2011 年度修士論文

Improving the performance of PHENIX muon tracking chamber

指導教員 村田 次郎

理学研究科 物理学専攻
博士課程前期課程

学生番号 10LA007P
渡邉 健太郎

Abstruct

PHENIX is one of the experiments which use Relativistic Heavy Ion Collider(RHIC) at Brookhaven National Laboratory. RHIC can accelerate both various ionized nuclei, proton to gold and polarized protons. One of the physics goals of the PHENIX experiment is a measurement of spin structure in nucleon. Proton has spin 1/2. The fraction of proton spin arising from its three valence quarks is small, about 20% to 30%. This has been well studied in deep inelastic scattering(DIS) experiments [1]. Polarized proton-proton collision is a new tool to measure proton spin structure. In particular, the production of !± couples only left-handed quarks and right-handed antiquarks, so asymmetry of the W yield from a measurement flipping the helicity of polarized beam proton is sensitive to flavor dependence of ?q and ?!. Production of the W occurs at a scale where higher order QCD corrections can be evaluated reliably, and it is free from uncertainties in fragmentation functions by detecting leptons from W decay [2]. The PHENIX detector consists of two central arms and two muon arms. The central arm is the detector to measure electrons, photons and hadrons. The muon arm is a detector to measure muons. It is composed of muon magnet, muon tracker(MuTr), and muon identifier(MuID). The muon tracker is placed in the muon magnet. It has three layers of cathode-strip-readout tracking chambers. These layers are called as stations. MuTr plays a key role to detect high momentum muons decayed from W-boson and identify from huge hadronic QCD backgrounds. Naively the momentum resolution of MuTr should be limited by the intrinsic position resolution of the chambers (100um) and multiple scattering. However, we have never achieve what is expected from these designed values. Here I will address two possible causes: 1) cross talk between readout cathode strips, 2) relative miss-alignment between three tracking stations.

Development Restoring Capacitor Clamp Board. The Restoring Capacitor Clamp board (hereafter referred to as the ReCap Board) was developed to improve existing anode circuit cards of the PHENIX muon cathode strip chambers. Originally, the anode cards were equipped with surface mounted capacitors which were later removed, because moisture was trapped in tiny space between them and the anode cards, and caused frequent high voltage trips. As an another side effect of missing capacitors, the relevant path to the ground for the negative charge generated in anode wire was lost. As a consequence, the charge finds relatively easy path to escape in adjacent strips which share same anode wire. This phenomenon called cross talk. Because cross talk signal interfere with real signal, it will create the unexpected high hit-multiplicity and reduced the position resolution of the tracker. For this reason, we have developed

the recapacitation (ReCap) board with non-surface type capacitors to be used in lieu of the original capacitors, which guide the anode charge to the proper ground. New cramps have been installed about 60% of MuTr acceptance. The impact on MuTr performance under engineering constraints will be discussed.

Alignment precision for the PHENIX muon tracking chamber. The optical alignment system (OASys) of MuTr chambers pointed out the relative position of three tracking stations move as much as 50 to 300 μ m within a coupe of months of running period[ref to Ikeda' s thesis] perhaps due to the temperature, on/off switch of the magnetic field and some other cause. However this observation has never been verified neither quantitatively nor qualitatively. In order to verify it, I investigated another independent measurement using residuals of tracks in the zero magnetic field. This residual is defined as the difference between the linear extrapolation to station-3 from station-2 and 1 hit positions and the actual hit point of station 3. The residual will be distributed around zero if the relative alignment between the each stations is accurate. The correlation between two independent alignment measurements will be discussed.

目次

W bson i

第 1 章 RHIC-PHENIX 実験における W 粒子測定 1
1.1 陽子スピンの研究背景 1
1.2 パートン模型とパートン偏極度分布関数 3
1.2.1 パートン模型 3
1.2.2 因子化定数 4
1.2.3 陽子のパートン分布 5
1.2.4 スピン非対称度 5
1.3 海クォークのスピン測定 7
1.3.1 W ボソンによるフレーバーを分けた海クォーク偏極度分布の測定 7
1.3.2 陽子陽子衝突における W ボソンの運動学 8
1.4 PHENIX 検出器における W ボソンの測定 8
1.5 研究の概要、及び本論文の流れ 10

第 2 章 PHENIX ミューオン検出器群 13
2.1 RHIC 加速器 13
2.2 PHENIX 検出器 15
2.3 ミューオン検出器群 Muon Arm 16
2.3.1 ハドロン吸収材 Nose Cone・Central Magnet 16
2.3.2 μ 粒子識別検出器 Muon Identifying Chamber (MuID) 17
2.3.3 ミューオン飛跡検出器 Muon Tracking Chambr (MuTr) . . . 21
2.3.4 ミューオン電磁石 Muon Magnet 25

第 3 章 ミューオン飛跡検出器の位置決定精度 27
3.1 MuTr における運動量算出方法 27
3.2 Muon Arm の運動量分解能 30
3.2.1 単ミューオンにおける運動量分解能の定義 30
3.2.2 ミューオン飛跡検出器の運動量分解能 30
3.2.3 エネルギーロスの不確定性 33
3.2.4 Alignment 決定精度を考慮した Muon Arm の運動量分解能の概算 33

3.3 光学式位置補正システム (OASys) からのアプローチ 39
3.3.1 OASYS の構成 39
3.3.2 画像解析方法の検証 41
3.3.3 OASys が捉えた MuTr の動き 42
3.4 Zero Field 解析からのアプローチ 44
3.4.1 Residual の定義とその分布 44
3.4.2 Zero Field Run Data と、その Pedestal の安定性 46
3.4.3 ミューオン運動量依存性 50
3.4.4 多重散乱による分布の広がり 50
3.4.5 ハドロンの崩壊による影響 52
3.4.6 宇宙線データの Residual 分布 53
3.4.7 Fitting の最適化 53
3.4.8 データ選択の最適化 53
3.4.9 Residual 分布の動径方向依存性 54
3.4.10 Millepede 補正の効果 56
3.4.11 ゼロ磁場アライメント補正の改善可能性 61
3.5 現状の MuTr におけるアライメント決定精度 73
3.5.1 Zero 磁場解析による実験中のアライメント変化と OASys の比較 73
3.5.2 考察と展望 75

第 4 章 ReCap board の開発 79
4.1 Cross talk effect 79
4.2 Requirement 80
4.3 Contact part 81
4.4 Confirm the contacts 82

第 5 章 結論 85
5.1 アライメント決定精度 85
5.2 クロストークの抑制 87

付録 A OASYS の操作 89

謝辞 93

参考文献 95

第 1 章

RHIC-PHENIX 実験における W 粒子測定

スピンとは回転 (自転) である。回転しないコマは倒れてしまうように自然界では回転運動がものを安定に保つ重要な要素になっている。 回転の根源を突き詰めてゆくと、核子 (陽子や中性子) と電子の自転にまで行き着きつく。核子は更に微小な粒子であるクォークとグルーオンからできており、それらの自転の根源を明らかにすることは宇宙の安定の解明にもつながると言える。我々、PHENIX - Muon Trigger チームが参加する RHIC-PHENIX SPIN 実験の目的は「核子スピンの源をクォークやグ ルーオンのスピンで説明できるかどうかを明らかにするものである。」この実験はコライダーによって作り出した W 粒子をプローブとして陽子内の海クォーク偏極成分を測定する事である。

この章では核子のスピン構造における歴史的研究背景から現在、我々が行なっている RHIC-PHENIX 実験における W 粒子測定の研究意義について述べる。次いで現在、我々のチームが「抱えている問題」・「達成しなくてはいけない課題」について言及し、その中で私が修士の 2 年間で具体的に行なった研究の概要と本論文における構成についてを記述する。

1.1 陽子スピンの研究背景

陽子のスピンは 1/2 である。この事は 1920 年代に行なわれた水素の比熱を測定する実験によって示され、また広く知られている。更に陽子がスピン 1/2 を持つ 3 つのバレンスクォークからできているという事は、1960 年代に深非弾性散乱 (Deep Inelastic Scattering, DIS) の実験によって明らかになった。その当時、陽子をはじめとするバリオンを 3 つのクォークの集まりと見なすシンプルなモデルが、ハドロンの質量、及び磁気能率などの静的性質の理解において大きな成功を収めたことから核子のスピン 1/2 は 3 つのバレンスクォークのスピンの合成のみで理解できると考えられていた。しかし、1988 年に、EMC(European Muon Collaboration)[1] グループが報告した CERN での実験結果は、クォークモデルから期待されるものとはまったくはずれた「陽子のスピンにはクォークスピンはほとんど関与していない！」というたいへん不思議なものであっ

た。この驚くべきクォークスピンの謎めいた振る舞いは、“スピンクライシス”と呼ばれ、現在でも世界中の素粒子・原子核物理学者がおおいに頭を悩ましている現代物理学の大きな問題の一つである。そこで、世界中の研究者の強い要望と期待を一身に受けて国際共同研究 SMC(Spin Muon Collaboration)[2] が 1991 年から 1996 年まで CERN において実験を行いました。実験はスピン (磁石) の向きのそろったミュー粒子を、スピンの向きをそろえて陽子や重陽子に衝突させ、双方のスピンの向きが平行で衝突する場合と反平行の場合とで衝突の割合が違うかどうかを調べました。その結果、核子のスピン構造について以下のようなことがわかりました。

(1) クォークは陽子や中性子のスピンの 20% 程度しか担っていない。
(2) クォークモデルでは考えれられない ストレンジクォークが核子スピンと反対向きに 10% ほどスピンをそろえている。
(3) 核子の中でできたり消えたりしているクォーク (海クォーク) はスピン偏極していない。

ストレンジクォークは陽子内では海クォークに属するものであることから、この結果はとても衝撃的であった。このことから核子スピンに対する海クォーク偏極度の寄与の解明が強く望まれ、特にフレーバーを仮定しない直接的な海クォークの偏極度測定が求められた。これを機に陽子内のパートン偏極度に対して多くの関心がもたれ、その後さまざまな polarized DIS の測定が HERMES、SMC などで行われた。中でも、バレンスクォークと核子中に海クォークとして存在する反クォークの偏極度を独立に求められる semi-inclusive DIS[3][4] の測定が広く行われるようになった。 semi-inclusive DIS は、核子内で反応したフレーバーとその破砕プロセスで生成されるハド ロンとの相関関数を用いることにより、クォークと反クォークを分けた偏極度測定を可能にしている。この polarized DIS 実験によって現在では陽子内のバレンスクォークと反クォークの偏極度の総和は陽子スピン 1/2 における寄与の 20%〜 30% 程度と考えられている。

しかしながら、この破砕プロセスにおける相関の記述には限界があり、そのためこの方法では絶対値が小さいと予想される反クォークの偏極度を正確に求めることができなかった。以上のことから、これらに変わる方法でのフレーバーを分けた海クォーク偏極度の直接測定が望まれてきた。これこそが、以降の節にて説明する W 粒子生成非対称度の実験である。この実験により反クォークの偏極度はハッキリさせようではないかというのが我々の研究目的である。

図 1.1 にこれまで行われてきた inclusive DIS 及び semi-inclusive DIS による測定データを統一的に解析した結果を示す [5]。図中の KRE[6] 及び KKP[7] とは破砕プロセスにおけるクォークのハドロン化を表わす 2 つの異なる破砕関数である。バレンスクォークの偏極度に関しては絶対値が大きいため外形はハッキリしているのであるが、海クォークである $\bar{u}$ および $\bar{d}$ は符号も正しく分かっていないのがわかる。

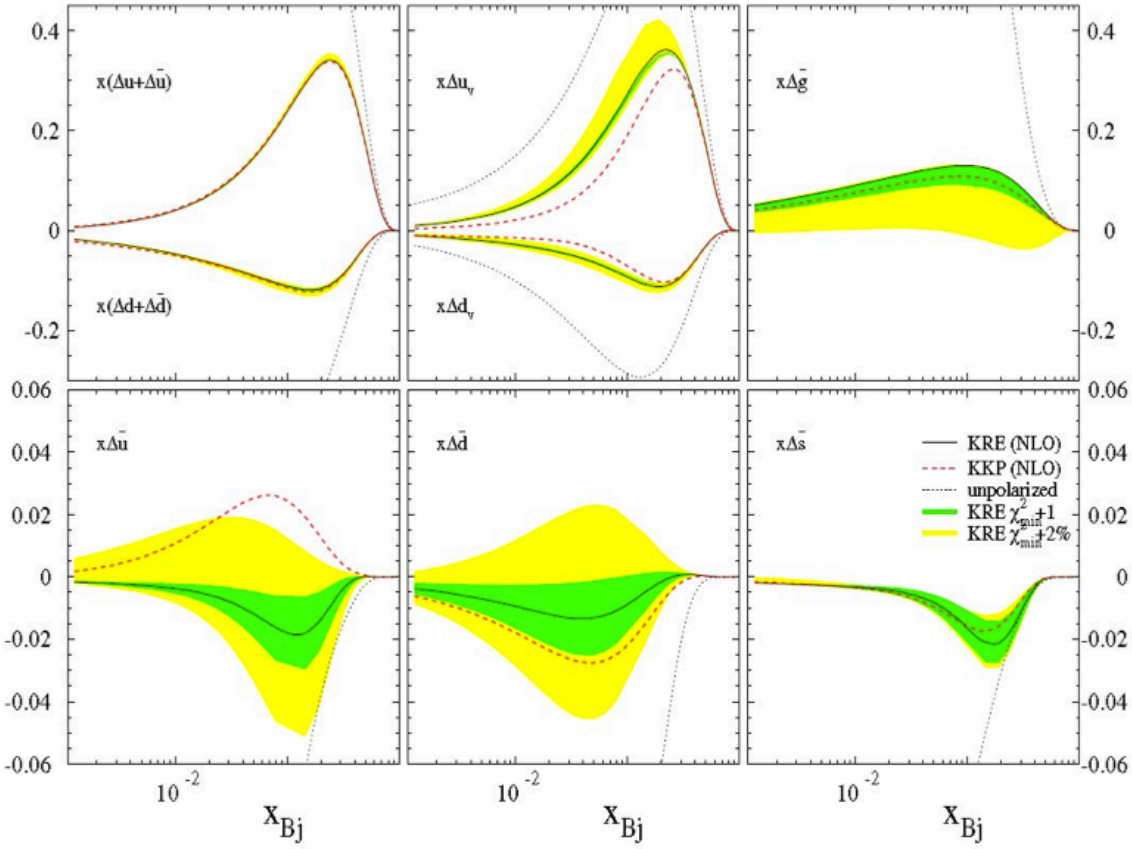


図 1.1　現在まで行われた DIS により求められた各パートンの偏極度分布。緑色の領域は χ^2 が 1 増える領域。黄色の領域は χ^2 が 2% 増える領域。

1.2　パートン模型とパートン偏極度分布関数

ここでは、本筋である W 粒子のスピン物理について述べる前に核子構造を理解する上で重要なパートン模型とその偏極度分布関数について説明する。ようするに、この実験原理を理解する前のお膳立てである。

1.2.1　パートン模型

まずハドロンはクォークの多体系として説明される。例えば、π 粒子等のメソンはクォーク 2 個から、陽子等のバリオンはクォーク 3 個から構成されると考えられている (バレンスクォーク)。しかし、実際にはハドロン内部の真空においては対生成・対消滅が起こっているため、ハドロンには、バレンスクォーク以外の構成要素 (グルーオンや海クォーク) が存在する。これらバレンスクォークと海クォーク、グルーオンを全てひっくるめて「パートン」と呼び、パートンを用いることによってハドロンの性質を説明しようとするのがパートン模型である。実際に、ハドロンを含む高エネルギー反応の多くはパートンモデルで説明することができる。

1.2.2 因子化定数

高エネルギーの散乱において核子は点状の粒子の集まりをみなすことができ、それら個々の粒子との散乱の和によって反応を記述できる。パートン模型ではハドロン反応の断面積は以下の 3 つの過程に分解され、その畳み込み積分で表すことができる (因子化定理)。つまり、「始状態のハドロン内に特定のパートンが見出される確率 (パートン分布関数)」、「パートンどうしの散乱断面積」及び「パートンどうしの相互作用過程の終状態に存在するパートンが終状態のハドロンになる確率 (破砕関数)」の 3 つで全ての反応を表す事が出来る。 例えば、陽子・陽子反応における高い横運動量を持つ π 粒子生成反応の断面積は、

$$\sigma^{pp\to\pi X} = \Sigma_{f_1,f_2,f} \int dx_1\, dx_2\, dz f_1(x_1,\mu^2) f_2(x_2,\mu^2) \sigma^{f_1 f_2 \to f X'} D_f^{\pi}(z,\mu^2)$$

と表すことができる。ここで、f_1、f_2、f はパートンを表わす。下付き数字は、始状態の 2 つの陽子を区別するために使用している。$f_1(x_1,\mu^2)$ は陽子のパートン分布関数である。すなわち、陽子の中に陽子の運動量の x^1 倍 $(0 < x^1 < 1)$ の運動量を持つパートン f^1 を見出す確率である。D_f^{π} は、パートンレベルの終状態、すなわち $f_1 - f_2$ 散乱の終状態に存在するパートン f から、パートン f の持つ運動量の z 倍の運動量を持つ π 粒子が生成する確率であり、破砕関数と呼ばれる。パートン同士の散乱断面積は、反応に参加するパートンの質量 より十分大きなエネルギー領域における反応であれば摂動論的 QCD によって計算すること が可能である。しかしパートン分布関数及び破砕関数は、QCD によって第一原理から計算することが非常に難しい。しかし、計算できる領域とできない領域の分離、そして計算できない領域を実験によって与えることにより、摂動論的 QCD が初めて予言能力を持つことができる。計算できる領域とできない領域を分けるために、スケール変数 μ を導入している。このスケール変数への依存性は、摂動を途中で止めることによって生ずるのであって、物理的な結果はこのスケール変数によらない。上記は、スピン依存性を考慮した反応についても成り立つ。スピン依存性を考慮したパー トン分布関数を、

$$\Delta q(x) = q_+^+(x) - q_+^-(x)$$

と定義する。ただし、下付きの符号は陽子のヘリシティーを、上付き符号はパートンのヘリシティーを表わす。そして、初期状態の陽子のスピンを考慮した断面積を、

$$\Delta\sigma^{pp\to\pi X} = \frac{1}{4}(\sigma_{++}^{pp\to\pi X} + \sigma_{--}^{pp\to\pi X} - \sigma_{-+}^{pp\to\pi X} - \sigma_{+-}^{pp\to\pi X})$$

と定義する。ただし、下付き符号は初期状態陽子のヘリシティーを表わす。このときスピ ンを考慮しない場合と同様に、

$$\Delta\sigma^{pp\to\pi X} = \Sigma_{f_1,f_2,f}\int dx_1\,dx_2\,dz\Delta f_1(x_1,\mu^2)\Delta f_2(x_2,\mu^2)\Delta\sigma^{f_1f_2\to fX'}D_f^{\pi}(z,\mu^2)$$

が成り立つ。すなわちスピンを考慮した反応の場合でも因子化定理は成り立ち、パートン分布関数、散乱断面積および破砕関数の 3 つでその全てを表す事が出来る。

1.2.3　陽子のパートン分布

陽子のパートン分布関数に関して以下の和則が成り立つ。

$$\frac{1}{2} = \int_0^1 dx(\frac{1}{2}\sum_q(\Delta q(x) + \Delta\bar{q}(x)) + \Delta g(x)) + L$$

ここで、L はクォーク・グルーオンの軌道角運動量を表わし、$\Delta g(x)$ はグルーオンのスピン依存パートン分布関数を表わす。要するに陽子のパートン分布関数はクォーク、グルーオン、軌道角運動量で　前節でも述べたように陽子スピン 1/2 に対するクォークからの寄与が 20% 程度であることがわかったため残りの寄与はこのグルーオンあるいは軌道角運動量の寄与と考えられるが、まだはっきりとした答えは出ていない。更に最近の COMPASS や PHENIX・STAR などの研究からグルーオンの寄与も非常に小さいが示唆されて来ている。

1.2.4　スピン非対称度

スピン非対称度とは実験における加速粒子のスピンの向きによって生成粒子の散乱断面積が異なることを定量的に表したもので、陽子スピン構造の研究に頻繁に登場する。はじめての人には聞き慣れない言葉だろうが要するに「加速粒子の自転方向によって非対称性（アシンメトリー）が生まれるかどうか」という量ぐらいに捉えておけば問題はないだろう。スピン非対称度には大きく分け て 2 種類あり加速粒子のスピンの向きによって分類される。すなわち進行方向 (longitudinal) に偏極している場合の A_LL や A_L と、進行方向と垂直な方向 (transverse) に偏極している場合の A_TT や A_T である。我々の実験では特に A_L（単一スピン非対称度）を観測量として求める事を、ここで軽く頭に入れて置いてほしい。以下に、まずスピン非対称性の定義とそれに必要なビーム偏極度の定義を述べる。

・ビームの偏極度

ビーム中のヘリシティーが正の陽子の数を B_+、ヘリシティーが負の陽子の数を B_- とすれば、陽子ビームの偏極度は、

$$P_{beam} = \frac{B_+ - B_-}{B_+ + B_-}$$

で定義される。陽子ビームの偏極度が 70% であるとは、$P_{beam} = 0.7$、あるいは $P_{beam} = -0.7$ を意味する。要するにビームというリ粒子群の中に、どれだけ同じ方向に自転している粒子が存在しているのかという数値ですね。その回転の方向は定義によるので基本的に問いません。

・二重スピン非対称性

我々の実験の観測量は単一スピン非対称度であるが、先に理解のために二重スピン非対称度について触れておく。ある粒子 (例えば W や J/ψ など) の生成断面積を σ とする。陽子陽子の衝突では、陽子ビームのヘリシティーの組み合わせとして 4 通り考えられる。ヘリシティー正同士の陽子衝突における、粒子の生成断面積を σ_{++} とかく。他のヘリシティーの組み合わせも同様にして、σ_{+-},σ_{-+},σ_{--} のように書く。このとき、この粒子のスピン非偏極度はそれぞれの足し合わせで

$$A_{LL} = \frac{\sigma_{++} + \sigma_{--} - \sigma_{-+} - \sigma_{+-}}{\sigma_{++} + \sigma_{--} + \sigma_{-+} + \sigma_{+-}}$$

と定義される。下付き添え字の LL は 2 つの陽子が両方とも縦方向に偏極していることを表わす。実験的にはビームの偏極度なども考慮に入れて、

$$A_{LL} = \frac{1}{\mid P_1 \mid\mid P_2 \mid} \frac{N'_{++} + N'_{--} - N'_{-+} - N'_{+-}}{N'_{++} + N'_{--} + N'_{-+} + N'_{+-}}$$

で定義される。ここで P_1、P_2 は、ビーム 1、2 の偏極度であり、N'_{++} は、ビームのヘリシ ティーが正同士の衝突における観測粒子の個数を、ルミノシティーで規格化したものである。陽子陽子衝突における J/ψ や π^0 の二重スピン非対称性は陽子中のグルーオン偏極度と結びつくので、グルーオン偏極度測定に重要な役割を果たす物理量である。

・単一スピン非対称性

単一スピン非対称性は、二重スピン非対称性と違い、偏極ビームと非偏極ビームの衝突反応において定義される。実際の RHIC のビームは両方偏極しているが、片方を無偏極と捉えればいいだけの事ッス。偏極陽子ビームのヘリシティーが正 (負) の場合に、粒子の生成断面積を $\sigma_+(\sigma_-)$ と書けば、単一スピン非対称度は、

$$A_L = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}$$

と定義される。下付き添え字の L は、一方のビームのみが longitudinal に偏極していることを表わす。また、実験的には、

$$A_L = -\frac{1}{\mid P \mid} \frac{N'_+ - N'_-}{N'_+ + N'_-}$$

と定義される。ここで P は偏極しているビームの偏極度であり、N'_+ はヘリシティー 正の陽子ビームと非偏極ビーム衝突における観測粒子の個数をルミノシティーで規格化し

たものである。パリティ変換によりビームのヘリシティの向きは逆になる。そのためパリティが保存する相互作用では A_L の値は 0 となる。A_L が有限の値を持つということは、その反応がパリティを破る相互作用を含むことを意味する。わかるかな？ A_L が 0 じゃないってのは凄い事なんだからねッ！！

1.3　海クォークのスピン測定

先程から小出しにしたが PHENIX では、W 粒子生成非対称度より陽子内の海クォークのスピン測定を行なう。また W 粒子の同定は W 粒子の崩壊によって生成される高運動量のミューオンを測定する事によって行なわれる。そして、$u\bar{d} \to W^+$ と $d\bar{u} \to W^+$ という反応過程をプローブとする事で海クォークスピン運動量を求めている。ここでは、偏極陽子陽子衝突実験における W ボソンの生成断面積の単一スピン非対称性の測定からフレーバーを分けた海クォーク偏極度分布の導出方法について述べる。以下に、その詳細を記する。ここ凄く大事だから、注意して読んで理解して下さい！！

1.3.1　W ボソンによるフレーバーを分けた海クォーク偏極度分布の測定

偏極陽子陽子衝突実験における W ボソンの生成断面積の単一スピン非対称性の測定は、最初に述べたフレーバーを分けた海クォーク偏極度分布の導出に最適である。それは以下の理由による。

・ W ボソンによる弱い相互作用は左巻き粒子にのみ反応するので当然、最大限にパリティを破っている。そのため単一スピン非対称性は有限の値を持ちうる。

・ W ボソンは弱電荷に選択的に結合する。この弱電荷は CKM 行列を対角行列であるとみなせばフレーバーをあらわすものとなる。この近似において、W ボソンがフレーバーに選択的に結合すると見なせる。すなわち陽子陽子衝突において W^+ については u と $\bar{d}$ が主な反応パートンであることが分かり、W^- については u^- と d が主な反応パートンであることが分かる。

以下では、この単一スピン非対称度の値と陽子内のクォーク、反クォークの偏極度とどのように結び付くかを説明する。

まず W^+ の生成について考える。偏極陽子側から反応に寄与するパートンの Bjorken x(momentum fraction) を x_1、非偏極陽子側から反応に寄与するパートンの Bjorken x を x_2 とする。前述したように W を仲介する弱い相互作用はパリティを最大限に破っており、そのため決まったカイラリティの値を持つ粒子としか相互作用できない。高エネルギー反応であるので W ボソンとカップルする u クォークはヘリシティ (カイラリティ) が負のものだけであり、$\bar{d}$ クォークはヘリシティ (カイラリティ) が正のものだけである。すなわち、

1.3.2　陽子陽子衝突における W ボソンの運動学

本実験において、W ボソンはその崩壊により生成される μ 粒子を観測することにより同定する。ここでは、μ 粒子の運動量を知ることで元のパートンの Bjorken x を導出することを考える。まず陽子陽子衝突の重心系で考えると高エネルギー衝突であるので、陽子・パートン・レプトン の質量を無視できる。また生成される W ボソンの横方向運動量を近似的に無視する。2 つの陽子の 4 元運動量を p_1^μ, p_2^μ とおく。(上付きの μ は添え字を表わす。) この横方向の運動量を無視すれば、

$$p_1^\mu = (P, 0, 0, P)$$

$$p_2^\mu = (P, 0, 0, -P)$$

とできる。よって mandelstam variable s は

$$s = (p_1^\mu + p_2^\mu)^2$$

$$= 4p^2$$

となる。ここで、パートンの運動量を p_{q1}^μ, p_{q2}^μ とおけば、Bjorken x とビーム運動量を用 いて、

$$p_{q1}^\mu = x_1 p_1^\mu = (P, 0, 0, P)$$

$$p_{q2}^\mu = x_2 p_2^\mu 1 = (P, 0, 0, -P)$$

と書ける。そのため W の運動量 q 及び q^2 は、

1.4　PHENIX 検出器における W ボソンの測定

RHIC PHENIX 検出器では W ボソンの崩壊からの電子と μ 粒子をとらえることができる。 特に PHENIX 検出器では前方に設置された Muon Arm と呼ばれる μ 粒子検出器群（第 2 章参照）を用いることによって、$|xF| \gg 0$ の領域が見ることができる。そこで以下は W ボソンの崩壊により生成される μ 粒子を観測することによる W ボソンの測定について考える。

通常、W 粒子の検出には、検出されないニュートリノによる大きなエネルギー欠損を要求することが多いが、PHENIX 検出器は全立体角を覆った検出器ではないため、エネルギー 欠損を正確に測定することは不可能である。しかし、図 1.2 からわかるように W ボソンからの崩壊 μ 粒子は、横運動量 20GeV/c を要求することによって、同定することができる。Z_0 からのバックグラウンドは数 % しかなく、また μ^+, μ^- の質量を組むことによって差し引くことができる。すなわち PHENIX 検出器において W ボソンの測定が可能である。このシュミレーションにより横運動量を 20GeV/c 以上という条

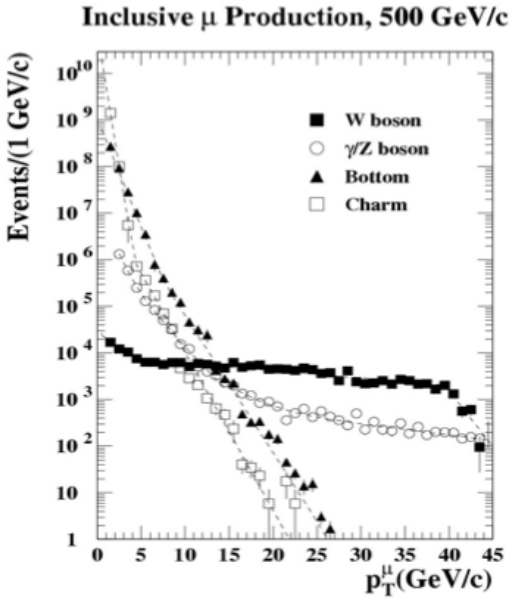


図 1.2　$\sqrt{s}$ =500GeV での陽子陽子衝突において生成される μ 粒子 (±) の親粒子別の横運動量分布。横軸は μ 粒子からの横方向運動量である。PYTHIA5.7 を用いて、Muon Arm に入る μ 粒子を計算した。積分ルミノシティ $\int Ldt = 800pb^{-1}$ を仮定している。

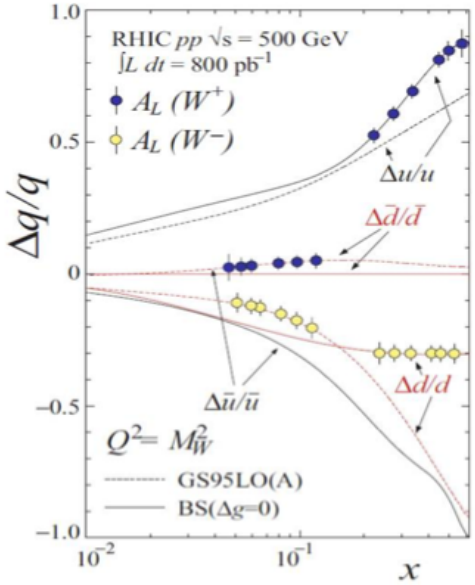


図 1.3　$\sqrt{s}$ =500GeV、積分ルミノシティ $\int Ldt = 800pb^{-1}$ での陽子陽子衝突において期待されるパートンの偏極度の測定値。実線のモデルは BS、点線は GS95LO(A) による。

件では仮定しているエネルギー、積分ルミノシティにおいて、W^+ からのものが 7306 イベント、W^- からのものが 7664 イベント得られるという結果を得ている。上述のように W ボソンの生成断面積の単一スピン非対称度を測定し、終状態の μ 粒子の運動量からパートンにおける Bjorken x を再構成することによって、陽子のスピン構造を調べることができる。

PHENIX 検出器において期待されるスピン依存パートン分布関数の感度を図 1.3 に示す。PHENIX 実験によって、フレーバーごとの海クォーク偏極度の不定性を大きく減らすことが期待される。

今日、世界は 4 つの力 (重力、 弱い力、電磁気の力、強い力) で成り立っていると言われてい ます。それぞれ性質の違う力を 一つの基本原理から説明したい というのは、この分野の研究者 の長年の夢です。古くはアイン シュタインから湯川博士はじめ 素粒子物理学者はこの夢を追っ て生きているといってもよいで しょう。 1960 年代、ワインバー グとサラムによって、弱い力と 電磁気の力の統一的な理解が成し遂げられました。さらに、強い力がまとまって、より統一的な理解が進むか否かは「強い力 の理解がどれだけ進むか」に依っているとも言えます。核子のスピンの起源を探る研究は、「強い力」の性質を知る研究でもあります。研究を積み重ねることにより、自然の仕組みが徐々に明らかになって行くでしょう。

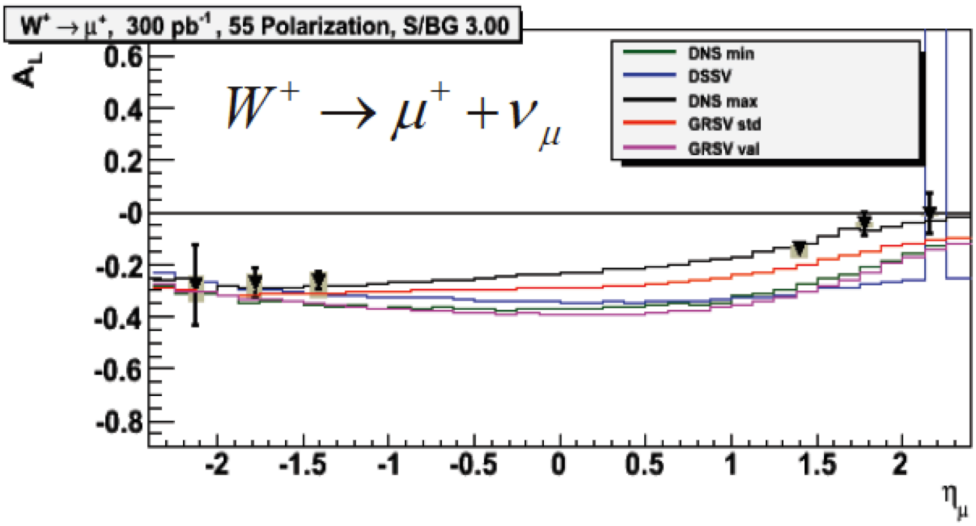


図 1.4　PHENIX で観測される W によるモデルの制限予想

1.5　研究の概要、及び本論文の流れ

以上で述べた、RHIC-PHENIX 実験における W 粒子測定は２０１１年より本格的に稼働し始めた。しかし現状の Muon Arm のパフォーマンスでは W 粒子の同定が困難である事が既に分かっている。それは、Muon Arm の構成要素であるミューオンの飛跡を検出するための Muon Tracker(MuTr) と呼ばれるカソード読み出し型ストリップチェンバー（第２章参照）の性能が最大限発揮されていない事に起因する。以下に、W 粒子測定へ向けて現状の MuTr が抱える問題点について述べる。

まず、その 1 つは MuTr の Alignment 問題である。MuTr の設計位置分解能は 100um 程度であるが、実際はその 2〜3 倍程度しか達成されていない。この現状では MuTr の運動量分解能が十分に発揮できず、高運動量ミューオンの識別を困難にしている。位置分解能が設計分解能に達していない原因の一つとして、実験中の温度変化等により MuTr の位置が動いている事が挙げられる。しかし、この実験中における MuTr の位置のズレに対して Alignment は疎か、その正確な量すら見積る事が出来ていない。

そして、もう 1 つの問題は MuTr のストリップ間で生じるクロストークである。これは既存の MuTr のアノード信号が正常にグラウンディングされていない事に起因する。このクロストークにより MuTr の位置分解は悪化し、更に MuTr を用いたトリガーシステムの棄却能力が低下すると考えられている。

故に、これらの問題を正確に理解し改善する事は実験を成功させるために必要不可欠である。私はこの２年間、この MuTr における「アライメント」と「クロストーク」問題の改善に努めた。本論文では、その詳細と結果について述べる。第３章では、MuTr のアライメントに関して「MuTr のチェンバーフレームに取り付けられた光学的位置補正システム (OASys)」と「Muon Arm の磁場を off にした状態でのトラック分布を解析する Zero Field Residual Analysis 」という２つの独立した手法により実験中における

MuTr の位置のズレを評価した。また今まで誰も確かめる事が出来なかった OASys のチェンバーの動き対する感度について言及する。

第４章では２０１２年のデータ取得に向けて、クロストークを抑制するために開発した追加回路 (ReCap board) について述べる。これは既存のアノードカードに適切なグラウンディングを回復する新しい装置であり本論文においては、その開発段階の詳細から記する。そして最後に上述の２つのことがらについての結果を踏まえた上で実験の成功に向けて今後の課題をまとめた。

第 2 章

PHENIX ミューオン検出器群

この章ではまず偏極陽子ビームを 500GeV まで加速する RHIC 加速器について紹介した上で、測定に用いられる個々の PHENIX 検出器を説明し PHENIX における μ 粒子の測定方法を述べる。特に μ 粒子の測定に深く関係するミューオン検出器群 (Muon Arm) の構成要素であるハドロン吸収材 (Nose Cone・Central Magnet) 、ミューオン識別検出器 (Muon ID)、ミューオン飛跡検出器 (Muon Tracker) 並びに、ミューオン電磁石 (Muon Magnet) については詳しく説明する。

