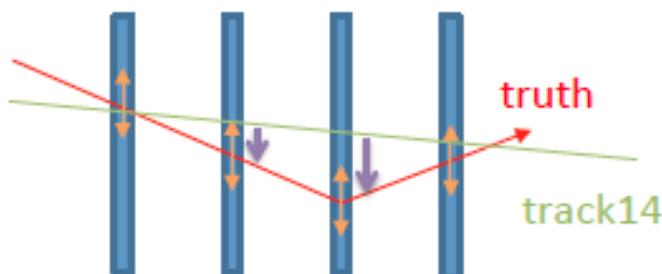


図 6.17 散乱成分の相関性：散乱成分（紫）はトラック（緑）に対して一様な方向に動き、位置分解能成分（黄色）はトラックと関係なく動く。

この散乱の影響を見積もるため、シミュレーションにより分解能と散乱の対応表を作り比較を行った。シミュレーションには Geant4 を用いている。この方法は図 6.17 のように考えに基づいて考案してある。この絵は 3 枚目の MM で大きく散乱した場合である。まず、1 枚目の MM と 4 枚目の MM でトラックを作り、そのトラックに対する 2, 3 枚目の MM のヒット位置のレジデュアルを  $res_2$ ,  $res_3$  と定義する。ここでもし散乱が起きていたとすると、紫で示した散乱の成分はトラックに対して同じ方向への量となるため  $res_2$ ,  $res_3$  の間で相関をもち、黄色で示した分解能の成分はトラックと関係なく両側へ動くため  $res_2$ ,  $res_3$  の間で相関を持たなくなる。続いて、以下の  $P$ ,  $M$  という変数を作る。

$$P = res_3 + res_2 \quad (6.4)$$

$$M = res_3 - res_2 \quad (6.5)$$

すると、 $P$  は散乱成分が強まった値、 $M$  散乱成分が弱まった値になる。さらに  $P$  の分布と  $M$  の分布それぞれガウシアンフィットしたときの  $\sigma$  の二乗差  $\sigma_{PM}$  を次式のように求める。

$$\sigma_{PM} = \sqrt{\sigma_P \times \sigma_P - \sigma_M \times \sigma_M} \quad (6.6)$$

ここで、 $\sigma_P$  は  $P$  の分布の  $\sigma$ 、 $\sigma_M$  は  $M$  の分布の  $\sigma$  である。この値は散乱成分に感度がある量であるため、シミュレーションで散乱の度合いや MM の本来の分解能を変えながらこの値を求めると、3 枚のレジデュアル法で求めた分解能、散乱に感度がある量、および MM 本来の分解能の関係を知ることができる。重要な点は散乱度合いが物理的なモデルなどによらずに相関の度合いとして織り込まれることである。これによって得られた対応関係が図 6.18 である。例えば、図 6.18 で本来の MM の分解能が同じ場所を黒の補助線で結んである。本来の性能が同じでも、縦軸の散乱成分が大きくなるにつれて、3 枚の MM で求めた分解能が悪化していくことが確認できる。

この図と同じようにデータからも独立に縦成分、横成分を求めて  $Z$  軸の値を読むことで、散乱の影響なしの分解能を知ることができる。例として、SPring-8 のデータの角度  $0^\circ$  における値を黒星、SPS のデータの角度  $0^\circ$  における値を赤星で示す。SPS のデータでは散乱の寄与が少ないため 3 枚の MM の分解能が本来の値とほぼ同等になっているが、SPring-8 のデータでは散乱の寄与で分解能が悪化させられていることが確認できる。このような操作を全角度に対して行い、散乱の影響を除いた後 J6 の位置分解能を図 6.19 に示す。角度  $0^\circ$  においては電荷で重み付けした中心値を、 $10^\circ \sim 40^\circ$  においては TPC 飛跡再構成法を用いて値を求めている。まず、中心値と誤差について説明する。この手法は精度が非常に良いという訳ではなく、本来の位置分解能は幅を持った値で得られることがわかっている。よって、入射角度毎の 40k イベントのランを 4 つに区切り、それぞれでこの手法をも用いて本来の分解能を求め、平均値を中心値、標準偏差を誤差としてプロットを作っている。 $10^\circ \sim 30^\circ$  では  $100 \sim 160 \mu\text{m}$  という結果が出ている。これにより、電子の散乱によって  $100 \sim 150 \mu\text{m}$  程が

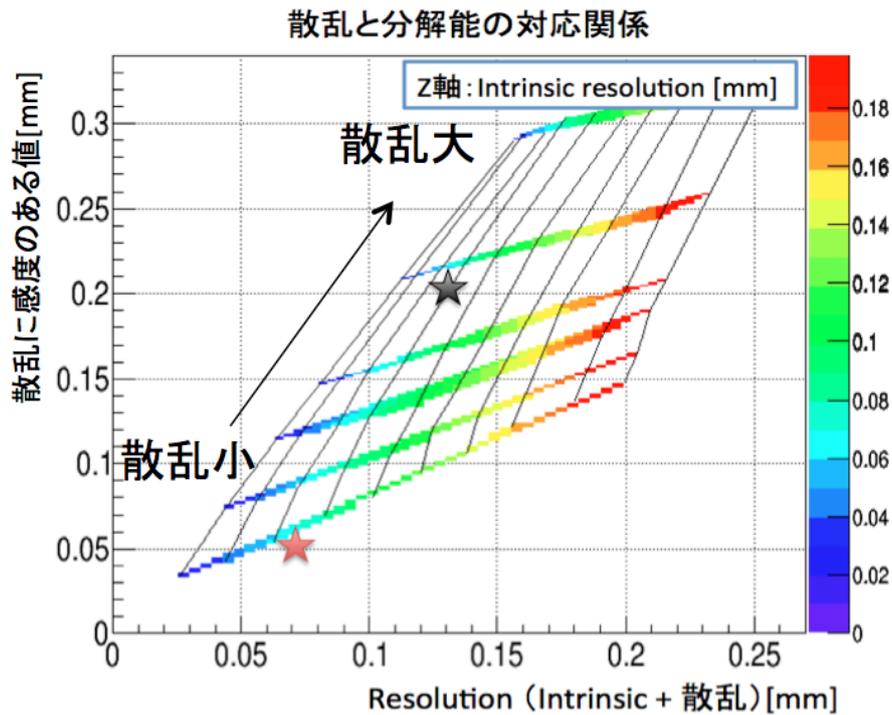


図 6.18 散乱成分と分解能成分の対応表：z 軸が本来の分解能を表している。本来の分解能が同じでも、縦軸の散乱の効果が大きくなると、3 枚のレジデュアル法の分解能は悪化して見える。黒星が SPring-8 のデータ、赤星が SPS のデータである。本来の分解能は同じくらいであるが、散乱の成分によって 3 枚の MM で求めた分解能が悪化しているように見えてしまう。

位置分解能が悪化させられていることが確認できた。しかし、この段階でも SPS と比べ悪い結果となっており、位置分解能の要求性能を満たしていない。これはタイムジッターの補正が完全でないためである。

### タイムジッターの影響

タイムジッターは前章で述べたように MM を裏表に設置して実験を行うことで引くことができる。しかし、SPring-8 での実験では、全て表向き状態で実験を行っている。そのため、タイムジッターを引くことはできず、その影響が分解能に寄与してしまう。また、散乱が起きた場合は入射角度が変わるため、各 MM でのシフト成分にばらつきが生じ、このタイムジッターによる位置分解能の悪化が強められることもわかっている。

このタイムジッターの補正を少しでも行うため、SPring-8 のデータでも同様の値を求めて効果を軽減している。MM のヒット時間はタイムジッターと MM の時間分解能による不定値を足した値になっているため、各 MM のヒット時間の平均値は、時間分解能の寄与が  $1/\sqrt{MM}$  の枚数に軽減されたタイムジッターになるはずである。各 MM のヒット時間を  $t_1, t_2, t_3, t_4$  としたとき、

$$\text{再構成ジッター} = (t_1 + t_2 + t_3 + t_4) / 4 \quad (6.7)$$

として、時間分解能の効果を軽減することでタイムジッターに近い値を引き出すことができる。しかし、次小節で述べるが、MM の時間分解能は 12~20nsec 程度であるため 4 枚使っても  $1/\sqrt{4} = 1/2$  にしか軽減できない。そのため、時間分解能による不定性が 8nsec 程残ってしまう。つまり、タイムジッターによるシフトをほとんど引ききることができず、これが分解能に影響してしまう。なお、SPS のデータではこの平均を使う方法（8 枚の MM を使用）で、トラックを動かして求めるタイムジッターと相関のある量が得られ、また、それを引くことで位置分解能の改善が見られることを確認している。タイムジッターが影響しない、角度  $0^\circ$  の位置

