

修士論文 2020年度(令和2年度)

J-PARC E16 実験における シリコンストリップ検出器の性能評価



京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
原子核・ハドロン物理学研究室

高浦雄大

2021年1月

論文要旨

本研究では、2020年6月に初のコミッションングとしてデータ取得を行った J-PARC E16 の粒子飛跡検出器であるシリコンストリップ検出器 (SSD) の性能評価を行った。この実験では高エネルギー陽子原子核反応によって生成されるベクトル中間子である中間子の電子・陽電子対崩壊チャンネルにおける不変質量測定から、原子核内部に実現される高密度環境下でのカイラル対称性の自発的破れの回復事象に迫る。QCD 和則を用いた計算により ϕ 中間子の質量変化は原子核内でのストレンジクオークのクオーク凝縮期待値と関連しており、質量変化の測定によってその値に対して制限を与えることが可能である。本実験の先行研究にあたる KEK-PS E325 では原子核内での密度効果に起因すると考えられる ϕ 中間子の質量スペクトルの変化が報告されている。電子・陽電子対の運動量は、飛跡測定領域に印加された高磁場下での飛跡の曲率を求めることで測定する。そのため、質量スペクトル変化の検証には荷電粒子の正確な飛跡の測定が不可欠である。E16 実験では1層の SSD と3層の GEM 飛跡検出器 (GTR) がその役割を担っている。

本実験は 1.0×10^{10} /spill の陽子ビーム (スピル長は約 2 秒) を合計 0.2% の相互作用長を有する実験標的に照射して行うため、10 MHz での高計数率環境下での実験が想定されている。本実験で使用する SSD の時間分解能は 4 nsec の達成実績があり実験設計におけるシミュレーションでは、この値を用いて時間情報を用いたバックグランド除去を行っている。そのため、本実験と同じ環境下で SSD が実現する時間分解能を評価することは重要である。

本研究ではコミッションングランで6台の SSD を使い、SSD 及び GTR での取得データから荷電粒子の飛跡の再構成を行うことで、E16 実験環境下で SSD が実現した時間分解能の評価を行った。この解析には磁場のない場合の校正データを用いた。まず GTR で飛跡解析を行い、GTR の位置分解能を評価した。また、標的で発生した二本の飛跡を同定することで、効率的にバックグランドが除去できることを示した。GTR で同定した標的由来の飛跡データを用い SSD の波形解析を行った結果、SSD の時間分解能が 1.91 ± 0.24 nsec を達成していることが確認できた。これは実験設計上想定した時間決定精度の 4 nsec よりも十分小さい値である。

今後、磁場環境下での荷電粒子の飛跡を再構成し、K 中間子など既知の粒子に対して質量分布を評価することで、スペクトロメータ全体の質量分解能評価を行うことができると期待される。

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
原子核・ハドロン物理学研究室
高浦雄大

目次

第1章	序論	1
1.1	物理背景	1
1.2	有限密度下でのハドロン質量変化に関する先行実験	3
1.3	E16 実験の目的および手法	5
1.4	本論文の構成	6
第2章	J-PARC E16 スペクトロメータ	7
2.1	実験施設	7
2.1.1	J-PARC	7
2.1.2	ハドロン実験施設	8
2.2	E16 実験セットアップ	9
2.2.1	概観 (スペクトロメータ)	9
2.2.2	FM 電磁石	10
2.2.3	シリコンストリップ検出器	11
2.2.4	GEM 飛跡検出器	11
2.2.5	粒子位置検出器及び実験標的の位置関係	13
2.2.6	ハドロンプラインド検出器	14
2.2.7	鉛ガラスカロリメータ	16
2.2.8	実験標的	17
2.2.9	データ収集システム	17
第3章	シリコンストリップ検出器	19
3.1	半導体としてのシリコン	19
3.2	検出原理	22
3.3	データの読み出し	22
3.4	読み出しシステム	24
3.4.1	DAQ システム	24
3.4.2	トリガータイミング	26
3.4.3	データ構造	26
第4章	J-PARC E16 実験 Run0a	28
4.1	高運動量ビームライン	28
4.2	Run0a	28
4.3	解析に使用したデータ	29

4.3.1	ビームプロファイル	29
4.4	飛跡測定	30
4.5	E16 実験での SSD の役割及び想定性能	31
第 5 章	飛跡の再構成	34
5.1	位置分解能評価の方法	34
5.2	GTR のマルチプリシティ	35
5.2.1	最小二乗法でのフィッティング	38
5.3	直線トラック探索	40
5.3.1	インタラクションモニター	42
5.3.2	実験標的のプロファイル	43
5.4	直線トラック対の選出	44
5.5	SSD 上での残差分布	46
5.6	SSD 上での残差分布の幅	50
5.7	GTR の位置分解能の算出	52
5.7.1	位置分解能の誤差伝搬	55
第 6 章	時間分解能評価	56
6.1	ペDESTAL データ	56
6.2	理論上の波形	56
6.3	SSD で取得した波形データ	57
6.4	波形の選別	59
6.5	波形フィッティング	60
6.6	波形解析	63
6.7	波形フィットからの時間情報の抽出	66
第 7 章	議論と展望	71
7.1	GEM トラッカーの位置分解能への依存	71
7.2	展望	71
第 8 章	結論	73
	謝辞	74
	参考文献	75
	付録 A 付録	77