2.1 RHIC 加速器

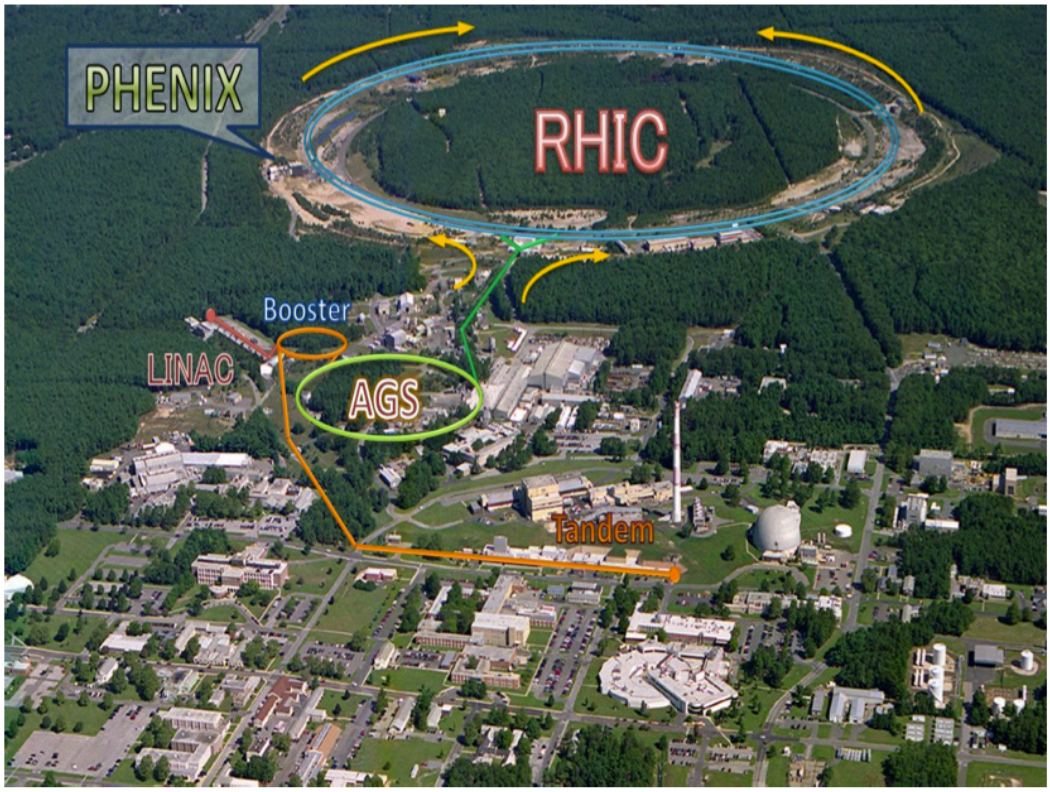


図 2.1 ブルックヘブン国立研究所の RHIC 加速器

RHIC 加速器 (図 2.1) は周長 3.8km のシンクロトロン加速器である。RHIC はその Rela- tivistic Heavy Ion Collider(相対論的重イオン衝突型加速器) という名前からもわかるとお り高エネルギーの重イオン同士を衝突させて生じるクォーク・グルーオン・プラズマを研究 することを主な目的として設計された加速器であった。この加速リング上に siberian snake と呼ばれるらせん型双極子電磁石をなどを導入することで、RHIC は最大衝突重心系エネルギー 500GeV、設計ルミノシティー $2 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ の偏極陽子衝突型加速器としても稼働することができる。

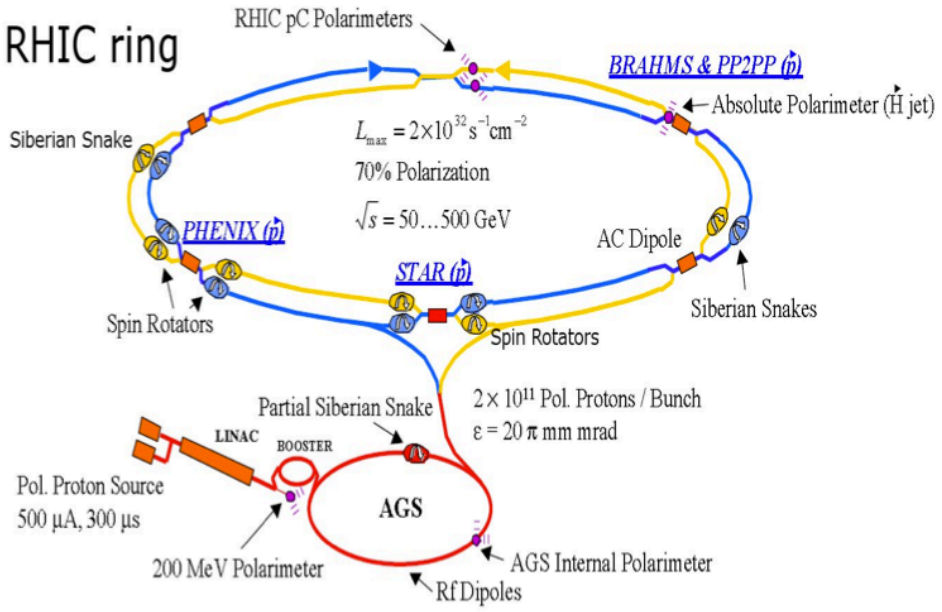


図 2.2　ブルックヘブン国立研究所の RHIC 加速器

偏極陽子の加速を (図 4.3) に示す。まず光ポンピングにより作られた偏極 H^- を LINAC(線形加速器) によって 200MeV まで加速する。その後電子をはぎ取り陽子として前段加速用の ブースターに注入する。このブースターにより偏極陽子はバンチ構造をとりながら 1.5GeV まで加速され、さらに Alternating Gradient Synchrotorn(AGS) に注入されて 24GeV にま で加速される。そして各バンチは RHIC リングのうち時計回りのリング (Blue Ring) と反時計回りのリング (Yellow Ring) に振り分けられ、それぞれのリングで 500GeV まで加速 されることになる。このような過程を経て最終的に RHIC 加速器では表 2.1 にまとめるよう なパフォーマンスが得られる。特にビームクロックと呼ばれる衝突時間間隔の 106ns(9.4MHz) は、各衝突ごとにデータ処理をしているデータの読 み出し用回路、及びトリガー発行用の回路にとって、非常に重要なパラメーターとなる。こ れらの回路には衝突に同期した 9.4MHz の周期矩形信号がクロックとして供給されており、 このクロックを用いることにより各衝突ごとのデータ処理が可能となる。

表 2.1　RHIC 加速器の主要なパラメーター。

parameter	
最大重心系エネルギー	500GeV
設計ルミノシティー	$2 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ (500GeV)
	$8 \times 10^{31} cm^{-2} s^{-1}$ (200GeV)
リングの周長	3.8km
リング上のバンチ数	120
バンチ当りの陽子数	2×10^{11}
バンチの長さ	60〜90cm
設計偏極度	70%
衝突角度	0°
衝突の間隔	106ns(9.4MHz)

2.2　PHENIX 検出器

PHENIX は RHIC 加速器上の 8 時の位置に設けられた、ビーム衝突時に生成される様々な粒子をとらえるための検出器システムの 1 つである。その全体図を (図 2.3) に示す。

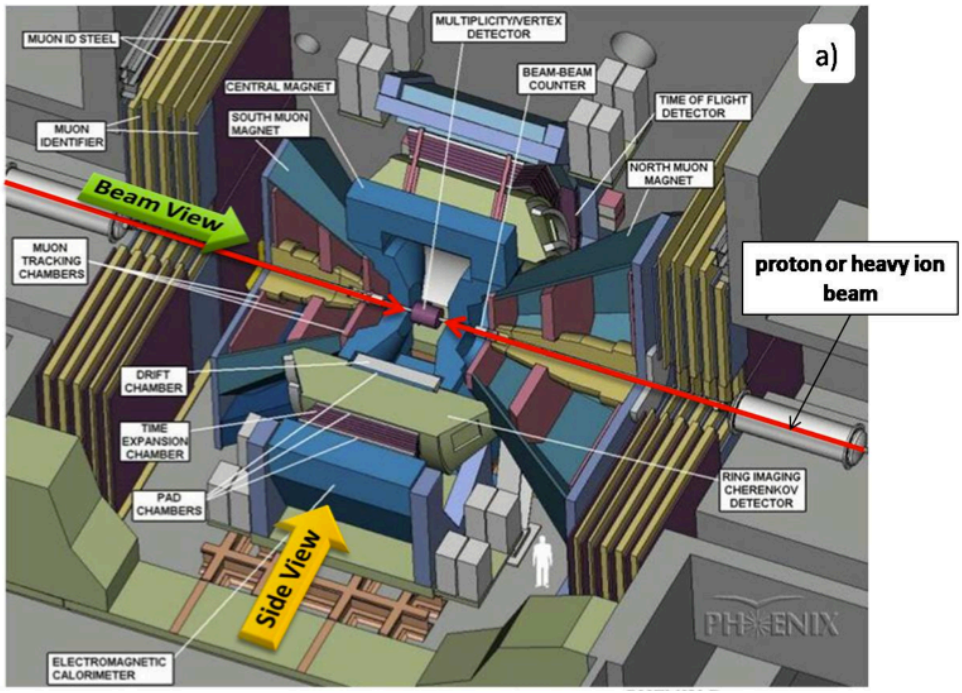


図 2.3　PHENIX 検出器システムの全体図。

PHENIX は主に衝突点を中心に北側と南側に位置するミューオン検出器群 Muon Arm(図 2.4) と東西方向に位置する Central Arm に分けられる。Muon Arm は擬ラピ

ディティ 2 にして、$1.15 < \eta < 2.44$(North),$-2.25 < \eta < -1.15$(South) を覆い、Central Arm は $|\eta| < 0.35$ を覆う。Muon Arm は μ 粒子にだけ特化した検出器システムであり、Central Arm は主に光子、電子、ハドロン (π、K、陽子) を検出するためのシステムである。

2.3　ミューオン検出器群　Muon Arm

W ボソンの測定において主要な役割を担うミューオン検出器群 (Muon Arm) について説明する。Muon Arm は磁場を用いたスペクトロメータであり、μ 粒子電磁石 (Muon Magnet)、μ 粒子飛跡検出器 (MuTr)、μ 粒子識別検出器 (MuID) から構成されている。また、バックグラウンド除去のためにハドロン吸収材が複数用いられている。 Muon Arm は衝突点を対称に北側に位置する North Arm と南側に位置する South Arm のサイズが異なるが同一の構成を持った 2 つの検出器から成る。North Arm は South Arm に比べて 1.5 倍程度巨大である。

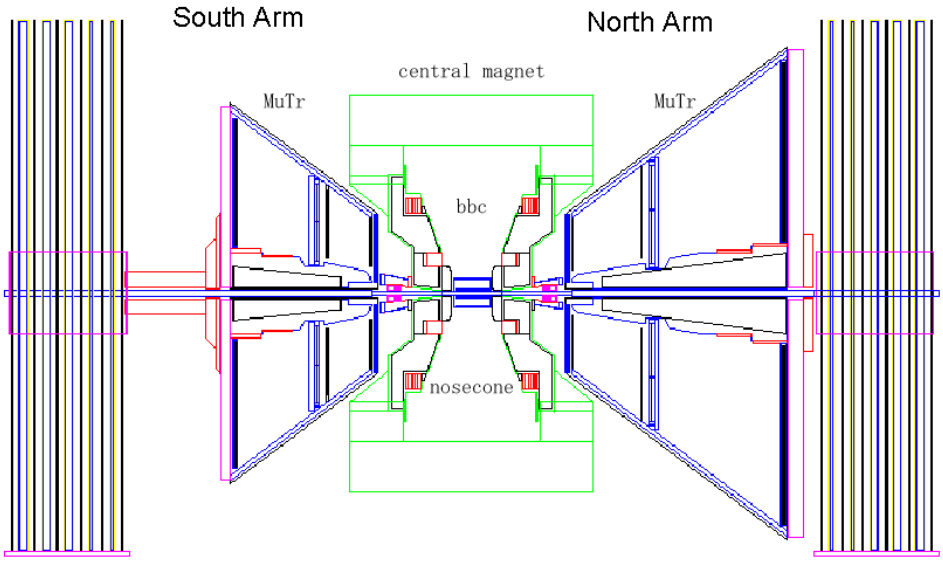


図 2.4　Muon Arm の断面図。

2.3.1　ハドロン吸収材　Nose Cone・Central Magnet

衝突により生じる大量のハドロンは W ボソンの測定において最大のバックグラウンドとなる。Muon Arm に入るハドロンを除去し μ 粒子のみを残すために Muon Arm の方向にはいくつかの Nose Cone、Central Magnet と呼ばれる 2 つのハドロン吸収材が設置されている。衝突点で発生した粒子はまず NeosCone(銅)、Central Magnet(鉄) の順をにる。これらの吸収材による反応長は〜5 程度でこの時点でハドロンの数は 1/100

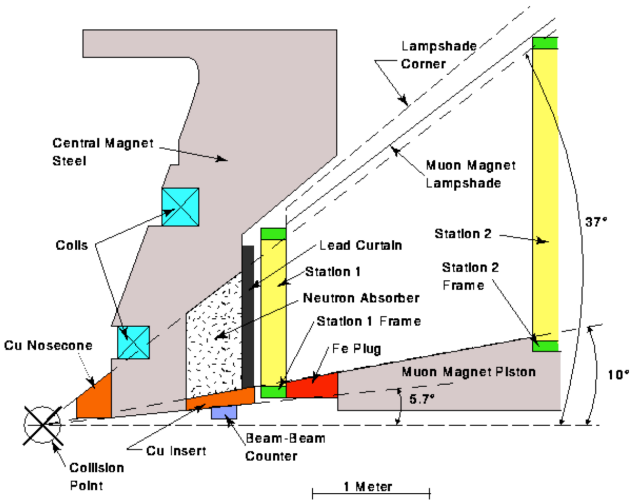


図 2.5　Nosecone と Central Magnet の位置関係。

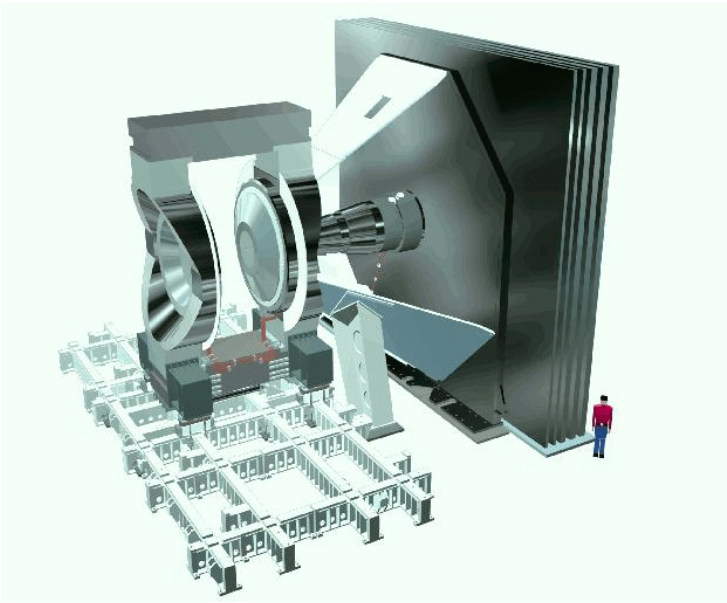


図 2.6　Muon Arm におけるハドロン吸収材の全体像 (North)。

になる。図 2.5、図 2.6 は Nosecone、Centarl Magnet それぞれの位置関係を示した。表 2.3.1 にそれぞれの吸収材の材質と厚みを示す。

表 2.2　ハドロン吸収材の材質と厚み。

		North	South
ハドロン吸収材	物質	厚さ cm	厚さ cm
Nosecone	Cu	20	20
Central Magnet	Fe	60	60

2.3.2　μ 粒子識別検出器　Muon Identifying Chamber (MuID)

MuID は End Cap を含めた 5 層からなる検出器で、ワイヤーチェンバーと鉄の板で 1 層を形成している。5 層のチェンバー は衝突点に近い方から gap1,2,3,4,5 と呼ばれている。各層の間には 10cm または 20cm の厚みの鉄が挿入されている。このように吸収材と交互に配置されているのには、

- gap 間をつないでトラッキングができようにするため
- Nosecone 及び Central Magnet で吸収しきれず突き抜けてきたハドロンを吸収するため
- 最後の層まで通過できない比較的低いエネルギーの μ 粒子に対しても検出できるようにするため

という理由がある。この MuID の 1 層目に到達するために必要な μ 粒子のエネルギーは 1.9GeV であり、MuID をすべて突き抜けるのに必要な μ 粒子のエネルギーの

平均は 2.7GeV である。図 2.7 に、ビーム軸に沿った距離の関数とし て South Muon Arm 内での積分反応長をプロットしたものを示し、表 2.3.2 に各層の材質と厚みを示す。

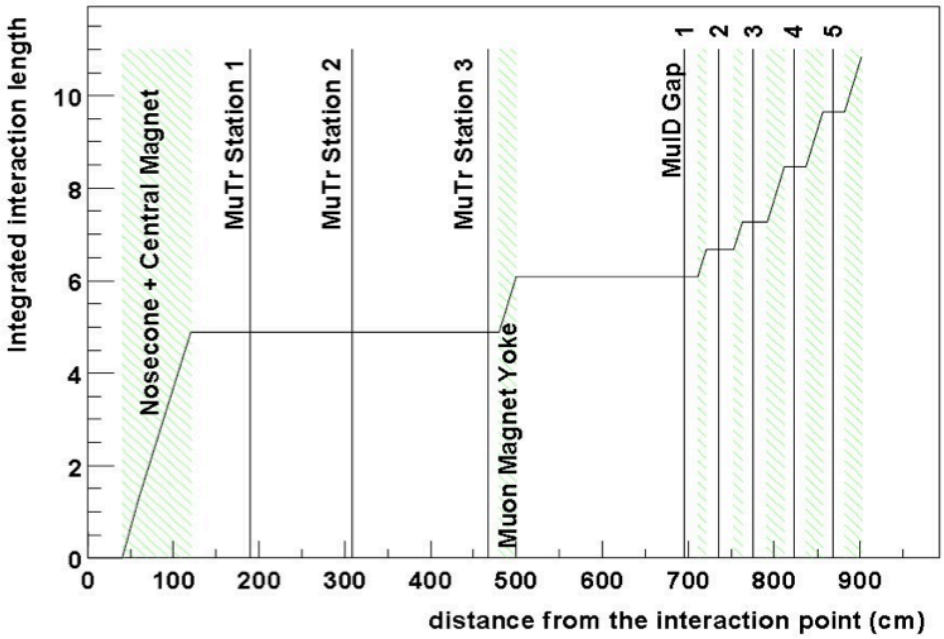


図 2.7 South Arm の積分反応長と衝突点からの距離の関係。 緑帯がハドロン吸収材。

表 2.3 ハドロン吸収材の材質と厚み。

ハドロン吸収材	物質	North 厚さ cm	South 厚さ cm
Muon Magnet Yoke (End Cap)	Fe	30	20
MuID 1st layer	Fe	10	10
MuID 2nd layer	Fe	10	10
MuID 3rd layer	Fe	20	20
MuID 4th layer	Fe	20	20

図 2.8 に MuID の 1 つの gap を衝突点から見た図を載せる。1 つの gap は 4 つの large panel と 2 つの small panel からなり、不感領域をなくすために、衝突点から見て端が重なるように配置されている。

それぞれの panel には 2pack と呼ばれるワイヤーチェンバーが水平方向と垂直方向に配置されており、2 次元座標情報が得られるように構成されている (図 2.9 上図参照)。 2pack は 2 本の Iarocci 型プラスチックチューブから成り、1 つのチューブは 8 つのセルから成る。1 つ のセルは 1 本のアノードワイヤーを持つワイヤーチェンバーで、2pack は 2 本のチューブを半分ずらし て配置する事によってセルとセルの間での検出効率の悪化を防ぎつつ、ドリフト時間が短くなるように 工夫してある (図 2.9 下図参照)。

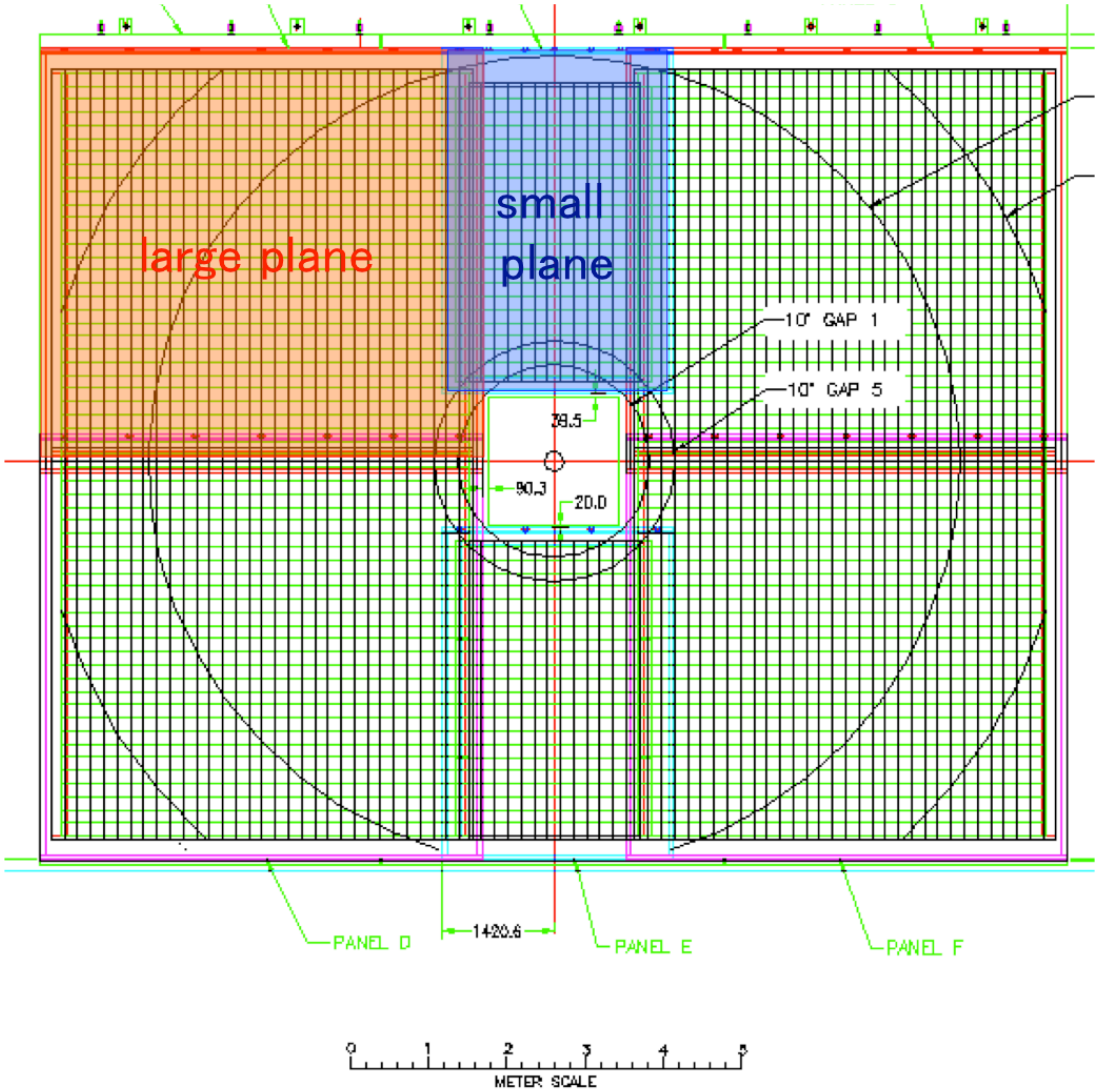


図 2.8　衝突点から見た MuID の 1gap。4 枚の large plane と 2 枚の small plane からなる。

MuID の動作電圧は 4300〜4500V である。ガスは、イソブタンと二酸化炭素の混合ガスである。ガス増幅率は〜2×10^4 で、2pack の検出効率は〜97%、ドリフト時間は〜60nsec が達成されている。これは、ビームクロック (106nsec) よりも短いため、Level-1 トリガー を供給することが可能である。

読み出し回路部分では、2pack(合計 16 本の wire) の論理和 (OR) を取った信号が 150 倍 に増幅され MuID の Read Out Card(ROC) に送信される。ここで、更に 3 倍に増幅された後デジタル化され、データバッファに蓄えられる。閾値はノイズを除去しながら高い検出効率を保つために 90mV に設定されている (典型的な信号の大きさは 500mV〜1V)。ヒット 情報はバッファに蓄えられると同時に、Level-1 トリガーを作るためにトリガー生成回路にも送信される。MuID の ROC は Level-1 トリガーが発行されると、そのイベントに対応す るデータを PHENIX のデータ収集モジュール (DCM) に送信する。2pack を 1 つの信号と見るため、約 8cm という粗い精度で読み出すことになる。しかし、 μ 粒子がハドロン吸収材を通過する際の多重散乱の広がりがこの程度

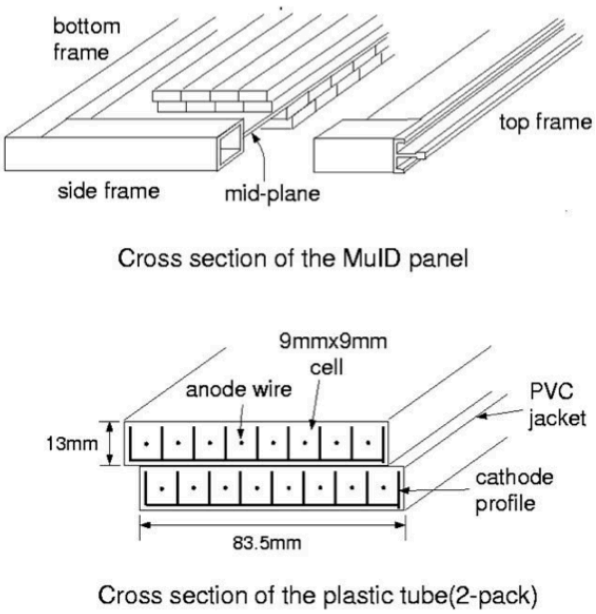


図 2.9　2pack 構造の断面。8 つの並んだワイヤーチェンバーのセットをずらして配置してあ るのがわかる。このようにすることで検出効率を上げ、ドリフト時間を短くしている

であるため、トリガー信号として使う分にはこれ以上細かな読み出しは必要ない。

2.3.3　ミューオン飛跡検出器　Muon Tracking Chambr (MuTr)

MuTr はカソードストリップ読み出しのワイヤーチェンバーである。図 2.13 のように 3 つの station から構成され、z 軸にたいして垂直に設置されている。衝突点に近い方から station-1、station-2、station-3 と呼ぶ。それぞれの station は 8 つの octant と呼ばれる構造から成り、 図 2.11 のように octant は更に 2 つの half-octant に分かれている。 図 2.12 のように station-1、station-2 は 3 つの gap、station-3 のみ 2 つの gap からできている。それぞれの gap はアノードワイヤー面と、それを挟む 2 層のカソードストリップ 面で構成されている。各 gap は、衝突点に近い方から gap-1、gap-2、gap-3 と呼ぶ。

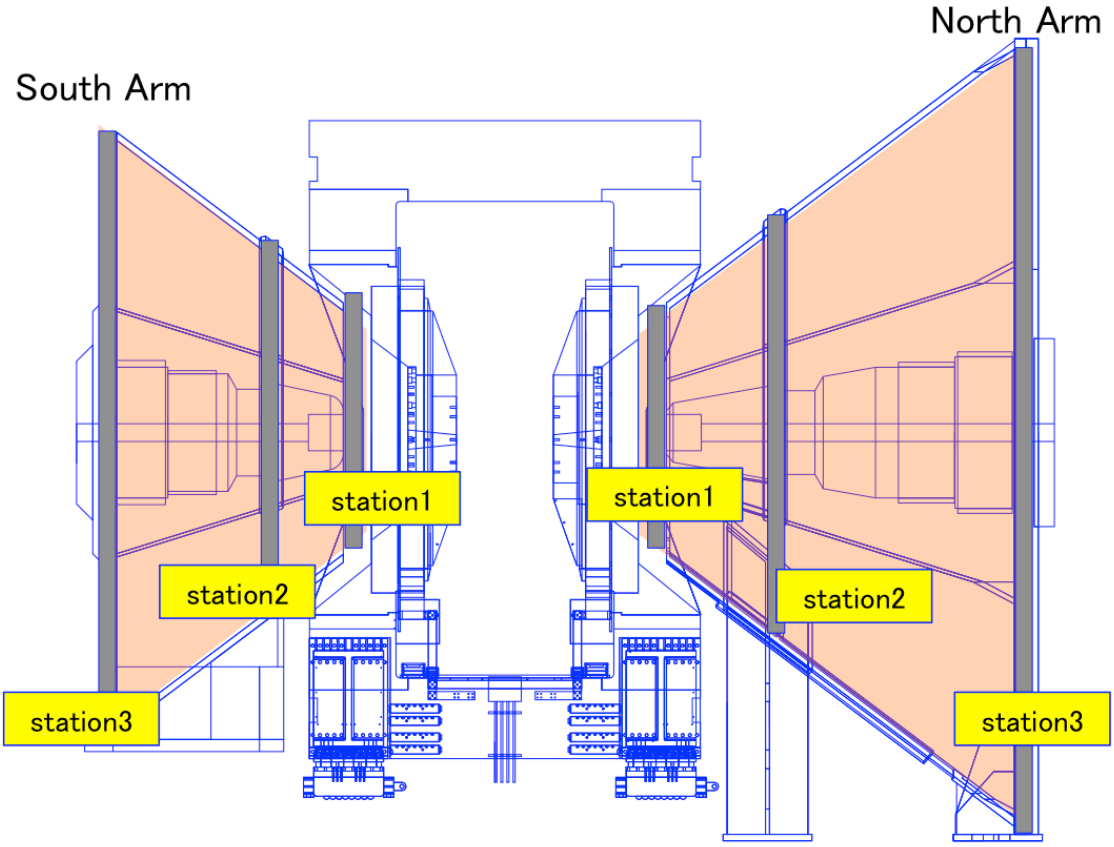


図 2.10　Muon Tracker の station 構造。

各 gap の カソードストリップ面 2 枚はそれぞれ non-stereo plane と呼ばれる面と stereo plane と呼ば れる面により構成されている。non-stereo plane でのカソードストリップは図 2.14 に示す ように引かれており、stereo plane でのカソードストリップはそれに対して少し角度をつけ て引かれている。これによって粒子の通過位置の 2 次元情報が得られるようになっている。 stereo-plane でのこの角度は gap 毎に異なる値に設計されており、多重度の高いイベントにおける不定性を減らしている。MuTr のカ

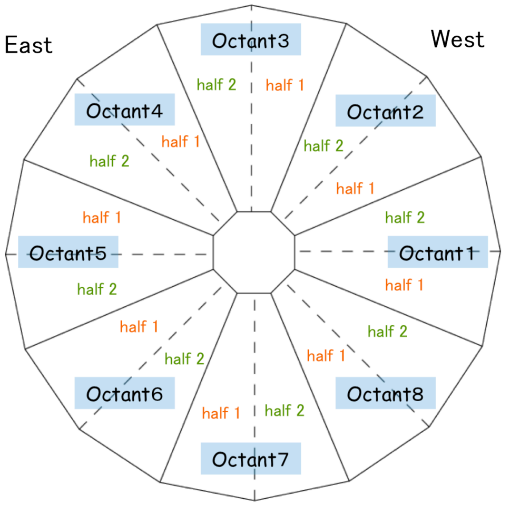


図 2.11 Muon Tracker の octant 構造。衝突点から見た South Arm の Octant と half-octant の ID。

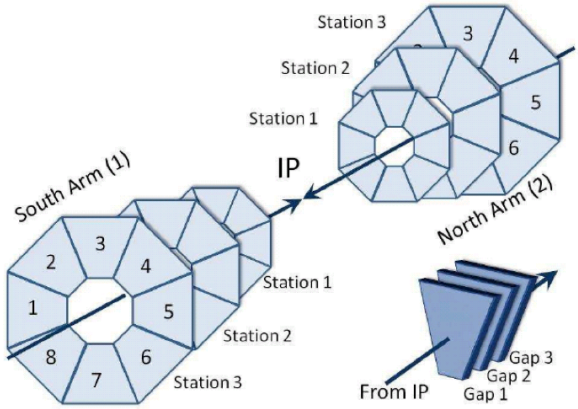


図 2.12 station と各 octant の位置関係と gap の位置

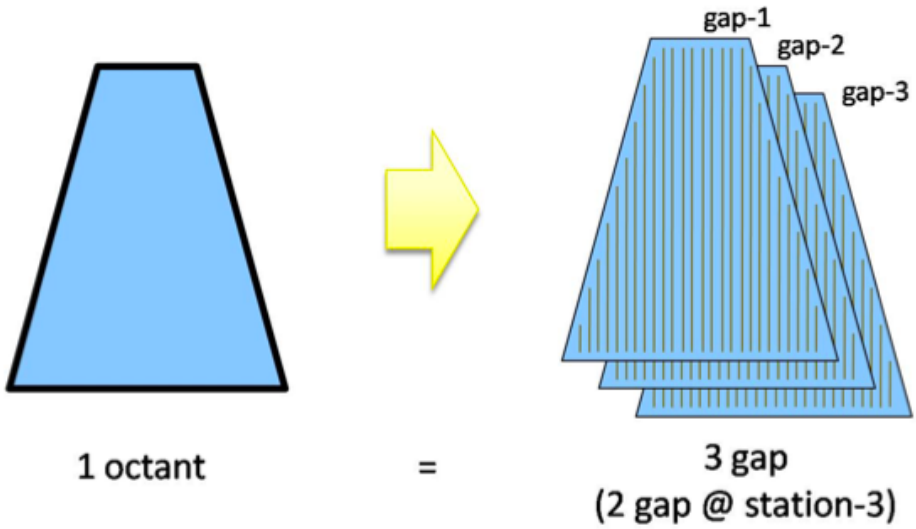


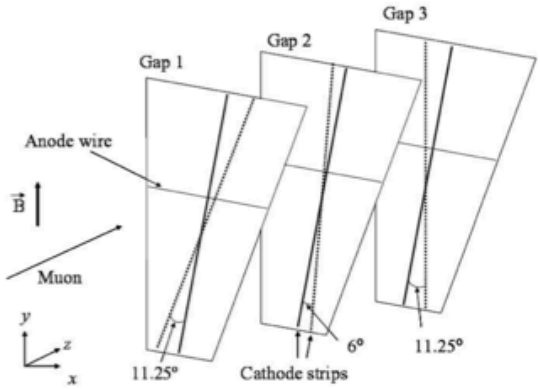
図 2.13 octant における gap 構造。各 octnat は 3 枚 (station-3 では 2 枚) のチェンバーの集まりであり、それぞれ動径方向にストリップが伸び t た non-stereo plane、それに対し角度を持たせた stereo plane、Anode wire 層で 1 gap である。

ソードストリップは 5mm 間隔でエッチングされた銅である。読み出しは 1strip とばしで行っている。アノードワイヤー面にはフィールドワイヤー及びセンスワイヤーが交互に 1cm 間隔で張られており、non-stereo plane でのカソードストリップに垂直な方向を向 いている。フィールドワイヤーの直径は 75 μ m であり金メッキタングステンでできている。センスワイヤーに関しては直径 20 μ m の金メッキ Cu-Be である。このアノード ワイヤーとカソードストリップの間隔は 3.2mm である。

MuTr の仕様は以下の要請から決まっている。

- J/ψ の ψ’ からの分離、Υ (1S) の Υ (2S,3S) からの分離、ρ、ω の ϕ からの分離。
- ベクトルメソンに関して、1 年間の run で十分な統計が得られるだけの signal-to-background とアクセプタンス。
- Au-Au の中心衝突の際においても、十分な検出効率でトラックを見つけられるだけの低い occupancy が得られること。

これらの要請により MuTr は 3station のカソードストリップ読み出し、且つ gap ごとに異なった角度のストリップ方向となっている。また、これより分かる事は MuTr は当初の設計では W 粒子の識別は想定していなかった。したがって W 粒子識別の能力を得るためにはデザイン上の最高性能である、non-stereo plane での位置分解能 100 μ m、stereo plane での位置分解能 300 μ m が要求される。



ステーション	ギャップ	角度（度）
1	1	-11.25
	2	+6
	3	+11.25
2	1	+7.5
	2	+3.75
	3	+11.25
3	1	-11.25
	2	-11.25

図 2.14　カソードストリップの傾き。

station-1、station-3 は、FR4 ハニカムパネルにエッチングされた銅のストリップパターンを張り付けているが、station-2 は多重散乱による影響を最小限に抑えるため、厚さ 25 μ m のマイラーホイルにストリップパターンを銅でエッチングしたものを用いている。銅の厚さは 600 Åであり、放射長は 0.1% 以下となっている。(現在は noise レベルを抑えるためにアルミ泊で表面を覆っているため、現在の放射長は 0.2% である。) ガスは Ar:CO2:CF4=50:30:20 の混合ガスを用いている。このガスは不燃性であり、広いプラトー領域を持っていること、ドリフト時間が 60nsec と十分短いこと、ローレンツアングルが小さいことを考慮して選ばれた。動作電圧は 1875 1925V である。MuTr 用の現行の読み出し回路 (Current FEE) において、信号は CPA(荷電プリアンプ)、AMU(アナログ記憶ユニット)、DCM(データ収集モジュール) の 3 段階を経て読み出しがおこなわれる。まずカソードストリップに誘起された電荷は CPA を経て増幅、整形 (増幅率は 3.5mV/fC) されて AMU に 64 サンプルが蓄えられる。Level-1 トリガー信号を受け取ると、ここからデジタル化 (11bit ADC) された 4 サンプルが DCM に送ら