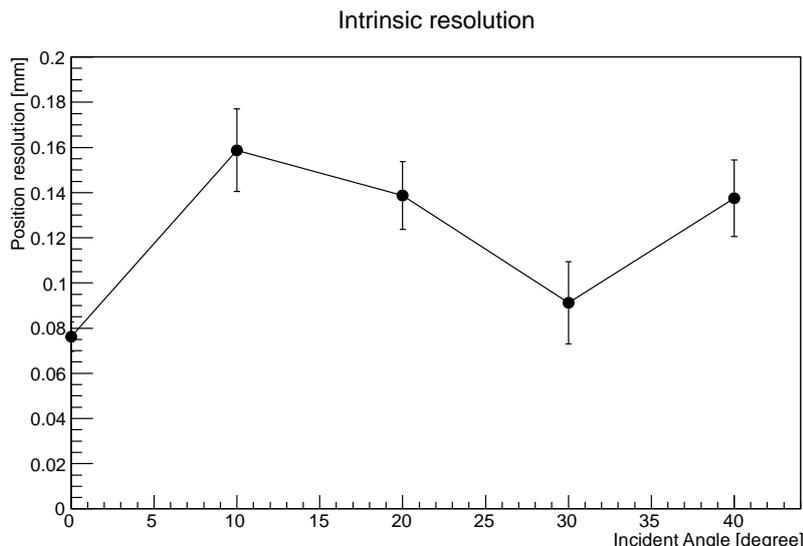


図 6.19 散乱成分を除いた後の位置分解能：散乱により 100～150 $\mu\text{m}$  程分解能が悪化させられていた。

分解能が SPS のデータと SPring-8 のデータで一致していること、また、散乱によりタイムジッターによる位置分解能の悪化が強められていることを考慮すると、タイムジッターの補正を行うことで SPS の試験と同程度の位置分解能を示すと考えられる。

#### 6.4.4 時間分解能による比較

ヒット時間を cf50 のクラスター内の最小値から決め、2 枚の MM を用いたレジデュアル法で求めている。また、イベントセレクションとして、使う 2 枚の MM でクラスターが 1 個であることを要求している。結果を図 6.20 に示す。値として、10°～40° において 12～20nsec という時間分解能となった。各世代間で時間分解能を出したのはそれぞれの形成手法による違いを見るためである。

第三世代のみ悪い傾向があるが、これは増幅率が足りていないこと、または、状態の悪さが原因だと考えられる。まず、増幅率について説明する。クラスター内の一番早い値で決める方法では、一つのストリップでヒット時間を決めることになるため、ストリップが欠けるか欠けないかが大きく分解能に影響を及ぼす。HV520V は、図 5.22 のストリップ検出効率からわかるように、角度が大きいくところでは増幅率が十分でない HV である。よって、第三世代は、増幅率が低いことで時間分解能が悪くなっている可能性がある。もう一つ考えられるのは試作機の状態である。J5, J6 は試験直前に完成した試作機であり、十分な焼き出しを行えないままビームラインに投入された。そのため、初めは HV がかからず、ほとんどデータを取ることができなかった。ビームタイムの後半にはなんとか動作するようになったためデータを残すことができたが、状態が依然不安定だったということは十分考えられ、これが時間分解能に影響している可能性がある。

また、位置分解能の時と同様に、入射角度毎に時間分解能の標準偏差を求め、入射角度毎の時間分解能の平均値に対する標準偏差の割合を求め、さらにこの割合の全入射角度での平均値を求めると 10 % という値が得られた。世代内でも MM の個体差があるため厳密ではないが、時間分解能についても差が 10 % 程度であると考えられる。

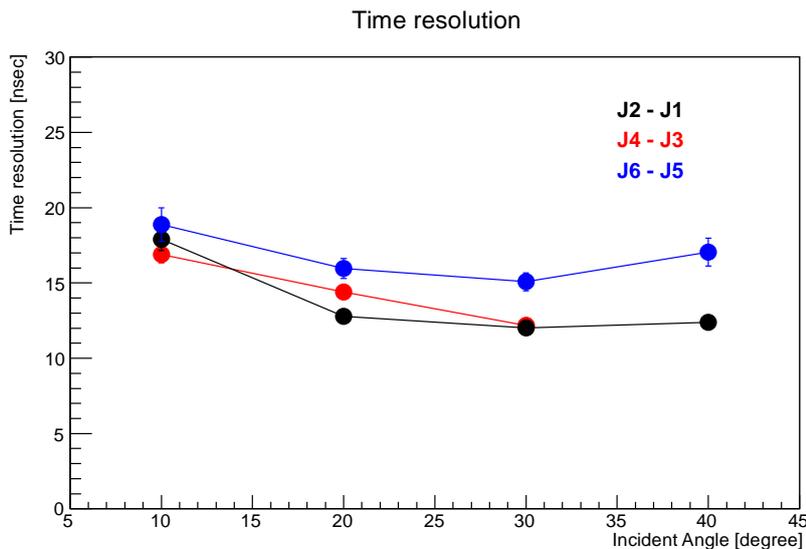


図 6.20 時間分解能：黒が第一世代、赤が第二世代、青が第三世代の時間分解能で cf50 を用いたものである。HV は J1, J2 が 490V、J3 が 540V、J4～J6 が 520V である。第三世代の位置分解能が悪いのは、増幅率が足りていないこと、または状態の悪さが原因だと考えられる。

### T 型 MM との比較

前章の SPS で行った試験の結果で cf50 を用いた場合は、11～17nsec と各角度で 1～2nsec 程よい結果が得られている。この差はノイズの差によるものだと考えられる。SPS のデータと SPring-8 のデータのノイズレベルを示すペDESTALランの標準偏差は、SPS のデータが 12 ADC カウント、SPring-8 のデータ方が 14 ADC カウントで、SPring-8 の方が約 15 % 大きく、これにより時間分解能の悪化が発生していると考えられる。

実際にこの影響を確認するために、SPring-8 のノイズを SPS のデータに外挿して時間分解能への影響を調べた。用いたのは SPring-8 で測定した、MMDAQ のオンライン閾値を設けずに全ストリップを読み出すランである。このランからノイズのサンプルを作り、このノイズサンプルを 0.5 倍して SPS のデータに被せて、時間分解能への影響を調べた。標準偏差が  $\sqrt{(12 \times 12) + (14/2 \times 14/2)} \sim 14$  で同等のノイズレベルになる計算である。結果を図 6.21 に示す。完全に一致はしなかったものの、ノイズによって時間分解能が悪化させられていることが確認できる。

また、このノイズの原因は突き止めるまでは至らなかったが、考えられる原因として、実験環境ノイズや製作段階における不純物の混入などがある。

## 6.5 性能差比較まとめ

検出効率は全ての MM において 99 % 以上となることが確認できた。位置分解能は使用したビームと実験環境から、このデータだけでは要求性能の 100 $\mu$ m 程度を満たすことを示せなかったが、電子ビームの散乱の影響とセットアップの変更によって要求性能を満たすことが示唆できている。

続いて、プリントストリップ型メッシュ固定 MM、スパッターラダー型メッシュ固定 MM、スパッターラダー型メッシュ非固定 MM の三世代 MM の世代差についてまとめる。3 枚の MM を用いたレジデュアル法によって J2, J4, J5, J6 の位置分解能の差を調べたところ、差が 10 % 程度であることが確認できた。なお、10 % という値は各 MM の位置分解能の標準偏差の、各 MM の位置分解能の平均値に対する割合をもとにして求

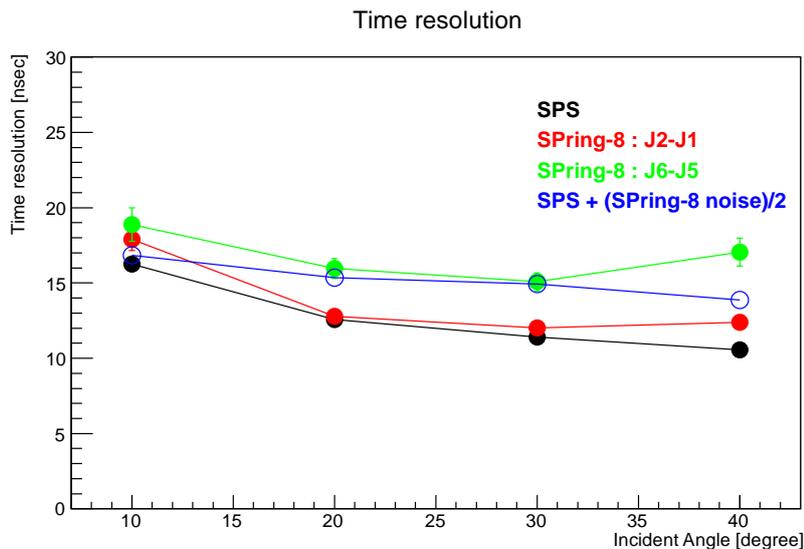


図 6.21 SPring-8 のデータのノイズを SPS のデータに外挿した場合の時間分解能の変化：黒が SPS、赤が SPring-8 の第一世代の J1, J2、緑が SPring-8 の第三世代の J5, J6、青が SPring-8 のノイズを SPS のデータに外挿した時間分解能である。ノイズによって時間分解能が悪化させられていることが確認できる。

めている。今回の実験では使用した MM の枚数が少なかったこと、そして、MM の並べ方をうまく変えたランを測定できなかったことから、トラックの不定性を完全に取り除けない結果が得られている。時間分解能も各世代で 2 枚の MM のレジデュアル法によって、差が 10 % 程度であることが確認できた。明らかに性能が悪い手法が混ざっていた場合には、分解能の差がより大きくなるはずであり、三世代のどの形成手法も使用可能な手段であることが示唆できたと言える。



## 第 7 章

# Athena シミュレーションを用いた ATLAS での性能の評価

### 7.1 目的

ATLAS のソフトウェアフレームワークである Athena を用いて、ATLAS 環境において MM が要求性能を満たすかを確認する。ATLAS New Small Wheel Technical Design Report[16] を出した時点でも要求性能を満たすことを確認しているが、MM 内の挙動を再現する計算アルゴリズムに不十分な部分があり、また、磁場の影響も考慮していなかった。よって、ビームテストによって得られたノウハウをもとに調整・改良した上で、磁場の実装を行い、より正確な性能評価を行う。また、ATLAS 環境ではトリガーのために、速い計算が必要になる。本章の解析ではトリガーには触れないが、計算時間を考えない解析による ATLAS 内の最良の性能を示すことは、今後、解析手法を改良する上で重要な判断材料となる。