A.1	FM 座標系での SSD ストリップの座標の決定	77
A.2	クラスタリング	80
A.3	直線トラックの位置精度	80
A.4	自身のヒット情報を含んだ直線を用いた位置分解能評価	83

目次

1.1	クオーク凝縮の期待値 $\langle \bar{q}q \rangle$ の温度と密度との関係 [11]。	1
1.2	強い相互作用の結合定数のスケール依存性 [6]。	2
1.3	ストレンジクオーク凝縮の期待値をパラメータとした ϕ 中間子の質量変化。 $\sigma_{sN} = m_s \langle N \bar{s}s N \rangle$ である [7]。	3
1.4	KEK-PS E325 で測定された ϕ 中間子の質量スペクトル [8]。	4
1.5	E16 実験で測定が予期されている ϕ 中間子の質量スペクトル [17]。	5
2.1	J-PARC に設置されている加速器群。二種類のシンクロトロン (RSC、MR) と線形加速器 (LINAC) によって構成されている [13]。	8
2.2	左:ニュートリノ実験室でのビーム利用の際の早い取り出し。右:ハドロン実験施設でのビーム利用の際の遅い取り出し [13]。	8
2.3	J-PARC ハドロン実験施設にて実施されている原子核・素粒子物理学実験 [13]。	9
2.4	E16 実験で使用されるスペクトロメータ [10]。	10
2.5	左:FM マグネットのデザイン。赤い領域がコイルである。右:high-p エリアに設置されたばかりの FM マグネット [10]。	11
2.6	GEM チェンバーの内部構造 [18]。	11
2.7	GEM フォイルの表面 [1]。	12
2.8	実際に実験で使用される GTR。	13
2.9	今回の解析における粒子位置検出器の位置関係。	14
2.10	ハドロンプラインド検出器の内部構造 [10]。	15
2.11	ハドロンプラインド検出器の本体。	16
2.12	鉛ガラス中での電子と π 中間子の振る舞い [17]。	16
2.13	本実験 Run0 で使用した実験標的 [21]。	17
2.14	E16 実験での回路系の概念図 [14]。	18
2.15	ディスクリミネータからのトリガー出力信号の模式図 [14]。	18
3.1	シリコンストリップ検出器の動作原理 [16]。	22
3.2	本実験で使用したシリコンストリップ検出器 [16]。	23
3.3	SSD からの信号の読み出しに使用した APV25-s1 チップの内部構造 [16]。	24
3.4	APV チップで行っている波形サンプリングの模式図 [16]。	24
3.5	シリコンストリップ検出器におけるデータ読み出しシステムの模式図 [16]。	25
3.6	APV25-s1 チップから送られてくるデータの構造 [5]。	26
3.7	APV25-s1 チップを使用して取得したペDESTALデータの生データ。	27

3.8	APV25-s1 チップから出力される生データのデータ構造。	27
4.1	ビーム分岐点のスイッチヤード及び高運動量ビームライン [9]。	28
4.2	本解析で用いた陽子ビームの X 方向 (地面に平行) のビームプロファイル。 X 方向にはオフセットが乗っており、グローバル座標系と原点は一致しない (調整前)。	30
4.3	本解析で用いた陽子ビームの Y 方向 (地面と垂直) のビームプロファイル。 Y 方向にはオフセットが乗っており、グローバル座標系と原点は一致しない (調整前)。	30
4.4	Run0 での遮光済み SSD のセットアップ。	31
4.5	E16 スペクトロメータの質量分解能の SSD の有無による違い (シミュレーション結果) [19]。	32
4.6	時間分解能のストリップ一本当たりの計数率依存性 [16]。	33
5.1	粒子位置検出器の位置関係。	34
5.2	GTR100 (3 層のうち最も内側) のモジュール毎のヒットマルチプリシティ分布。モジュール ID は、図 2.9 を参照のこと。縦軸はイベント数。 . . .	36
5.3	GTR200 (3 層のうちの中心に位置する) のヒットマルチプリシティ分布。モジュール ID は、図 2.9 を参照のこと。縦軸はイベント数。	37
5.4	GTR300 (3 層のうち最も外側) のヒットマルチプリシティ分布。モジュール ID は、図 2.9 を参照のこと。縦軸はイベント数。	38
5.5	最小二乗法での座標系。	39
5.6	最小二乗法を用いたフィットでの決定係数の分布。	41
5.7	GTR の三層のみのヒットデータで構成した直線トラックのマルチプリシティの各モジュールごとの分布。縦軸はエントリー数。	42
5.8	インタラクションモニターの位置関係。シンチレータは標的を見込むように配置されている。	43
5.9	3 層の GTR で構成した直線トラックから見えた 3 枚の標的の存在を表すピーク。	44
5.10	標的由来だと判定した直線トラック同士の交点の X 座標の分布。	45
5.11	各標的付近を通過する直線トラックから対を構成した際の Z 座標の分布。	45
5.12	各標的付近を通過する直線トラックから組を構成した際の交点の分布。右上の図は左右のモジュールで作られた直線トラックの組の交点分布。左下の図が共に右側のモジュールで作られた直線トラックの組の交点分布。右下の図が左側のモジュールで作られたトラックの組の交点分布。	46
5.13	SSD のマルチプリシティ分布。縦軸はエントリー数。	48