れる。

MuTr はキャリブレーションを行うシステムを持っている。このシステムでは MuTr の一番外側 (読み出し回路のある側) のアノードワイヤーに、外部から波高の調節できる矩 形波の信号を入力することで行われる。この調節は DAC の値を調節することにより行われる。図 2.15 に理研テストチェンバーにて撮影したキャリブレーションパルスに誘起された strip の信号を示す。strip 毎に長さが異なるためアノードワイヤーとの容量が異なる。そのため信号の大 きさは strip により変わってくる。MuTr では位置分解能を良くするために粒子の通過に対して信号があった strip で信号の大きさの重心を求めるのだが、strip ごとに応答の大きさが異なっては正しく重心を求めることができない。MuTr のキャリブレーションは信号の大きさの strip 依存性を求めることによってこの補正を行えるようにしている。

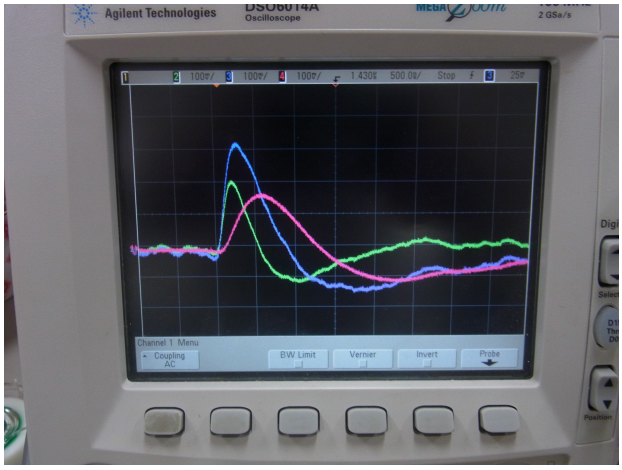


図 2.15　理研テストチェンバーにて撮影

カソードストリップに誘起される電荷は 1 ヒットに対して通常 2、3 ストリップに広がっている。これを Mathieson Fit することで正確な粒子の通過位置情報を得ることが出来る (図 2.16)。この方法で 100 μ m の位置分解能が得られることはテストベンチにおいて確認されている。このとき重要になるのが、電荷が誘起された strip の中で最も多く電荷が誘起された strip (ピークストリップ) に対するノイズレベルである。 これが 1% 以下でなければ 100 μ m の位置分解能を得ることが出来ない。誘起される電荷の典型的な値は 100fC であるため、ノイズは 1 fC 以下である必要がある。

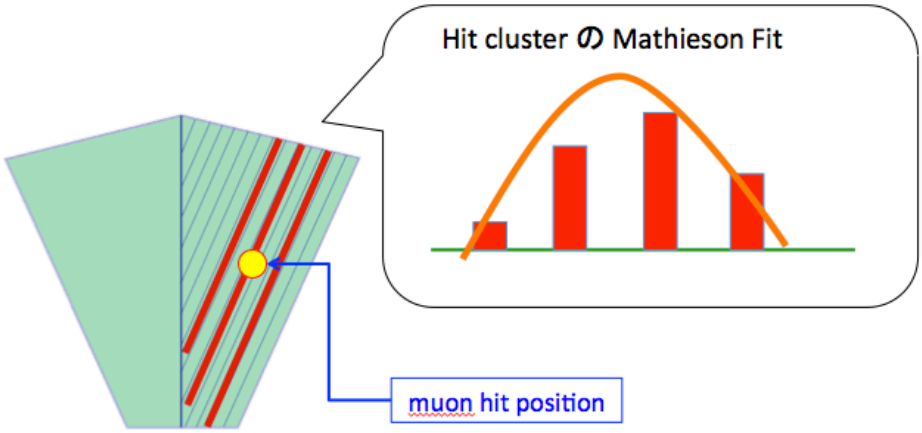


図 2.16　Mathieson Fit ：ヒット位置の算出にけるイメージ図

2.3.4　ミューオン電磁石　Muon Magnet

ミューオン電磁石 (Muon Magnet) で曲げられた粒子を 3 つのステーションで検出することによって粒子の飛跡を再構成し、その曲率から粒子の運動量を知ることができる。ミューオンマグネットは巨大なコイル状の電磁石であり、最大 0.75T・m の磁場を発生させる事が出来る。図 2.17 よりミューオンアームにかかる磁場は動径 (radial) 方向を向いていることが分かる。Muon Magnet によってできる磁場の向きは動径 (radial) 方向を向いているため粒子は 円周 (azimuthal) 方向に曲げられる。よって、この方向に良い位置分解能を持つように設計されている。また PHENIX における座標の取り方は以下の通りである。衝突点を原点として、z 軸はビームパイプに沿って北向きが正であり、y 軸は上向きが正の右手系で、x 軸は西向きが正になっている。θ (polar angle) は z 軸とのなす角であり、ϕ は西を 0° とし、東を 180° とする。表 2.3.4 にミューオンアームの θ 方向の 4 点における積分磁場 ($\int Bdl$) の値をまとめたものである。これより、θ の小さい領域の方が磁場が強くなっていることが分かる。

表 2.4　Muon Arm における積分磁場。4 点の θ における値で単位は Tm。

θ (polar angle)	15°	20°	25°	30°
North Arm	0.731	0.492	0.359	0.276
South Arm	0.774	0.494	0.344	0.255

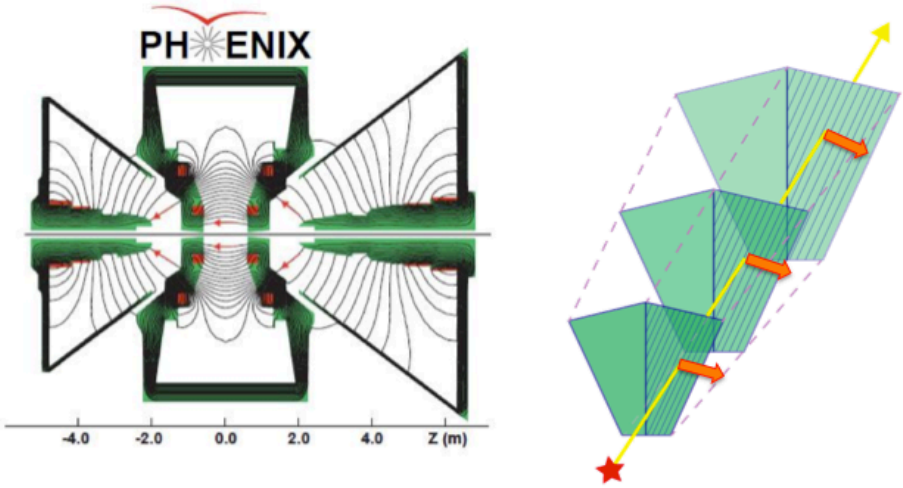


図 2.17　Muon Magnet による磁場と磁場によるミューオンの曲率方向。

第 3 章

ミューオン飛跡検出器の位置決定精度

我々は W 粒子を崩壊後の高運動量ミューオンとして検出する事で同定する。MuTr 内を通過した粒子は Muon Magnet によって曲げられ、それを 3 つのステーションで検出することによって、その飛跡が再構成される。したがって、その曲率から MuTr 内を通過した粒子の運動量を求める事が出来る。つまり、3 つの各ステーションでの位置分解能と、それぞれの相対位置を正確に知る事は正しく粒子の運動量を再構築する際に極めて重要である。むしろ、この W 実験の鬼門はここにある。以下に MuTr での運動量算出方法と、W 実験において要求される MuTr の位置分解能の値と現状について言及する。

3.1 MuTr における運動量算出方法

MuTr 内を通過するミューオンはミューオンマグネットによって円周方向 (azimuthal direction) に曲げられる。この曲率を測定する事で我々はミューオンの運動量を同定する。この曲率を定量的に評価するために sagitta という量を用いる。sagitta は st1 と st3 のヒット点を直線に結んだ際の st2 における内分点と st2 での実際のヒット点との差分の事である。この sagitta は粒子の運動量と相関があり、sagitta でのみ我々は粒子の運動量を知る事ができる。以下に sagitta の算出方法の詳細を記す。

図 3.1、3.2 は、MuTr 内でミューオンの描く曲線を表している。station 1 , 2 , 3 のヒット点をそれぞれ A(x 1), B(x 2), C(x 3) としている。 sagitta は線分 BC である。

図 1 にあるように、l1 とは st1 と st2 の間の距離であり、l 2 は st2,st 3 間の距離である。ミューオンは円周方向に曲がるので、ベクトル BS はその円周方向の成分で定義される。それ故、私たちは 3 次元成分のベクトルの内、円周方向のみを考えると sagitta は以下の式の様にスカラー量として定義される。

$$sagitta \equiv |BS| \tag{3.1}$$

$$= \frac{1}{l_1 + l_2}\{l_2(x_1 - x_2) + l_1(x_3 - x_2)\} \tag{3.2}$$

また、幾何学的にガンバッて計算すると以下の式まで辿り着く

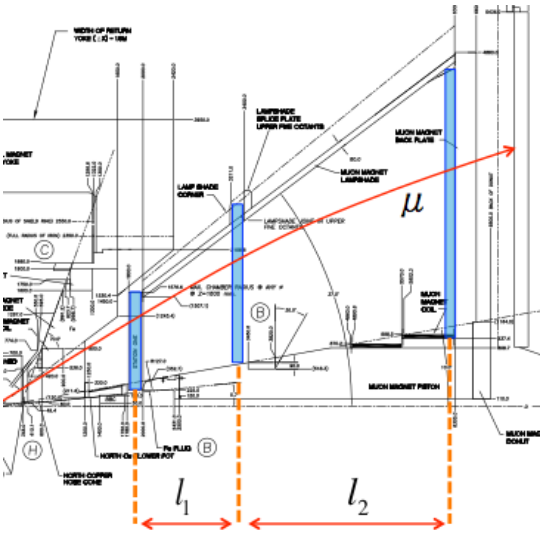


図 3.1　MuTr 内におけるミューオンの飛跡。

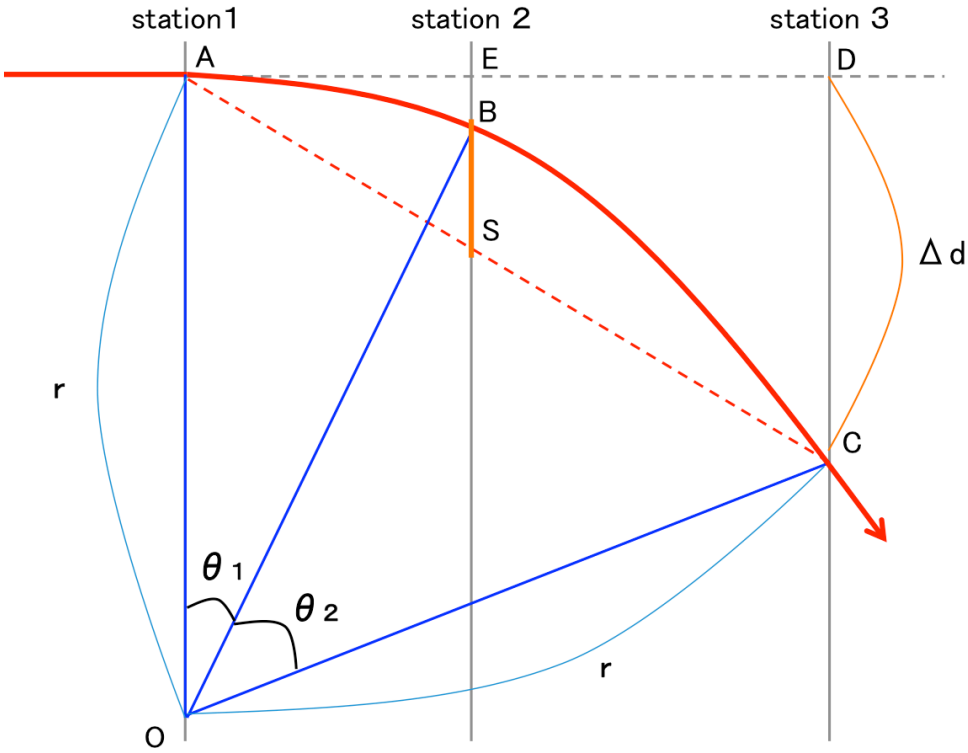


図 3.2　MuTr 内におけるミューオンの飛跡。

A: hit on station1
B: hit on station2
C: hit on statin3
O:線分ACの中点
P: 線分ACと線分OBとの交点
S: 線分ACと station2 との交点
r :曲率半径

$$sagitta = \frac{l_1 l_2}{2r} \tag{3.3}$$

また、MuTr 内でのミューオンの運動量（ptr として定義）と曲率半径との間には以下の様な関係式が成り立つ。

$$p_{tr} = 0.3Br \tag{3.4}$$

ここで言う、B とは磁場の強さである。上記の２つの式より、sgitta と p_{tr} の関係は以下の様になる、

$$p_{tr} = \frac{l_1 l_2}{2}\left(\frac{0.3B}{s}\right) \tag{3.5}$$

$$s = \frac{l_1 l_2}{2}\left(\frac{0.3B}{p_{tr}}\right) \tag{3.6}$$

つまり、sasitta s の量が分かれば MuTr 内でのミューオンの運動量 ptr が求まる。また、ptr とは MuTr 内でのミューオンの運動量であり、本来のミューオンの運動量はハドロン吸収材の中でエナジーロスをしている。したがって本来のミューオンのエネルギーを　E とし、nosecone と central magnet におけるエネルギーロスをそれぞれΔ E １、Δ E ２とすると、

$$E = E_{tr} + \Delta E_1 + \Delta E_2 \tag{3.7}$$

$$\sqrt{p^2 + m_\mu^2} = \sqrt{p_{tr}^2 + m_\mu^2} + \Delta E_1 + \Delta E_2 \tag{3.8}$$

Muon Tracker の中では、吸収材の効果によってミューオンは典型的に２ GeV 以上の運動量を持っているとされる。なので、MuTr 外でのエネルギーロスは以下の式のよう

になる。それ故、近似的にミューオンの質量は無視する事が出来る。$E \equiv \Delta E_1 + \Delta E_2 \approx 1GeV$ であり、$\sqrt{p^2 + m_\mu^2} \approx p(\ni m_\mu = 0.106GeV \ll p)$ であるから。

$$p = p_{tr} + \Delta E \tag{3.9}$$

$$p = \frac{l_1 l_2}{2}\left(\frac{0.3B}{s}\right) + \Delta E \tag{3.10}$$

3.2 Muon Arm の運動量分解能

Muon Tracking Chamber の運動量分解能は主に各 Chamber の位置分解能とミューオンがトラッカーに入る前のハドロン吸収材を通過した際でのエネルギー欠損率、ミューオントラッカー内での多重散乱の影響、そしてアライメントの決定精度によって決定されるとされている。ここでは MuTr の運動量分解能の算出方法について述べる。

3.2.1 単ミューオンにおける運動量分解能の定義

$p = \frac{l_1 l_2}{2}\left(\frac{0.3B}{s}\right) + \Delta E$ より、MuTr の運動量分解能を誤差伝搬の式に従って以下のように見積もった。また、運動量 p に対する相対誤差を分解能と定義するため、全体を p を割っている。

$$\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial p_{tr}}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{p_{tr}}}{p}\right)^2 + \sum_i \left(\frac{\partial p}{\partial \Delta E_i}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{\Delta E_i}}{p}\right)^2 \tag{3.11}$$

$$= \left(\frac{\sigma_{p_{tr}}}{p}\right)^2 + \sum_i \left(\frac{\sigma_{\Delta E_i}}{p}\right)^2 \tag{3.12}$$

$$= \left(\frac{p_{tr}}{p}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{p_{tr}}}{p_{tr}}\right)^2 + \sum_i \left(\frac{\sigma_{\Delta E_i}}{p}\right)^2 \tag{3.13}$$

$$= \left(\frac{p - \Delta E}{p}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{p_{tr}}}{p_{tr}}\right)^2 + \sum_i \frac{\sigma_{\Delta E_i}^2}{p^2} \tag{3.14}$$

と、まず MuTr の分解能とエネルギーロスの不確定性に分割できる。

3.2.2 ミューオン飛跡検出器の運動量分解能

Muon Tracker 内の運動量は sagitta を用いて以下の式で表せる。

$$p_{tr} = \frac{l_1 l_2}{2}\left(\frac{0.3B}{s}\right) \tag{3.15}$$

したがって、その MuTr 内の運動量分解能は以下の様に算出させる。

$$\left(\frac{\sigma_{p_{tr}}}{p_{tr}}\right)^2 = \sum_{l_i}\left(\frac{\partial p_{tr}}{\partial l_i}\right)^2\left(\frac{\sigma_{l_i}}{\partial p_{tr}}\right) + \left(\frac{\partial p_{tr}}{\partial s}\right)^2\left(\frac{\sigma_s}{\partial p_{tr}}\right)^2 + \left(\frac{\partial p_{tr}}{\partial B}\right)^2\left(\frac{\sigma_B}{\partial p_{tr}}\right)^2 \tag{3.16}$$

$$= \sum_{l_i}\left(\frac{\sigma_{l_i}}{l_i}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_s}{s}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_B}{B}\right)^2 \tag{3.17}$$

この MuTr の長さの精度と磁場の誤差に関する項を無視していいのかという疑問に対しては、確信はないが。ここでは実験器の工作精度が± 25um 且つ磁場マップが正確に測られてるとし、この２つ項を無視した。以後、MuTr の運動量分解能は sagitta の誤差のみに依存すると考え話を展開する。

また、以前に述べたように sagitta は各 station での Hit position を用いて以下の式で定義される。従って、sagitta の分解能は以下の式で表す事が出来る。

$$\left(\frac{\sigma_s}{s}\right)^2 = \sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial s}{\partial x_i}\right)^2\left(\frac{\sigma_{x_i}}{\partial s}\right)^2 + \sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial s}{\partial l_i}\right)^2\left(\frac{\sigma_{l_i}}{s}\right)^2 \tag{3.18}$$

$$= \left(\frac{l_2}{L}\right)^2\left(\frac{\sigma_{x_1}}{\partial s}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{x_2}}{\partial s}\right)^2 + \left(\frac{l_1}{L}\right)^2\left(\frac{\sigma_{x_3}}{\partial s}\right)^2 + \left(\frac{l_2}{L^2}(x_3 - x_2)\right)^2\left(\frac{\sigma_{l_i}}{s}\right)^2 + \left(\frac{l_1}{L^2}(x_1 - x_2)\right)^2\left(\frac{\sigma_{l_i}}{s}\right)^2 \tag{3.19}$$

これより、sagitta の分解能は各 station に於ける円周方向の位置分解能によって決定される。ここで、３つの station 間での動きによる分解能への影響をすべて station ２への分解の中へまとめ、更に station ３での位置分解能は station ２での多重散乱による広がりの効果を受けるものと考えると各 station に於ける位置分解能は以下のように表す事が出来る。

station １の位置分解能 ＝ cthode strip chamber の分解能のみ

$$\sigma_{x_1} = \sigma_{strip1}$$

station ２の位置分解能 ＝ cthode strip chamber の分解能 ＋ station 間の Alignment 決定精度

$$\sigma_{x_2} = \sigma_{strip2} + \sigma_{relative}$$

station ３の位置分解能 = cthode strip chamber の分解能 ＋ st2 での多重散乱

$$\sigma_{x_3} = \sigma_{strip3} + \sigma_{ms}$$

したがって、station2 に於ける多重散乱による影響について考える。multiple scattering は次の式で定義されている。station2 での放射長は元々のデザイン状は 0.1% で

あるが、その後ノイズ対策のためチェンバー表面にアルミホイルを 貼っている。この追加により現在ではトータルの放射長は 0.2% となっている。

以上のような効果を考慮して、sagitta の分解能の定義式を表すと以下の結果となる。

$$\left(\frac{\sigma_s}{s}\right)^2 = \left(\frac{l_2}{L}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{strip1}}{s}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{strip2}}{s}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{relative}}{s}\right)^2 + \left(\frac{l_1}{L}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{strip3}}{s}\right)^2 + \left(\frac{l_1}{L}\right)^2 \left(\frac{\sigma_{ms}}{s}\right)^2$$

つまり、

sagittaの決定精度 ＝ each chamber resolution ＋ Alignment ＋ 多重散乱

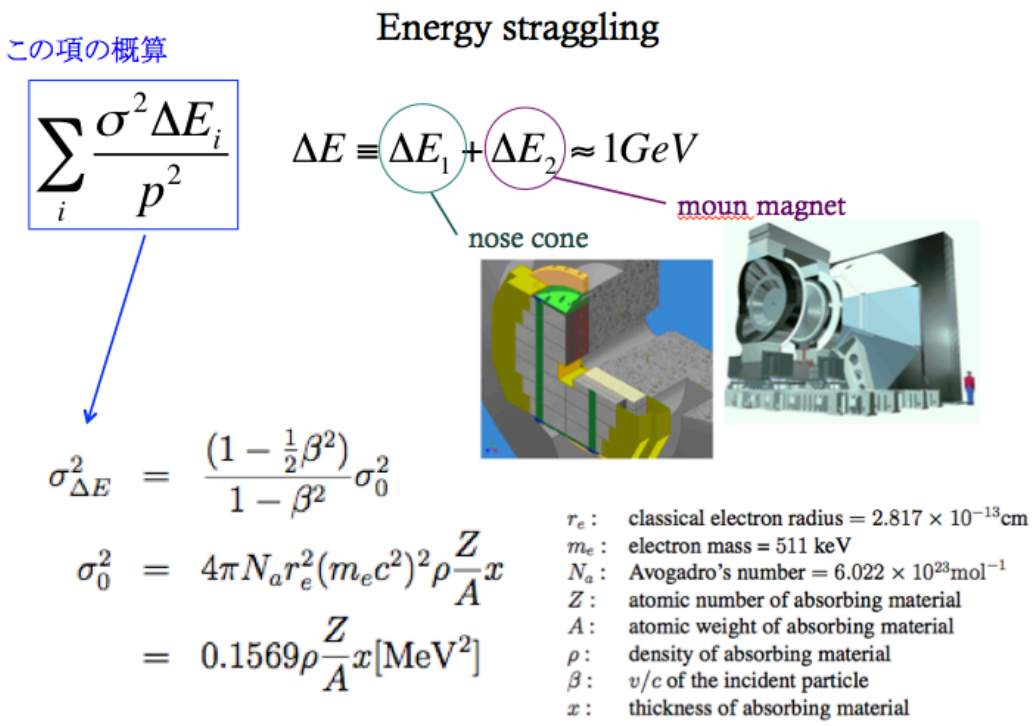
ここで、各chamberのデザイン位置分解能は100 μ mであるから、各stationに於ける位置分解能は以下のようになる。

$$\sigma_{strip1} = \sigma_{strip2} = \frac{100}{\sqrt{3}} = 57.7[\mu\mathrm{m}]$$

$$\sigma_{strip3} = \frac{100}{\sqrt{2}} = 70.7[\mu\mathrm{m}]$$

3.2.3 エネルギーロスの不確定性

ここでは Muon Arm の運動量分解能を決定するもう一つの主要な効果である、ハドロン吸収材でのエネルギーロスの不確定性について言及する。ここで考慮するハドロン吸収材とはミューオントラッカーに入る前に位置する、Nose Cone と Central Magnet であり、この２つの吸収材でのエネルギーロスの不確定性はそれぞえの MIP から以下の式によって概算できる。



以上の式からエネルギーロスの不確定性は Nose Cone での不確定性と Centaral Magnet での不確定との足し合わせである事が分かる。次に Nose Cone でのエネルギーロスの不確定性について記する。

更に Central Magnet でのエネルギーロスの不確定性について概算する。

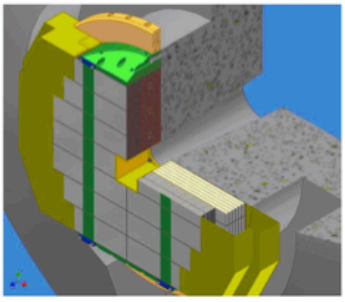
以上の結果からハドロン吸収材でのエネルギーロスの不確定性は以下の式で表せる。

この式からハドロン吸収材でのエネルギーロスの不確定性はミューオンの放出角に依存する事がわかる。また、第２項の効果によりミューオンの運動量が大きくなるに連れてサチレイトする事がわかる。

3.2.4 Alignment 決定精度を考慮した Muon Arm の運動量分解能の概算

以上の結果から最終的な Alignment 決定精度を考慮した上での Muon Arm の運動量分解能の概算することが出来る。以下に North Arm における運動量分解能を表す式を記する。

Energy straggling of the Nose Cone

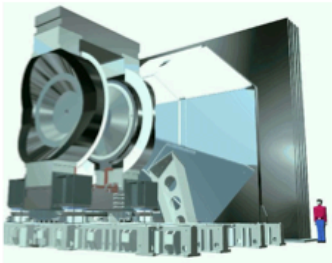


absorber	nosecone (Cu)
x(thickness)[cm]	20
ρ(density)[g/cm^3]	8.96
Z(atomic number)	29
A(atomic weight)	55.845
$\frac{dE}{dx}$(energy loss)[MeV/g/cm^2]	1.403
X_0(radiation length)[g/cm^2]	12.86

$$
\begin{aligned}
\Delta E_1 &= \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Cu} \times \rho_{Cu} \times \frac{x(nosecone)}{\cos\theta} \\
&= (1.403 \times 20 \times 8.96)/\cos\theta \\
&= 251.4/\cos\theta[\mathrm{MeV}]
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\sigma^2_{\Delta E_1} &= 0.1569 \times \frac{1}{2}\left(\frac{p}{m_\mu}\right)^2 \times \rho_{Cu} \times \frac{Z_{Cu}}{A_{Cu}} \times \frac{x(nosecone)}{\cos\theta} \\
&= 0.1569 \times \frac{1}{2}\left(\frac{p}{m_\mu}\right)^2 \left(8.96 \times \frac{29}{55.845} \times 20\right)\frac{1}{\cos\theta} \\
&= 0.1569 \times \frac{1}{2}\left(\frac{p}{m_\mu}\right)^2 \times \frac{93.04}{\cos\theta} \\
&= \frac{7.299}{\cos\theta} \times \left(\frac{p}{m_\mu}\right)^2 [\mathrm{MeV}^2] \\
&= \frac{7.299}{106^2} \times \frac{p^2}{\cos\theta} \\
&= \boxed{(6.50 \times 10^{-4}) \times \frac{p^2}{\cos\theta}}
\end{aligned}
$$

Energy straggling of the Central Magnet



absorber	central magnet (Fe)
x(thickness)[cm]	60
ρ(density)[g/cm^3]	7.87
Z(atomic number)	26
A(atomic weight)	63.546
$\frac{dE}{dx}$(energy loss)[MeV/g/cm^2]	1.451
X_0(radiation length)[g/cm^2]	13.84

$$
\begin{aligned}
\Delta E_2 &= \left(\frac{dE}{dx}\right)_{Fe} \times \rho_{Fe} \times \frac{x(central\ magnet)}{\cos\theta} \\
&= (1.451 \times 60 \times 7.87)/\cos\theta \\
&= 685.2/\cos\theta[\mathrm{MeV}]
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\sigma^2_{\Delta E_2} &= 0.1569 \times \frac{1}{2}\left(\frac{p-\Delta E_1}{m_\mu}\right)^2 \times \rho_{Fe} \times \frac{Z_{Fe}}{A_{Fe}} \times \frac{x(central\ magnet)}{\cos\theta} \\
&= 0.1569 \times \frac{1}{2}\left(\frac{p-\Delta E_1}{m_\mu}\right)^2 \left(7.87 \times \frac{26}{63.546} \times 60\right)\frac{1}{\cos\theta} \\
&= 0.1569 \times \frac{1}{2}\left(\frac{p-\Delta E_1}{m_\mu}\right)^2 \times \frac{193.2}{\cos\theta} \\
&= \frac{15.16}{\cos\theta} \times \left(\frac{p-\Delta E_1}{m_\mu}\right)^2 [\mathrm{MeV}^2] \\
&= \frac{15.16[\mathrm{MeV}^2]}{106^2[\mathrm{MeV}^2]} \times \frac{(p-\Delta E_1)^2}{\cos\theta} \\
&= \boxed{(1.35 \times 10^{-3}) \times \frac{(p-\Delta E_1)^2}{\cos\theta}}
\end{aligned}
$$

Energy straggling

つまり、こう成ります

$$
\begin{aligned}
\sum_i \left(\frac{\sigma_{\Delta E_i}}{p}\right)^2 &= \left(\frac{\sigma_{\Delta E_1}}{p}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta E_2}}{p}\right)^2 \\
&= \frac{1}{p^2}\left\{(6.50\times10^{-4})\times\frac{p^2}{\cos\theta} + (1.35\times10^{-3})\times\frac{(p-\Delta E_1)^2}{\cos\theta}\right\} \\
&= \frac{(6.50\times10^{-4})}{\cos\theta} + \frac{(1.35\times10^{-3})}{\cos\theta}\frac{(p-\Delta E_1)^2}{p^2} \\
&= \frac{(6.50\times10^{-4})}{\cos\theta} + \frac{(1.35\times10^{-3})}{\cos\theta}\left(1-\frac{0.2514[\mathrm{GeV}]}{p\cos\theta}\right)^2
\end{aligned}
$$

$$
\begin{aligned}
\left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2 &= \left(1-\frac{\Delta E}{p}\right)^2\left(\frac{p-\Delta E}{154Bl(\theta)}\right)^2\left\{5.34\times10^{-3}+\sigma^2_{relative}[mm^2]+\frac{0.255}{(p-\Delta E)^2cos^2\theta)}\right\} \\
&+\frac{(6.50\times10^{-4})}{cos\theta}+\frac{(1.35\times10^{-3})}{cos\theta}\frac{(p-\Delta E_1)^2}{p^2}
\end{aligned}
\tag{3.20}
$$

この式は以下のことを示唆しいる。

- 低運動量領域では $\left(1-\frac{\Delta E}{p}\right)^2$ の項の影響で第 1 項の MuTr の位置分解能に関する効果はサプレスされ、第 2、第 3 項のエネルギーロスの不確定性が支配的に効果を表す。(図 3.3)
- 高運動量領域ではエネルギーロスの不確定性はサチレイトし第 1 項の MuTr の位置分解能に関する効果の中でも $\sigma^2_{relative}$ の効果が大きく作用する。(図 3.4)

以下に、この式を元に North Arm における各運動量での運動量分解能を求めた図を示す。ここでは未だ不確定な各 Chamber の位置分解能をベストパフォーマンスである 100um と仮定し、ミューオンの放出各は 15° とした

次に実際のノイズレベルをインプットしたシュミレーションで求まった 150〜170um という結果 (図 3.7) を用いて、North Arm における運動量分解能を概算する。