### 7.2 Athena NSW シミュレーション

この節では Athena シミュレーションの大まかなフレームワークと MM の表現方法を説明する。

#### 7.2.1 Athena

Athena は ATLAS のソフトウェアフレームワークである。アップグレードで将来的に組み込まれる検出器の応答や、現状よりも高いエネルギー・ルミノシティでの素粒子反応などを擬似生成、解析することができるため、ATLAS 実験のアップグレードや物理解析において重要な役割を担っている。

#### 7.2.2 Athena による反応再現の概要

Athena では以下のようなステップで NSW の応答を表現している。

1. XML による検出器の形状設定  
XML を用いて検出器の形状を設定する。NSW のラージセクターとスモールセクターの各セクターで、 $\phi$  方向に 8 等分して台形板状の検出器を設置する。台形板状の検出器は 8 層の MM と sTGC で構成される。
2. generator による粒子の生成  
generator により陽子の衝突反応を再現し、粒子を生成する。
3. Geant4 による粒子の生成、反応の再現

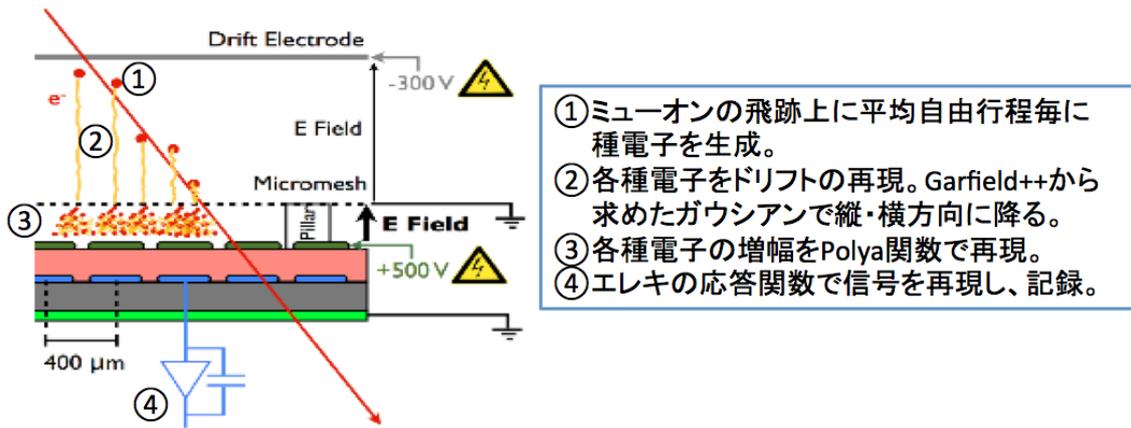


図 7.1 Athena によるマイクロメガスの応答再現：種電荷の生成、各種電子のドリフト、Polya 関数による増幅、エレクトロニクスによる読み出しという 4 ステップで応答を再現する。

Geant4 によって、生成した粒子、主にミューオンの行方を調べる。検出器における相互作用の種類、反応点、エネルギーデポジット等を記録する。

#### 4. 各検出器における応答の再現

ミューオンの検出器内での飛跡をもとに sTGC、および MM の応答を再現する。本論文で改良を加えるのは主にこの領域の MM に関する部分であるため、次節でより細かく説明する。

## 7.3 マイクロメガスの応答の確認とパラメータの調整

本節では Athena による MM の再現の確認、およびパラメータ調整やアルゴリズムの改良について述べる。

### 7.3.1 マイクロメガスの信号の表現方法

MM の応答は種電荷の生成、各種電子のドリフト、Polya 関数による増幅、エレクトロニクスによる読み出しという順序で表現している。図 7.1 に応答再現アルゴリズムの模式図を示す。

#### 1. 種電子の生成

MM を通過した荷電粒子の飛跡上に平均自由行程毎に種電子を生成していく。はじめの種電子は周りのガス分子をイオン化してさらに複数個の種電子を作るため、種電子の周りにランダムで 3~4 個程の電子を発生させる。最終的には 70 個程度の種電子が生成される。

#### 2. 各種電子のドリフトの再現

各種電子のドリフト距離のふらつき、および横方向への電子のふらつきをガウシアンを用いてを計算する。このガウシアンには Garfield++ から求めた分散のパラメータ値を入力している。磁場があるときにはローレンツ力による一様な方向へのシフトが考慮される。

#### 3. Polya 関数による電子の増幅

Polya 関数を用いて電子の増幅を再現する。Polya 関数は以下の式で与えられる関数であり、関数の概形は図 7.2 のようになる。

$$P(x) = (1/B) \times (A+1)^{A+1} / \Gamma(A+1) \times x^A \times \exp(-(A+1)x) \quad (7.1)$$

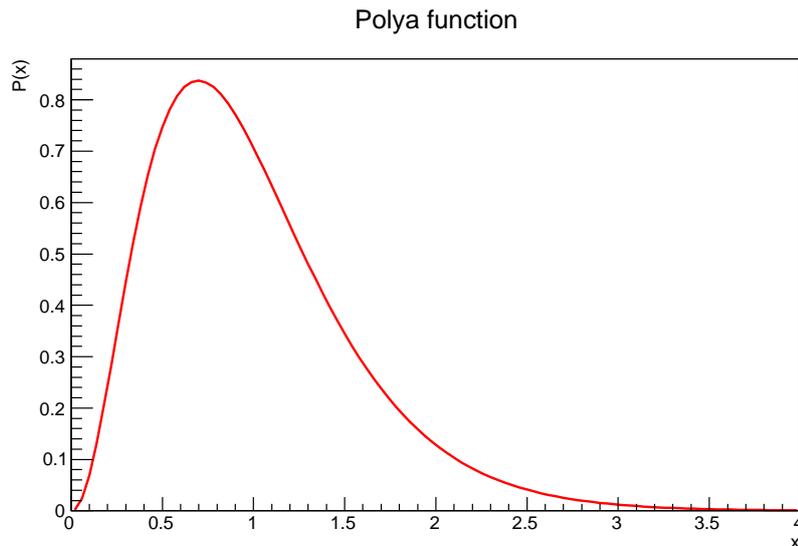


図 7.2 Polya 関数：電子の雪崩増幅を良く再現する関数である。ここで、式 7.1 の A は 2.3、B は 1 としている。

ここで、A は関数の形を決める定数、B は規格化定数である。Polya 関数は「極めてまれにしか起こらない事象でかつ以前の事象が次の事象に影響を及ぼす場合によくあてはまる分布」を作る関数であり、伝染病の発生数や交通事故の死者数などを表す際に用いられる。電子の増幅過程についても、この分布による再現が有効であることが知られている。

#### 4. エレクトロニクスによる読み出し

各ストリップにおいて、落ちてくる種電荷の全電荷情報を用いて VMM フロントエンドチップの応答関数（整形時間は 20nsec）から信号を作り出す。信号を重ね合わせた後、信号のピークの時間とピークの電荷の値を時間情報、電荷情報として記録する。この記録には閾値をもうけており、落ちた種電荷の数がそれを超えた場合のみ記録を行う。

### 入っていない部分

現状で足りていない部分として、種電子の生成を荷電粒子のエネルギーデポジットに依存させることや放電後のチャージアップの効果、ピラーなどの不感領域、ノイズなどが挙げられる。また、実機と比較を行うとすると、APV25 による 25nsec のデジタイズの効果を入れる必要がある。

### 7.3.2 各種パラメータ

信号の再現に使われている主パラメータを以下に示す。

- 縦拡散係数

ドリフト時のドリフト方向への拡散度合いを表す。これが大きい程、種電子のドリフト距離（ドリフト時間）が幅を持つようになる。Garfield++ のシミュレーションの値から、中心値が種電子が発生した場所からアノードストリップまでの距離、 $\sigma$  が  $0.019 \times$  発生した場所からアノードストリップまでの距離 [mm] のガウシアンに従うものと決めた。

- 横拡散係数

ドリフト時のストリップと垂直方向への拡散度合いを表す。これが大きい程、種電子が発生した真下に

あるストリップから遠くのストリップへ落ちやすくなる。Garfield++ のシミュレーションの値から、中心値が発生した所の真下にあるストリップの位置、 $\sigma$  が  $0.036 \times$  発生した場所からアノードストリップまでの距離 [mm] のガウシアンに従うものと決めた。

- ポリヤシート

Polya 関数の形を決める変数であり式 7.1 の A に対応する。1 つの種電子が増幅される大きさを決める。Garfield++ のゲインカーブをフィットした時の値から 2.3 という値に設定した。

- クロストーク係数

クロストークにより、自身のストリップに落ちた信号が自身の真下にある読み出しストリップ以外のストリップに移る度合いを決定する。この度合いは自身と自身の隣のストリップが作るコンデンサーの電気容量や自身と斜め下のストリップが作る電気容量などによって決まるため、主にストリップ間の距離によって決まる値である。デフォルトではこの効果は無視してあり、係数は 0 になっている。

- ストリップ閾値

ストリップ情報を記録するか否かを定める閾値である。デフォルトでは 0.001 という全ての信号を記録できる低い値となっていたが、実機と合わせるためには、適切な閾値を設定して性能の悪化を考慮する必要がある。

### 7.3.3 パラメータとアルゴリズムの調整

先に述べたパラメータについて、実験データを再現するように調整を行っていく。主に、位置、時間、電荷の 3 方向から適当な応答を再現しているか確認していくこととする。パラメータの中で、縦・横拡散係数、ポリヤシートについては Garfield++ から得られた値であり、適切な値になっていると考えられる。よって、まず、信号の広がり度合いを変えるクロストーク係数、およびストリップ閾値について調整を行っていく。