5.14	SSD 上で残差が最小になるヒットの残差のみを使用した場合の残差分布。縦軸はエントリー数。	49
5.15	図 (5.14) において残差の絶対値が 10mm 以下の領域を表示したもの。縦軸はエントリー数。	50
5.16	図 5.15 のピークに対してダブルガウシアンでフィットを行った結果。縦軸はエントリー数。	51
5.17	3 層の GTR のヒット点で構成した直線トラックと、フィットに使用した点までの距離の二乗の和のヒストグラム。	53
5.18	図 (5.17) に対して、 $0.0005 \leq \sum_{i=1}^3 (\Delta X_i)^2 \leq 0.08$ の範囲でフィットを行った際の結果。	54
6.1	ディラック型の入力電流を仮定した場合の APV-25s1 チップでの出力電圧の時間変化。 $T_p = 50$ nsec を使用 [16]。	57
6.2	本実験で実際に取得した SSD の波形データ。節 (6.3) で述べた波形整形を行った後の図。	58
6.3	波形解析の説明で使用する言葉の説明。	59
6.4	磁場のない環境下での SSD のヒットプロファイル。横軸の ϕ はビーム軸からの角度。	60
6.5	本実験にて取得した SSD からの波形データを数式 (6.2) を用いてフィットを行った例。	61
6.6	SSD から取得した波形データをフィッティングした例。	62
6.7	波形フィット結果が $\chi^2/\text{ndf} > 20$ となる例。	62
6.8	SSD で取得した波形フィットでの自由度毎の χ^2 分布。(左上) 波形フィットでの自由度の分布。(右上) 波形フィットでの自由度が 1 の場合の χ^2 のヒストグラム。(左下) 自由度が 2 の場合の χ^2 のヒストグラム。(右下) 自由度が 3 の場合の χ^2 のヒストグラム。	64
6.9	波形フィットを行った波形の最大サンプル時刻の分布。	65
6.10	最大サンプル時刻の分布。図 6.9 の右側の図から最大サンプル時刻が 7 の波形を除いた。	66
6.11	(上図) 波形フィッティングを行った結果のヒットタイムの分布。(下図) 波形フィッティングを行った結果のピークタイムの分布。	67
6.12	波形フィッティングを行った結果のライズタイムの分布。	67
6.13	直線トラック対での SSD 上での二つの波形のヒットタイムの二次元プロット。	68
6.14	直線トラック対でのヒットタイミングの差のヒストグラム。なだらかな山の形をしたバックグラウンドと 0 を中心とする鋭いピークが見えている。	69

6.15 直線トラック対での SSD 上でのヒットのヒットタイミングの差の分布。中心の山に対してガウシアンフィットを行った。	70
A.1 SSD センサーの内部構造。80 μ m ピッチで 768+2(両脇) 本のストリップが搭載されている。センサー部分の中心と二本の位置決めピンの中点が一致するとして座標を算出した。	78
A.2 SSD センサーを固定する台の図面。固定台の足には二本の位置決めピンを挿せるような設計になっており、SSD センサーの設置精度を決定している。	79
A.3 SSD のヒットデータに対してクラスタリングを行った際のクラスターサイズの分布。	80

表 目 次

1.1	ベクター中間子の質量と崩壊幅 [2]。	5
2.1	各 Run で予定されている検出器のモジュール数。第 2 列は各々 SSD、GTR、HBD、LG のモジュール数を表す。	10
2.2	SSD 及び GTR の中心の XZ 平面での原点までの距離。単位は mm	14
2.3	HBD 内でチェレンコフ光を起こす運動量の閾値 [15]。	15
2.4	ハドロンプラインド検出器の検出効率 [15]。	15
2.5	実験標的の面密度 (計測値)。	17
3.1	シリコンの主な特性 [16]。	21
4.1	Run0a でのビームタイムでのビーム強度の内訳。表中に記したビーム強度はおおよその値であって変動しているが、正確な値はスピンごとにイオンチェンバーによって計測されている。	29
4.2	本解析に使用したデータのビーム強度。	29
5.1	各 SSD での残差分布のピークのフィット結果。	52
5.2	GTR の位置分解能から算出した SSD 上での直線トラックの予測精度。	55