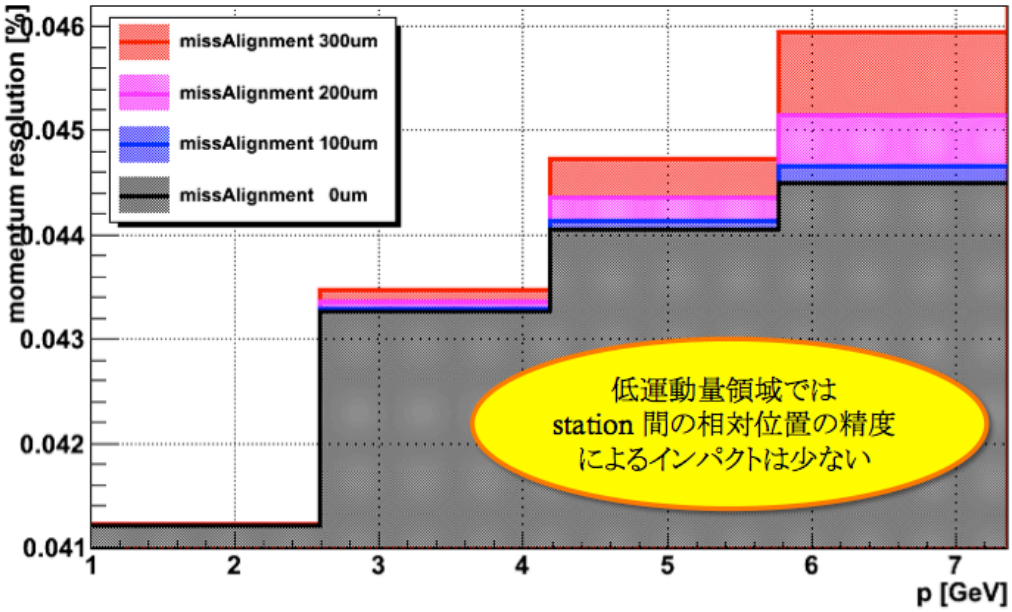


図 3.3　低運動量境域：

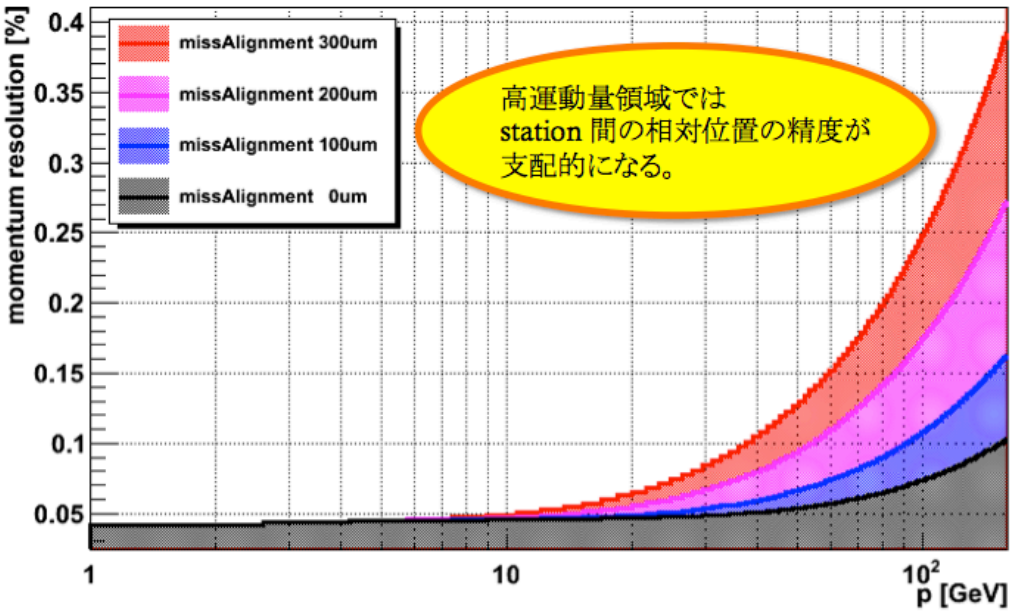


図 3.4　高運動量領域：縦軸は log スケールである。

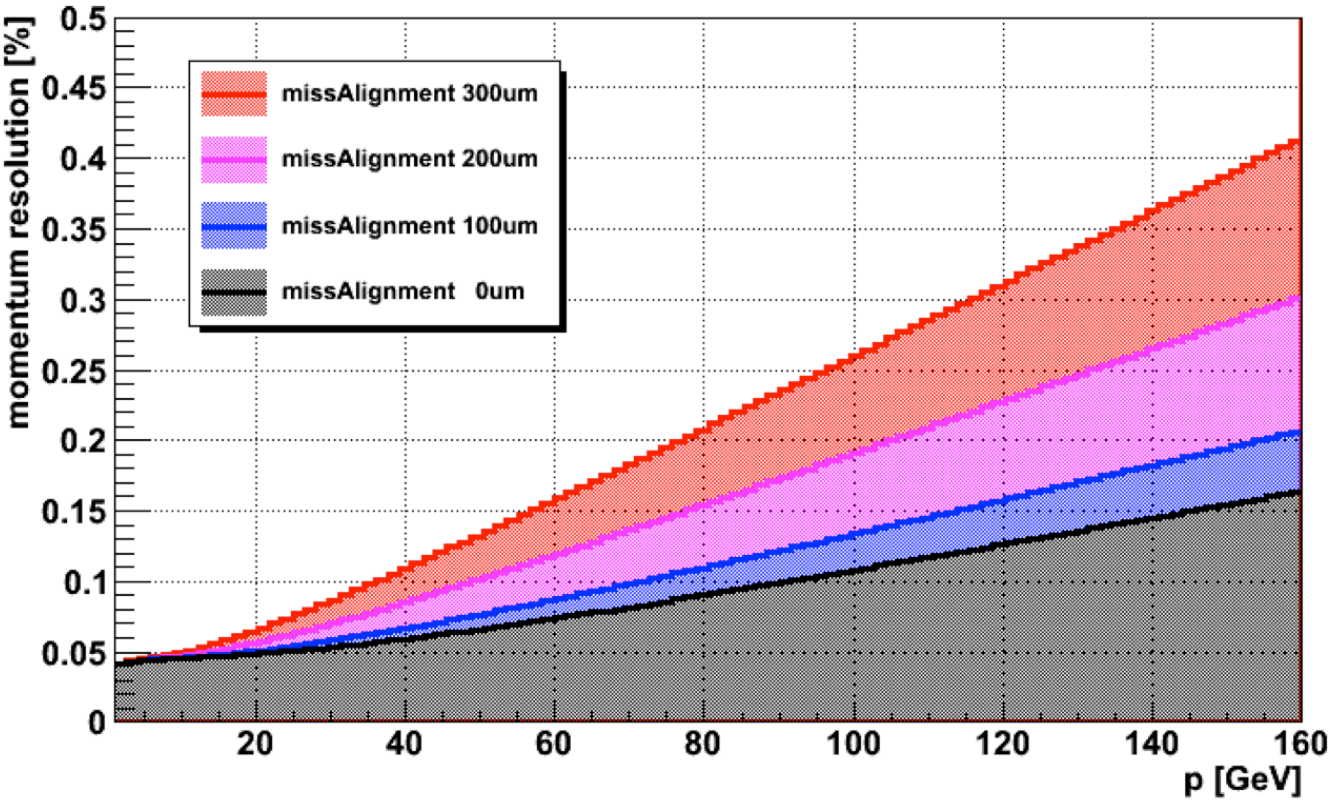


図 3.5　実際のノイズデータを用いた各 chamber の位置分解能

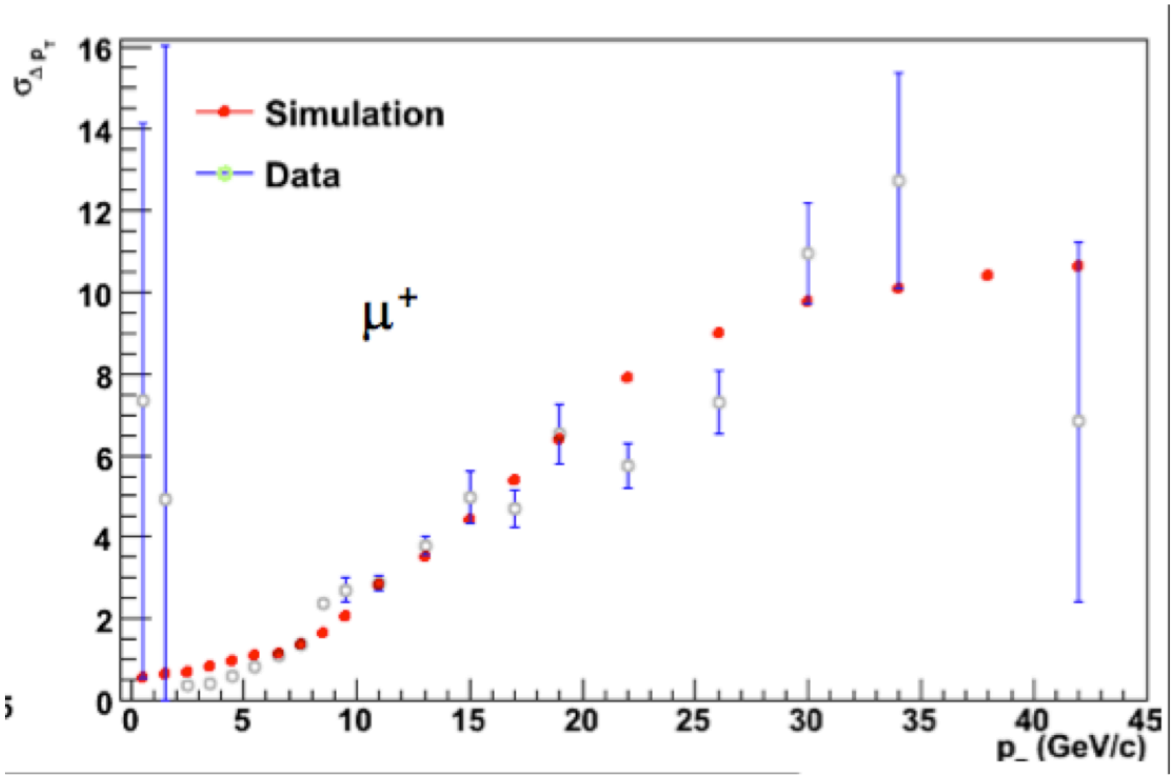


図 3.6　実際のノイズデータを用いた各 chamber の位置分解能

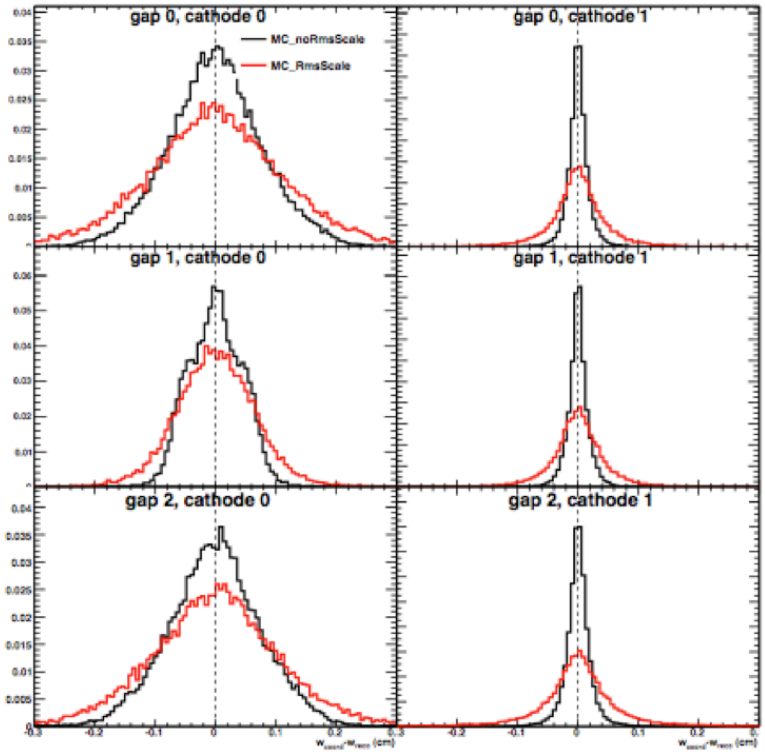


図 3.7　実際のノイズデータを用いた各 chamber の位置分解能

3.3　光学式位置補正システム (OASys) からのアプローチ

位置分解能が設計分解能に達していない原因の一つとして、実験中の温度変化等により MuTr の位置が動いている事が挙げられる。そこで MuTr のチェンバーフレームに取り付けられた光学的位置補正システム (OASys) により日毎の MuTr の動 きを観測する事で、位置分解能の向上を試みた。この節では、光学式位置補正システムの概要、データ収集系、そしてそれを使った実際の運用について述べる。

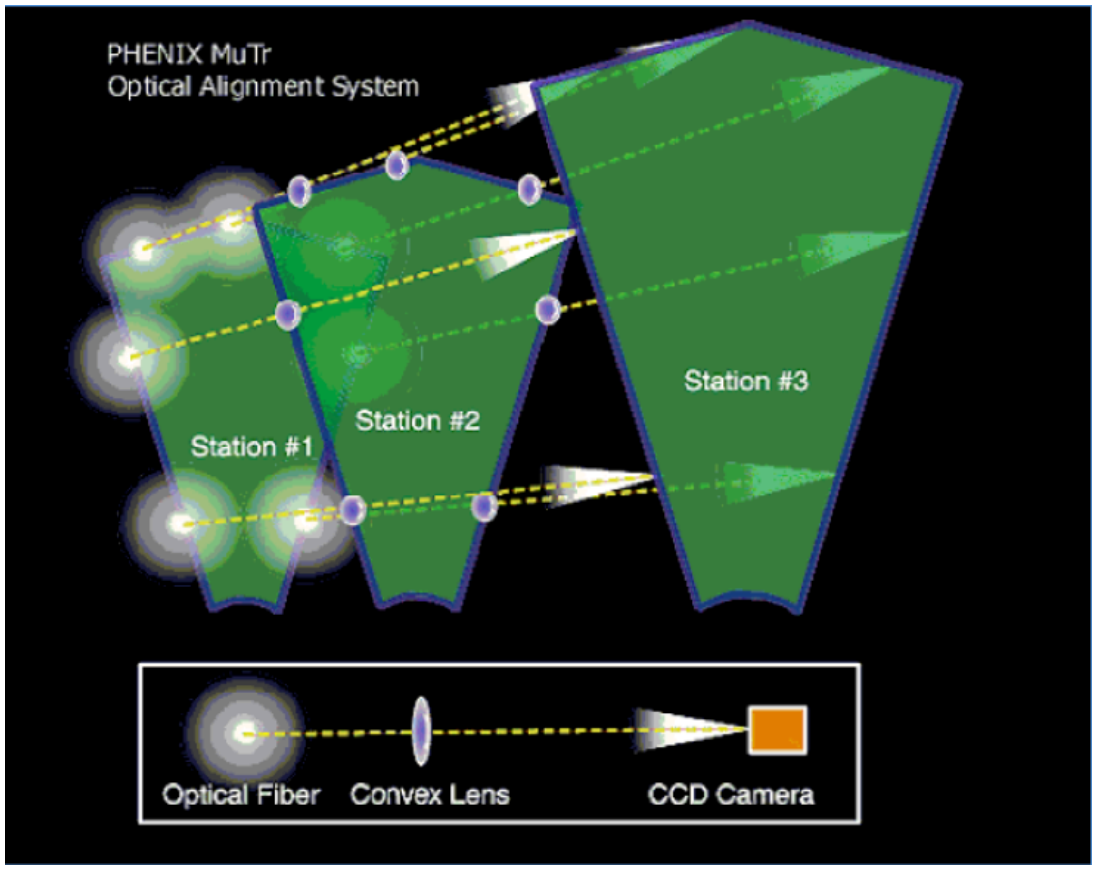


図 3.8　光学式位置補正システムの配置図。Station1 に光源、Station2 に凸レンズ、Station3 には CCD カ メラがあり、Octant ごとに 7 組ずつ設置されており、計 56 組の光学系が設置されている。

3.3.1　OASYS の構成

光学式位置補正システムは Optical Alignment System (OASys) と呼ばれ、North Arm、South Arm にそれ ぞれ光源、レンズ、CCD カメラからなる 56 組の光学系からなっている。Station1 に設置された光源を Station2 にある凸レンズにより光を収束させ、Station3 にある CCD カメラにより、光の像の動きを測定することで MuTr の相対的な位置変化をモニターすることができる。CCD カメラは Station3 にほぼ平行に取り付けられているため、Station 平面上のずれしか測定できない。PHENIX 座標系において磁場中の荷電粒子に垂直な平面上で、元の運動量に比例したキックを受け、そのキッ

ク量を測定することで運動量が得られる。Station の Z 方向の動きは運動量測定に与える影響は X,Y 方向の動きに比べて非常に小さいので考慮しない。

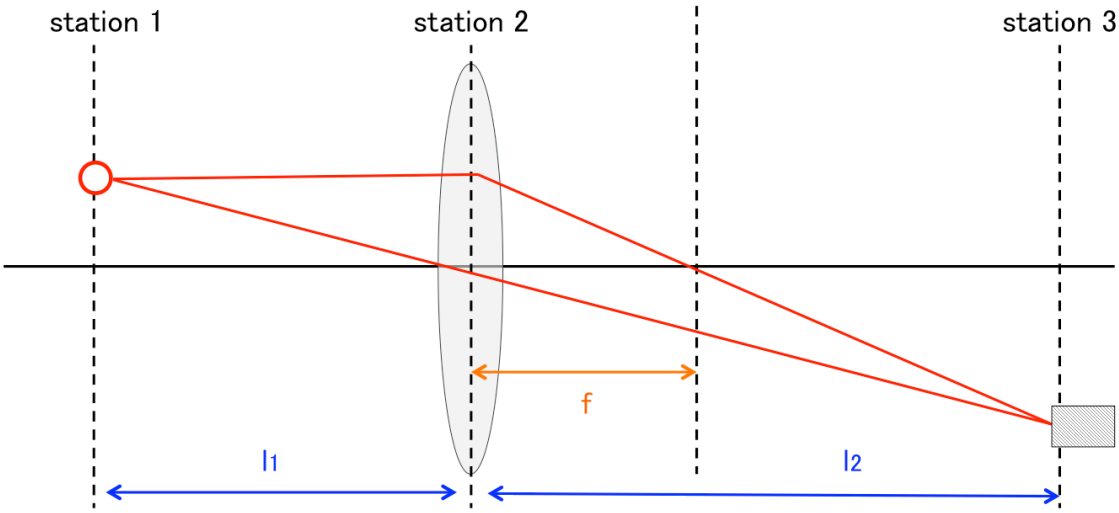


図 3.9　lense

Station3 に設置されている CCD カメラは、MuTr の建設段階での、設置位置精度を考慮すると、光の像の中心は CCD カメラの中心から数ミリ程度ずれることが考えられる。そのため、CCD カメラの結像面は十分 に広くとる必要があり、OASys で用いている CCD カメララの結像面の有効範囲は 8.8mm × 6.6mm (768(水平 方向) × 498(垂直方向)pixel) である。(1pixel あたり 11 μ m(水平方向)、13 μ m(垂直方向)) CCD カメラに 写ったスポット画像は DAQ PC に送られ、デジタルデータとして格納される。MuTr チェンバーの station1 には光源が設置されている。光源として、光ファイバーによって取り出した ハロゲンランプからの光を利用している。光ファイバーのコアの直径が 62.5um、クラッドの直径が 125um のコア/クラッド光ファイバーケーブルである。光ファイバーは 150W のメタルハロゲンランプの入った light source box に接続されており、もう一端が MuTr チェンバーの station1 に接続されている。そして、ランプからの光を光ファイバーで取り出して、station2、station3 の方向へ照射している。OASys で用いられているメタルハロゲンランプの平均寿命は約 6000 時間である。MuTr チェンバーの station2 には、凸レンズが設置されている。レンズは直径 1cm のガラス製の凸レンズである。OASys の光学系の図を示す。OASys の光学系において、光源からレンズまでの距離を l)1、レンズから CCD カメラまでの距離を l_2、レンズの焦点距離を f とすると f の値は次の式から求まる。 1/f=1/l1+1/l2

3.3.2　画像解析方法の検証

OASys によって CCD カメラに映った画像は Fig4.1.1、4.1.2 のようになっている。この光の像の中心 位置を 30 分毎にモニターする。この画像の中心位置を決定するためには以下のような手順を踏む。 まずは画像をカメラ上での水平方向、垂直方向に射影し、それぞれの輝度のヒストグラムを作成する。 画像の水平方向は 640pixel、垂直方向は 480pixel で、1pixel 当たり水平方向は 11 μ m、垂直方向は 13 μ m となっている。またカメラの画像上での座標系を以後カメラ座標系と呼ぶ。 次にこのヒストグラムを以下の関数で Fitting したものと輝度中心のみをプロットしたものを載せる。

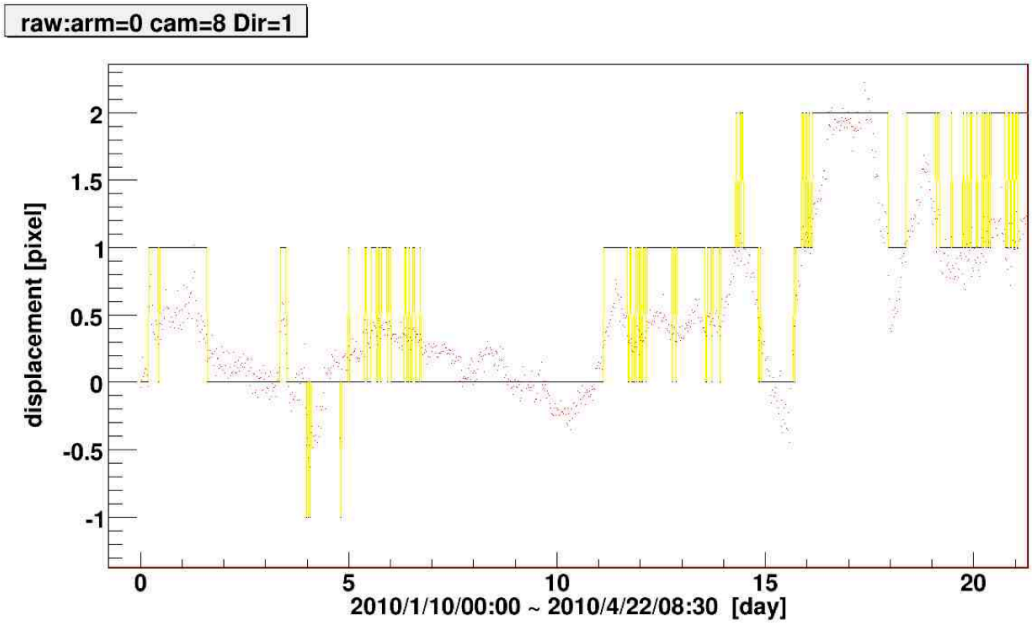


図 3.10　Compare Peak raw with Peak fit Expand Sample Picture North arm camera 8 directionY

この Gaussian Fit の平均値をこのヒストグラムの中心値、すなわち光源の像の中心位置として使う。 しかし、OASys で使用されているレンズの焦点距離は MuTr チェンバーの各 station 間の距離によって要 求される焦点距離とは完全に一致していない場合もある。そのため、Fig4.1.2 のように CCD カメラ上で ぼやけて見える画像もある。このような画像のヒストグラムは Gauss 分布にはならない。そこで、ぼや けた画像については中央の部分を無視し、分布の両端を用いて Fit を行うことで中心位置を決定する。具体的にはまず、Gaussian Fit により、このヒストグラムの中心値 (mean) と分布の幅 (sigma) を求める。 そして、中心値から 0.6sigma もしくは 0.8sigma の範囲をくりぬき、残りの部分に対して再度 4.1 式で Fit する。このようにして得られた mean を最終的な画像の中心値とした。くりぬきについての幅は例 えば、Gaussian Fitting の χ 2 を最も小さくするような値に設定すると際限なくくり抜いてしまう。従 って、ここではくりぬき幅の決定については目で確認するという方法を行っている。

3.3.3　OASys が捉えた MuTr の動き

MuTr チェンバーは実験中に 50 μ m-300 μ m 程度動くと考えられている。 ここではサンプルを一つ挙げる。巻末に Run9 中で観測した全カメラの光源の像の動きのプロットを全 日程分掲載する。

これはこの octant に限らず全カメラに関してこのような傾向を見る事が出来た。そのため、ここから先は基準となる日 (始 点) から任意の日 (終点) までの差を見て OASys で観測した動きを議論していくことにする。0 日から 90 日の間でカメラ座標上の動きにして x 方向、y 方向共に大体 100 μ m から 200 μ m 程度動い ている。また、93 日付近で温度が急激に変化しているが、これは室内の空調が故障したことによる。

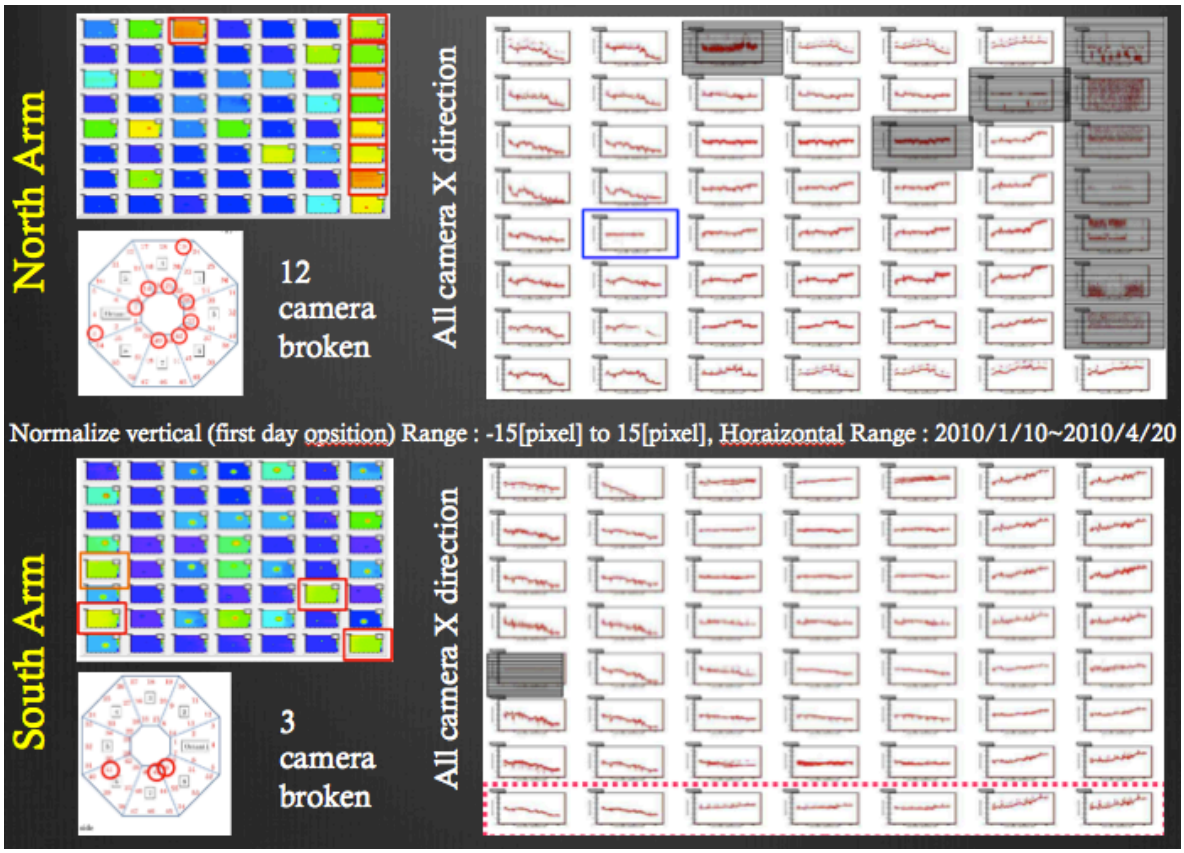


図 3.11　Compare Peak raw with Peak fit Expand Sample Picture North arm camera 8 directionY

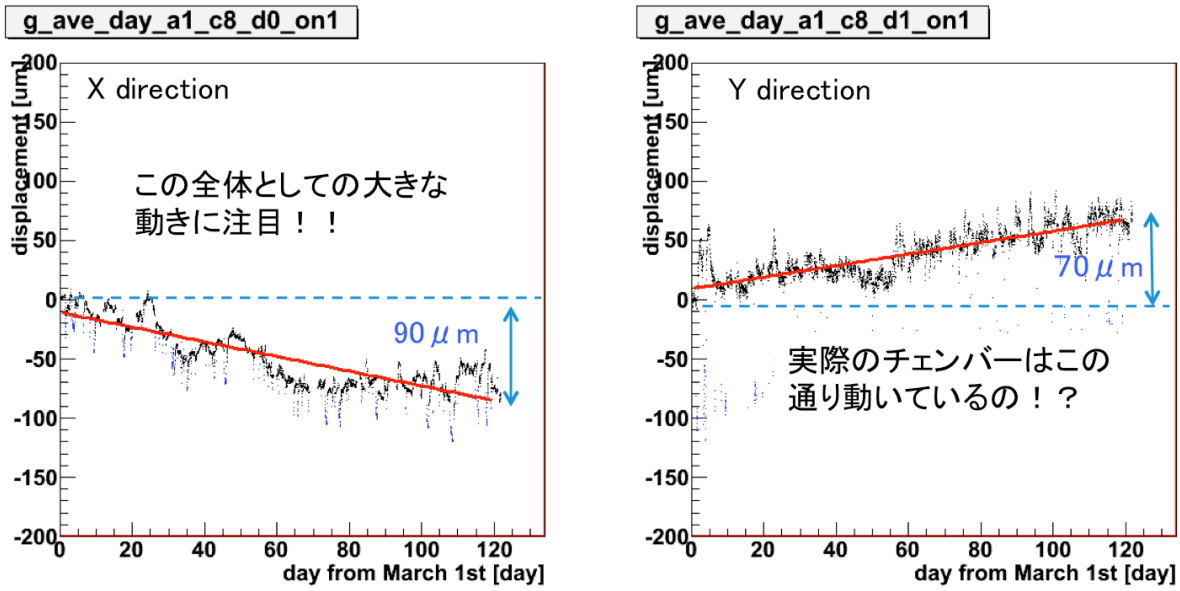


図 3.12　I think this long term movement as the rotation or translational motion or Monotonic expansion of the chamber by the fixture degradation, land subsidence.

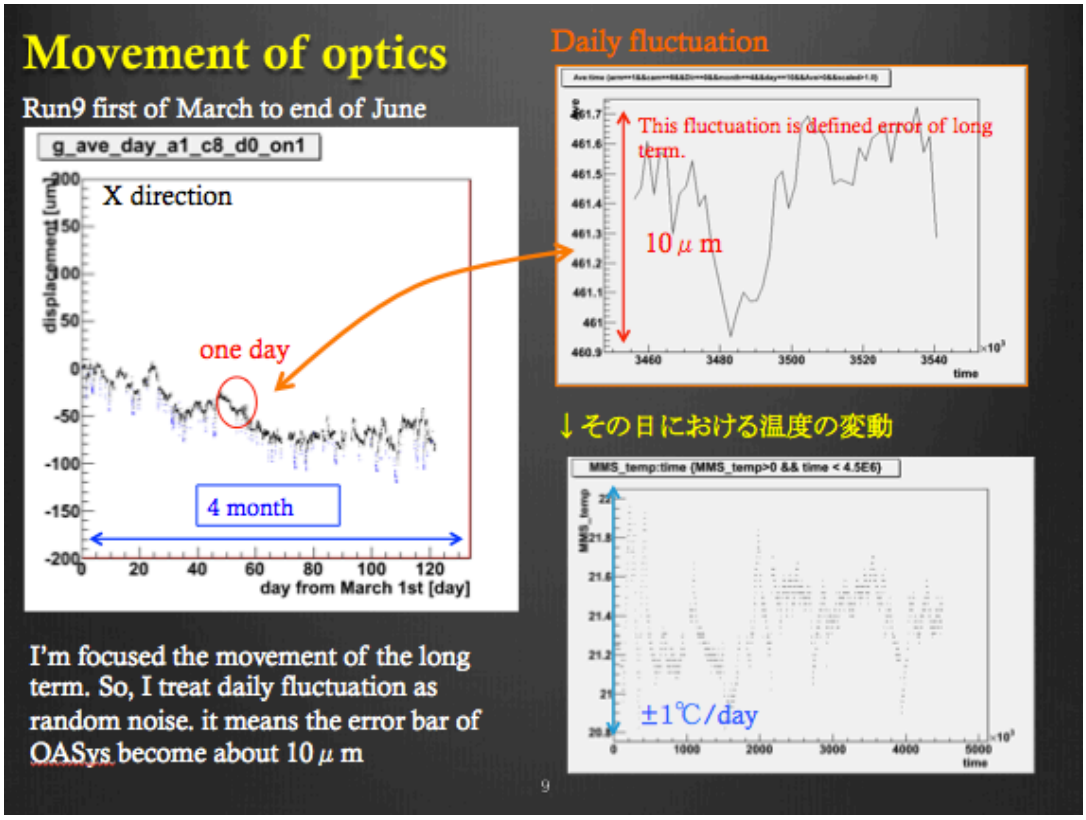


図 3.13　daily fulctiation

3.4　Zero Field 解析からのアプローチ

ここでは OASys で得られた解析結果の検証及び OASys の観測の正否について考えられる。究極的には OASys が観測した動きを補正し、結果 MuTr の分解能が改善された事を示す事が望ましい。しかし一方で OASys は 飽くまでもある日を基準としたチェンバーの位置を相対的に評価するものであり、その基準日に 3 つの Station が相対的にどうアラインメントされているかは評価できない。運動量を正確に測定する為には 当然 MuTr の 3 つのステーションの相対位置を正確に知らなければならないが、従来はゼロ磁場の特別 ランを行い、直線トラックを用いてその相対位置を同定してきた。したがって、OASys がチェンバーの動きと して評価した期間を隔てた磁場ゼロの二つのデータセットを解析し、それぞれのデータセットで 3 つの Station 間の相対位置を同定する。こうして得られたデータセット間の差分を取る事で、OASys が観測したチェンバーの動きに相当する量を全く独立した測定から評価する事ができる。このように OASys と ゼロ磁場のデータを比べる事で、この章では OASys の解析結果を検証する。この検証は二つの独立した測定で同じ観測量を評価し、その整合性を持ってそれぞれの測定の信憑性を問うものであり、それが必ずしも分解能を向上させる事を保証するものではない。双方の整合性の良い事が確認され、さらに得ら れた補正値を用いて再アライメントを行い、reconstruct された粒子の mass 分布が改善された等の方法 によって始めて分解能の改善が証明される。本章では、まずはゼロ磁場におけるトラックを利用し、具体的にどのように MuTr Station 間の相対位置を求めるかについて述べる。

3.4.1　Residual の定義とその分布

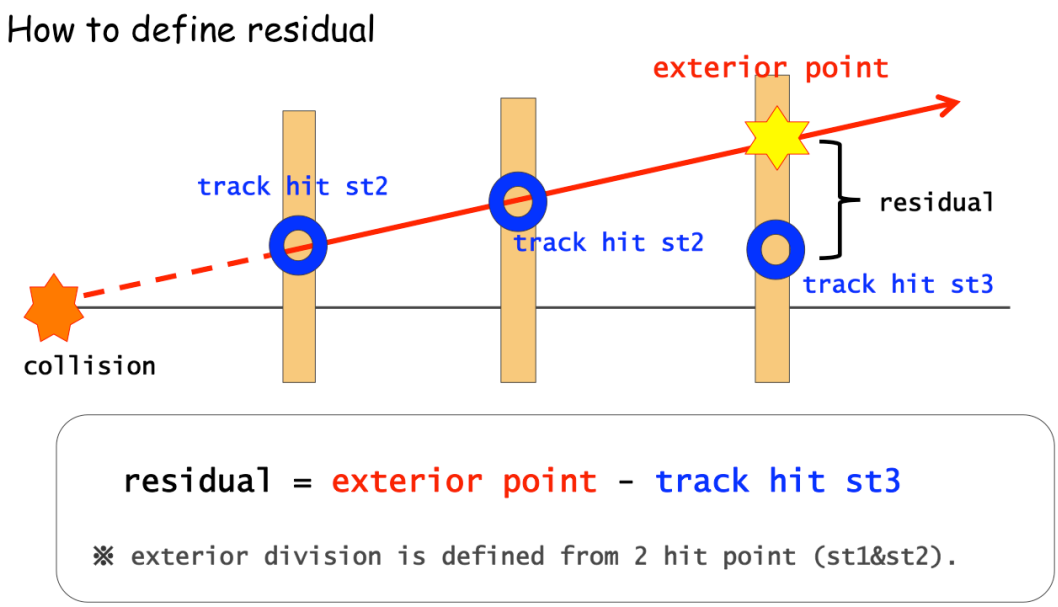


図 3.14　Compare Peak raw with Peak fit Expand Sample Picture North arm camera 8 directionY

図 3.14 のように MuTr のボリューム中を通過する荷電粒子の station1 と station3 のヒット位置を直線で結び、station2 での交点と station2 でのヒット位置の距離の差を residual と定義する。ここで用いる residual の定義式は、station1、2、3 でのそれぞれの hit 位置はそれぞれ (x1,y1)、 (x2,y2)、(x3,y3) とする。z12 は station1、station2 間距離とする。

磁場がない場合、ミューオンの飛跡はほぼ直線となる。したがって、各 station の位置を正確に知っている、つまりアライメントされている状態であるならば、sagitta はゼロの周りに分布するはずであ る。分布はチェンバーの位置分解能とミューオンの多重散乱によって広がりを持つが、中心の位置はこ れらの効果では動かない。従って分布の中心が zero からずれていれば、すなわちその時点での Station 間でのアライメントのずれと解釈できる。記述した通り、ある期間を隔てたゼロ磁場データの Sagitta 分布の中心位置が変わっていれば、その期間に MuTr チェンバーが動いた事を示唆している。

光学的位置補正システムのカメラは station3 に設置されており、前章における OASys 解析は全て Station-3 における投影で評価されているため、ここでは station1 と station2 でのヒット位置を直線 で結び、station3 への外挿点との交点と station3 のヒット位置の差を sagitta と呼ぶことにする。 Sagitta を Station-2 への投影とした場合と比べて、その大きさは約 2 倍になる。

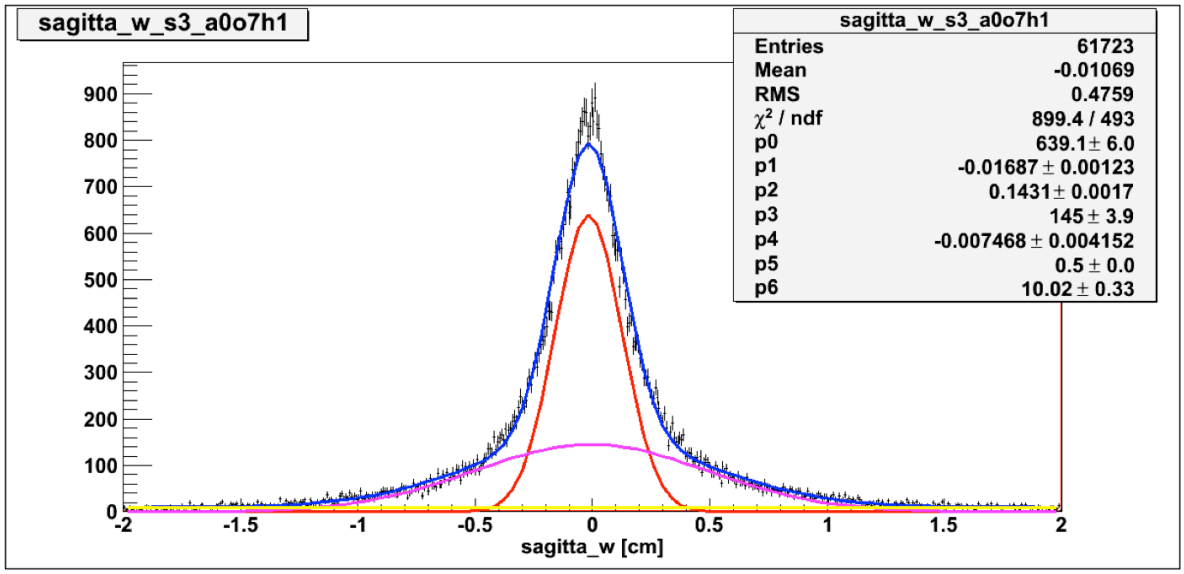


図 3.15　典型的な residual 分布。単純な関数系で fitting することが困難。

3.4.2 Zero Field Run Data と、その Pedestal の安定性

次に Run9 residual 解析に用いた Run List を表に挙げる

表 3.1　2009 March に取得した Zero field Run リスト。

Run Number	Events	Begin time		End time	
273696	3326061	2009/3/4	6:43:35	2009/3/4	6:50:01
274369	2451199	2009/3/7	11:07:05	2009/3/7	11:15:03
274794	10662961	2009/3/10	6:28:41	2009/3/10	7:09:53
274795	3643445	2009/3/10	7:14:31	2009/3/10	7:40:17
274798	14002734	2009/3/10	7:49:38	2009/3/10	8:49:18
274802	8662695	2009/3/10	9:17:16	2009/3/10	9:47:29
274803	12531596	2009/3/10	9:48:31	2009/3/10	10:32:1

表 3.2　2009 May に取得した Zero field Run リスト。

Run Number	Events	Begin time		End time	
284917	14489805	2009/5/16	0:13:57	2009/5/16	0:40:46
285157	16537583	2009/5/17	22:54:23	2009/5/17	23:24:26
285291	11171300	2009/5/19	5:52:24	2009/5/19	6:13:00
285352	16190392	2009/5/19	16:34:08	2009/5/19	17:03:19
285819	2823507	2009/5/23	5:18:49	2009/5/23	5:24:30
285836	10056109	2009/5/23	14:30:06	2009/5/23	14:48:35
285938	10062322	2009/5/24	11:37:29	2009/5/24	12:02:03
286212	9375575	2009/5/26	10:27:58	2009/5/26	10:45:37
286762	5590962	2009/5/30	9:34:47	2009/5/30	9:45:40
286763	12026936	2009/5/30	9:51:50	2009/5/30	10:18:33
286881	6608853	2009/5/31	2:52:52	2009/5/31	3:07:39

Zero field run に於ける、North Arm の 800 μ m を越えるような変位は実際にチェンバーが物理的に動いた事に起因しているのであろうか？規格化したヒストグラムを拡大すると確かに mean の位置は目視の範囲で数百μ m ズレている（図)。 もし、このズレが fake だとすると raw data の段階でヒストグラムが目に見える変化をしている事から ffitting の際のバックグランドがどうこうなどと言った解析のレベルのバグではなく、もっと下流の段階にバグが存在すると考えられる。まず３月と５月の間でアクシデンタルな変化があったと考えられるものはアクシデンタルな pedestal の採用にある。荷電粒子がガスチェンバーを通過する際にガスをイオン化してエネルギーを失う。その電荷を集めて増幅したのちに ADC として観測する訳であるが、その増幅率はストリップによりばらつきが存在する。従ってストリップ i の元の電荷 q[i] は以下の式で与えられる。

$$q_i = ADC_i gain_i - pedestal_i$$

pedestal[i] と同じように、gain[i] を screw up していれば q[i] の値も screw up するのがわかる。そして pedestal に於いて、その rms も大事であるが、その絶対値も重要であるのが上の式からわかります。実際の pedestal は rms の分だけ広がっているので、絶対値を引いても完璧に引ききれないのですが、dynamic な測定が無いので仕方がありません。rms がひどく広がっていない事を祈りつつ、それは分解能として受け入れます。MuTr の pedestal は原則 1 日に数回更新され、もっとも新しいデータがその次の run の pedestal として反映される。pedestal の測定は一回につき 100 event/strip data taking される。