なお、本論文では Athena のバージョン 19.0.1 を用いており、 $p_T$  100GeV のミュオンを  $\phi\eta$  平面で一様に発生させたサンプルを用いている。

#### クロストークの適用

まずは信号を広がり度合いを変えるクロストークを適用する。隣の読み出しストリップ、および、2 つ隣の読み出しストリップへの電荷の漏れは、CERN グループの研究から 10 %、3 % 程であることがわかっている。よってこの値からクロストーク係数を 0.10、0.03 として（自身の電荷  $\times$  係数分の電荷）を隣、2 つ隣に渡して信号を広げるといいうにクロストークを適用した。

#### ストリップ閾値の決定

続いてストリップ閾値を決定する。実機とシミュレーションの  $q_{max}$  の分布からストリップ閾値を比較して決定する。図 7.3 に SPring-8 と Athena におけるクラスターに属する  $q_{max}$  の分布を示す。SPring-8 と Athena で近い分布を示すことが確認できる。

ここで、SPring-8 の 1.3GeV の電子のガス中でのエネルギーデポジットは MIP の 1.2 倍程度である。ATLAS ミュオンスペクトロメータにおいて観測される低い  $p_T$  (数 GeV 程度) のミュオンのエネルギーデポジットもほぼ同じであるため、種電荷の数は同程度であると考えられる [19]。また、電子の増幅についても Polya 関数のパラメータにより調整を行ったため、適切に行われていると考えられる。よって APV25 と SRS を用いて得られた  $q_{max}$  と Athena の  $q_{max}$  の比率から合わせることができる。具体的には次式のように求めている。

$$Th_{At} = Q_{At} \times (Th_{SP}/Q_{SP}) = 5.3 \times 60/430 = 0.74 \quad (7.2)$$

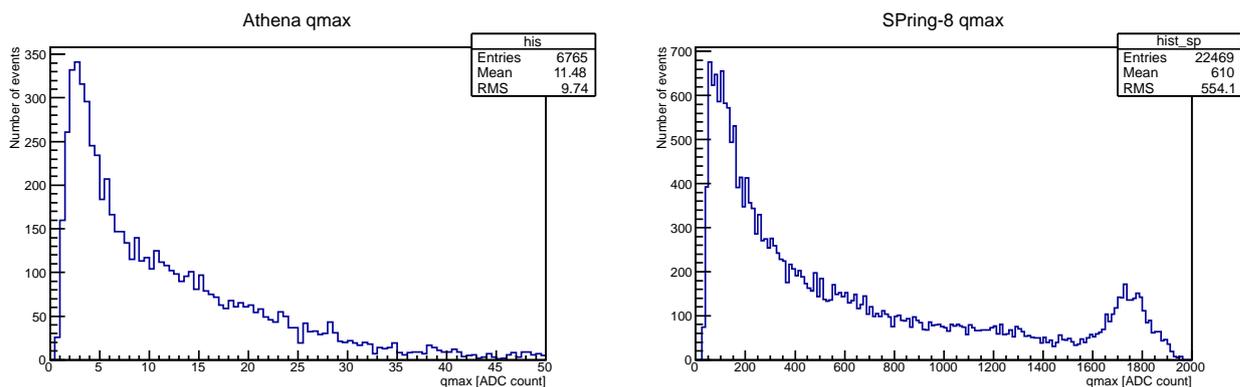


図 7.3 Spring-8 と Athena の qmax の分布: 左図が Athena、右図が Spring-8 の qmax である。SPring-8 のデータは入射角度  $0^\circ$ 、HV520V の J4 の分布であり、右図の飽和は前章と同様の APV25 による飽和である。近い分布を示すことが確認できる。

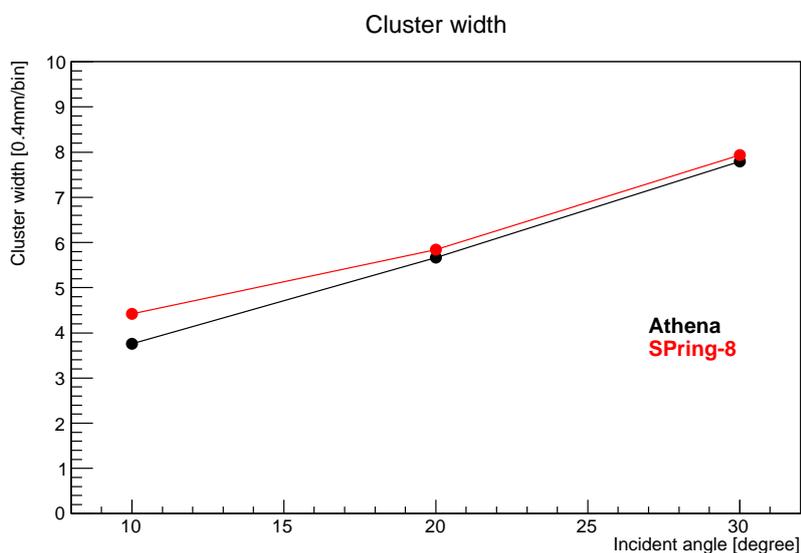


図 7.4 クラスタ幅の分布: 黒が Athena、赤が SPring-8 である。近い傾向を示している。

ここで、SPring-8 における qmax の中心値を  $Q_{SP}$ 、クラスタリング時にかけていたストリップの閾値を  $Th_{SP}$ 、Athena の qmax の中心値を  $Q_{At}$ 、Athena のストリップ閾値を  $Th_{At}$  としている。この計算により、0.74 という値が得られた。このストリップ閾値をかけた時のクラスタ幅、クラスタ時間幅の分布を図 7.4、図 7.5 に示す。

クラスタ幅は SPring-8 に比べて少し低い値となっているが、比較的近い値になっていることが確認できる。また、クラスタ時間幅も近い傾向を示し、縦方向のドリフト過程も正しく再現されていることが確認できる。

### 時間アルゴリズムの調整

実機を再現するために、APV25 による 25nsec のデジタイズを加え、ヒット時間を cf50 により求めるように変更した。具体的には、各種電子による信号を重ね合わせる過程で、25nsec ごとの領域をもうけて領域ごとに信号を重ね合わせることでデジタイズを表現し、5 章の定義と同じように cf50 を求めた。

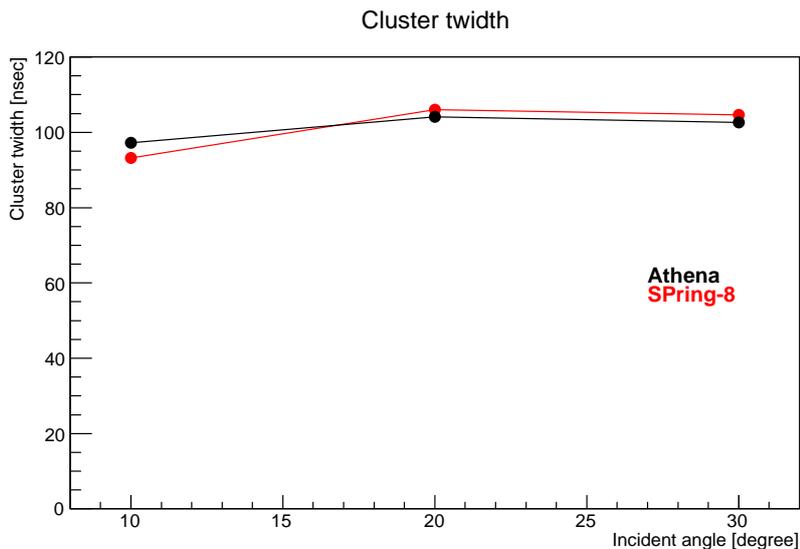


図 7.5 クラスタ時間幅の分布：黒が Athena、赤が SPring-8 である。良く一致した結果が得られている。

### 7.3.4 分解能

調整を行った Athena シミュレーションの結果を、SPS で行ったビームテストの結果と比較する。

#### 位置分解能

位置分解能の比較を行う。TPC 飛跡再構成法によって求めた位置分解能を図 7.6 に示す。Athena の位置分解能は、実際のミュオン位置と再構成によって得られた位置の差から求めている。Athena と実機（SPS のビームテストの結果）で近い傾向を示していることが確認できる。また、デジタイズなしの場合では 10～20 $\mu\text{m}$  ほど良い結果が出ていることも確認できる。

#### 時間分解能

時間分解能を図 7.7 に示す。ヒット時間は cf50 のクラスター内の最小値から決めている。SPS の結果と良く一致していることが確認できる。また、デジタイズなしの場合では 2nsec ほど良い結果が出ていることも確認できる。

## 7.4 磁場の設定と磁場に対する補正

この節では NSW 部分の磁場の実装とその MM に対する影響、および補正方法について述べる。

### 7.4.1 磁場の設定

NSW における磁場の状況を確認するため、磁場マップを Athena の磁場生成フレームワークを用いて作り出した。この磁場は、ATLAS の磁場のシミュレーションを測定データで補正して求めている。できた磁場の  $\phi$  方向成分のマップを図 7.8 に示す。ATLAS 座標系の  $z$  軸上でスモール・ラージセクターの最初と最後の MM の位置に相当する場所のマップであり、NSW の約 20cm という小さい領域の中でも連続的に変化していることが確認できる。典型的な大きさは 0.05～0.1T 程である。