第1章 序論

1.1 物理背景

中性子や陽子に代表されるハドロンは数個のクォークによって構成されている。軽いクォークの裸の質量は $m_q < 10\text{MeV}$ であることが知られているが、陽子や中性子といったハドロンは三つクォークによって構成されているにも関わらずその質量が 1GeV 程度である。ハドロンを構成する構成子クォークの質量はそれぞれ 300 MeV 程度であるとされており、これは裸の質量のおよそ 100 倍程度である。カイラル対称性の自発的破れによる質量回復は、この質量差を説明する機構の一つである。図 1.1 はカイラル相転移の秩序パラメータであるクォーク凝縮 $\langle \bar{q}q \rangle$ の温度及び密度に対する依存性を表している。図 1.1 のように温度についてはある閾値を超えると、密度方向については線形に 0 へ漸近すると予想されている。クォーク凝縮量 $\langle \bar{q}q \rangle$ を実験で直接測定することはできないが、原子核密度のような有限密度環境下ではこれに伴ってハドロンの質量変化が予想されており、基本的な物理量である物質の質量が環境によって変化するという物理現象は非常に興味深い。

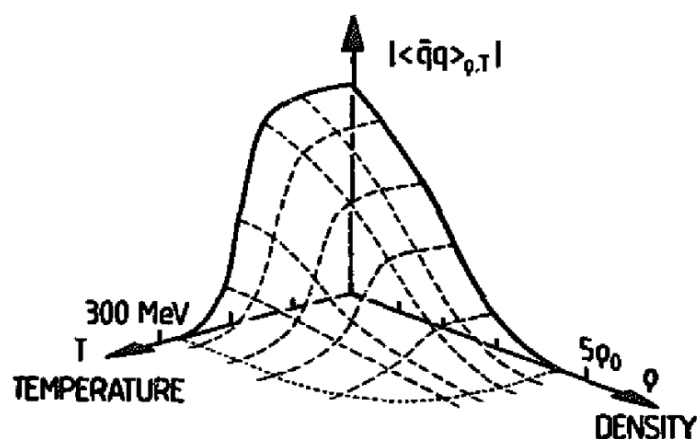


図 1.1: クォーク凝縮の期待値 $|\langle \bar{q}q \rangle|$ の温度と密度との関係 [11]。

量子色力学 (Quantum Chromodynamics: QCD) に対する非摂動的アプローチとしては格子 QCD が広く用いられているが、適用範囲は高温・低密度領域のみに限られる。クォーク凝縮が起こるような低エネルギーの領域では、図 1.2 のように強い相互作用の結合定数が増大し、クォークの閉じ込めが起こり、摂動計算を用いたアプローチが難しい。クォークの閉じ込めが起こるような低エネルギー領域におけるアプローチとして QCD 和

則と呼ばれる計算手法が開発され、現在にいたるまでQCD和則をベースにした多くの理論研究がなされてきた。

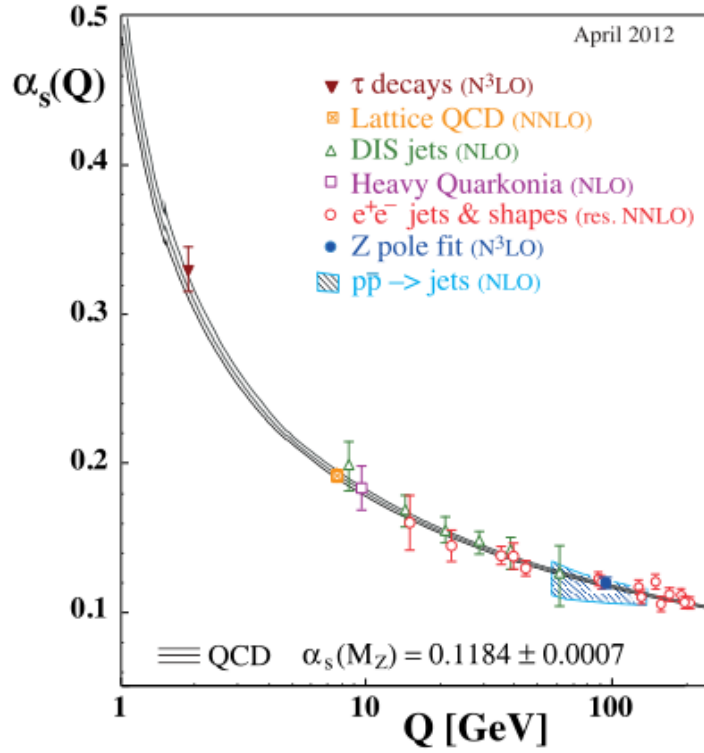


図 1.2: 強い相互作用の結合定数のスケール依存性 [6]。

ϕ 中間子の質量スペクトルを表す $\rho(s)$ を含む数式 1.1 はクォーク凝縮 $\langle \bar{q}q \rangle$ を用いて表現することができる [7]。

$$\Pi^B(M^2) = \frac{1}{M^2} \int_0^\infty ds e^{-\frac{s}{M^2}} \rho(s) \quad (1.1)$$