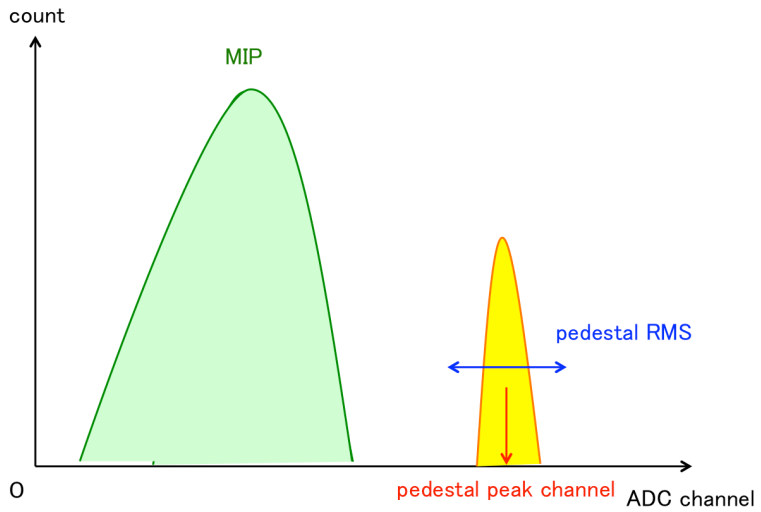
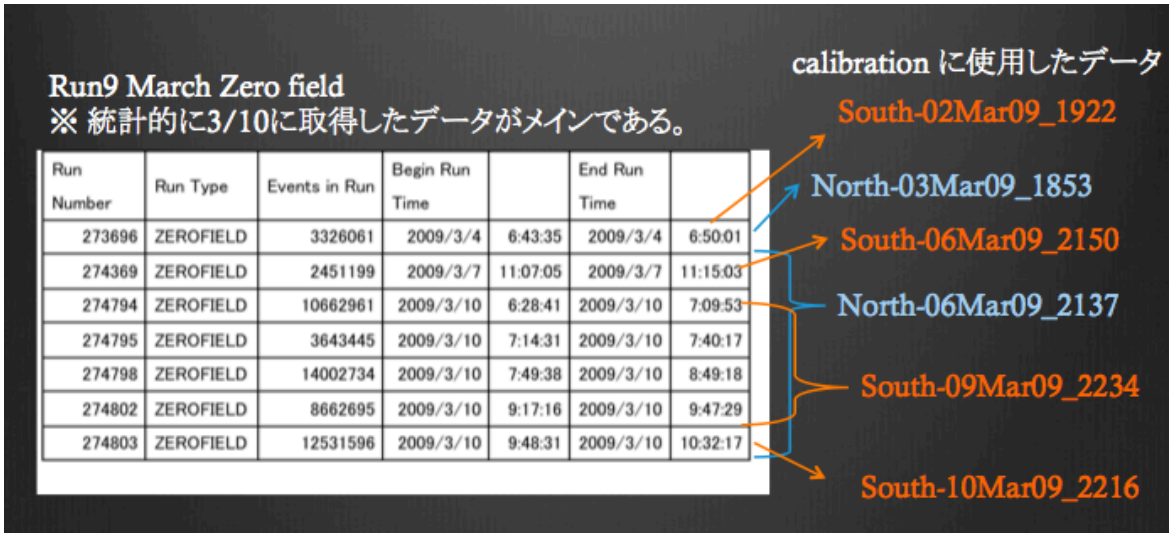


図 3.16 MuTr はカソードチェンバーなので、その読み出しは DC 電圧をかけて強制的にシグナルをマイナスにしている。2048ch = ADC max

Run9 に於ける Zero field run のデータ取得時期は以下の通りである、その run に使用されていた pedestal や gain data を見る事で、その run の信用性というか、なんだろう、、、とにかく、そこに注目してみる。図 3.20 に本解析に用いた Run 番号と取得したタイムスタンプをまとめる。と図 3.19 に、PHENIX のキャリブレーションデータベースに登録された Gain の Octant 平均値を示す。キャリブレーションは実験中原則一日一回実行され、自動 fast offline 解析による簡単な QA チェック後、データーベースに記録される。これらのデータベースを元に zero field データの取得時間の最後のキャリブレーション値を参考に MuTr のトラック再構築が行われる。通常この gain 値は非常に安定しているものであるが、時折 Fitting の失敗等の原因で（特に pedestal 分布で起こりやすい)、値が著しく異なる場合がある。図 3.18 のように著しくキャリブレーション用 gain 値が大きくかわるような値は信用できない。また、pedestal の平均値でも、図 3.20 のように突然平均値から遠く離れた値が観測される事がまれにある。ここでは平均値から著しくずれるような gain や pedestal 値の記録された Octant を OASys との比較

から除外する。本来ならキャリブレーション解析をし直す事で健全さを取り戻せるかもしれないが、ここでは時間的制約のために行わない。図の縦の実線は zero field run を取得したタイミングを示す。



Run Number	Run Type	Events in Run	Begin Run Time		End Run Time	
273696	ZEROFIELD	3326061	2009/3/4	6:43:35	2009/3/4	6:50:01
274369	ZEROFIELD	2451199	2009/3/7	11:07:05	2009/3/7	11:15:03
274794	ZEROFIELD	10662961	2009/3/10	6:28:41	2009/3/10	7:09:53
274795	ZEROFIELD	3643445	2009/3/10	7:14:31	2009/3/10	7:40:17
274798	ZEROFIELD	14002734	2009/3/10	7:49:38	2009/3/10	8:49:18
274802	ZEROFIELD	8662695	2009/3/10	9:17:16	2009/3/10	9:47:29
274803	ZEROFIELD	12531596	2009/3/10	9:48:31	2009/3/10	10:32:17

図 3.17　サイト内の情報が正しければこの時期の calibration data は数日に一回しか取られていなかった。よって、North Arm における Zero field March のデータは主に North-06Mar092137 に取得された calibration data を用いて構成されている。

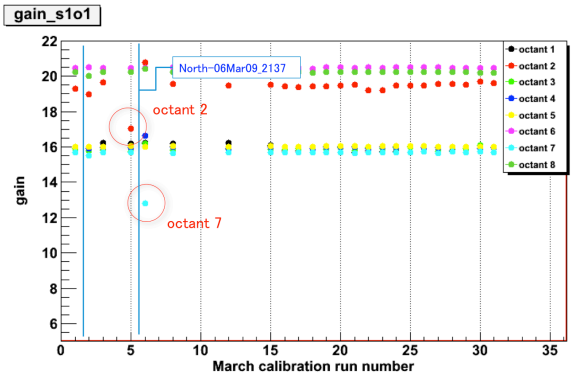


図 3.18 March : result of the gain on North Arm St1

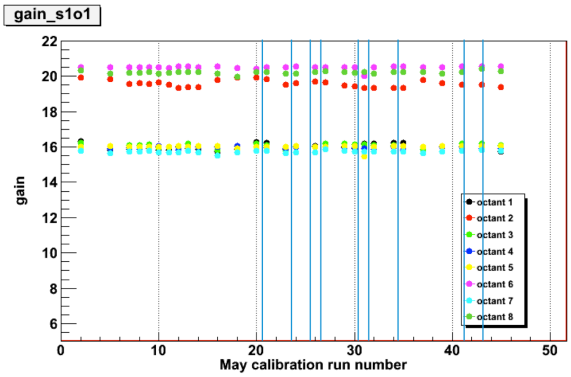


図 3.19 May : result of the gain on North Arm St1

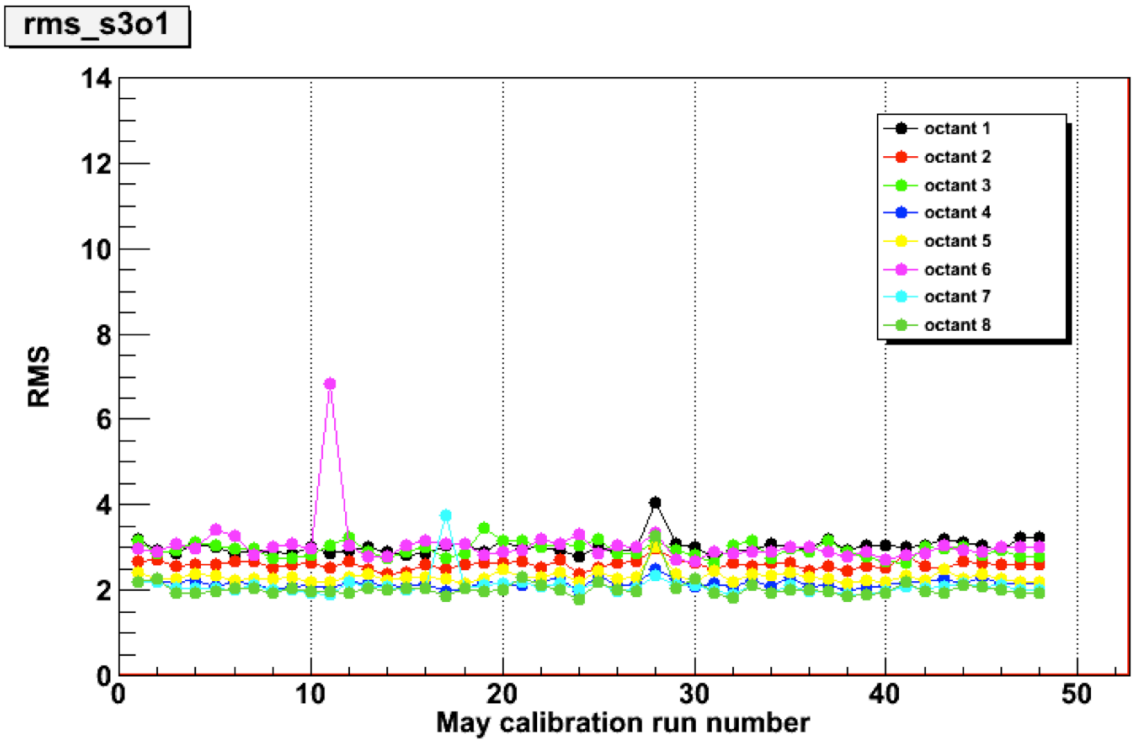


図 3.20 Pedstal 分布の安定性。横軸は 5 月のキャリブレーションランの通し番号。縦軸は Pedestal RMS のオクタント平均値。

3.4.3　ミューオン運動量依存性

Run9 で行なった 2 つの Zero field run は 3 月と 5 月に行なわれたがこの、2 つの時期ではビームのコンディションが異なる。3 月のデータは陽子陽子 500GeV の run であり 5 月のデータは陽子陽子 200GeV の run である。この 2 つの異なるビームコンディションのデータを比較する事は可能なのかをここで言及する。

This spectrum is pp500GeV track associated muon momentum distribution (No track cut). High pt spectrum seems to decrease than pp500GeV. However under 10GeV muon is 98.3%, high pt muon is not sensitive for the residual distribution.

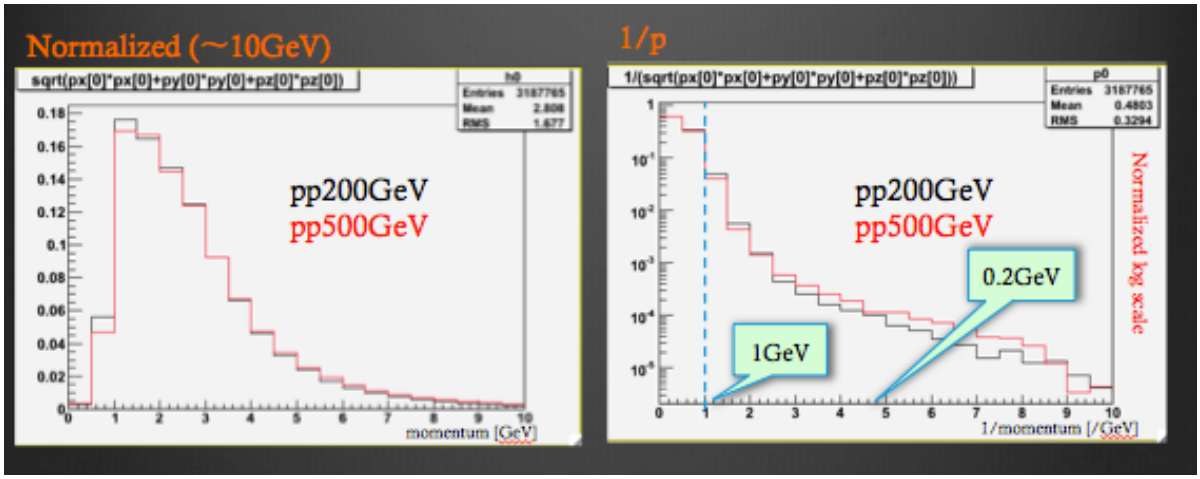


図 3.21　実際のノイズデータを用いた各 chamber の位置分解能

The residual distribution is based on under 10 GeV muon. The spectrum is same in pp200GeV and pp500GeV. It means the residual from different beam can be compered. And the different of beam is not sensitive 2nd gaussian.

以上の様に、ビームのコンディションは異なったが支配的である低エネルギー領域での分布は 10GeV 以下の等しいので、以下ではこの 2 つの run を比較可能として取り扱う。

3.4.4　多重散乱による分布の広がり

residual 分布を見ると、実際の chamber の位置分解能より大きく広がっている。本章では、その原因ンについて多重散乱の観点から考察する。

From zero field cosmic study, we make sure second gaussian component is not based on hadron decay. So, we guess that component will be based on the effect of multiple scattering another momentum. After the last meeting, Oide-san gave me simple multiple scattering root macro. I modified that macro to near real condition.

At first I assumed if 2.0 GeV muon go through between St1 to St3. Then muon is affected by the effect of multiple scattering from air volume. I want to know the final

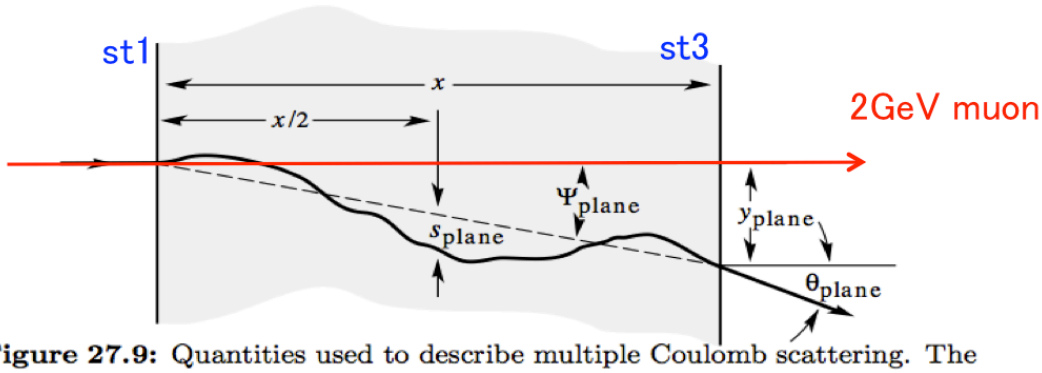


Figure 27.9: Quantities used to describe multiple Coulomb scattering. The particle is incident in the plane of the figure.

図 3.22　実際のノイズデータを用いた各 chamber の位置分解能

position (St3) is how much spread by that effect.

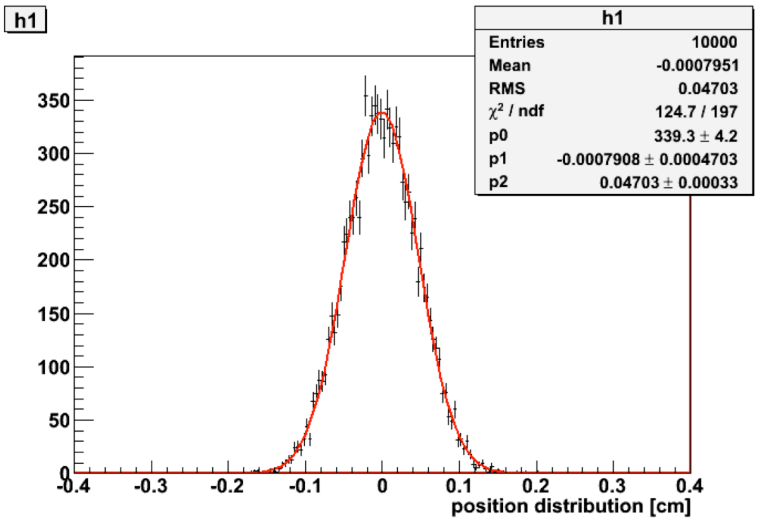


図 3.23　Fist Step : Air volume contribution (fix muon momentum)

以上のように simulation の結果から異なった運動量の分布から、実際の residual 分布を再現する事に成功した。

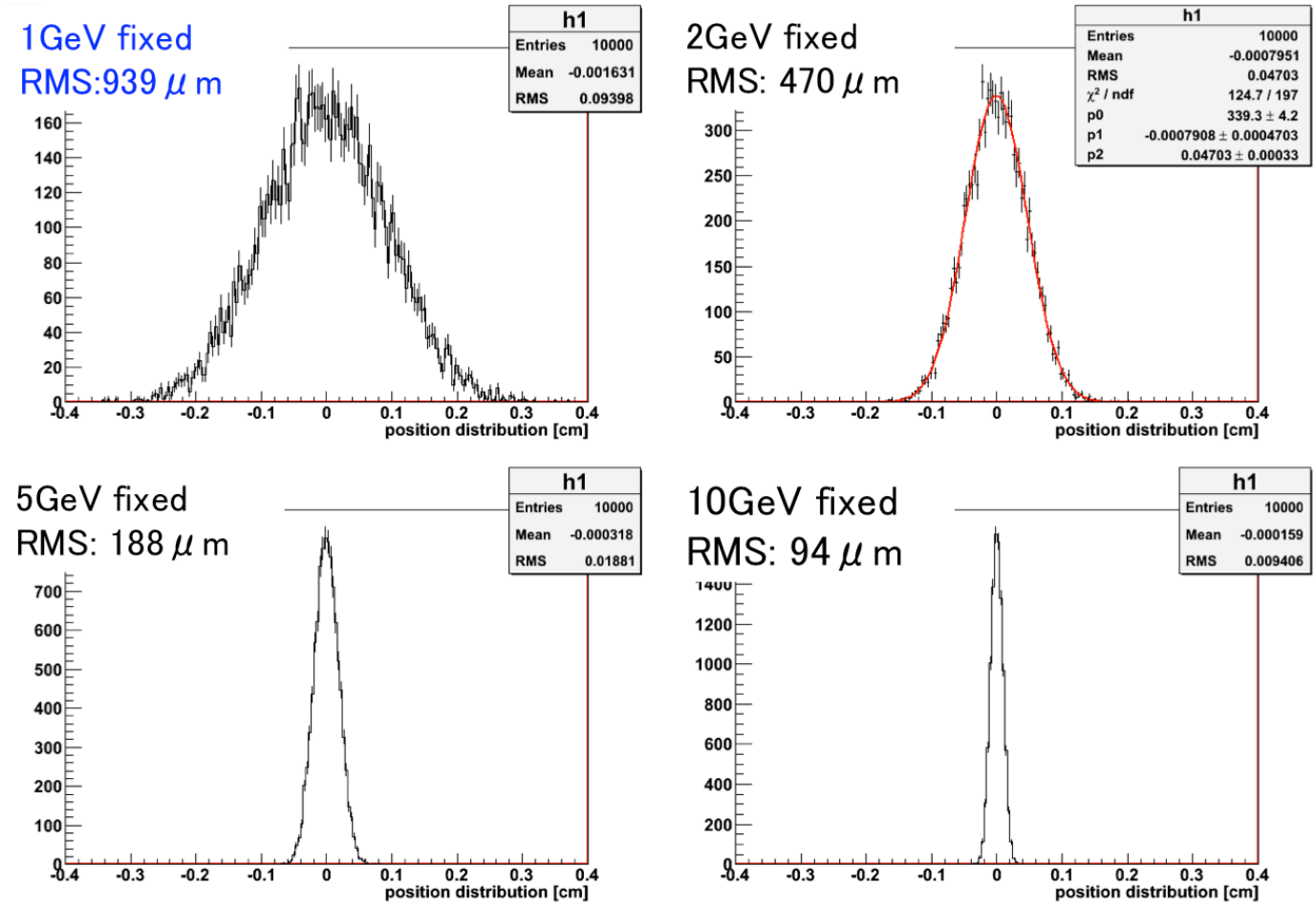


図 3.24　実際のノイズデータを用いた各 chamber の位置分解能

3.4.5　ハドロンの崩壊による影響

sagitta 分布の幅 3 4mm は前章で予測した多重散乱 (450 750um) と MuTr の設計位置分解能 (100um) だけでは説明できない幅を持っている。その原因は現時点ではよくわかっていな い。一方でピーク両脇の厚いテールについては、$\pi \to \mu$ 崩壊によるものと考えられる。パイオン、ミューオンの質量をそれぞれ、π:135MeV/c2、μ:106MeV/c2 として、例えば 2GeV/c の運動量 を持ったミューオンが station2 で $\pi \to \mu$ と崩壊する際に運動量を横方向に持って移動すると仮定した とき、135-106=29MeV ここで 30MeV の運動量を持って横方向に運動したとするとミューオンは station2 で 30MeV/20GeV の角 度をもって station3 に入射される。よってパイオンの崩壊によって生じるミューオンの分布は South で 30MeV/20GeV × 1.5m=2.25cm と概算できる。このようにパイオンが途中で崩壊することにより、ゼロ 磁場であってもトラックは直線にはならず、従って sagitta 分布は直線トラックの場合の分布には従わ ない。実際にはミューオン崩壊は秘跡上どこでも連続的に起こるので、結果 sagitta 分布は直線トラッ クよりも崩壊により新たな角度を持つ分だけ広い分布となる。そこでこの崩壊によって生じる

ミューオンの分布と直線トラックのミューオンの分布の 2 種類から構成 された分布と考え、Double Gaussian での Fit を試みた。Reduced Chi Square が 1 程度になっている。Doblue Gaussian で Fitting がうまくいった原因としては 予想した通り MuTr 空間内でパイオンからミューオンへ崩壊してトラックが曲がった結果、station3 で できる広い分布 (青い分布) と直線トラックの分布 (赤い分布) が混ざっていたためではないかと考えら れる。しかし、2GeV 運動量パイオンの例えば 5 メートル飛んだ時の survival rate は 95% あり、実際 に観測した sagitta 分布はそのナイーブな計算で予測した値よりも崩壊成分が多く見える。定性的には説明できたが、定量的には説明しきれていないのが現状である。そこで宇宙線データを使ってこの分布の検証を行う。宇宙線データにはハドロンが含まれず、純粋なミューオンのみと考えられるので、もし幅の広い二つ目の Gaussian がハドロン崩壊成分だとすると、この二つ目の成分は宇宙線データには現れないはずである。

3.4.6　宇宙線データの Residual 分布

ここでは zero field run の宇宙線でのデータを用いて、その検証を行なった。Run9 時に取得したゼロ磁場における宇宙線データを図に示す。予想に反し二つ目の幅の広い Gaussian 成分はほぼビームデータと同様の割合である事がわかる。従ってこの二つ目の Gaussian 成分は、ハドロン崩壊成分からなるものではない事が結論づけられた。この二つ目の Gaussian 成分の原因については、さらに 3.4.9 で議論する。

図 3.25　宇宙線の Residual 分布。

3.4.7　Fitting の最適化

3.4.8　データ選択の最適化

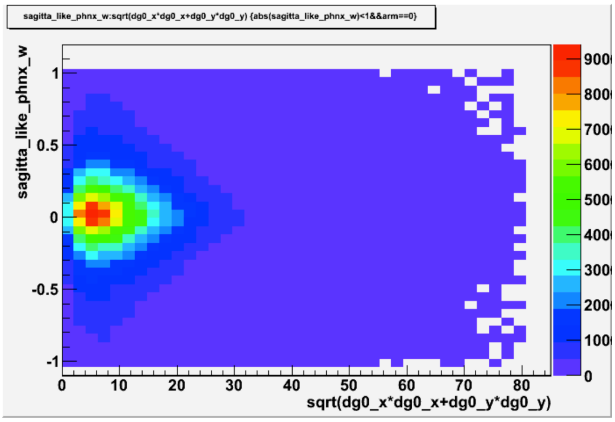


図 3.26　Rdg0

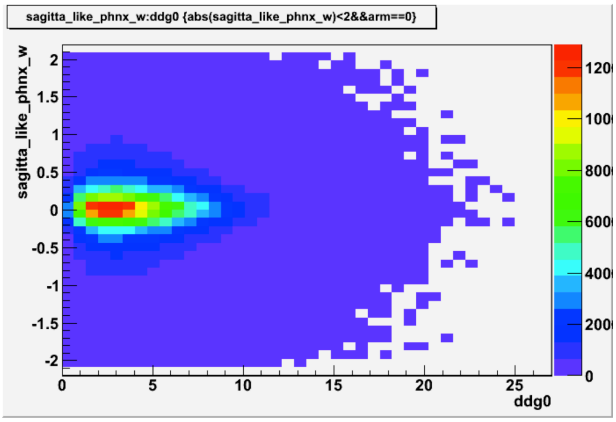


図 3.27　ddg0

3.4.9 Residual 分布の動径方向依存性

Station-3 に射影した Residual 分布

ここでは Residual 分布の動径方向依存性を調べた。解析には Run 9 ゼロ磁場で 3 月のデータセットを用いる。図 3.28 に South アームの Residual 分布の動径方向依存性を示す。横軸が Station-3 に射影した Residual 分布 (-2cm,2cm) で、縦軸がビーム軸中心からの動径距離を cm 単位で示す。パネルにはそれぞれ半オクタント毎合計１８枚にわけてプロットしている。Arm, Octant, Half Octant(HO) の通し番号は 0 起源で表記されている。プロットはトラック事象の多さを色で現し、さらに ROOT の FitSlicesX() 関数を用いて、Y 軸を 50Bin にわけてスライスした分布を Gaussian フィットしその中心値と誤差を各 Bin について上書きしている。中心値の誤差は各 Bin の統計量に依存している。図では X 軸の範囲が ±2cm と大きくほとんどが動径依存性がないように見えるが、Oct0, HO=1 (Half Octant=1) では r=180cm 付近で著しくゼロから線形的にずれていくのが観測される。そのずれの大きさは、r が 120cm あたり Residual は 1cm にも及んでいる。これらの動径依存性を詳しく見るため、X 軸の Residual 範囲を (-0.2cm,0.2cm) とした分布を図 3.29 に示す。X 軸を拡大した図 3.29 ではほとんどの半オクタントの Residual 分布に動径方向依存性が見えている事が確認でき、ビーム軸から離れれば離れる程 Residual がゼロから離れる傾向が見て取れる。

図 3.30 と図 3.31 には同様の分布を North アームについてプロットした。South アームの Oct0, HO=1 のように 1cm と激しく動径分布依存性を示す半オクタントは見受けられないが、やはり数１００ μm の動径方向依存性は観測される。

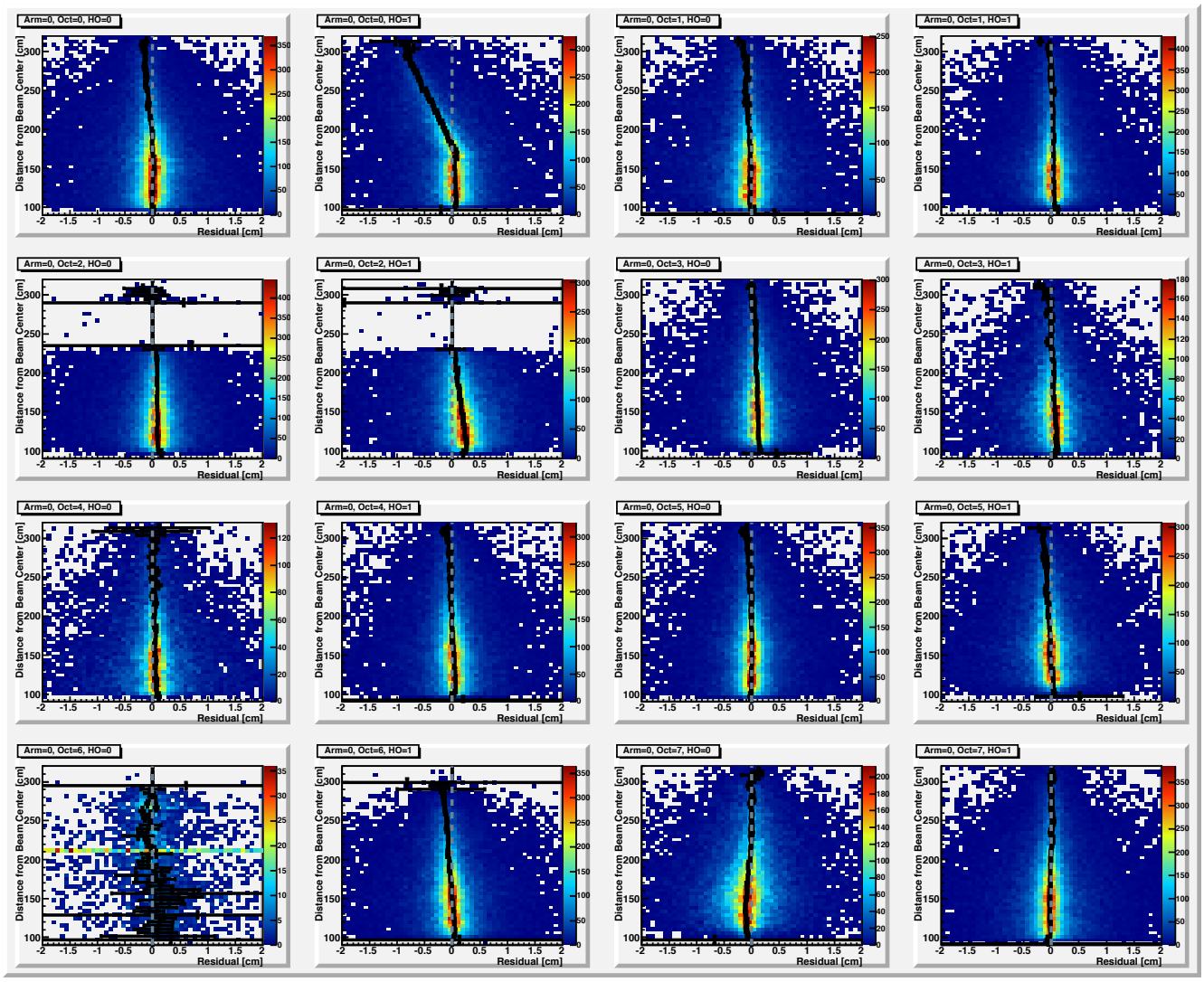


図 3.28　South Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-3 に射影したもの。横軸は-2cm から 2cm。Arm, Octant, Half Octant(HO) の通し番号は 0 起源で表記されている。

Station-2 に射影した Residual 分布

これまでは OASys との比較の為に Station-3 に射影した Residual 分布で議論してきたが、Residual 分布の動径方向依存性による zero 中心からのずれが、運動量分解能に及ぼす影響を議論するため、今後は Station-2 射影で Residual 分布を示す。Station-2 における Residual 値は、Station-3 における Residual 値の約 1/4 程度になる。

図 3.32, 3.33, 3.34, 3.35 に同様の Station-2 における Residual の動径方向依存性を示す。Station-3 よりは zero 中心からのずれは小さいが、やはり数 100μm におよぶずれが観測される。これは W ボゾン崩壊から来る高運動量ミューオンの運動量誤認に十分影響を与えるずれである。

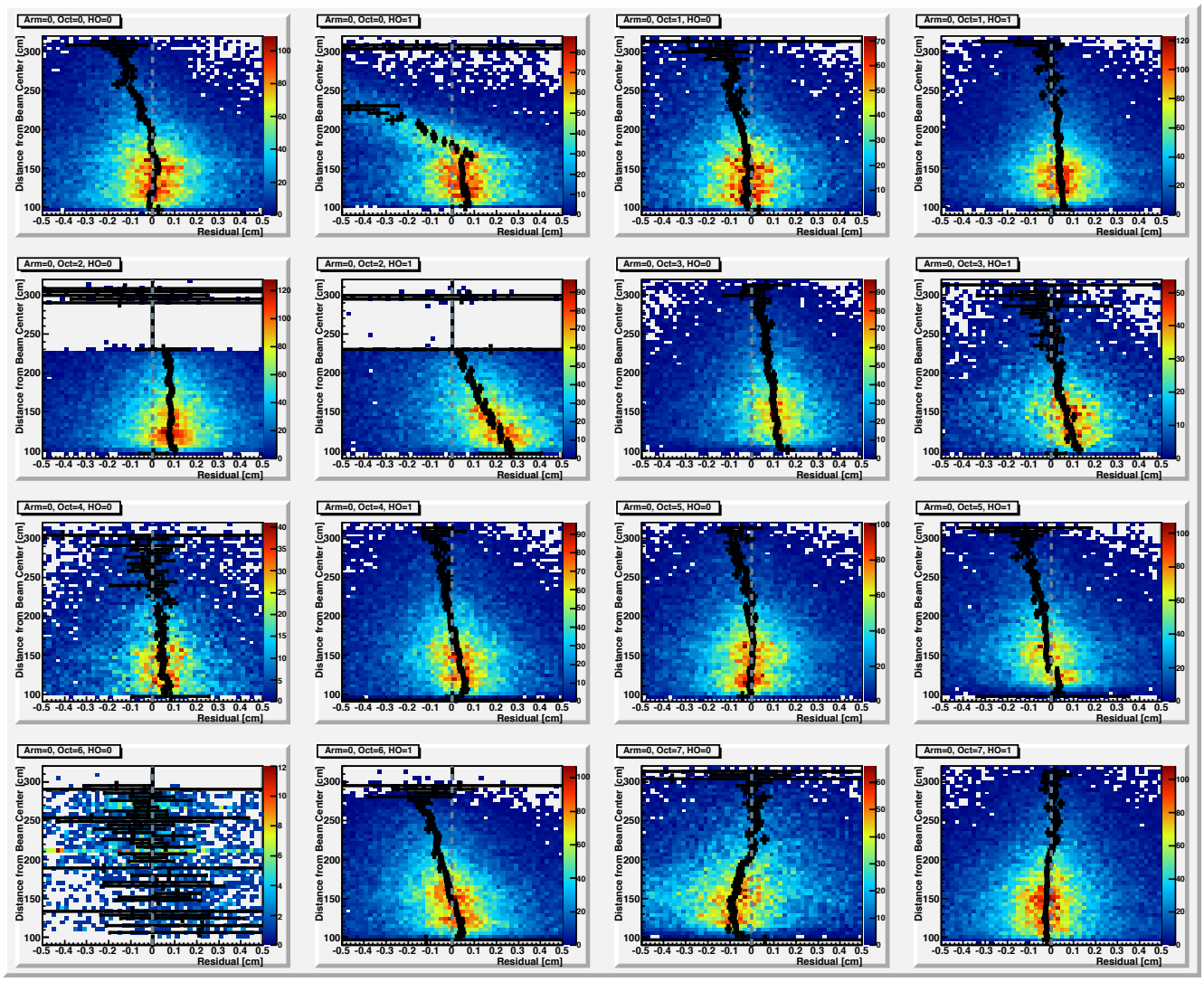


図 3.29　South Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-3 に射影したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。

3.4.10　Millepede 補正の効果

PHENIX では Run5 より、アライメントのずれを Millepede プログラムを用いて補正を行って来た。Alignment のアルゴリズムは、各 MuTr チェンバーや MuID チェンバーのアライメントをフリーパラーメーターとしてゼロ磁場における track の residual 分布をゼロ中心になるように、パラメーターを決めて行く。標準的な技術では典型的にこの計算過程を iteration 法によって行うが、Millepede プログラムでは逆マトリクスを解く事によって計算速度を飛躍的に早めている。

Section3.4.9 では、Residual 分布が有限の動径方向依存性を示した。ここでは Millepde が Section3.4.9 をどの程度補正できるかを検証する。データは Run9 のゼロ磁場データのうち 3 月のデータセットを使用した。図 3.36 と 3.37 に Millepede 補正前 (青) と補正後 (黒) の南アーム一次元 Residual 分布を示す。X 軸の範囲はそれぞれ (-