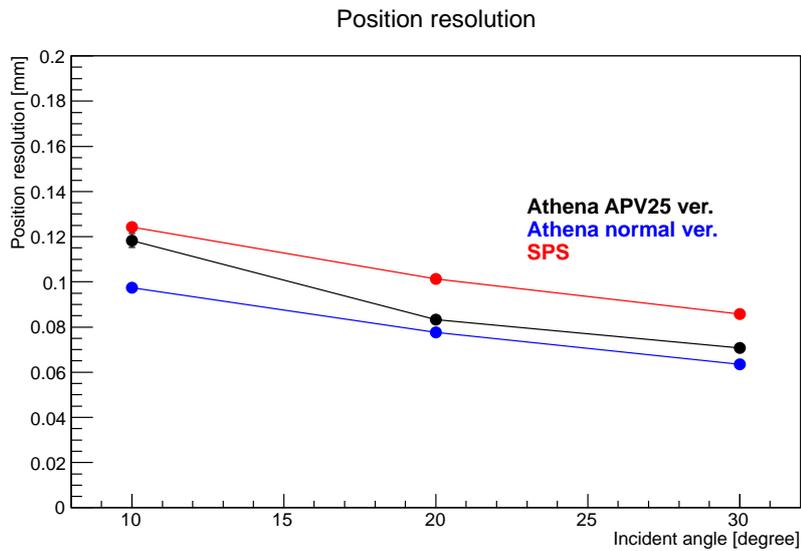


図 7.6 NSW 位置分解能：黒がデジタイズありの Athena、赤が SPS、青がデジタイズなしの Athena である。近い傾向を示していることが確認できる。また、デジタイズによって位置分解能が  $10\sim 20\mu\text{m}$  悪化していることも確認できる。

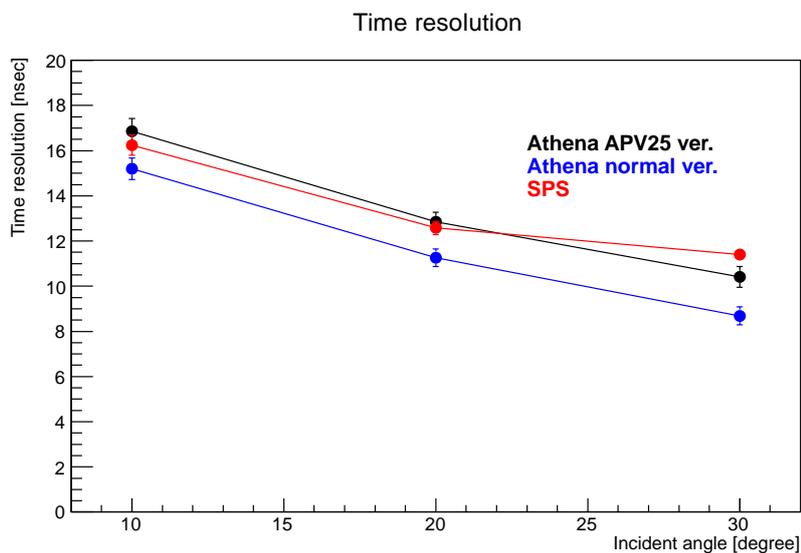


図 7.7 時間分解能：黒がデジタイズありの Athena、赤が SPS、青がデジタイズなしの Athena である。データとシミュレーションが良く一致しており、デジタイズが時間分解能へ寄与していることが確認できる。

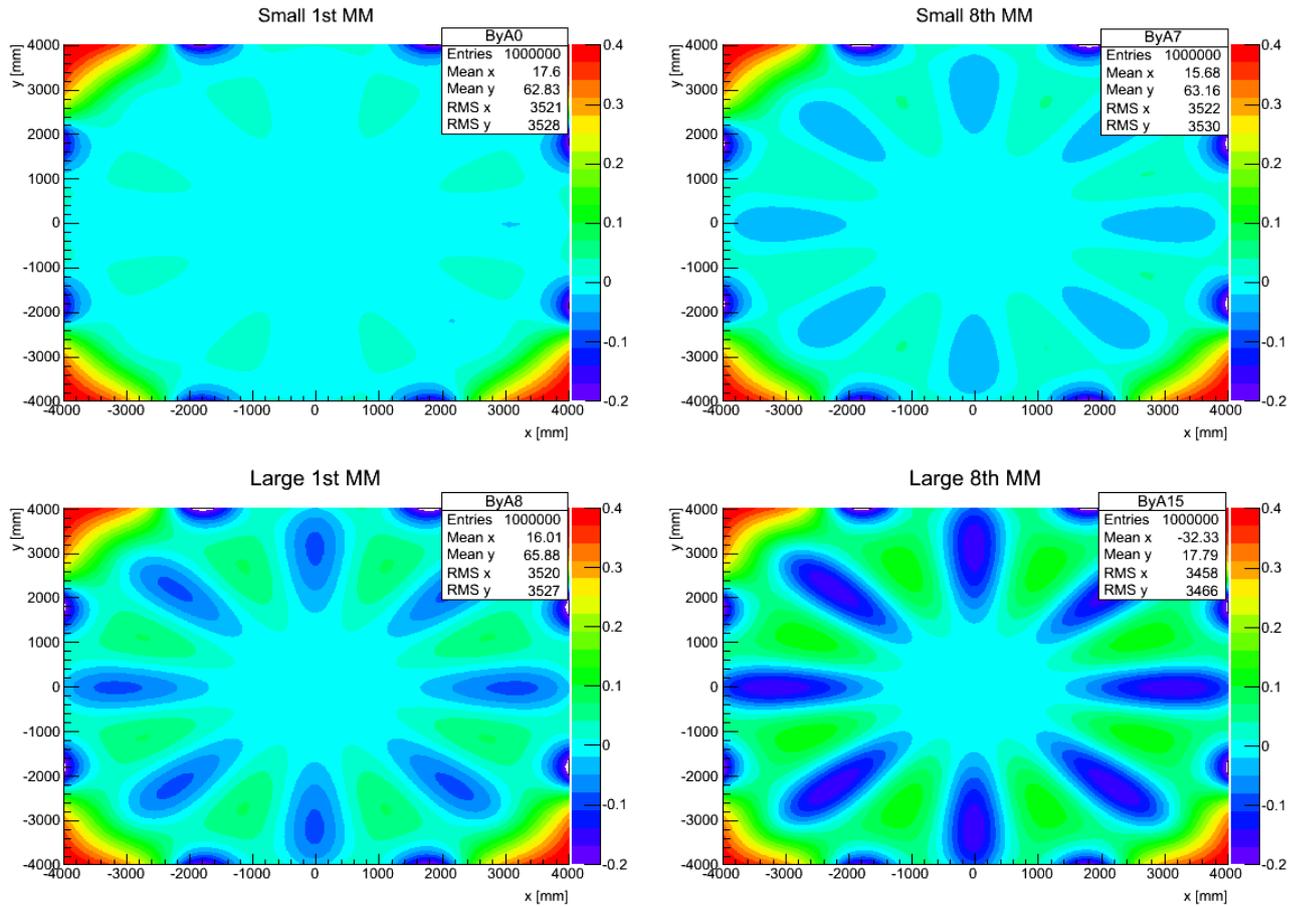


図 7.8 NSW 部分の磁場  $\phi$  成分のマップ：上図がスモールセクターの 1, 8 枚目、下図がラージセクターの 1, 8 枚目に相当する位置の磁場の  $\phi$  成分である。z 軸の単位は T である。

## 7.4.2 磁場のマイクロメガスへの影響

### 位置に関する影響

位置へ大きな影響を与えるのがローレンツ力によるドリフト方向の変化である。ローレンツ力の式から、ストリップ方向に寄与する力  $F_L$  は、ドリフト速度を  $v_d$ 、磁場の  $\phi$  方の成分を  $B_\phi$  としたとき次式で与えられる。

$$F_L = v_d \times B_\phi \quad (7.3)$$

ここで電場の強さは 5mm のドリフト領域に 300V の電圧を印可しているため、

$$E = 300/5[V/mm] = 60000[V/m] \quad (7.4)$$

となり、また磁場による成分は

$$v_d \times B_\phi = 0.047[mm/nsec] \times B_\phi[T] = 47 \times 10^{-3} B_\phi[V/m] \quad (7.5)$$