原子核内での有限密度下での展開を行うと、以下のように表される。

$$\frac{1}{M^2} \int_0^\infty ds e^{-\frac{s}{M^2}} \rho(s) = c_0(\rho) + \frac{c_2(\rho)}{M^2} + \frac{c_4(\rho)}{M^4} + \dots \quad (1.2)$$

$$c_0(\rho) = c_0(0) \quad (1.3)$$

$$c_2(\rho) = c_2(0) \quad (1.4)$$

$$c_4(\rho) = c_4(0) + \rho \left\{ -\frac{2}{27} \left(1 + \frac{7\alpha_s}{6\pi} \right) M_N + \frac{56}{27} m_s \left(1 + \frac{61\alpha_s}{168\pi} \right) \langle N | s\bar{s} | N \rangle \right. \\ \left. + \frac{4}{27} m_q \left(1 + \frac{7\alpha_s}{6\pi} \right) \langle N | \bar{q}q | N \rangle + \left(1 - \frac{5\alpha_s}{9\pi} \right) A_s^2 M_N - \frac{7\alpha_s}{12\pi} A_2^g M_N \right\} \quad (1.5)$$

ここで、 M_N は核子質量、 m_s はストレンジクォークのカレント質量、 $m_q \langle N | \bar{q}q | N \rangle$ は核子中のアップ及びダウンクォーク成分、 A_s^2 及び A_2^g はパートン分布関数のモーメント

である。また、ストレンジクオーク凝縮の期待値 $\langle \bar{s}s \rangle_\rho$ は原子核密度程度の密度では密度 ρ を用いて式 1.6 のように線形近似ができる。

$$\langle \bar{s}s \rangle = \langle 0|\bar{s}s|0 \rangle + \rho \langle N|\bar{s}s|N \rangle \quad (1.6)$$

有限密度下での ϕ 中間子の質量スペクトルの展開式 (1.2) の第三項の係数 $c_4(\rho)$ に大きく寄与をしているのは、 ρ と $\langle N|\bar{s}s|N \rangle$ である。質量スペクトルの全範囲での積分値は実験で測定した質量スペクトルから得ることができるため、原子核内部の密度を仮定することによって、実験から $\langle N|\bar{s}s|N \rangle$ を求めることができる。図 1.3 はストレンジクオークのクオーク凝縮期待値による ϕ 中間子質量の変化を説明した図であり、有限密度下での ϕ 中間子の質量が原子核内でのストレンジクオークの凝縮期待値に相関することがわかる。原子核内部の有限密度下における ϕ 中間子の質量変化を捉えることが出来れば、ここから $\langle N|\bar{s}s|N \rangle$ の値に対して制限を与えることが可能である。

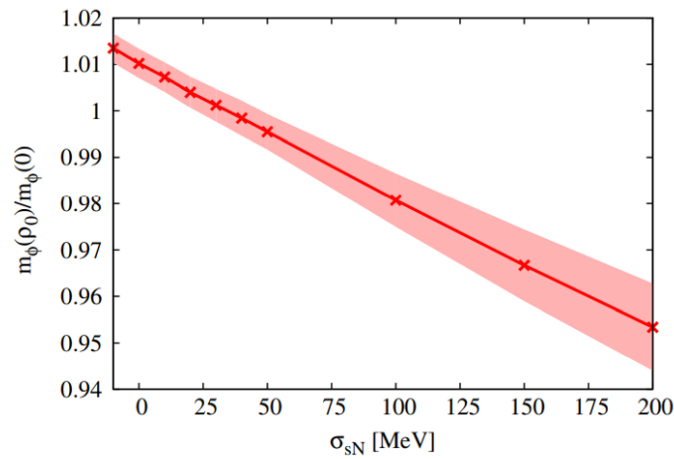


図 1.3: ストレンジクオーク凝縮の期待値をパラメータとした ϕ 中間子の質量変化。 $\sigma_{sN} = m_s \langle N|\bar{s}s|N \rangle$ である [7]。