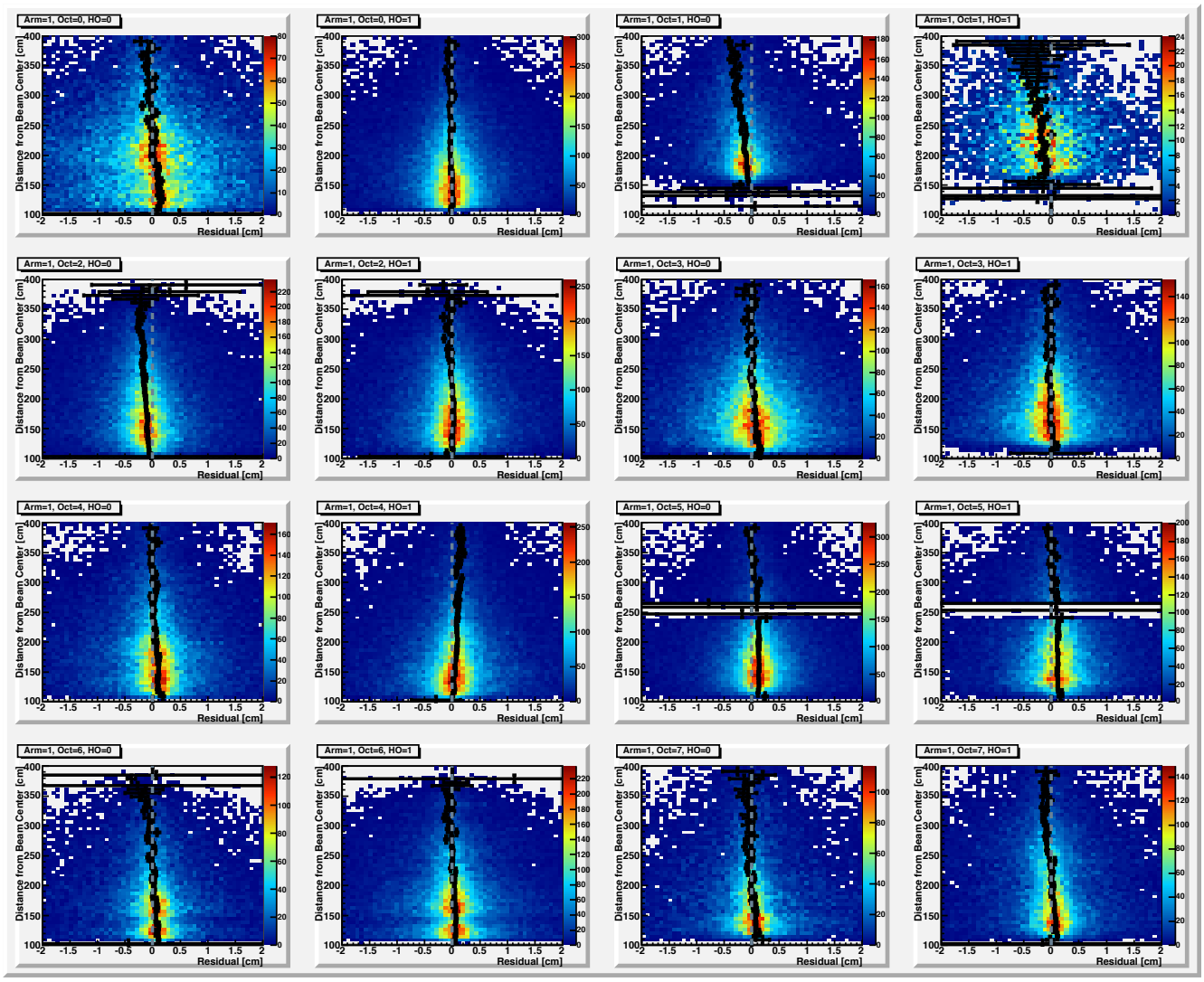


図 3.30　North Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-3 に射影したもの。横軸は-2cm から 2cm。

2cm,2cm) と (-0.2cm,0.2cm) である。(-2cm,2cm) では確認しずらいが、(-0.2cm,0.2cm) 範囲の分布を比べると、補正前 (青) の分布中心が点線で示すゼロからずれているのが、補正後分布 (黒) では zero 中心に来るように補正されているのがわかる。このように一次元ヒストグラムを確認する範囲では、Millepede 補正は期待通りの補正を行ったように見える。

同様に図 3.38 と 3.39 に示す通り、北アームについても Millepede 補正前 (青) と補正後 (黒) の比較では Residual 分布の中心が補正後の方がゼロに近い値を示しているのがわかる。

次に Millepede 補正が、Section 3.4.9 で指摘したように Residual 分布の動径方向依存性を適切に補正しているかを検証する。図 3.40 と 3.41 はそれぞれ南、北アームの Millepede 補正後の Residual 分布動径方向依存性を示す図である。理想的には Residual 分布がプロット中心に描かれた zero 値の点線上に乗る事であるが、ほとんど

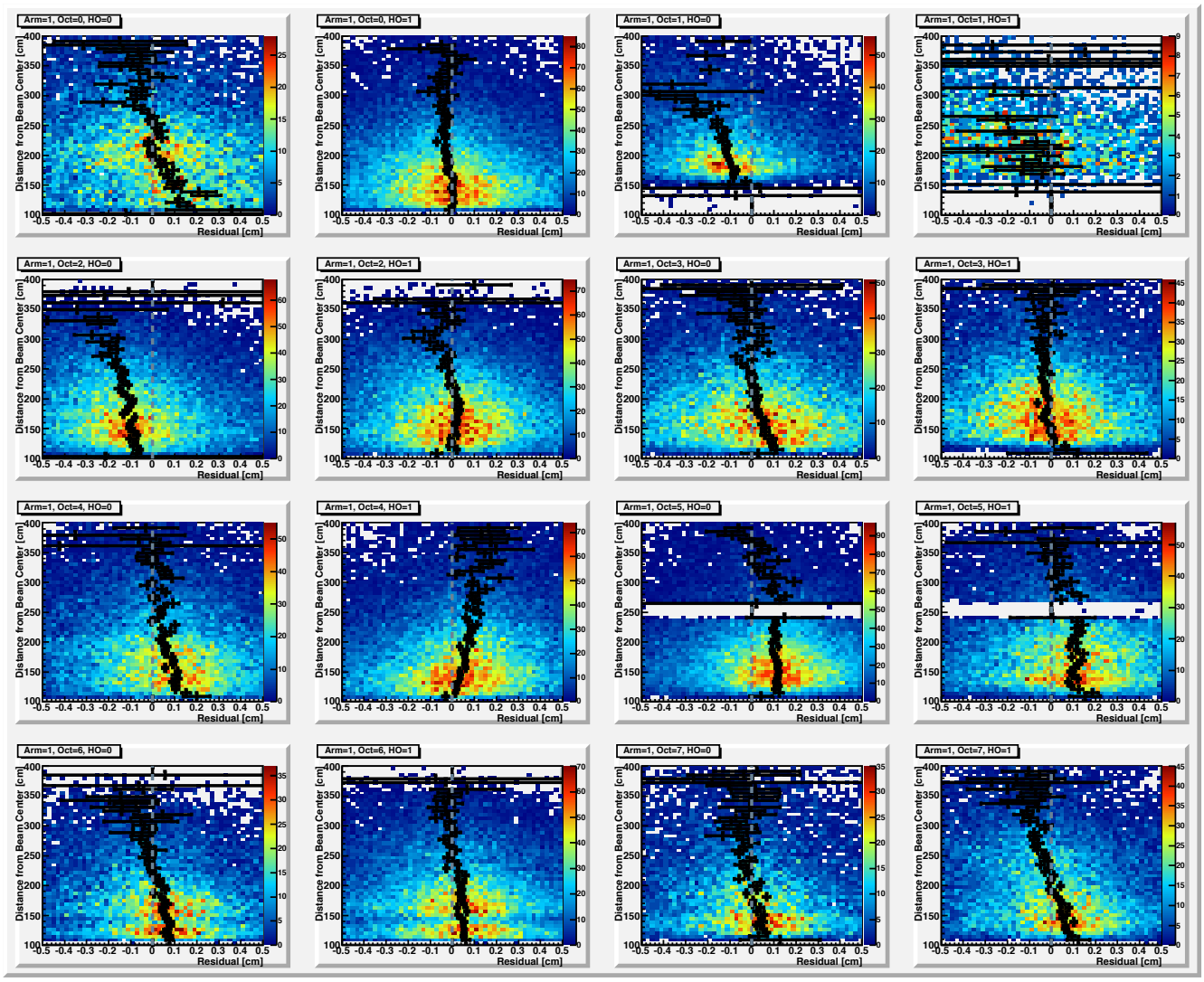


図 3.31　North Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-3 に射影したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。

の半オクタントにおいて傾き、うねりを示している。また傾きの方向についてもビーム軸中心 (縦軸のゼロ) から離れるに従って正の方向に傾く傾向が見られるものの、Arm=0,Oct7,HO=0 や Arm=1,Oct4,HO=1 のように負の方向に傾きを持つ半オクタントも見受けられ、あまり統一性がない。

この結果を Millepede 補正前の動径方向依存性分布と比較したものを南、北アームそれぞれ図 3.42 と 3.43 に示す。補正前 (黒) の分布に比べ、補正後 (赤) の分布はほぼ平行移動し zero 付近に分布全体が近づいているのが観測されるが、中心値誤差 (横誤差) の小さいビームからの距離 70∼100cm 前後で補正され、動径方向の大きい領域では改善はされているもののまだ数百 μm ずれが残っているのがわかる。補正前に見受けられた傾きについては、補正されずにほとんどそのまま残っているように見える。

Millepede 補正には x,y 方向の平行移動に加え、チェンバーの回転自由度も取り入れられているので、傾きが補正されないのはスイッチが切られているか、もしくは R の

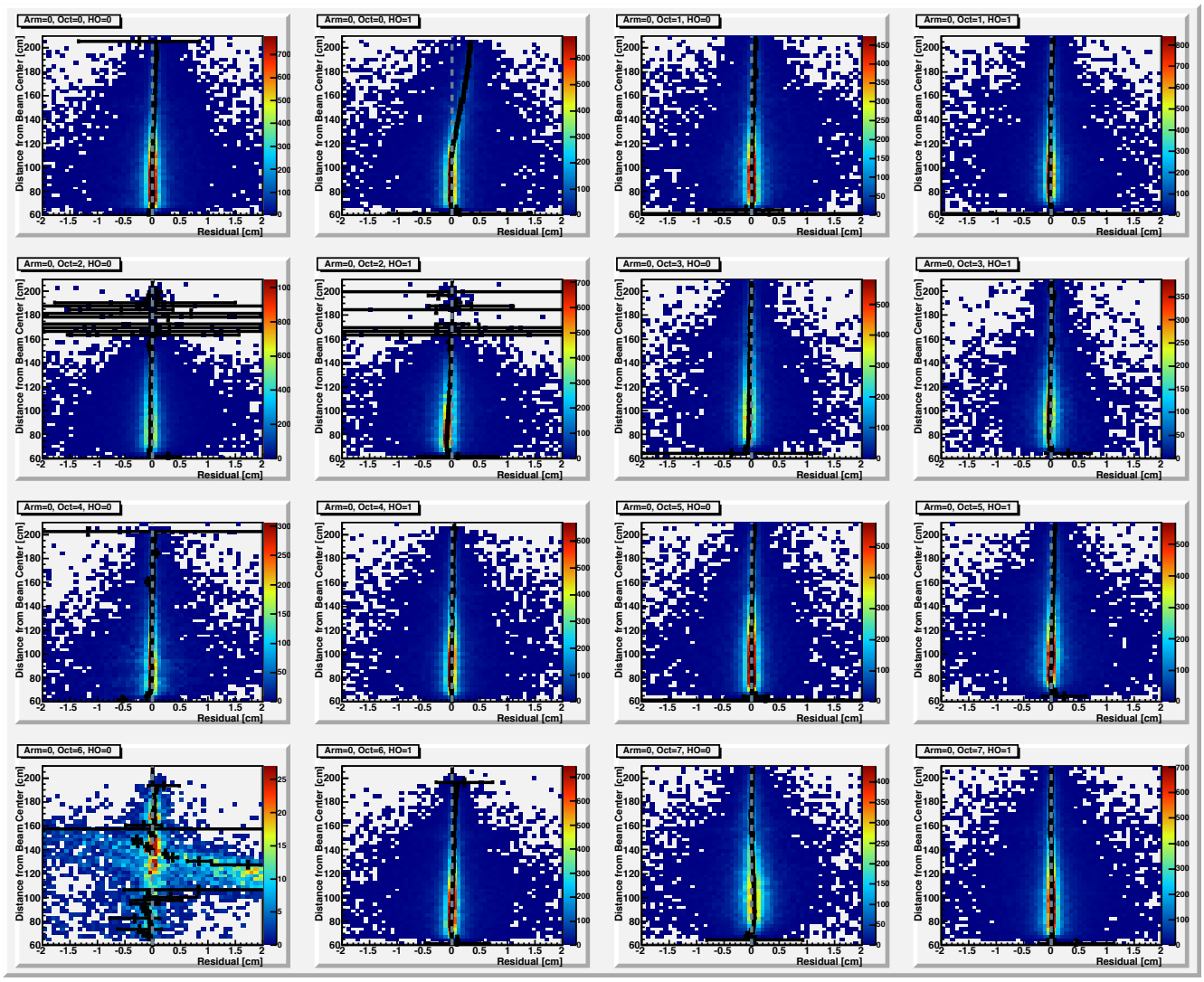


図 3.32　South Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-2cm から 2cm。

大きい領域の統計的重みが小さい事が考えられる。実際 Millepede 補正パラメータに使われる Reconstructed トラック事象はビーム軸中心から 70∼100cm 付近に集中しており、統計的重みはこの領域に過度にかかるのがわかる。図 3.44 は南アームのゼロ磁場における Reconstructed トラックの放射分布を Station-3 で射影した散乱図である。オクタントに寄らず、reconstructed track はビーム軸中心付近に集中している。データの欠けている領域は Station-1∼3 のアノードに支障があり HV が欠けられなかったか、カソード読み出し回路に不具合がありデータを取得できなかった領域である。このようにビームを使ったゼロ磁場データを用いて Millepede 補正を行う場合、統計の多いビーム軸中心付近を優先的にアライメントが補正が行われ、統計の少ない動径方向の大きい領域ではアライメント精度が悪くなる傾向が出てしまうのが避けられない。

前述の一次元ヒストグラムでは確かに補正後の Residual 分布の中心値が非常に zero に近い値になっているが、動径方向依存性を見るとそれは統計が圧倒的に多い

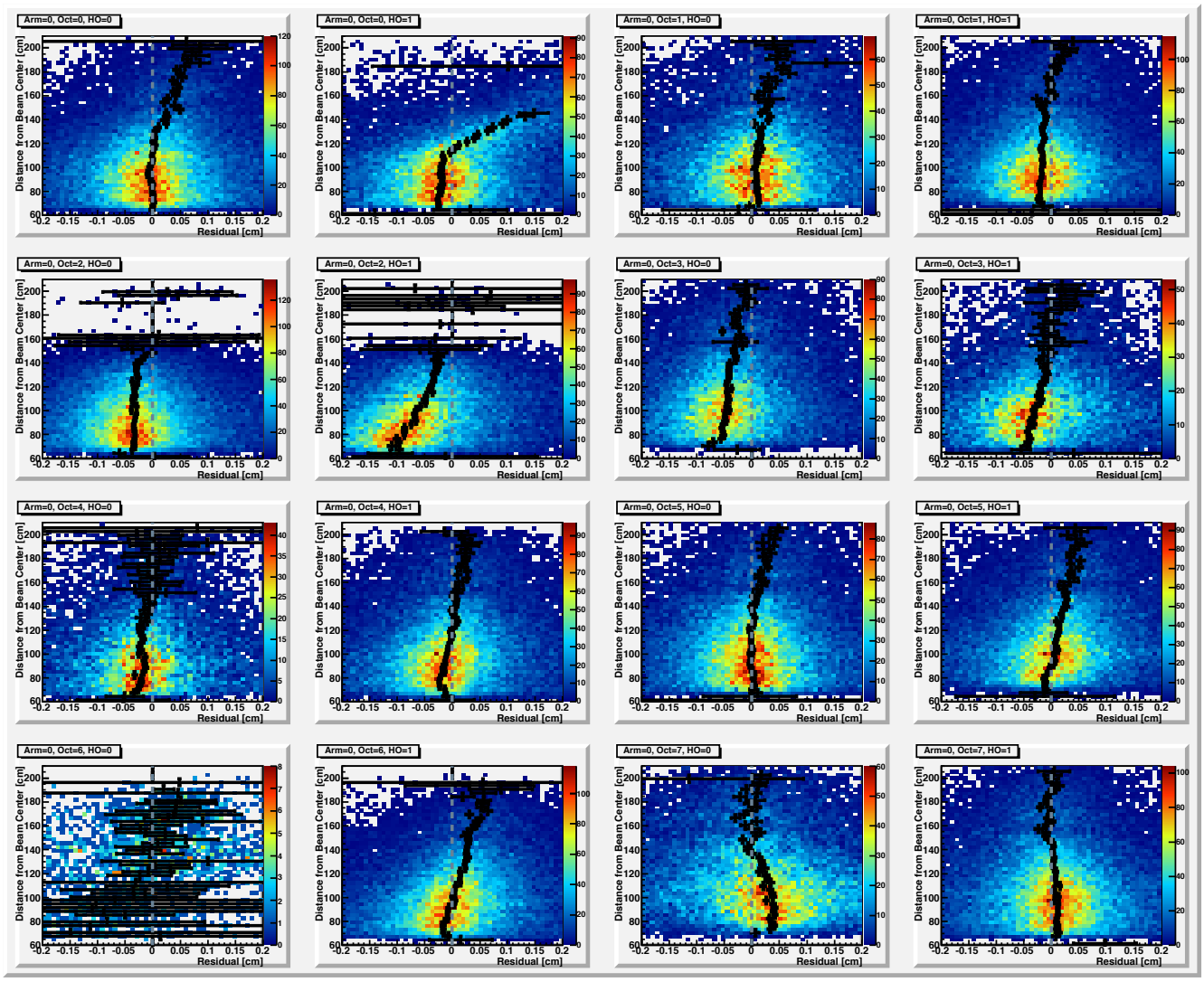


図 3.33　South Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。

r=70∼100cm 領域のトラックが大勢を決めてそう見えている事が想像に難くない。大きい動径領域のずれが大きくても、統計が小さいため一次元ヒストグラムの中心値を動かすインパクトが小さいからである。

南アームオクタント 0, 半オクタント 1 の動径方向依存性について

南アームオクタント 0、半オクタント 1 については、動径方向大きいところのずれが特に大きく、かつ 110cm あたりから急にずれが大きくなって行く現象は、他の半オクタントとは傾向が異なる。図 3.45 にこの半オクタントの拡大図を示す。補正前分布では 110cm あたりまでは中心が 0 からずれてはいるものの動径方向依存性は小さいが、110cm あたりからほぼ線形にずれて行く。チェンバーの外径である 200cm あたりでの最大のずれは正方向に 300∼400μm に及んでいる。補正後の分布では 100μm 前後から不自然かつやや離散的に負に折れ 110cm あたりで正方向に曲がって行く。チェンバー

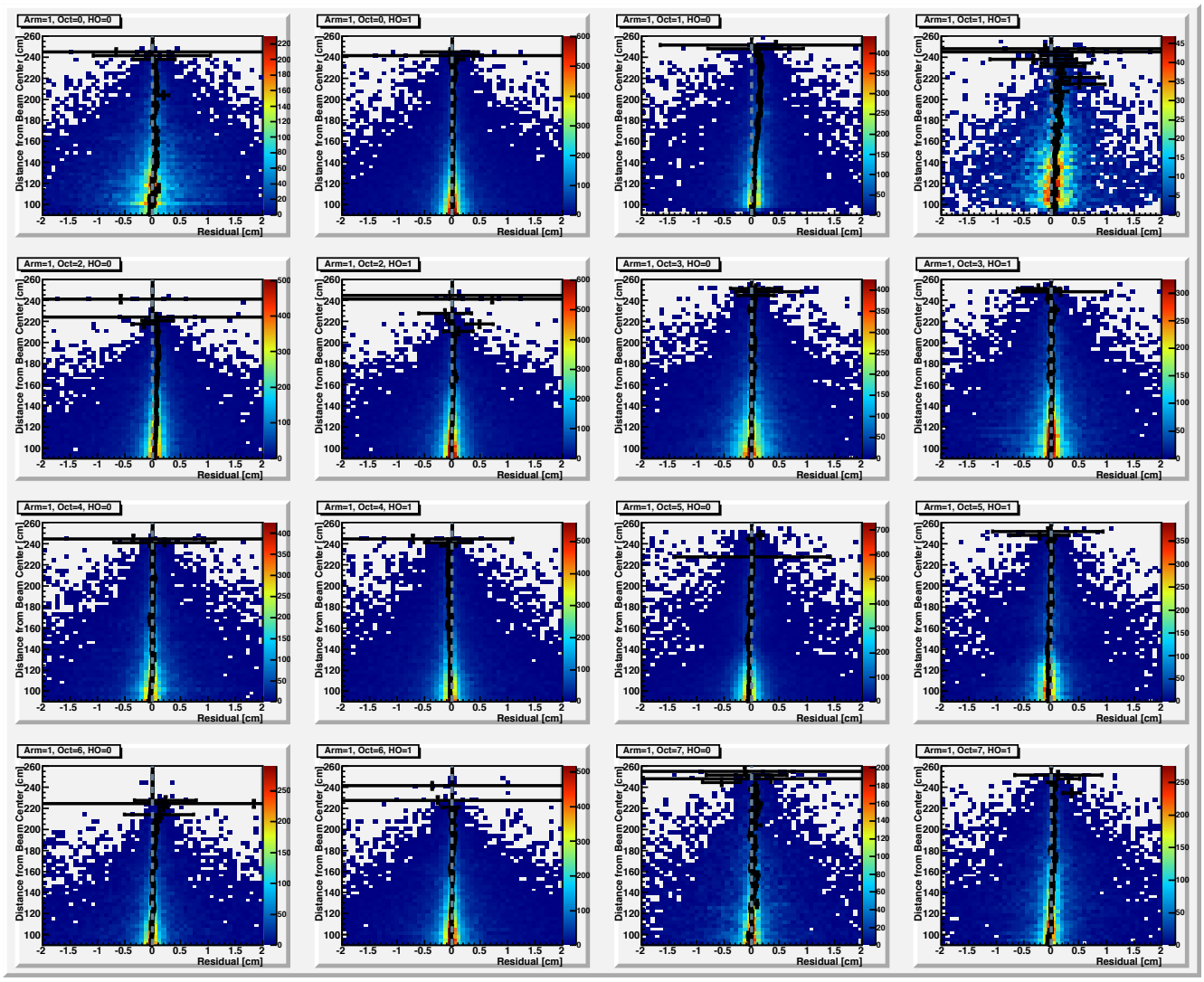


図 3.34　North Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-2cm から 2cm。

外径の 200cm あたりでは 300μm 程のずれになっている。

例えば W 粒子から崩壊して出てくる $p_{\rm tot}$ = 100GeV/c 高運動量ミューオンの場合、B=0.75 T では 3 メートルの距離の Residual は 1mm 程度である。これに対しミスアライメント 300μm は大きな割合であり、電荷を間違ってトラックが再構築される可能性も無視できないレベルになる。

3.4.11　ゼロ磁場アライメント補正の改善可能性

さてここまで議論して来た通り、PHENIX の前方／後方ミューオンアームで定常的に使われて来た Millepede によるアライメント補正は動径方向に依存性を持ち、特にチェンバーの外側でアライメント補正が正しく行われない事が示された。これは主にゼロ磁場解析に用いたビームデータがチェンバーの内側にトラックが集中し、外側のアライメントが統計的に重みが小さくなってしまうためと考えられる。ここでは Millepede 補正

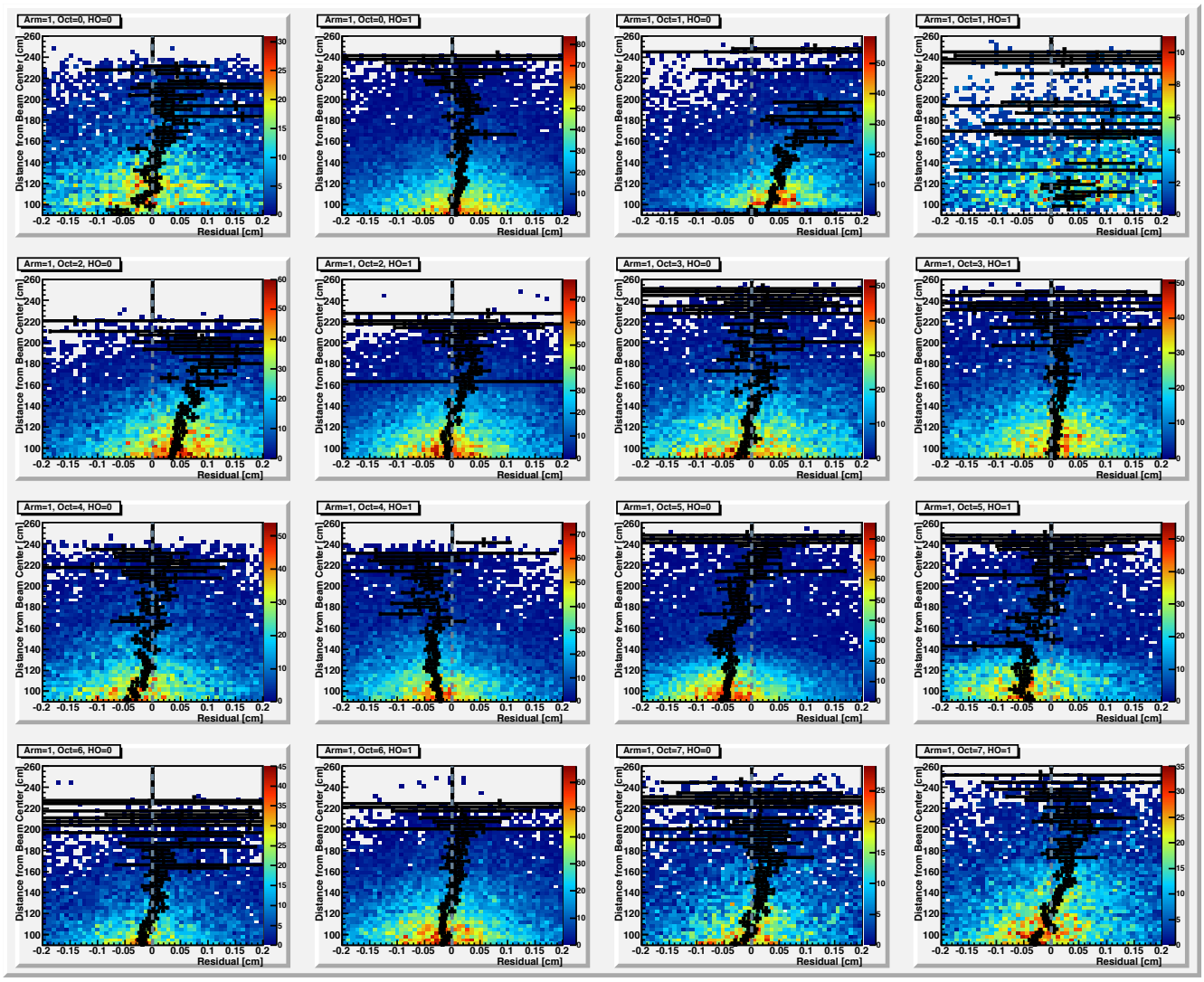


図 3.35　North Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。

の改善方法について以下に二つの方法を提唱する。

チェンバー内部高次補正の導入

一つ目の方法は、Millepede 補正後の Residual の動径方向依存性を直線、または polinomial フィットしさらに高次の Chenmber 内アライメント補正を導入する事である。現行の Millepede ではチェンバーが剛体を仮定しており、チェンバー内の歪みを補正する事はできない。この方法は新たなアライメント補正項を導入し、Reconstruction を複雑にするデメリットがあるが、ソフトウェアの開発は容易である。

Millepede プログラムの改善

二つ目の方法は、Millepede プログラムを改良し意図的に外側のトラックに統計的重みをつける事である。トラック数の動径分布の逆数で重みをつけることより、事象の多い領域と少ない領域に同等の重みがかかるようになる。これによりチェンバー内側に

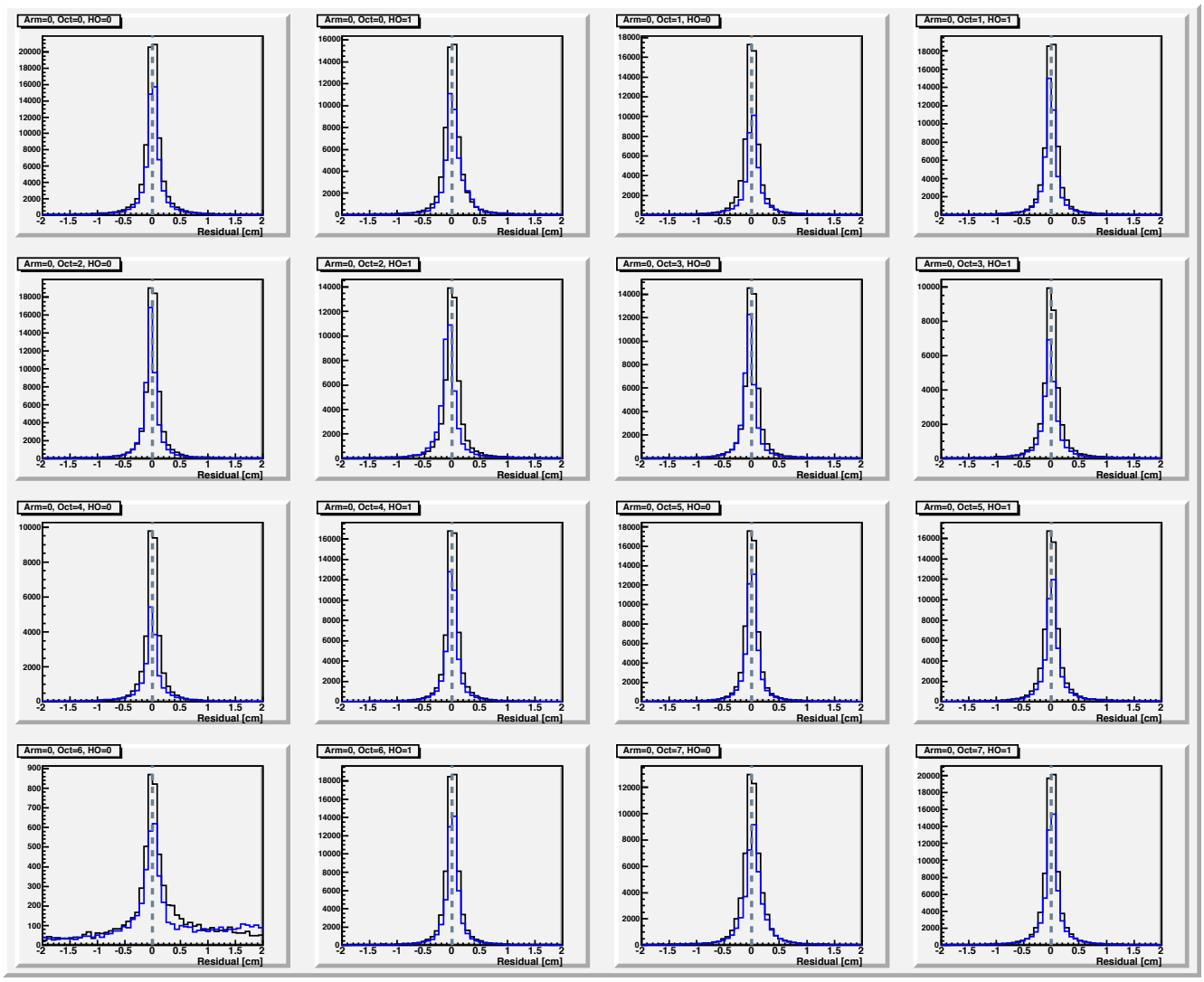


図 3.36　South Arm Residual 分布。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-2cm から 2cm。青、黒のヒストグラムはそれぞれ Millepede 補正前分布と補正後の分布を示す。

大きくバイアスのかかったアライメント補正が回避できる。これは Raw データを操作し、意図的にチェンバー内側のトラックを少なく、チェンバー外側のトラックを多く Millepede に入力するのと同等の結果になるはずである。Raw データを操作するのにはデータのデコードプログラムから開発しなければならないので、現時点では前者の方がソフトウェアの開発は少なくて済むと考えられる。

以上の案で MuTr のアライメントは改善される事が期待できるが、何故チェンバー内の Residual 分布に歪みがあるのかの原因については、現時点では理解できていない。

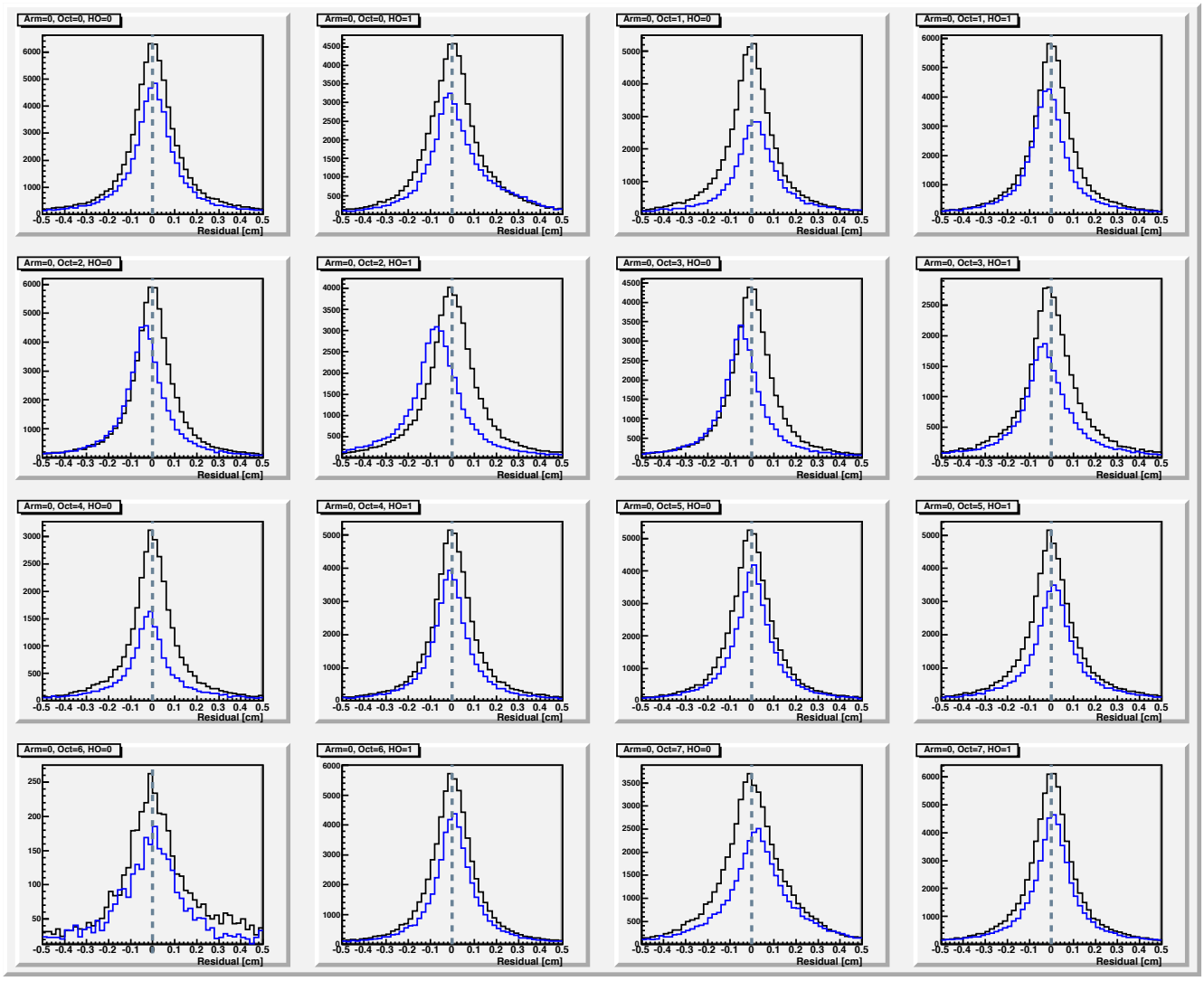


図 3.37　South Arm Residual 分布。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。青、黒のヒストグラムはそれぞれ Millepede 補正前分布と補正後の分布を示す。