程度になる。この 2 つの力の関係からローレンツ角度を出すことができ、Lorentz Angle を  $\theta_A$  と定義すると、

$$\theta_A = \arctan(v_d B_\phi / E) \times 180 / \pi \quad (7.6)$$

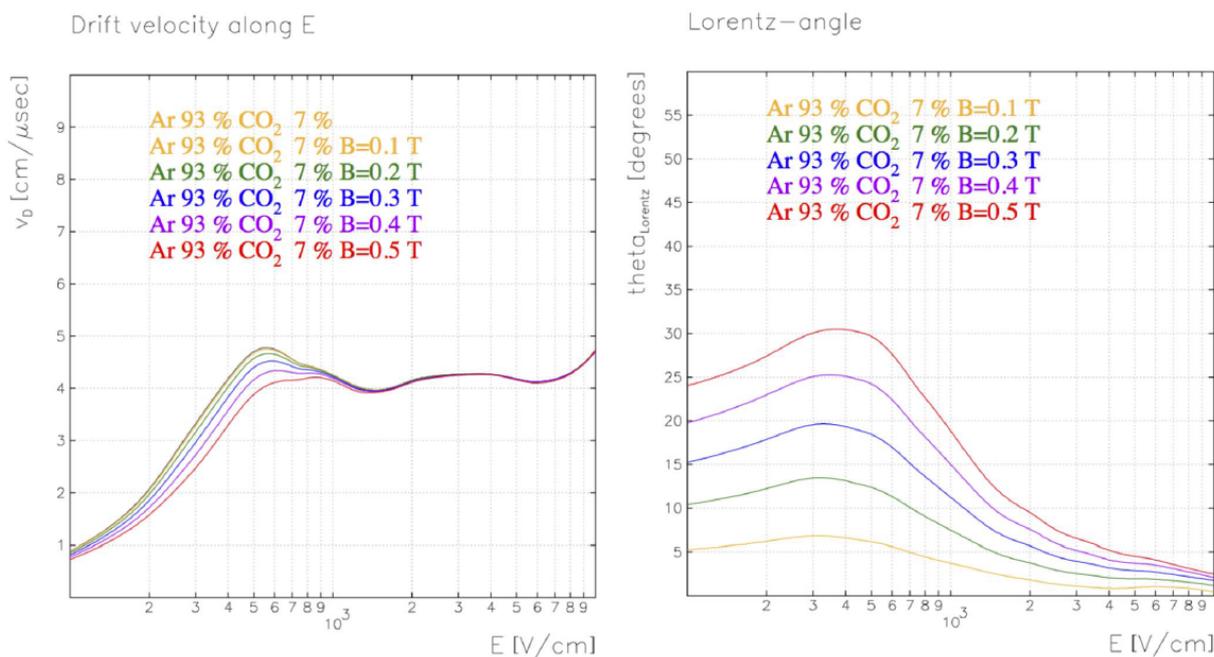


図 7.9 磁場による効果 [16]: 左図がドリフト速度、右図がローレンツ角度のドリフト電場依存性である。

となる。この式から典型的な磁場の強さ  $0.05 \sim 0.1$  T で  $250 \mu\text{m} \sim 500 \mu\text{m}$  という MM の分解能を超える大きなシフトが発生することがわかる。また、参考として、Garfield++ シミュレーションによって得られたローレンツ角度の磁場依存性を図 7.9 の右図に示す。電場の強さ  $600 \text{V/cm}$ 、磁場の強さ  $0.1$  T ではローレンツ角度は約  $5^\circ$  となることがわかる。最後に、位置へのもう一つの影響として、磁場の  $z$  方向の成分によるドリフト電子の横方向のぶれへの効果がある。こちらはあまり大きくないが、クラスター幅に影響を及ぼす効果となる。

### 時間の影響

図 7.9 の左図に示すようにドリフト速度のガスギャップ方向の成分を変化させる。しかし、電場の強さ  $600 \text{V/cm}$ 、磁場の強さ  $0.1$  T ではほとんど影響はないため、今回は特に補正などは行わない。

## 7.4.3 磁場に対する補正

### 裏表配置による磁場の相殺

図 7.10 に示すように一様磁場中においてシフトは一定であるため、MM を裏表に設置してヒット位置の和をとることで、磁場の影響を相殺することができる。ATLAS においても MM の分解能を維持するためにこの方法を用いる。しかし、ALICE では磁場が  $z$  方向で一様でないため、図 7.11 に示すように 2 枚の MM の間の  $1 \text{cm}$  程の距離においても磁場の差が存在し、これが相殺できないシフトの差を発生させる。この磁場の典型的な大きさは  $0.002 \sim 0.005 \text{T}$  ほどであり、これによるシフトの差は  $10 \mu\text{m}$  ほどである。よって基本的には問題にならないと考えられるが、ラージセクターの最後など、 $0.01 \text{T}$  ほどまで大きくなる部分もあり、こちらは最大で  $20 \mu\text{m}$  程のシフトを発生させる。さて、ラージセクターの 7, 8 番目の MM における位置分解能のレジデュアル分布を図 7.12 に示す。右上が表向きの MM、左上が裏向きの MM で、下が 2 枚の MM を使ったレジデュアルである。前後で逆の方向にシフトしているのが見て取れ、これを 2 枚の MM を使うことでこれが

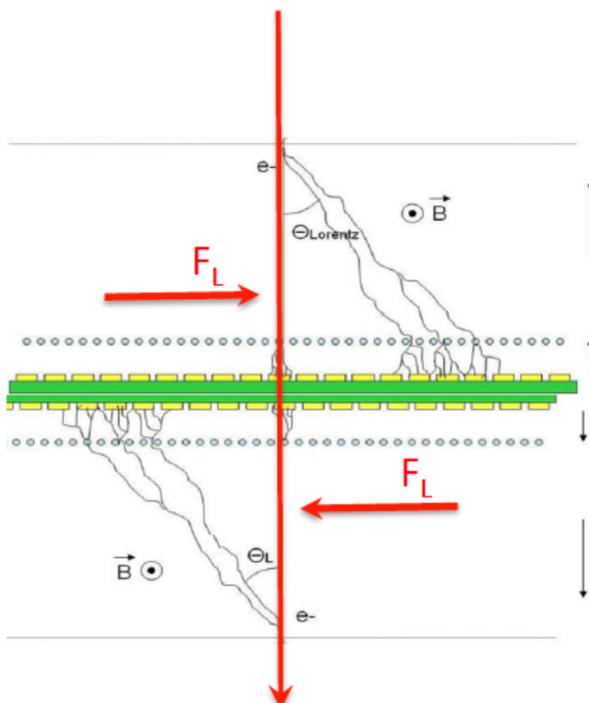


図 7.10 一様磁場による位置のシフト： $F_L$  がローレンツ力である。裏表にすると逆の方向に動くため、ヒット位置の和をとることで磁場の効果を相殺することができる。

相殺されることが確認できる。よって、ATLAS においても、2 枚の MM で磁場の効果を相殺する方法が有用であることを示すことができた。なお、この手法を用いるにあたって、MM 裏表配置の設定が行われていなかったため、Athena コードを書き換えを行っている。

## 7.5 ATLAS における性能

ATLAS 全層全角度における、2 組の MM を用いて磁場の効果を除いた場合の位置分解能を図 7.13 に示す。位置分解能約  $68\mu\text{m}$  という結果が得られている。これは 1 枚の位置分解能に直すと約  $96\mu\text{m}$  であり、要求性能を満たすことが確認できる。

## 7.6 Athena シミュレーションまとめ

Athena シミュレーションに対して、実機から得られた情報をもとにシミュレーションアルゴリズムやパラメータ調整、および磁場の実装を行って、より現実的な状態を再現した。さらに、2 枚の裏表の MM を用いて磁場の効果を相殺する手法を試し、ATLAS の複雑な磁場環境においてもこの方法が有用であることが確認できた。最後に、ATLAS 全層全角度における MM の平均的な分解能を見積もり、典型的な位置分解能が 2 枚の MM で  $70\mu\text{m}$  であることがわかった。これは 1 枚の位置分解能に直すと約  $100\mu\text{m}$  であり、要求性能を満たすことが確認できた。

また今後の課題として、トリガーに向けた解析手法の改良が挙げられる。トリガーとして用いるためには素早く飛跡情報を作り出す必要があるため、ある本数のストリップをまとめて読み出して情報を減らしたり、計算を簡略化したりしなければならず、TPC 飛跡再構成法を使えない可能性がある。よって、素早くかつ精度の良い飛跡情報作り出せる解析手法の開発が今後の課題となる。