1.2 有限密度下でのハドロン質量変化に関する先行実験

有限密度下でのハドロン質量の変化を測定した重要な先行研究として、KEK-PS E325 実験が挙げられる。KEK-PS E325 では、運動エネルギー 12 MeV の陽子ビームと炭素および銅原子核との p+A 反応実験が行われた。衝突によって発生する中間子の質量スペクトルを測定し、 ρ 、 ω 、 ϕ 中間子の有限密度下での質量減少を報告した。衝突によって発生したベクター中間子の崩壊チャンネルのうち e^+e^- への崩壊チャンネルを測定し、親粒子である中間子の質量スペクトルの再構成を行った。図 1.4 は KEK-PS E325 で測定された ϕ 中間子の質量スペクトルである。各図の左上は標的の元素名であり、右上の値は相対論的速度である。KEK-PS E325 実験では銅標的を用いた場合の低運動量領域 ($\beta\gamma_\phi < 1.25$) において、 ϕ 中間子の質量スペクトルのピークの左裾にスペクトルの超過が確認された [8]。この超過は原子核内部で ϕ 中間子の質量が減少したことによると説明されている。この

場合、原子核半径が大きく、低運動量であるために、原子核内での滞在時間が長くなり、原子核内部で崩壊を起こした ϕ 中間子の割合が相対的に高かったことによる効果であると考えることができる。観測された質量スペクトル変化の理解のために、E325 実験では以下の数式のように質量と崩壊幅が原子核密度によって線形な変化をすることを仮定した。Woods-Saxon 型の原子核密度分を仮定したモデル計算と比較を行い、 $k_1 = 0.034$ 及び $k_2 = 2.6$ という推定値を得た。この結果は ϕ 中間子に関して、原子核中での質量幅が 3.6 倍に広がり、質量の 3.4% が減少すること示している。

$$\frac{m(\rho)}{m(0)} = 1 - k_1 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad (1.7)$$

$$\frac{\Gamma(\rho)}{\Gamma(0)} = 1 - k_2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad (1.8)$$