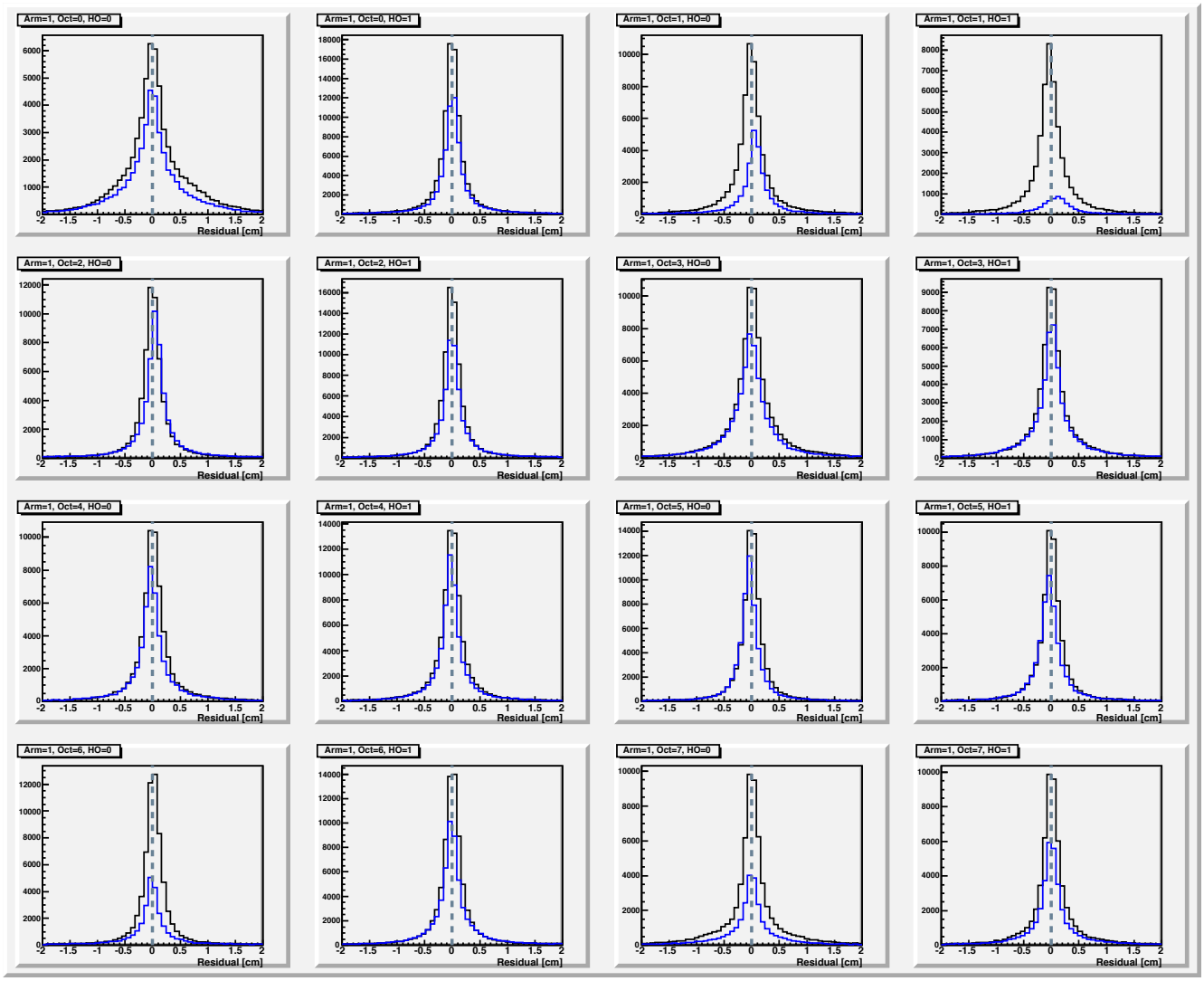


図 3.38 North Arm Residual 分布。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-2cm から 2cm。青、黒のヒストグラムはそれぞれ Millepede 補正前分布と補正後の分布を示す。

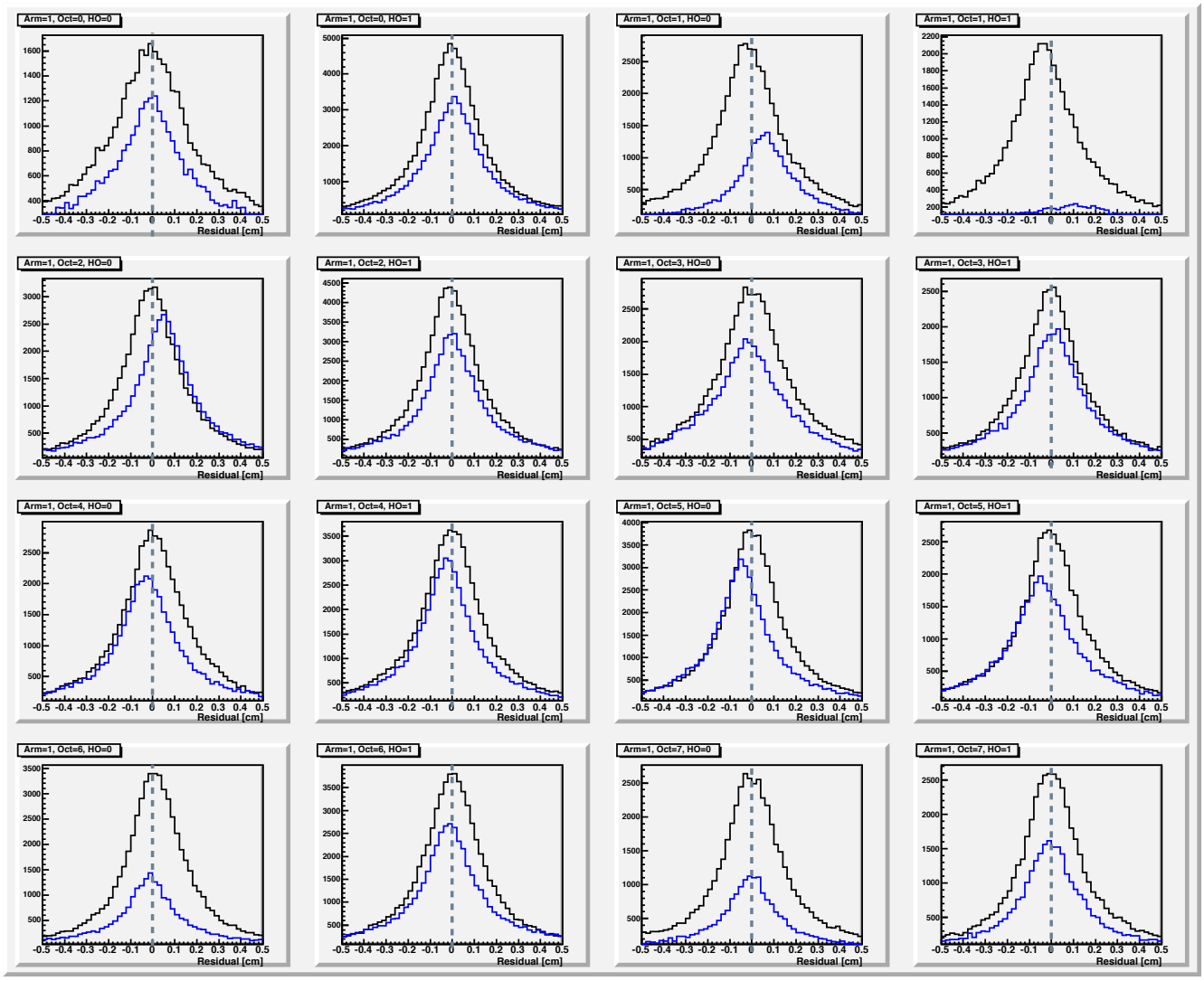


図 3.39　North Arm Residual 分布。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。青、黒のヒストグラムはそれぞれ Millepede 補正前分布と補正後の分布を示す。

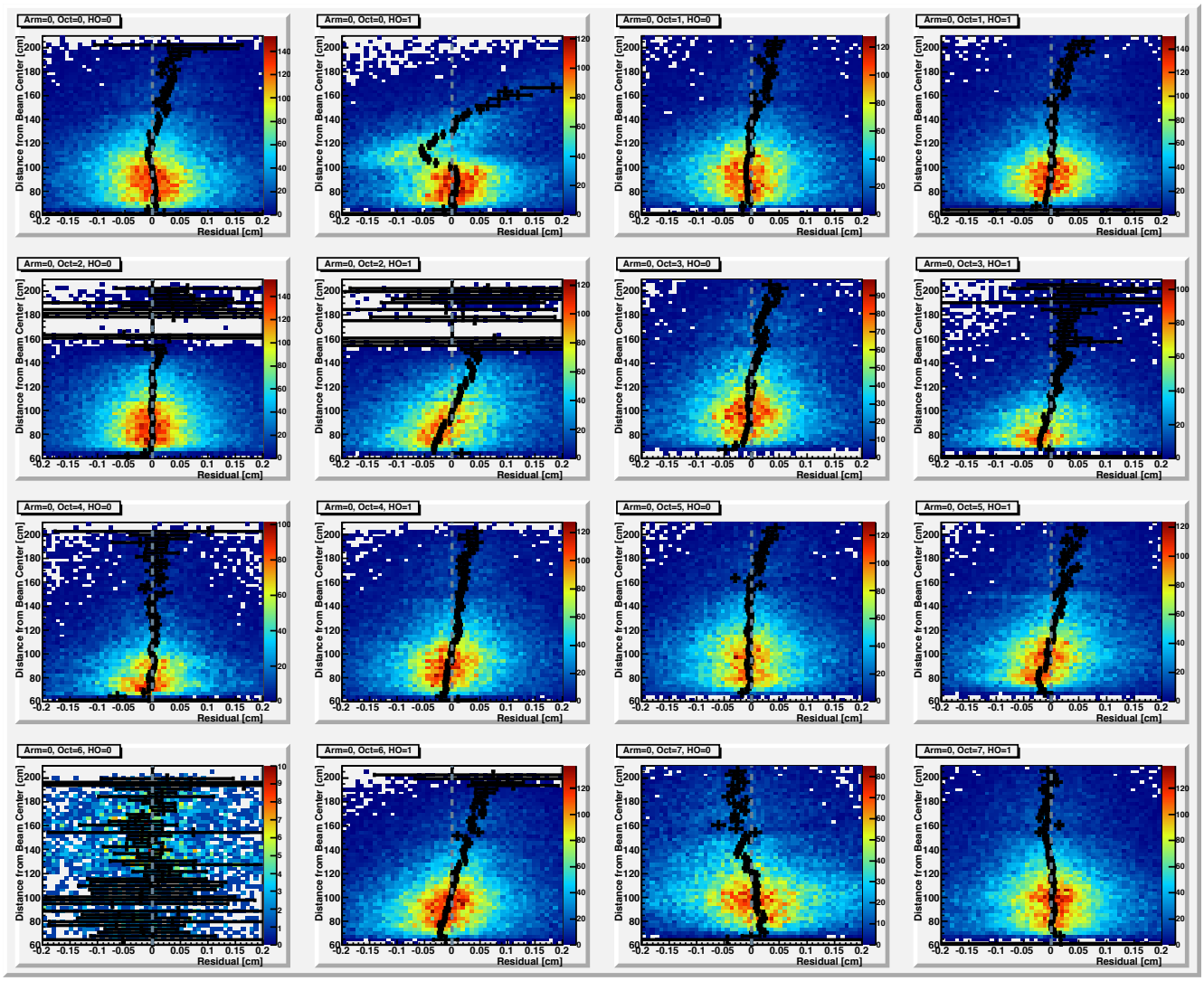


図 3.40　Millepede 補正後の South Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。

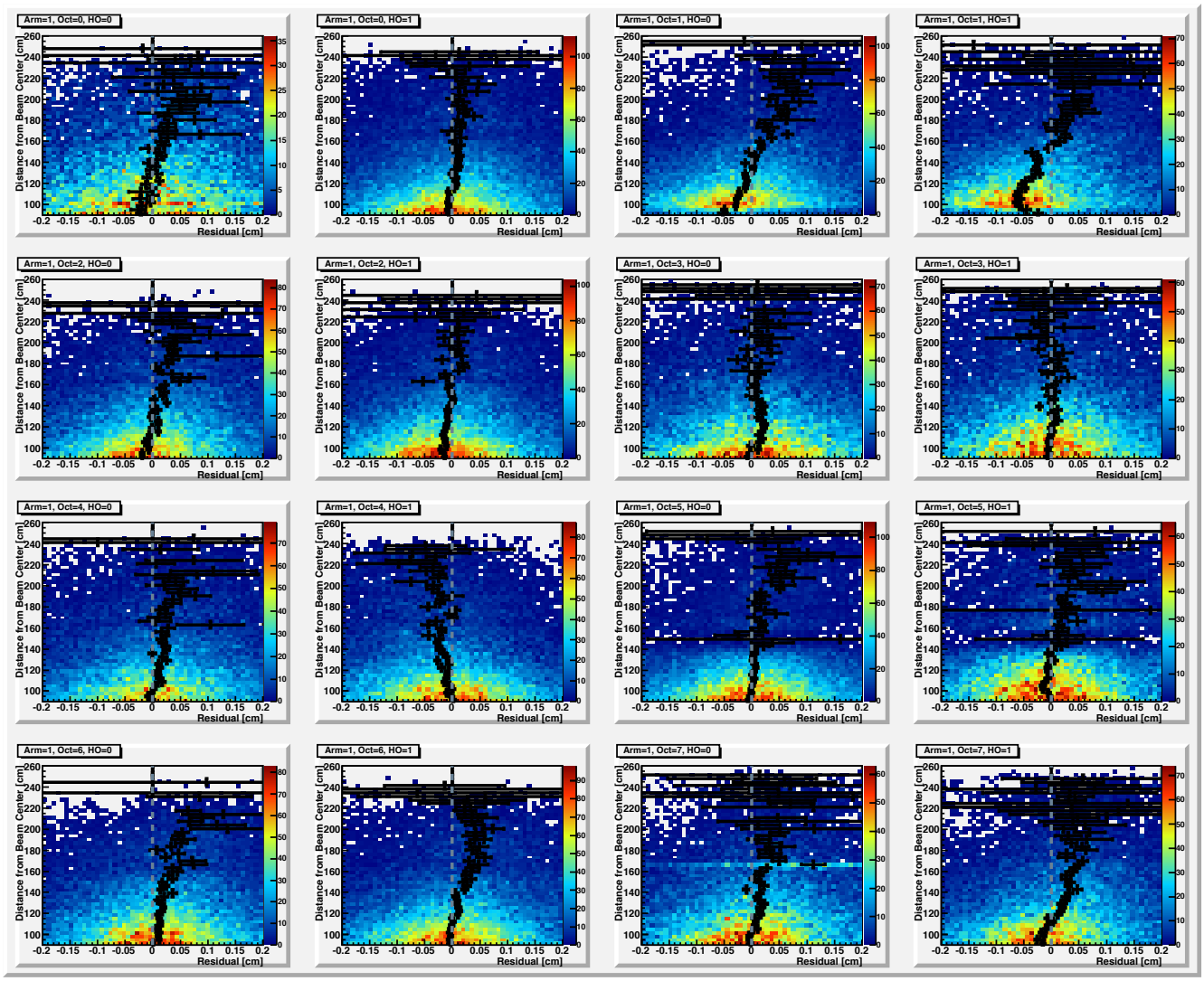


図 3.41　Millepede 補正後の North Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。

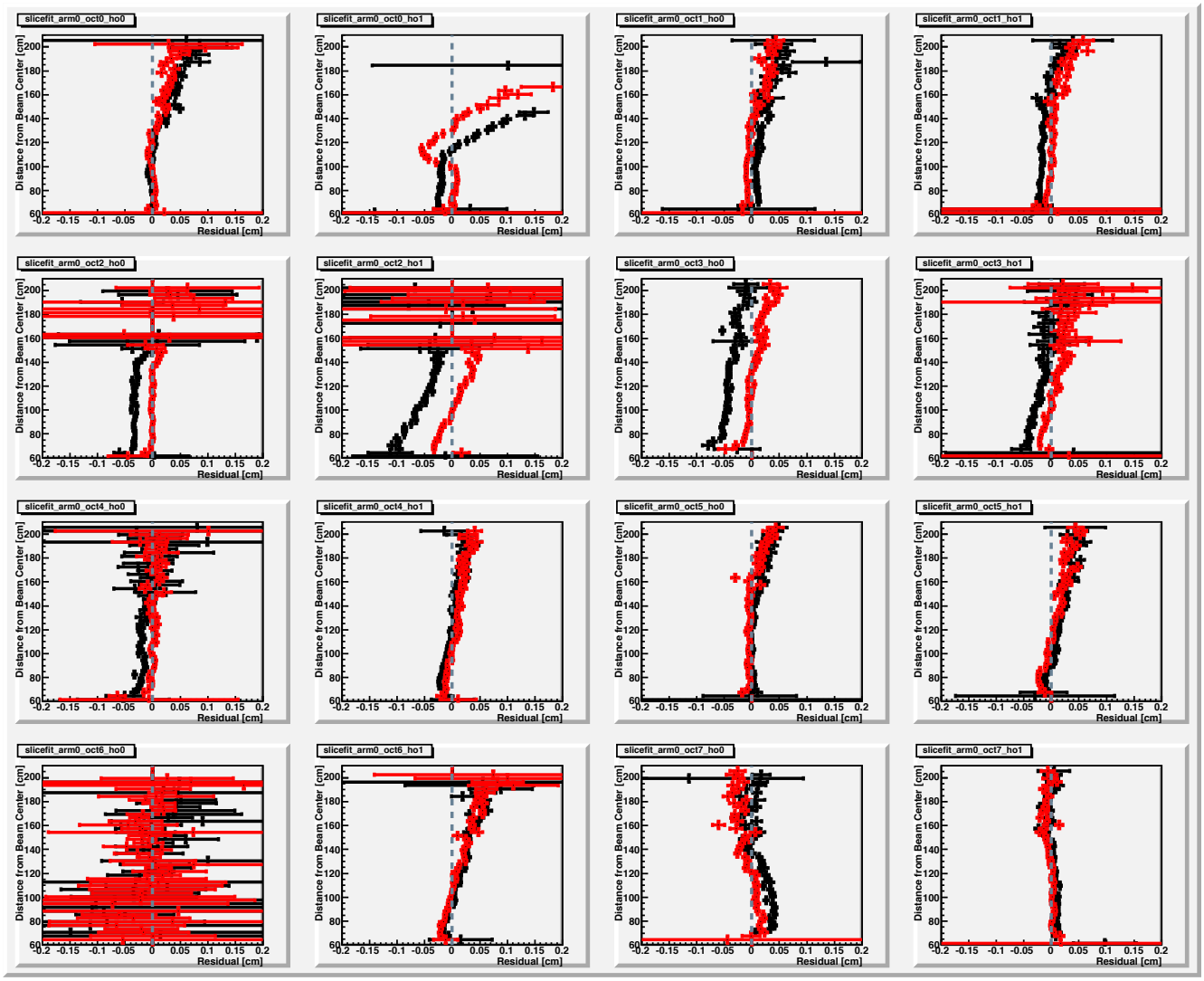


図 3.42 Millepede 補正前 (黒) と補正後 (赤) の South Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。

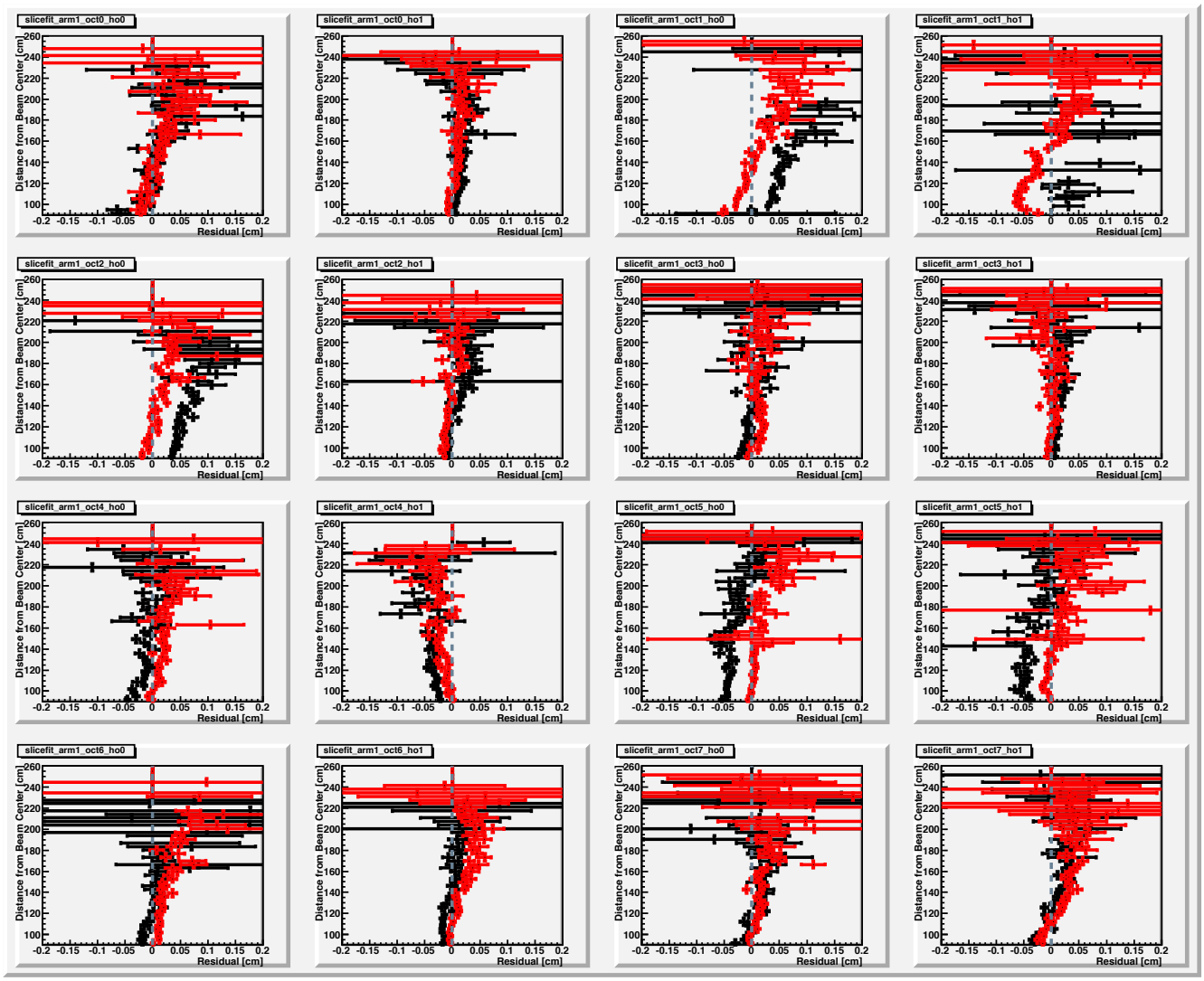


図 3.43　Millepede 補正前 (黒) と補正後 (赤) の North Arm Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.2cm から 0.2cm。

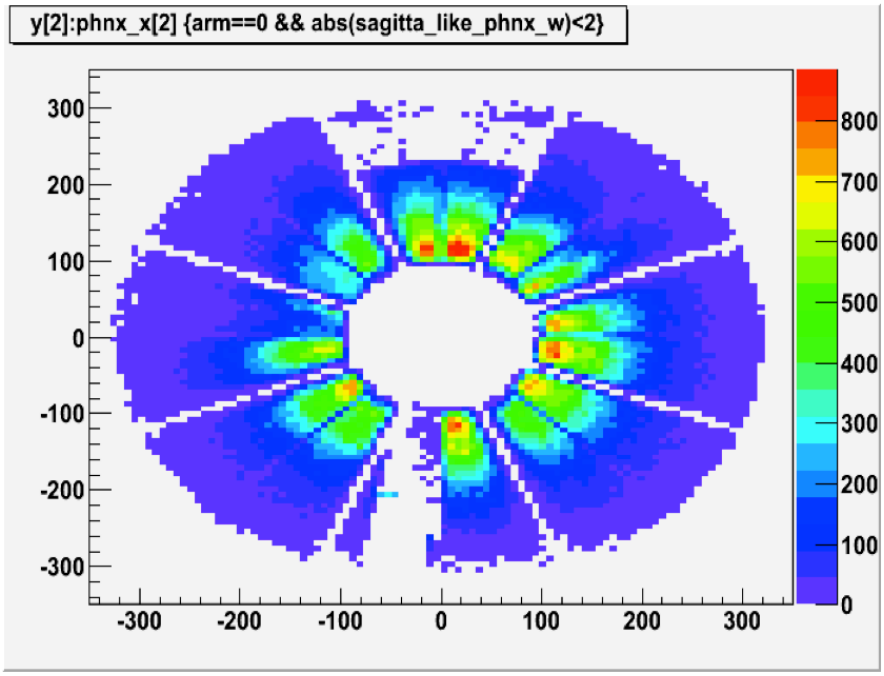


図 3.44　Reconstructed トラックの南アーム Station-3 における Radial 分布図。z 軸は事象数。ほとんどの track は beam 軸中心に分布している事がわかる。

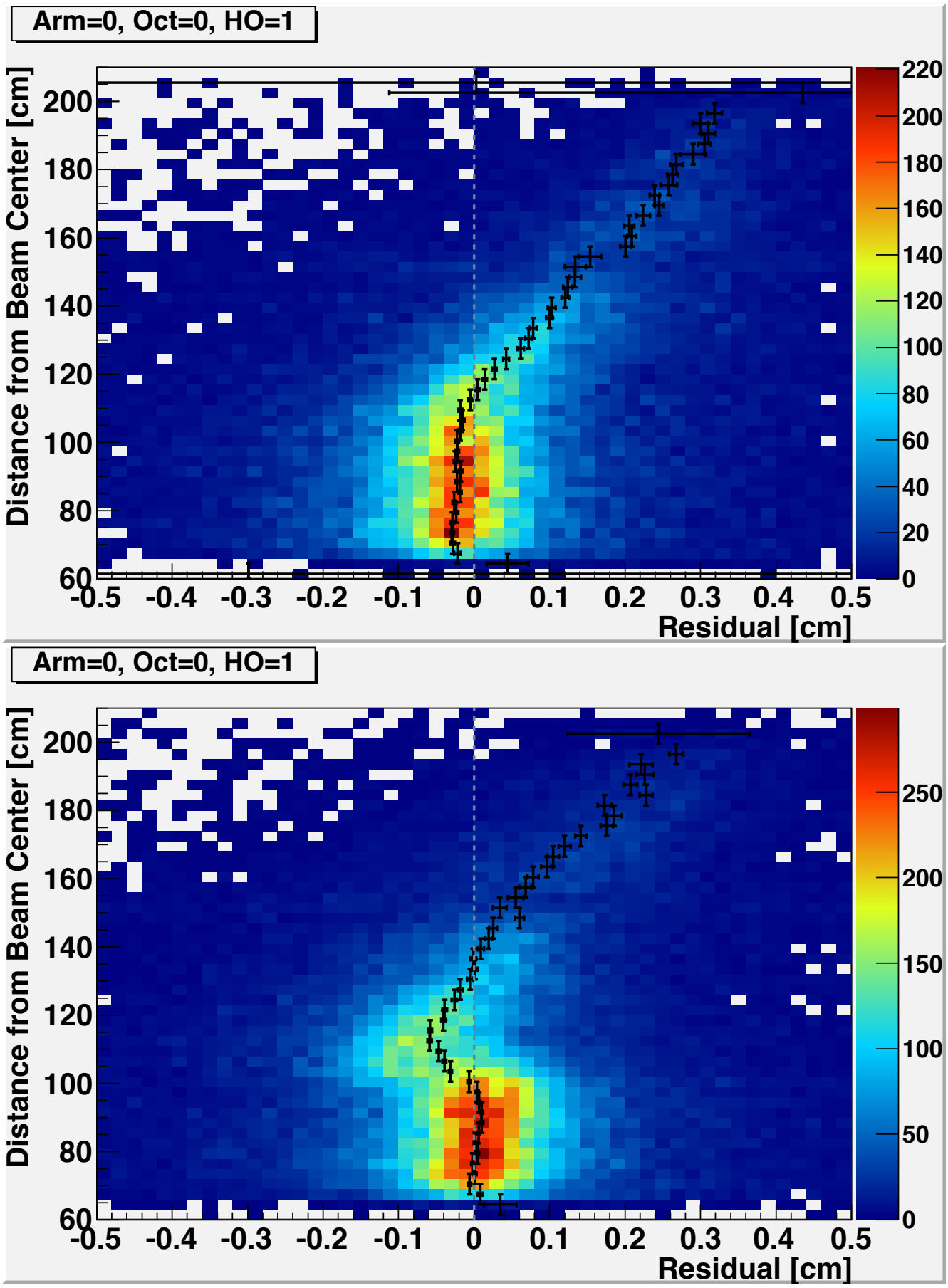


図 3.45　南アームオクタント 0, 半オクタント 1 の Residual 分布の動径方向依存性。Residual 分布は Station-2 に焼き直したもの。横軸は-0.5cm から 0.5cm。上図が Millepede 補正前、下図が Millepede 補正後を示す。

3.5　現状の MuTr におけるアライメント決定精度

3.5.1　Zero 磁場解析による実験中のアライメント変化と OASys の比較

ここでは Zero 磁場解析による実験中のアライメント変化と OASys によるものと、独立した測定の比較を行う。ゼロ磁場データは Millepede 補正前のデータを用い、３月と５月の約 80 日間を隔てた二つのデータセットで、Residual 分布の中心値の差をもってアライメント変化とする。中心値を求める誤差は分布の広さと統計量によって与えられる。

図 3.46 に南アームの結果を示す。Residual は Station-3 への射影で評価している。Run9 実験期間中の MuTr アライメント変化を Zero 磁場 Residual 分布による解析と、OASys 解析を比較している。横軸は Octant で、半オクタントずつプロットしてある。オクタント番号は 1 起源、半オクタント 0,1 はそれぞれ整数と整数 +0.5 の地点にプロットしてある。赤い点がゼロ磁場解析、青い点が OASys 解析。統計誤差の大きいゼロ磁場データ点はそのアクセプタンスの一部が測定中 disable されていたため、トラックの統計が少ないためである。

Octant4.5 の一点 (octant 4、半オクタント 1 ）はゼロ磁場データが 200μm に及ぶ大きな変移を示しているが、これは OASys の観測に比べて 5σ 以上離れている。この一点を除いては全てのデータ点で 100μ 以下で両者は一致している。一方ゼロ磁場と OASys 解析が異なる符号を示す点もあり、相関ははっきりしない。

図 3.47 にゼロ磁場解析及び OAsys 解析データの変移の相関図を示す。横軸にゼロ磁場解析の変移、縦軸に OASys 解析の変移を示す。両者に正の相関があれば、原点を通る正の傾きをもった直線にデータが乗るはずであるが、そのようなはっきりとした相関は見られない。つまりゼロ磁場と OASys の二つの独立した測定に整合性が見られない。

次に北アームについて相関を見て行く。図 3.48 に示す通り、北アームのゼロ磁場解析では 500μm を越える変移が 7 点もあり、OASys 解析と大きく異なる。OASys 解析では全てのデータ点で南アームと同様に 100μm 程度あるいはそれ以下の変移を示している。ゼロ磁場解析によるこのような大きな変移について以下に考察をする。図 3.49 に、実験中にアノードの暗電流が増えるなどの問題が発生しその後その部分の HV を切ってしまった場合の概念図を示す。この場合アノードワイヤーが張られている ϕ 方向の一部のセクションを通るトラックは検出されなくなる。Residual 分布に動径方向依存性が無ければ Residual 分布の中心値はこれによって動く事はないが、動径方向依存性がある場合切られた場所によって中心値も変化する。これは実際にチェンバーが動いた訳ではなくて、単にチェンバーアクセプタンスがかわっただけなので、実際のチェンバーの変移と区別して考えなくてはいけない。さらに実験中カソード読み出し回路がノイズが大きくなった、正しいデータ書式を送信しなくなった等の理由で、やはりアクセプタンスの一部が削られてた場合、やはり Residual 分布の中心を動かす原因となりうる。厳密には non-stereo plane は動径方向と平行なので中心は動かないが、半オクタントチェン

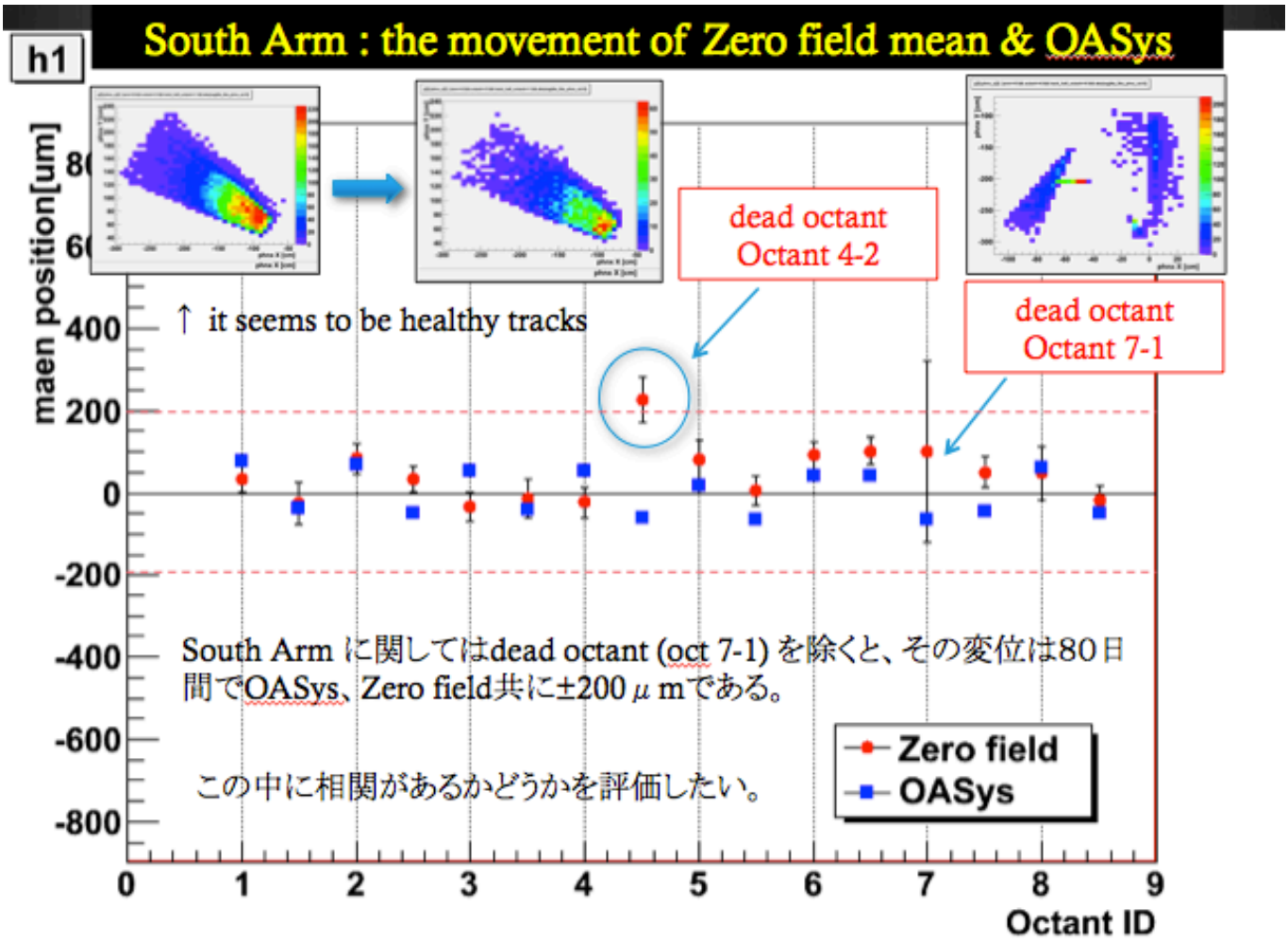


図 3.46　南アームの Run9 実験期間中の MuTr アライメント変化を Zero 磁場 Residual 分布による解析と、OASys 解析を比較した図。横軸は Octant で、半オクタントずつプロットしてある。赤い点がゼロ磁場解析、青い点が OASys 解析。

バーの端に行くに従って non-stereo 面のストリップの方向は動径方向から少しずつずれてくる。anode 面程直接的ではないが、結果として中心値は動いてしまう。

図 3.50 には 3 月と 5 月のゼロ磁場計測でアノードまたはカソードのアクセプタンスが変化している半オクタントのデータ点をハイライトした。すると 500μm の大きな変移を示したゼロ磁場データの 4 点はこのアクセプタンスが変わった半オクタントに該当する事がわかった。ハイライトされたデータについては、アクセプタンスを一致させた上で 3 月と 5 月の Residual 分布の中心値の差を再評価する必要がある。しかし一方で大きな変移を示すデータ点の中で、octant ID3.5 と 7 の 2 点については大きなアクセプタンスの変化は見つからなかった。この 2 点については明らかに再解析が必要な理由が見つかっていないが、Residual 分布の動径方向依存性を補正した上で再度評価しなおしたい。