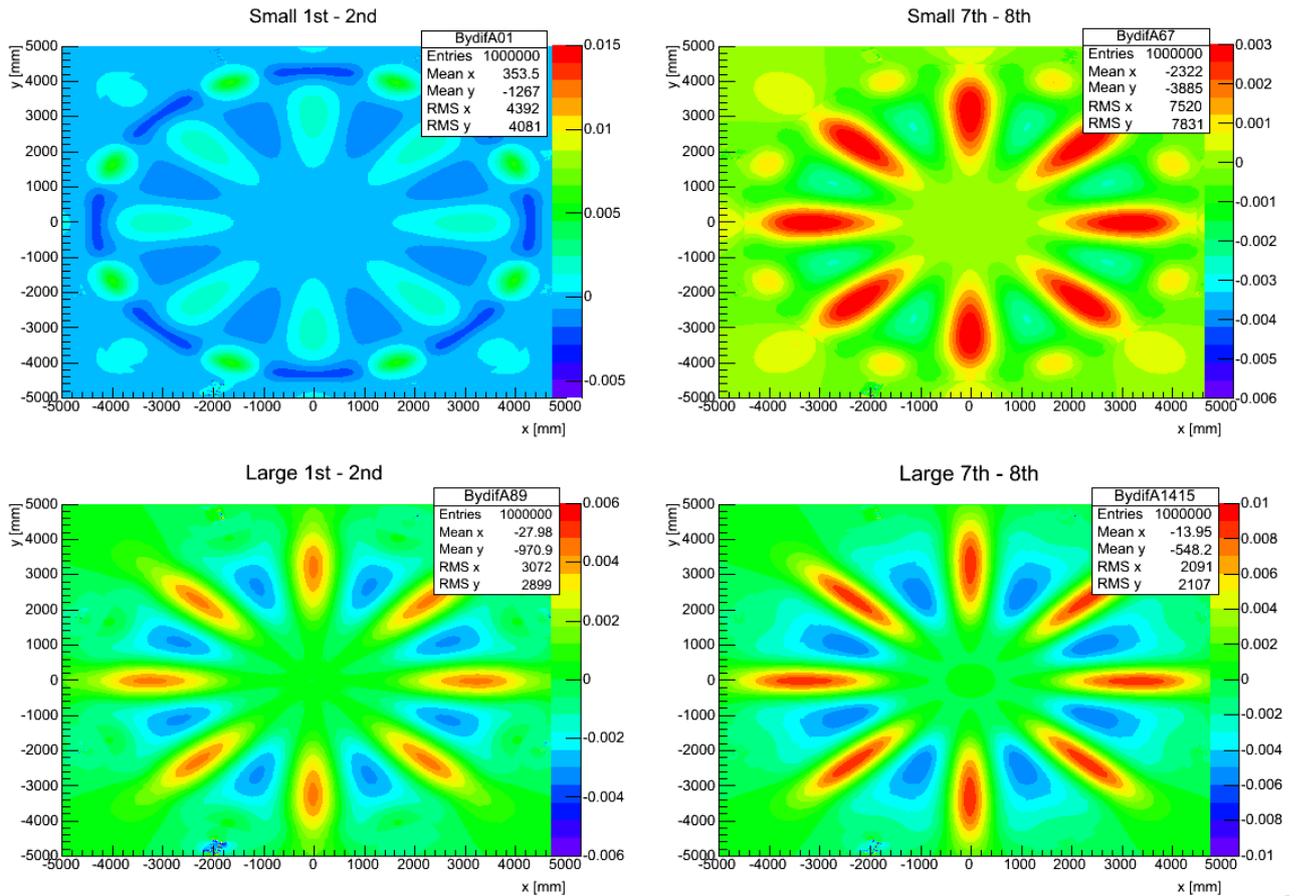


図 7.11 NSW 部分の 2 枚のマイクロメガス間の磁場の差：左上の図がスモールセクターの 1, 2 枚目、右上の図がスモールセクターの 7, 8 枚目、左下の図がラージセクターの 1, 2 枚目、左下の図がラージセクターの 7, 8 枚目に相当する位置の磁場の  $\phi$  成分の差である。z 軸の単位は T である。典型的な差は 0.002 ~ 0.005T 程である。

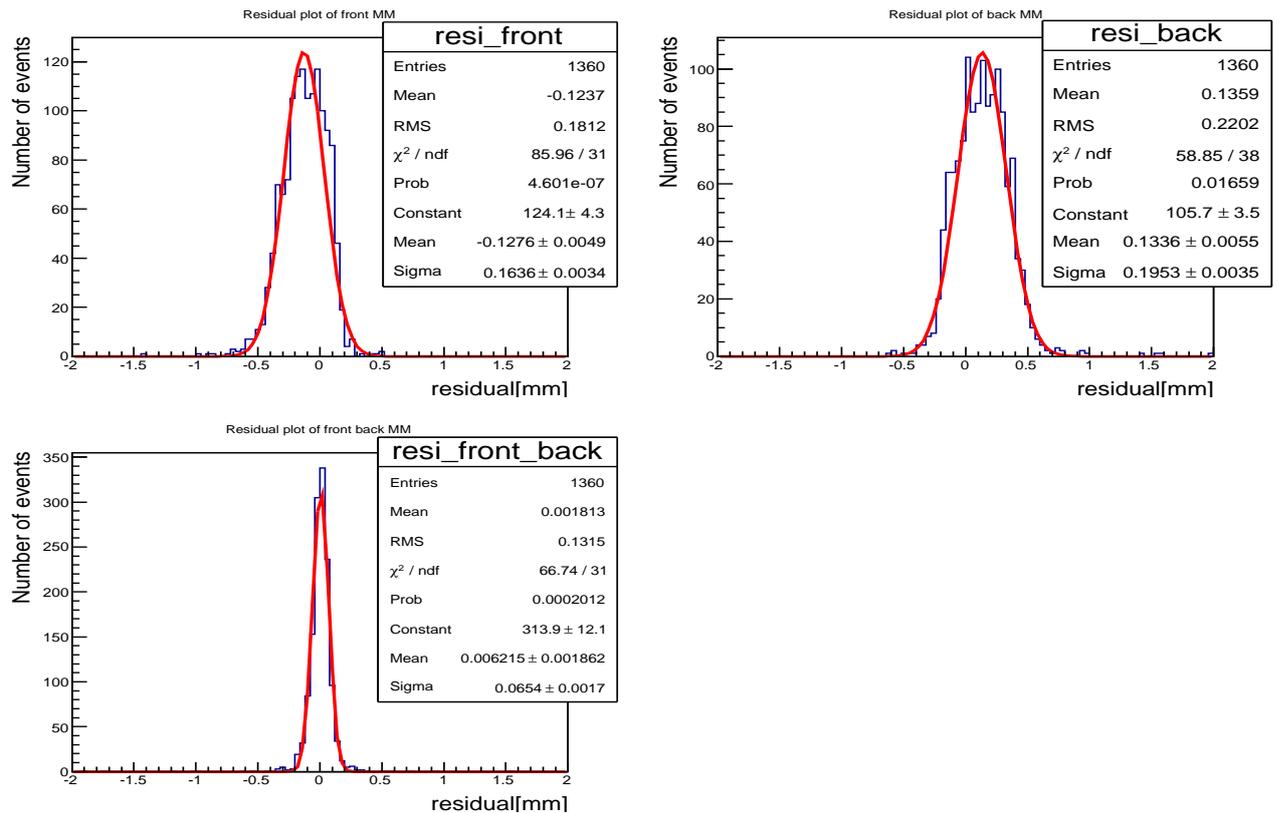


図 7.12 磁場によるシフトとその相殺：左上が表向き、右上が裏向き、左下が表裏で出したレジデュアル分布である。表裏逆の方向にシフトがあるため、2枚使うことで相殺できる。

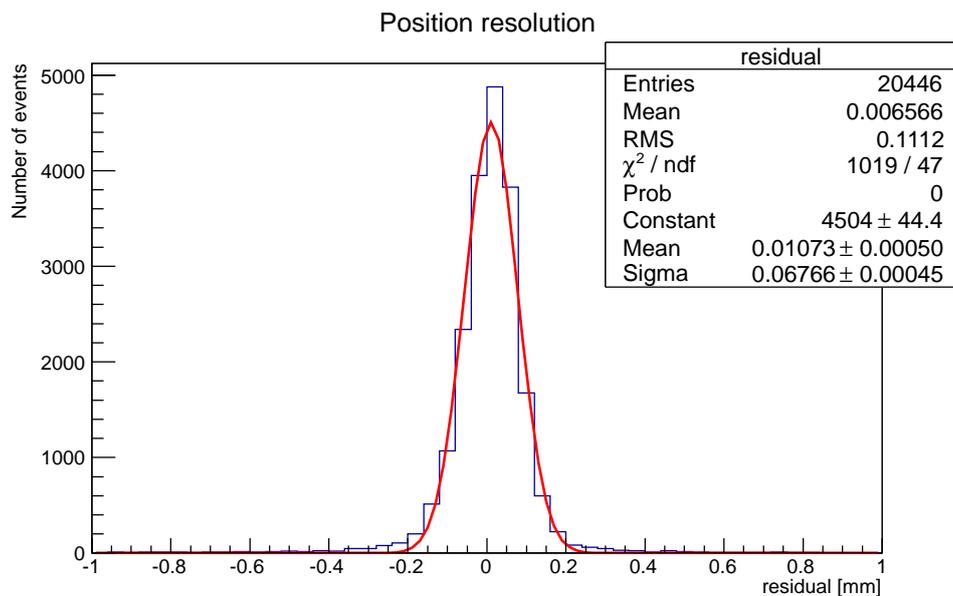


図 7.13 ATLAS 全層全角度でのマイクロメガスの分解能：マイクロメガス 2枚で  $68\mu\text{m}$  となる。1枚に直すと  $96\mu\text{m}$  であるため、要求性能を満たすことが確認できる。

## 第 8 章

### まとめ

ATLAS NSW へのマイクロメガスの導入に向けて行った、2つのビームテストと1つのシミュレーションの結果についてまとめる。

CERN SPS の 120GeV パイオンビームを使用し、新技術であるレジスティブストリップを導入したマイクロメガスの性能評価を行った。要求性能である「検出効率 99 % 以上および ATLAS における典型的な入射角度  $10^\circ \sim 30^\circ$  において位置分解能  $100\mu\text{m}$  程度」を満たすかどうか確認することが目的である。検出効率は要求性能を満たすことが確認できた。また、位置分解能は入射角度  $20^\circ, 30^\circ$  において要求性能を満たすことが確認できた。入射角度  $10^\circ$  においては  $120 \sim 130\mu\text{m}$  程度と少し悪い結果が得られており、これは TPC 飛跡再構成法の小さい入射角度での精度の悪さが原因である。今回の解析で用いなかった、信号の時間方向の情報をアルゴリズムに追加するなど、今後の改良が課題となる。また、APV25 フロントエンドチップの 25nsec のデジタルの効果は、位置分解能を  $10 \sim 20\mu\text{m}$  悪化させていることがシミュレーションからわかっている。よって、チップの変更でも位置分解能を改善できる可能性が高い。また、時間分解能は角度  $20^\circ$  以上において、10nsec 以下となることが確認できた。

次にレジスティブストリップの研究として、形成手法やマイクロメガスの構造を変えた試作機を作製し、SPRING-8 LEPS 1.3GeV 電子ビームラインを用いて試験を行った。用いた試作機はプリントストリップ型メッシュ固定マイクロメガス、スパッターラダー型メッシュ固定マイクロメガス、スパッターラダー型メッシュ非固定マイクロメガスの三世代の試作機である。検出効率は全てのマイクロメガスで 99 % 以上であることが確認できた。また、位置分解能は要求性能を満たすことはできなかったが、電子のエネルギーが低いために起きる散乱の効果、および表向きのみでセットアップでタイムジッターの効果を除けなかったことを考慮することで、SPS の試験と同等の性能になることを示唆することができた。続いて、三世代マイクロメガスの世代差については位置・時間分解能の両方において、分解能の差が 10 % 程度であることが確認できた。明らかに性能が悪い手法があった場合には差も大きくなるはずであり、三世代のどの形成手法も有用な手段であることが確認できた。