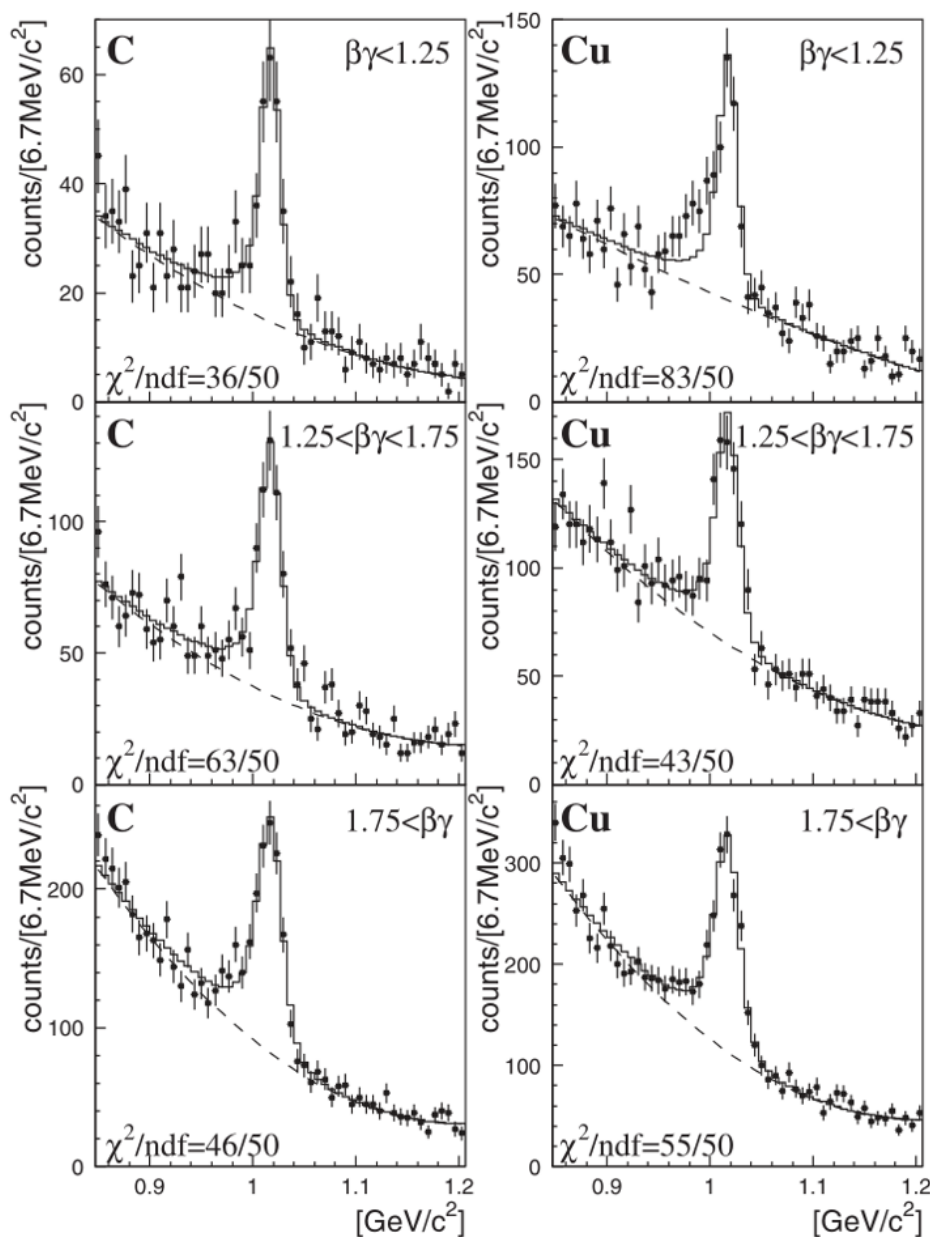


図 1.4: KEK-PS E325 で測定された ϕ 中間子の質量スペクトル [8]。

1.3 E16 実験の目的および手法

本実験ではベクター中間子である ϕ 中間子の質量スペクトルの高密度環境下での変化を調べる。多くの理論モデルによって高温・高密度環境下でのベクトル中間子の質量スペクトル変化が予想されている。高温・高密度環境下でのベクトル中間子の質量スペクトルの変化を報告した実験は多数存在する。その中でも本実験の先行研究に当たる KEK-PS E325 実験においては、高質量分解能を実現したことにより、 ϕ 中間子の質量スペクトルの形状変化を捉えることができた。

本実験では ϕ 中間子の e^+e^- 崩壊チャネルの観測から、不変質量法を用いた ϕ 中間子質量の再構成を行い、8 MeV の質量分解能の下 KEK-PS E325 実験の 100 倍以上の統計量を取得する。本実験では 30 GeV の運動エネルギーを持った陽子ビームを用い、H、C、Cu、Pb 標的を使用する。各標的から 1×10^5 イベントの統計を取得する見込みである。表 1.1 は ϕ 中間子を含むベクター中間子の質量と崩壊幅である。 ρ, ω 中間子由来の e^+e^- 崩壊チャネルの観測も可能であるが、それらの質量が近いために質量スペクトルの変化を別々に議論することが難しい。本実験が目指す高統計量を実現することができれば、先行研究の KEK-PS E325 実験では実現できなかった、核物質のサイズ及び中間子の運動量への質量スペクトルの依存を測定することができる [10]。図 1.5 は E16 実験で測定が予想されている ϕ 中間子の質量スペクトルである。 ϕ 中間子が原子核内で崩壊した場合の質量スペクトルと原子核外で崩壊した場合の質量スペクトルの重ね合わせのスペクトルが観測される。これを分離するために高い質量分解能を実現することが必要である。

	質量 [MeV]	崩壊幅 [MeV]
ρ	775.26	149.1
ω	782.65	8.49
ϕ	1019.461	4.266

表 1.1: ベクター中間子の質量と崩壊幅 [2]。

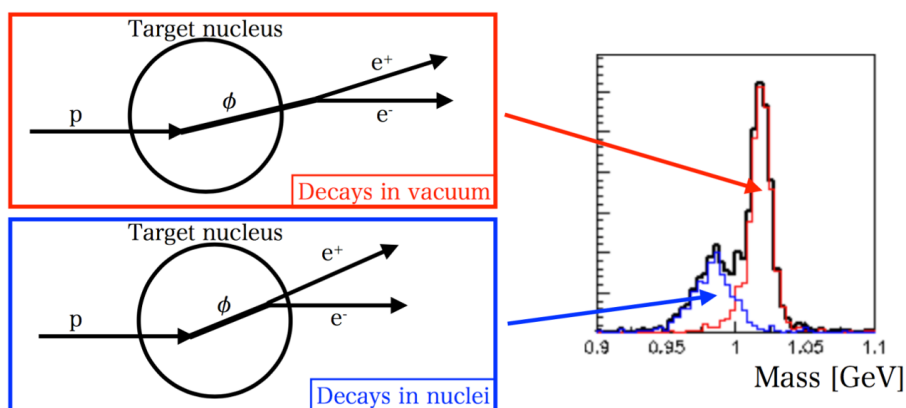


図 1.5: E16 実験で測定が予想されている ϕ 中間子の質量スペクトル [17]。

1.4 本論文の構成

E16 実験は 2020 年 6 月の初のコミッショニングランである Run0a を行った。本論文の目的はコミッショニングランで使用したシリコンストリップ検出器 (SSD) が E16 実験本番環境下で実現した性能の評価である。

本論文では、第 2 章で E16 スペクトロメータについて、第 3 章で SSD に関してを説明する。第 4 章で E16 実験 Run0a の概観及び、本論文で解析するデータの詳細を述べる。第 5 章では Run0a で取得したデータを用いた荷電粒子の飛跡の同定について説明し、第 6 章では同定した標的由来の飛跡データを用いて SSD の波形解析を行い、E16 実験環境下で SSD が実現した時間分解能の評価について述べる。