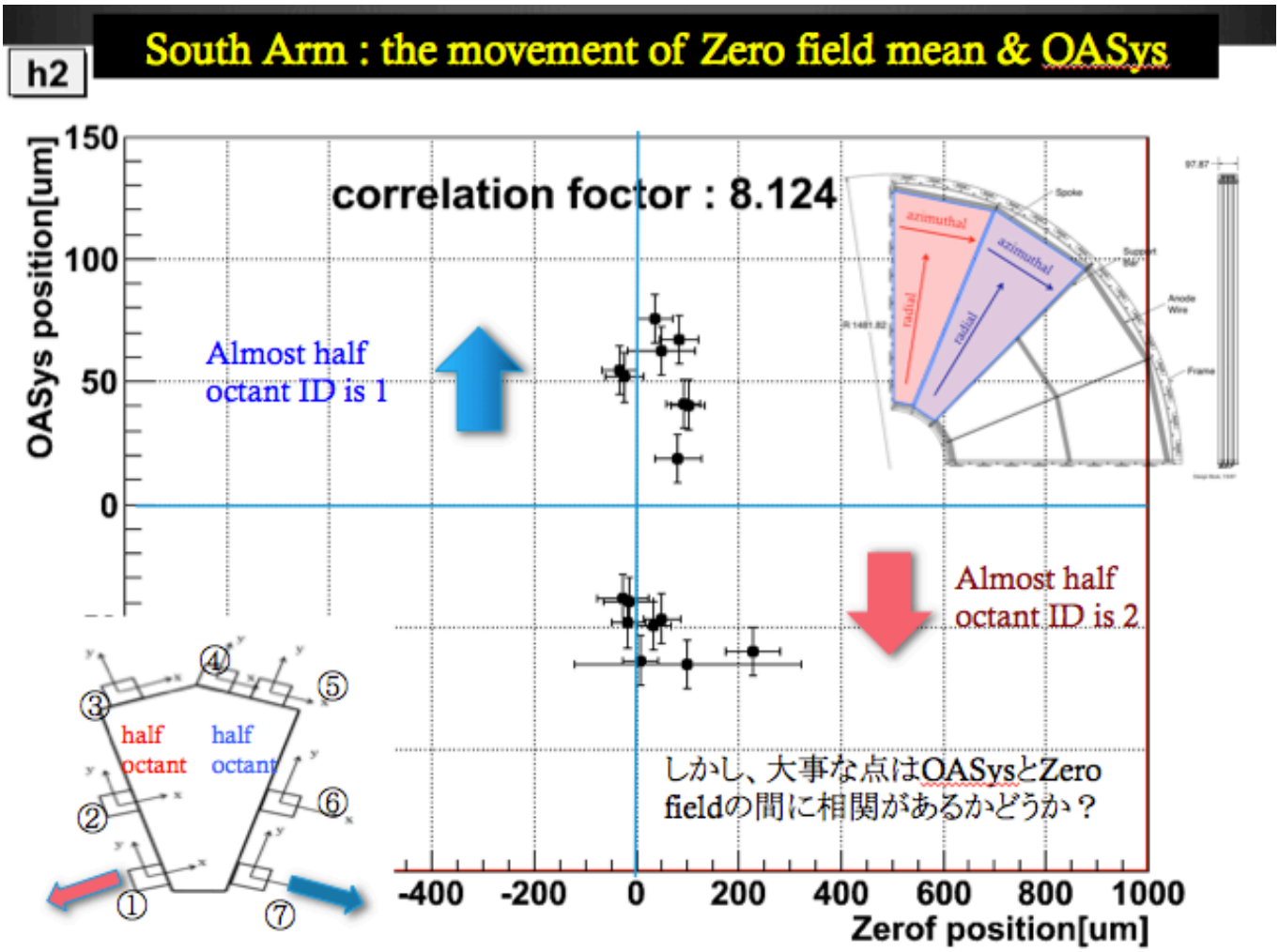


図 3.47　ゼロ磁場解析と OASys 解析による変移の相関図。横軸にゼロ磁場解析の変移、縦軸に OASys 解析の変移を示す。

3.5.2　考察と展望

本研究では OASys とゼロ磁場解析の相関は未だ見えなかった。しかしゼロ磁場解析では Residual 分布に大きな動径方向が発見され、この補正をまず正しく行う事が先決である。これを正しく補正していないとアクセプタンスのミスマッチにより、実際にはチェンバーが動いてなくても、Residual 分布の中心値が３月と５月で動いてしまい、正しくチェンバーの変移を評価する事ができない。アクセプタンスを揃える事で回避できるが、

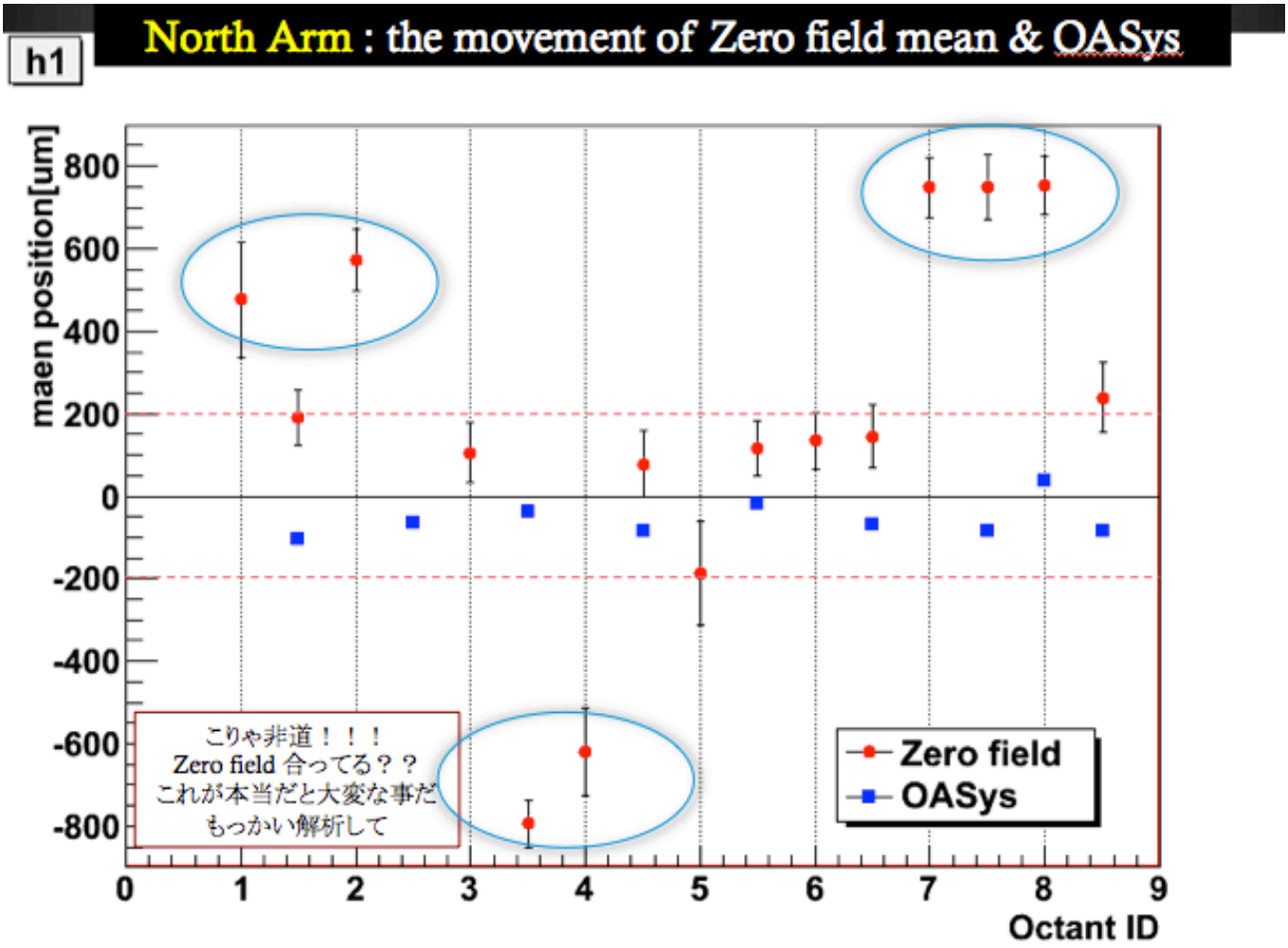


図 3.48　北アームの Run9 実験期間中の MuTr アライメント変化を Zero 磁場 Residual 分布による解析と、OASys 解析を比較した図。横軸は Octant で、半オクタントずつプロットしてある。赤い点がゼロ磁場解析、青い点が OASys 解析。

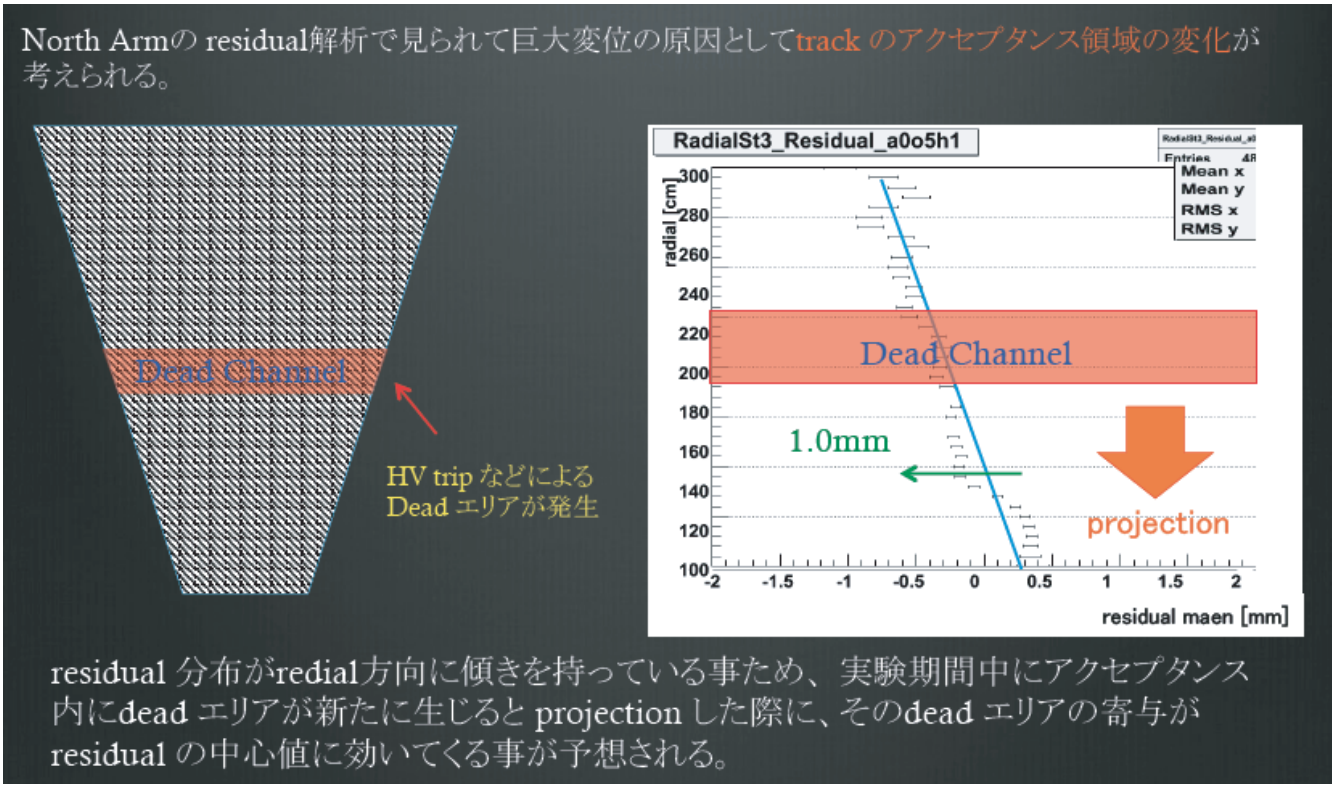


図 3.49　アノードチャンネルの不具合により実験中にアクセプタンスの一部が disable された場合の Residual 分布中心値に及ぼす影響。

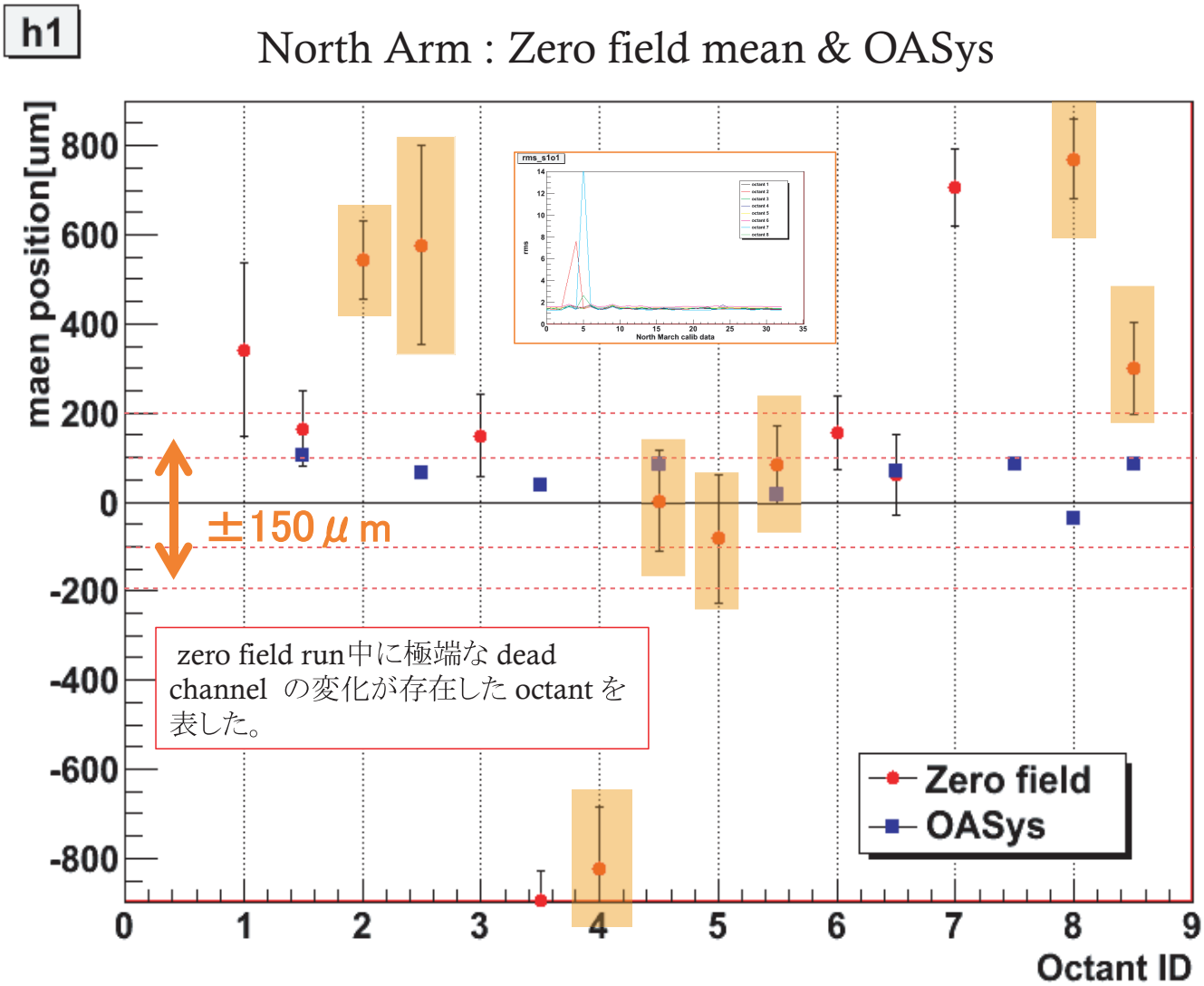


図 3.50　アノードチャンネルの不具合により実験中にアクセプタンスの一部が disable された場合の Residual 分布中心値に及ぼす影響。

第 4 章

ReCap board の開発

ミューオントラッカーのストリップ間で生じるクロストーク問題について述べる。これは既存のミューオントラッカーのアノード信号が正常にグラウンディングされていない事に起因する。このクロストークによりミューオントラッカーの位置分解は悪化し、更にミューオントラッカーを用いたトリガーシステムの棄却能力が低下すると考えられている。我々は２０１２年のデータ取得に向けてクロストークを抑制するため、既存のアノードカードに適切なグラウンディングを回復する新たな追加回路を開発した。本講演では、この装置の機能と効果について述べる。

4.1 Cross talk effect

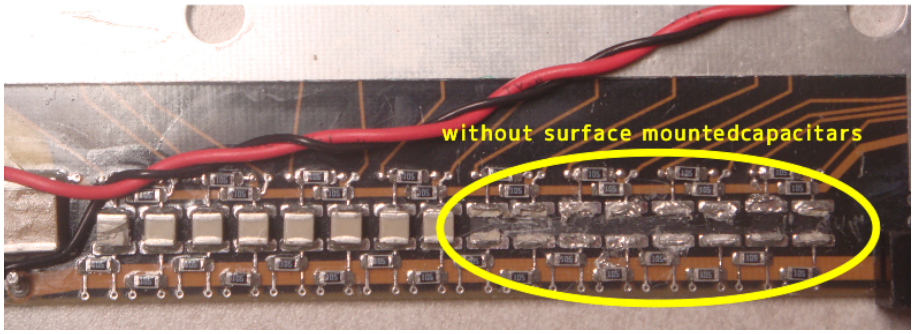


図 4.1 The condition of the anode card without capacitors. There are some surface structure remained of pads. The bottom side pads is GND line and opposite is HV line.

The Restoring Capacitor Clamp board (hereafter referred to as the ReCap Board) was developed to improve existing anode circuit in the PHENIX muon cathode strip chambers. Originally, the anode cards were equipped with surface mounted capacitors which were later discarded because moisture being trapped between them and the anode cards, and caused frequent high voltage trips. As a side effect of missing capacitors, the relevant path to the ground for the positive charge generated in anode wire is lost. As a consequence, the charge finds relatively easy path in adjacent strips which share the anode wire. This phenomenon called cross talk. Because cross talk

signal interface with real signal, it will degrade the performance of the chambers. For this reason, we have developed the ReCap board with non-surface type capacitors to be used in lieu of the original capacitors. Its structure will be discussed in this paper whereas the its performance will be addressed in another.

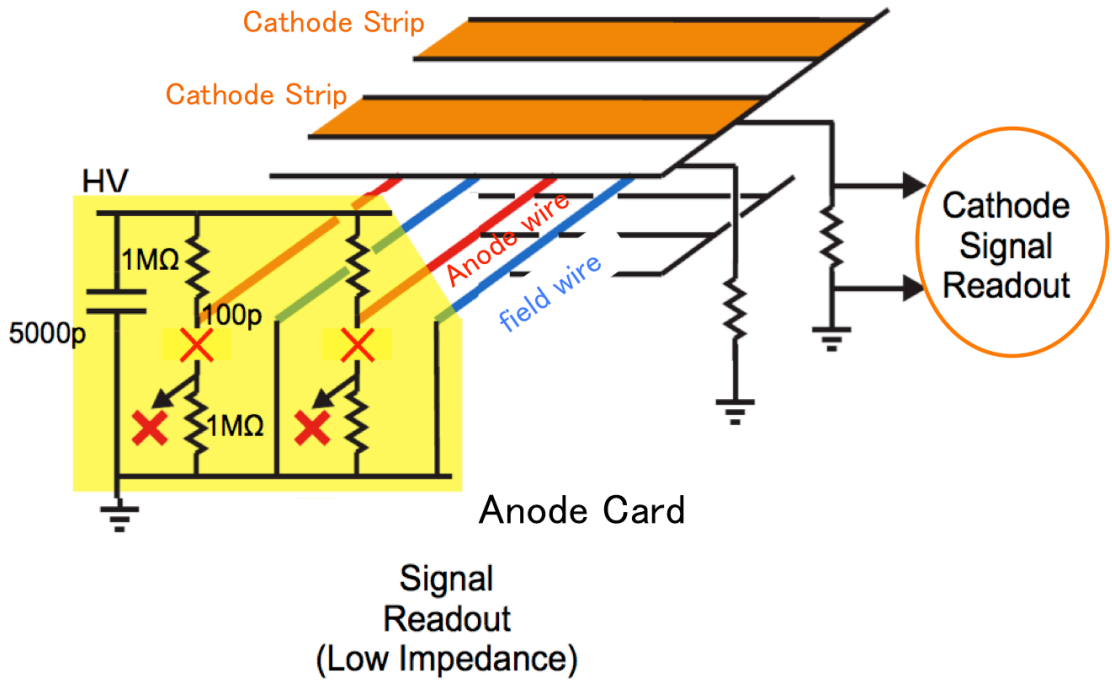


図 4.2 PHENIX-ミューオン飛跡検出器 (Muon Tracker) の現状

4.2 Requirement

We reuse the pad which used to be soldered surface mount capacitors, as a contact target of the new clamp. There are following mechanical constraints and requirements to be accounted in terms of designing of ReCap boards.

They must be able to be installed within the very limited space between the chambers. Conventional soldering cannot be done, thus electrical contacts between existing pads and capacitor has to be established without soldering. Any remaining protective coating must be removed from the pads of the anode card. Its usability should be reconsidered after 10 years of operation. It must be coated to be protected from moisture. Must not produce dark current on the anode cards. Must to able to withstand a high voltage bias of 1950V.

With these requirements in mind, the ReCap board has been designed with three major components. 1 Contact part : This is the part where firm contact is established with the pad of the anode cards. 2 Print board : This is a base board which mounts capacitors and shaped like "comb". 3 Support structure : This clamps around the

anode card and hold them together.

Good contact between the contact part and the pad of card is required :

There are residual solder and an irregular surface so that print part must be able to absorb there bumpy structure by a channel by a channel. Accordingly, this shape has become like "comb".

The support structure is then hold the print board on to the anode card. The print board is warped on purpose to push the probes onto the anode surface and secure the contact.

4.3 Contact part

Presently the contact part has two different types of probes. One is conductive rubber type and another is pin type. Followings are described about these performances and these advantages and disadvantages.

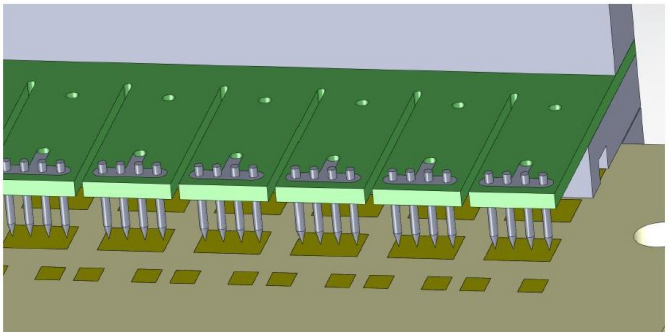


図 4.3 The three ma jor comporents of the ReCap boad and "comb" structure of the print board absorbs channel by channel structure of the pad surface.

- Conductive rubber type -

This type is made of conductive rubber. The rubber can absorb some surface structure of pads. On the other hand, the value of resistance can be varied depends on its compression from channel to channel. Although the variety is within the acceptable range, further disadvantage is that coating must be removed from anode cards before installing this one.

- Pin probe type -

The probe of this type is made of 1 pin or 4 pins. Its advantage is unnecessariness to remove the existing coating of the anode cards, because the pin can penetrate the coatings and contact to the anode cards directly. This type of probe has a drawback. It may not have enough flexibility to absorb bumpy surface structure of pads unlike the rubber case.

This pin probe is further classified into two models: one with 1 pin par channel and

the other with 4 pin per a channel.

- 1 pin type -

This type of probe only makes contact with the pad of the anode card using 1 pin, which has a lower probability of making contact than the 4-pin probe. It is, however, safer to use than the 4-pin model which we will describe later.

- 4 pins type -

The 4-pin probe has a higher chance of making contact, but it is suspected that should one or more of the pins do not, which means these pins are energized but floating in the air, may act as a corona discharge source.

図 4.4 contact parts : rubber type, 4-pins type, 1-pin type

4.4 Confirm the contacts

These ReCap board must be coated by insulator in order to be protected against moisture. The way to be coated is different by the probe type. The rubber type must not be coated the contacting surface because it does not have penetration power. Therefore, this type is suspected it may be weak against moisture. In the pin type case : it has penetration power, so this type can be fully coated. It is enough penetration power to penetrate oneself coating when it is pressed by the print board. Pin type is better insulator coating than rubber type.

When ReCap board is installed, these ReCap boards must be confirmed how much fraction of the channels succeed to contact by a channel by channel. For that reason, ReCap board is equipped with voltage readout sockets. Plugging in readout cables, one can measure the finite voltage if the probe is in contact with the pad.

Towards the end of 2010, these prototype ReCap boards (3 pieces/type) have been installed to the cathode chambers in PHENIX to evaluate the performance. These

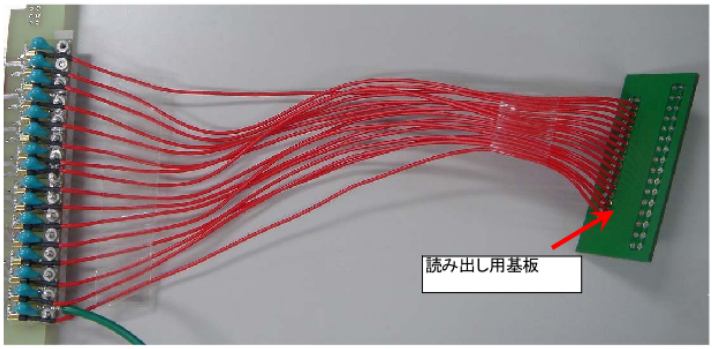


図 4.5 readout cable

ReCap board cleared the constraints of installation. The major clarifications of the prototype install are confirming 1) not introduce additional dark current 2) be able to withstand a high voltage bias of 1950V in the long run. In the result of that test : Approximately 90% of total channels were confirmed that the electrical contacts are established. The reason for remaining 10% unsuccessful contact is most likely originated from the problem in anode card (e.g. missing target pads).

Now, we also confirmed the clamps didn't introduce new dark current and holds HV at 1950V. The final optimization of clamp types will be made based on their performance thru Run11.

第 5 章

結論

5.1 アライメント決定精度

OASYS **解析**
W ボゾンの測定に要求される位置分解能が 100um である。ここでは数ヶ月という長期にわたる実験期間中、MuTr のアライメントがそのレベルで保たれているかを検証した。前任者である池田氏の解析では、期間中常に MuTr チェンバーの位置をモニターする OASys システムを用い数ヶ月の測定を実行した。その結果 OASys は 3 ヶ月で 100um 程度チェンバーが動いている事を示した。そこで OASys の測定の信憑性を確かめるため、その 3 ヶ月を隔てたゼロ磁場での飛跡測定によるアライメント評価と比較した。OASys とゼロ磁場は異なる完全に独立したアライメント測定であるため、二つの測定には相互関係が見られるはずである。
しかし池田氏の解析では明確な相互関係が見られなかった。どちらも正しくチェンバーの動きを測定しているのであれば、必ず誤差の範囲内で相互関係が見られるはずなので、この結果はどちらかの測定、あるいはどちらの測定もチェンバーの本当のアライメントを正しく評価していない事を示唆する。池田氏はその原因として以下の解析上の問題点、改善すべき点を示した。

- モデリングの困難。OASys のカメラがチェンバー当たり 7 個と限られており チェンバーの運動の自由度に制約をかけなければならない。池田氏の解析　では回転、平行移動、膨張収縮の自由度を仮定したが、これらの重ね合わせ　の動きでは到底説明できないような動きを個々のカメラは示している。
- OASys の誤差が過小評価されている。OASys は統計ではなく系統誤差に　ドライブされており、その評価方法は一様ではない。池田氏の解析では　評価しきれていない系統誤差を評価する必要がある。

Zero field **解析**
ゼロ磁場における直線トラックの residual 解析について、そのデータの評価方法を再検証した。以下にまとめる。

- ゼロ磁場の解析では統計量の制約のため、満足なイベントセレクションが　でき

なかった。

- Residual 分布を 2Gaussian でフィットする事で中心値を求めたがこのフィットは厳密に 1 にはならない。2 Gaussian でフィットして得た中心値がどの程度　信頼できるのか、そもそも 2 Gaussian で記述できるべきものなのか再評価が必要。現時点では Section 3.4.9 で指摘した Residual の動径方向　依存性が 2 Gaussian の原因の一つと考えられる。
- Residual 分布には動径方向依存性があり、これは Millepede 補正でも補正　されない。
- ３月と５月の zero field ランの相違性。３ヶ月で 800 ミクロン以上動くとする　　結果もあるが、これは実際に Chamber が動いた訳絵は無くアクセプタンスの相違によって　生じる差の可能性が大きい。現実には 800 ミクロンも動くとはにわかには信じられず、　解析の信憑性が乏しく、アクセプタンスを揃え動径方向依存性も補正した上で比較　　すべきである。

本研究では上記の問題点／改善すべき点一つ一つを検証した。
OASys

- モデリングによりさらに導入されるエラーを避けるため、モデリングを行わず前段階のカメラ一つの動きと zero 磁場との比較を試みた。カメラの取り付け位置　周辺のアクセプタンスを通過したトラックを選定する事により、少なくとも動いた　方角が定性的に一致するかの評価が可能なはずである。平行移動ではなく回転　等の場合、アクセプタンスの位置により動く距離が変わるので定量的評価はこの　方法では難しい。
- Run9 に引き続きその後のランも常時 OASys を稼働させる事で、何らかの系統的傾向を見極めようと試みた。

ゼロ磁場解析

- 池田氏の解析では実験データを解析処理するための時間が間に合わず、全収集量の　1/3 程度しか解析に使えなかった。本解析では全収集量を処理することで統計量が　3 倍の精度になった。これによってより厳しいイベントセレクションが可能になった。
- 池田氏の解析では、Residual 分布は MuTr 真ん中の Station-2 チェンバーに置ける　multiple scattering が residual 分布 2 つめの Gaussian 要素と考えられていた。Station-2　の厚さは粒子の MuTr 磁場空間中 flight path に比べて十分に小さいので、multiple scattering による広がりは一点で起こると仮定していた。しかし本解析では MuTr 磁場中の空気の厚さ　による multiple scattering による広がりが同等のレベルで起こり、この効果が無視できない　事がわかった。空気による mulitple scattering の効果は連続的に起こり、その結果　2 Gaussian では厳密に residual 分布を記述できない事がわかった。シングル Gaussian　でよく記

述できないのは、Residual 分布に動径方向依存性があるからである可能性が大きい。

- residual 分布をチェンバーの位置 (動径方向、方位角方向）について相互関係を調べたところ、residual 分布が著しく位置依存性を持つ事が確認された。次に挙げる　理由により、アクセプタンスの違う 3 月と 5 月のデータを比較すると　中心値の移動にバイアスがかかってしまうので、そのようなオクタントは相互　関係の評価から除外した。また、キャリブレーション値が著しく平均と違う値が記録されている Octant についても、正しくトラックの再構築がなされていない可能性があるので、再評価が必要である。
- ３月と５月では実験期間中に故障しマスクしたアクセプタンスもある。上記の residual 分布にチェンバーの位置依存性があるので、異なるアクセプタンスの residual の中心値の差をそのままチェンバーの移動と解釈した池田氏の解析は適切ではなかった。また、３月と５月ではビームエネルギーがそれぞれ 100GeV　と 250GeV と違う。しかしこの違いが中心値の位置の評価に及ぼす影響は小さい　と結論づけた。

以上の改善点を踏まえ、OASys と zero 磁場のデータを再比較した。実験期間中のマスキングなどでアクセプタンスの異なるオクタントを除外したことで、800 ミクロンも動くとしたオクタントは不適切な解析であったと説明がついた。これにより OAsys も zero 磁場も 100um 以下の動きを予言し絶対値は整合性がとれて来ている。しかし動く方向ベクトルの向きやその絶対量ではまだ整合性がとれているという確証には至っていない。

5.2　クロストークの抑制

ミューオントラッカーが抱えるアノードのクロストーク問題に対し、我々は 2012 年のデ ータ取得に向けてクロストークを抑制するため以下の事を 行なった。

- 2010 年度に Station 1 の gap1 に ハンダ溶接を用いてコンデンサーの再イン ストー ルを行なった。その後の Run11 実験データを解析した結果、Gap-1 には MuTrig-FEE にもたらしていたクロストークによる偽信号がほとんどな く なった。
- station 3 に関しては Station-1 のようにハンダ溶接が物理的に不可能である ので、困難なので既存のアノー ドカードに適切なグラ ンディングを回復する新 たな装着型追加回路 (ReCap ボード) を開発した。
- この回路は以下の条件を満たす必要があり
  1) 狭い空間制約の中で脱着可能である。
  2) 高温高湿度下で 200V の高圧で過電流を流さない
  3) ハンダを用いずに長期にわたる確かな電気的接触が確保される
- 上記条件を満たす回路を開発に成功、2011 年春には PHENIX のレビューによる

承 認を得た。　2011 年夏までに量産を完了し、2011 年秋にアクセプタンスの約半分に設置した。

- インストールした回路の HV に関するパフォーマンスについては、　1 月から現在までの約 1.5 ヶ月の稼働期間中、過電流が流れていないのを確認 した。クロストーク軽減については、現在データを取得中であり取得が終了次第　解析、評価をする予定である。

付録 A

OASYS の操作

OASYS data の流れ
1. oasys server での archive $ssh -Y rsshgw.rhic.bnl.gov : BNL のサーバーに入る。
$ssh -Y oasys@oasys1.phenix.bnl.gov ：oasys サーバーに入る
$cd /oasys_storgae/data 一番新しい yyyy_mmdd(例 2010_0516) はデータ収集系で使用中なのでさわらないことそれより古いもので tar file がないものに処理すること
$perl tar.pl 2010-0516 これで May-16.tar がつくられる
2.oasys から ccjnfs13 への転送 tar ファイルを転送する。
$scp May-16.tar kentarow@ccjnfs13.riken.jp:/ccj/w/data52/oasys
この操作には ssh の key の設定が必要
1 時間半程度の時間がかかる。
3. ccjnfs13 での展開 ccjnfs13.riken.jp にはいる
$ssh -Y ccjnfs13 $cd /ccj/w/data52/oasys $perl tar.pl
展開されたファイルをチェックすること
4. linux2 での peak fit のための Batch job(OASys の RawData に対して全てに fit_ikeda.C をかける job) を走らせる ccjsun 経由で linux2 にはいる。$cd /ccj/w/r02/kentarow/OASys/
$perl sub_ana.pl ¿ t.bat ：すべてのデータ一度に処理したいとき
$perl sub_ana.pl — grep 2009_0516 ¿ t.bat ： 2009_0516 のデータだけ処理したいとき
$source t.bat : バッチを投入する
5. 結果の移動 job がおわったら（bques コマンドで確認すること）
$perl mv.pl
6. 必要な結果のみを dat file にする。
$perl sum.pl ¿ sum.dat
sum.dat には peak fit を行う度に peak の mean,mean_err,sigma,sigma_err,chi2 等が output されている。
$perl sum_stat.pl ¿ sum_stat.dat
sum_stat.dat には最終的に fit に用いたデータ情報が書き込まれる。
———————————————————————————— (補足) fit の

optimize をしたい場合は単品で fit_ikeda.C を動かす。
root ?l
.L fit_ikeda.C
t(“ファイル名.dat”)
これで 1 ファイルについて peak fit が行われる。
解析は基本的に Tree を使っているので、sum_stat.dat を Tree に詰めるマクロについて説明する。cd /ccj/w/r01/ikeda/OASys/ に移動する。
その中の TreeMaker.C で入力ファイルは sym_stat.dat と magnet、温度、湿度情報のファイルである。
入力ファイルは面倒だがスクリプト内部をいじって変える。
出力ファイルについてもスクリプト内部で “RECREATE”と書いてあるところの .root の を好きな名前に変える。
09 年度の最新の root データは sample_tree2.root です。
これが僕の oasys 解析の大元のデータファイルになります。
これを使って、温度、磁場 coorelation のプロットを作ります。
graph_onoff.C や temp_hum_graph.c や temp_graph.C 等。
次に model fit のマクロについて説明します。
Model fit のマクロは
/ccj/w/r01/ikeda/analysis_frame1027/にあります。
最新のマクロが frame10.C となっています。
これは arm,octant, 日付毎に動かすことができ、
frame なんちゃら.C は基本的には Run_frame なんちゃら.csh で回すことになります。
たとえば frame10.C を全 arm,octant, 日付に対して行いたい場合は、csh
Run_frame10.csh を実行します。
すると、その結果のファイルが出力される。
出力ファイルの名前を決めるのは frame10.C の一番下のほうにありますので作る際には毎回ここを書き換えてください。
今の仕様が使いにくかったら適当に改造をお願いします。
出力される情報は日付、arm,octant,dx,dx_err,dy,dy_err,dphiz,dphiz_err,alpha・・・等の情報です。
これは dat ファイルで出すようにしてしまったので次に
parameter_analysis に移動します。
ここで root に入って
.x param_tree.C(入力ファイル名 (.dat), 出力ファイル名 (.root))
と実行すると出力ファイルに root ファイルが完成します。
次に root に入って今作った root ファイルを anal_para.C(“入力ファイル名 (.root)”
これでプロットが作成される。
・Map について

Map 作成用のスクリプトは ModelCham_CamVect_map.c である。
ディレクトリは/ccj/w/r01/ikeda/analysis_frame1027/naruya_production です。
Map 作成は入力ファイルに arm,octant が 0 origin で
矢印用の input ファイル (camera raw data) が必要であり、そのフォーマットは、
Arm octant cameraNo dx dy
となっている。L303 参照 Map 作成用のチェンバーが動く入力ファイルは
L461-L468 のコメントアウトを適宜外して行う。
楕円表示は L321 で rms の dat ファイルを読み込むこまれる。
そして、.x ModelCham_CamVect_map.c(“カメラの raw data”) で実行するとマップが表示される。

Acknowledgement

I am deeply grateful to everyone.
I am indebted to everyone.
I want to thank everyone.
I would particularly like to thank everyone.
I would like to express my gratitude to everyone.
My deepest heartfelt appreciation goes to everyone.
Special thanks also to everyone.
I owe a very important debt to everyone.

参考文献

[1] Ashman J, et al. Phys. Lett. B206, 364, (1988)
[2] Adeva B, et al. Phys. Rev. D58, 112002, (1998)
[3] B. Adeva et al. Phys. Lett.B420, 180, (1998)
[4] K. Ackerstaff et al. Phys. Lett.B464, 123, (1999)
[5] D. de Florian et al. Phys. Rev. D71, 094018, (2005)
[6] S. Kretzer, Phys. Rev. D62, 054001, (2000) [9] B. A. Kniehl et al. Nucl. Phys. B582, 514, (2000)
[7] B. A. Kniehl et al. Nucl. Phys. B582, 514, (2000)
[8] T. Kawanai and S. Sasaki, arXiv:1111.0256 [hep-lat].