最後に Athena シミュレーションを用いて、ATLAS におけるマイクロメガスの性能を評価した。まず、シミュレーションプログラムでより現実的な状態を再現するために、プログラムの書き換えを行った。プログラムのパラメータの調整およびアルゴリズムの変更を行い、さらに、ATLAS 内に存在する磁場の効果の追加を行った。そして、このプログラムを用いて位置分解能を見積もった。裏表のマイクロメガス 2 枚で磁場の効果を相殺することによって、マイクロメガス 2 枚で約  $70\mu\text{m}$  の位置分解能を示すことが確認できた。 $70\mu\text{m}$  は 1 枚の位置分解能に直すと  $100\mu\text{m}$  以下であるため、マイクロメガスが ATLAS 環境においても要求性能を満足することが確認できた。今後の課題として、解析アルゴリズムの改良が挙げられる。トリガーに組み込む際には素早い応答が必要になり、TPC 飛跡再構成法などが使えない可能性もあるため、少ない情報量で正確に位置を求める方法の開発が課題となる。



## 第9章

# 略語一覧

### ミューオン検出器略語

TGC . . . Thin Gap Chamber

sTGC . . . small wheel Thin Gap Chamber

MDT . . . Monitored Drift Tube

sMDT . . . small tube Monitored Drift Tube

RPC . . . Resistive Plate Chamber

CSC . . . Cathode Strip Chamber

MM . . . マイクロメガス, MicroMEGAS, Micro-MEsh GAseous Structure

### 解析略語

cf50 . . . constant fruction 50 %

cd50 . . . constant threshold 50



## 謝辞

本論文の執筆にあたり、多くの方々の力をお借りしました。この場を借りて感謝の意を述べさせていただきます。

まず、指導教官である小林富雄教授に深く感謝致します。私が長年憧れを持っていた CERN での研究に携わる貴重な機会を与えて頂いたこと、そして、ご多忙であるにもかかわらず私の研究や進路を気に掛けてくださり、鋭く的確な助言・ご指導を頂きましたこと、心から感謝申し上げます。

また、マイクロメガスグループの片岡洋介特任助教、増渕達也特任助教、齋藤智之氏に深く感謝致します。右も左もわからず至らない私に対して、終始辛抱強く懇切丁寧に御指導して頂いたことで研究を進めることができました。論理的かつ細部にまで気を配って考えることの大切さや真摯に物事に取り組む姿勢に至るまでたくさんのごことを学ばせて頂きました。本当にありがとうございました。

お世話になった先生方に感謝致します。マイクロメガスグループのミーティングやビームテストなど多くの場面で御指導を頂いた、川本辰男氏、越智敦彦氏、山崎祐司氏、普段の研究生活や地下室の実験で適切な指導をして頂いた、浅井祥仁氏、真下哲郎氏、難波俊雄氏、石田明氏、そして、CERN での夏の学校でお世話をして頂いた、田中純一氏、江成祐二氏、金谷奈央子氏、寺師弘二氏、山本真平氏、中村浩二氏、山中隆志氏、塙慶太氏に感謝致します。

ICEPP の先輩方、同輩、後輩に感謝致します。飯山悠太郎氏、風間慎吾氏、宮崎彬氏、山口洋平氏、稲田聡明氏、大和田健人氏、小林愛音氏、南雄人氏、森永麻央氏、大川真耶氏、加藤千曲氏、川西裕紀氏、西村美紀氏、森達哉氏など多くの先輩方に、研究に関する助言から CERN での生活のサポート、進路の相談に至るまで様々な面でお世話になりました。また、安達俊介氏、浦野祐作氏、徳永孝之氏、久島真悟氏、嶺岸優司氏、山道智博氏、山本遼氏、竹本強志氏、山根史弥氏をはじめ同輩達が、友人として、そして、良きライバルとして時間を共にしてくれたことで、充実した大学院生活を送ることができました。さらに、山崎友寛氏、山谷昌大氏、山内悟氏をはじめ後輩にも良い刺激をもらいました。ありがとうございました。

事務員の皆様に感謝致します。塩田雅子氏、手塚淑恵氏、竹本葉子氏、宮園あき子氏、山浦華世氏の影のご尽力おかげで、学生生活を恙なく過ごすことができました。

また、SPRing-8 LEPS ビームラインでの実験でお世話になった大阪大学 RCNP の皆様に感謝致します。ビームのコントロールや宿舎の手配などをしてくださったおかげで滞りなく実験を行うことができました。

また、東北大学時代お世話になった RCNS の皆様に感謝致します。教えて頂いた物理の基礎知識やのプログラミング技術が、本研究での様々な場面で役に立ちました。

皆様に教えて頂いたこと、そして、共有させて頂いた全ての時間が、今後の人生の大きな財産になると思います。本当にありがとうございました。

最後に、これまで私を応援し学生生活を続けさせてくれた両親と祖父母に感謝の意を述べ謝辞と致します。



## 参考文献

- [1] MICROMEAS : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, 1996 · Y. Giomataris
- [2] The Micromegas Project for the ATLAS Upgrade, < <https://inspirehep.net/record/1256477/plots> > (2014/01/12 アクセス)
- [3] LHC Design Report, 2004
- [4] CERN Document Server / Photos < <http://cds.cern.ch/collection/Photos> > (2014/01/10 アクセス)
- [5] LHC Higgs Cross Section Working Group,  
< <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWGCrossSectionsFigures> > (2014/01/5 アクセス)
- [6] 浅井祥二, < <http://www.icepp.s.u-tokyo.ac.jp/asai/Lecture/osaka4.pdf> > (2014/01/03 アクセス)
- [7] 超対称性, < [http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/kazu/lecture/kanazawa/lec07\\_susy.pdf](http://osksn2.hep.sci.osaka-u.ac.jp/kazu/lecture/kanazawa/lec07_susy.pdf) > (2014/01/03 アクセス)
- [8] ATLAS: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008
- [9] 修士学位論文, ATLAS ミューオントリガーシステムのアップグレードに向けた  
ギガビット通信を用いたデータ収集系の検証及び読み出しプロトタイプの開発・大谷育生
- [10] ATLAS Inner Detector Technical Design Report ,1997
- [11] ATLAS MAGNETIC FIELD , < <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/magfield/> > (2014/01/13 アクセス)
- [12] 修士論文, LHC-ATLAS 実験  $\mu$  粒子トリガー検出器の 7TeV 陽子陽子衝突事象を用いたアライメントの研究・若林潤
- [13] CERN Accelerating science, < <http://hilumilhc.web.cern.ch/sites/hilumilhc.web.cern.ch> > (2014/01/10 アクセス)
- [14] 修士学位論文, ATLAS アップグレードに向けた MicroMEGAS の開発、及び性能評価・川西裕基
- [15] L.Pontecorv, 03.04.2012, Muon Steering Group,  
< <http://indico.cern.ch/event/176327/contribution/1/material/slides/0.pdf> > (2014/01/10 アクセス)
- [16] ATLAS New Small Wheel Technical Design Report, 2013
- [17] 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・江戸勇樹
- [18] ATLAS Phase-1 Upgrade Letter of Intent
- [19] 放射線計測ハンドブック・ Glenn F. Knoll, 木村 逸郎, 阪井 英次
- [20] ATLAS Muon Spectrometer TDR,  
< [http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/TDR/pdf\\_final/requirements\\_ol.pdf](http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/MUON/TDR/pdf_final/requirements_ol.pdf) > (2014/01/21 アクセス)
- [21] ICEPP MicroMegas Activities

- < <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Main/ICEPPMM> > (2014/01/11 アクセス)
- [22] Document on micromegas aging tests at CEA Saclay, Saclay micromegas team
- [23] CERN | Garfield++, < <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/> > (2014/01/10 アクセス)

# 付録

## MMDAQ のオンライン閾値

MMDAQ によるオンライン閾値の計算・適用方法を説明する。ある一つのストリップに注目している。

### ペDESTALラン

ここで、ストリップの ADC カウントを  $q_j (j = 1, 2, \dots, 27)$ 、イベント数を  $N$ 、イベント毎の ADC カウントの平均値を  $Qmean_i (i = 1, 2, \dots, N)$ 、イベント毎の ADC カウントの標準偏差を  $Qstd_i (i = 1, 2, \dots, N)$ 、全イベントの  $Qmean_i$  の平均値を  $Mean$ 、全イベントの  $Qstd_i$  の平均値を  $Std$  としている。

1.  $Qmean$ ,  $Qstd$  を計算する。これを全イベントで行う。

$$Qmean_i = (q_1 + q_2 + \dots + q_{27})/27 \quad (9.1)$$

$$Qstd_i = (q_1 + q_2 + \dots + q_{27})/27 \quad (9.2)$$

2.  $Mean$ ,  $Std$  を計算する。

$$Mean = (Qmean_1 + Qmean_2 + \dots + Qmean_N)/N \quad (9.3)$$

$$Std = (Qstd_1 + Qstd_2 + \dots + Qstd_N)/N \quad (9.4)$$

3.  $Mean$ ,  $Std$  をペDESTALランに記録する。

### 物理ラン

続いて物理ランでの閾値の使い方を示す。ADC カウントを  $q_i$ 、ADC カウントの平均値を  $q_{av}$  としている。

1. ADC カウントの 27 time bin の平均値を求める。

$$q_{av} = (q_1 + q_2 + \dots + q_{27})/27 \quad (9.5)$$

2.  $q_{av} > Mean + 0.8 \times Std$  の時、信号を記録する。