第2章 J-PARC E16 スペクトロメータ

2.1 実験施設

2.1.1 J-PARC

大強度陽子加速器実験施設 J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) は世界最高強度の陽子ビームの生成が可能な実験施設である。加速した陽子ビームを標的に衝突させることで多彩な二次粒子を発生させることで、生命物質科学やニュートリノ実験及びハドロン実験などの特定の分野に限らない実験が行われている。二次粒子として取り出すことが可能な粒子は中性子、ミューオン、ニュートリノ、K 中間子などである。J-PARC の加速器はリニアック、RCS (Rapid-Cycling Synchrotron)、MR (Main-Ring Synchrotron) の三種類の加速器によって構成されており、図 2.1.1 は J-PARC の加速器の全体図である。

線形加速器であるリニアックは、水素ガスから発生させた負水素イオンを 400 MeV まで加速させ RCS シンクロトロンに入射する役割を担っている。リニアックによって加速された負水素イオンは陽子に 2 個の電子がついた状態であり、RCS へ入射する際にそれら電子がはぎとられ陽子として入射される。RCS 内部ではすぐにそれらの陽子が加速されることはなく、等速で周回を行う。リニアックからの陽子の入射は何度も行われ、その周期と RCS での周回周期が一致するように運用されるため、リニアックから陽子パルスが入射されるたびに陽子ビームの電流密度が増加する。加速器内を周回する荷電粒子の塊はバンチと呼ばれ、このようにバンチ内の陽子数が増加することで大強度の陽子ビームを実現される。この過程で得られた陽子バンチは約 20 msec の間に RCS を一万回強周回し、その度に加速空洞で加速され最終的に 3 GeV の運動エネルギーを得る。物質生命科学実験施設でのビーム利用の際には RCS から取り出した陽子ビームを炭素または水銀標的に入射することで取り出したミューオンや中性子を用いる。

図 2.2 のように、実験施設によって陽子ビームの取り出しに要する時間が異なる。MR では RCS から 3 GeV の陽子ビームを受け取り、1.4 秒で 30 GeV まで加速が行われる。ニュートリノ実験施設でのビーム利用の際には加速した陽子ビームは一挙に取り出されて使用される一方、ハドロン実験施設での利用の際には 2 秒かけて徐々に陽子ビームを取り出し使用される [13]。



図 2.1: J-PARC に設置されている加速器群。二種類のシンクロトロン (RSC、MR) と線形加速器 (LINAC) によって構成されている [13]。

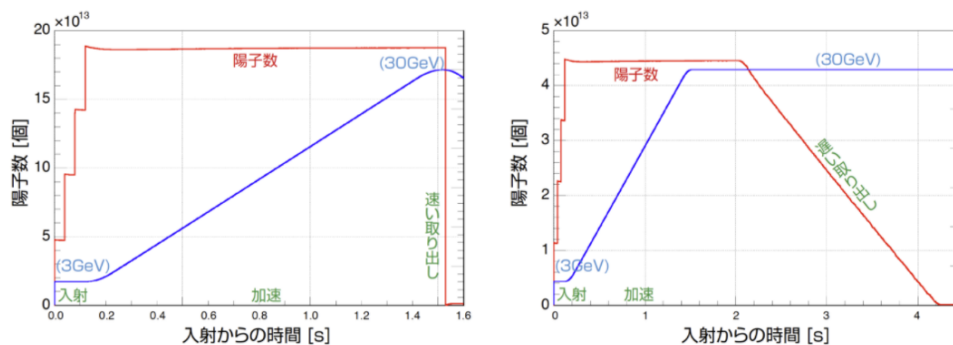


図 2.2: 左:ニュートリノ実験室でのビーム利用の際の早い取り出し。右:ハドロン実験施設でのビーム利用の際の遅い取り出し [13]。

2.1.2 ハドロン実験施設

ハドロン実験施設ではMR から取り出した 30 GeV の運動エネルギーを有した陽子ビームを生成標的に照射して実験を行う。RCS から入射された陽子ビームを標的に衝突させることで K 中間子、 π 中間子、ハイペロン、反陽子といった多彩な二次ビームを使用することができる。入射された陽子ビームは金で生成された二次粒子生成標的に照射される。そこで発生した二次粒子は複数のビームラインに分けられ輸送される。このように一度に複数の実験を並行して行うことが可能となっている [13]。2020 年 6 月には新たに

高運動量ビームラインが建設された。高運動量ビームラインでは、二次粒子生成標的への入射の前に一次陽子ビームをランバートソン電磁石を使用して分岐し、陽子ビームを輸送する。高運動量ビームラインで取り出される陽子ビームの運動量は 30.9 GeV/c である。ハドロン実験施設では多彩な二次ビームが利用可能であることから図 2.3 のようにストレンジネス物理学や CP 対称性の破れの探索、カイラル対称性の自発的破れの回復現象の観測など、広い分野の物理学実験が実施されている。

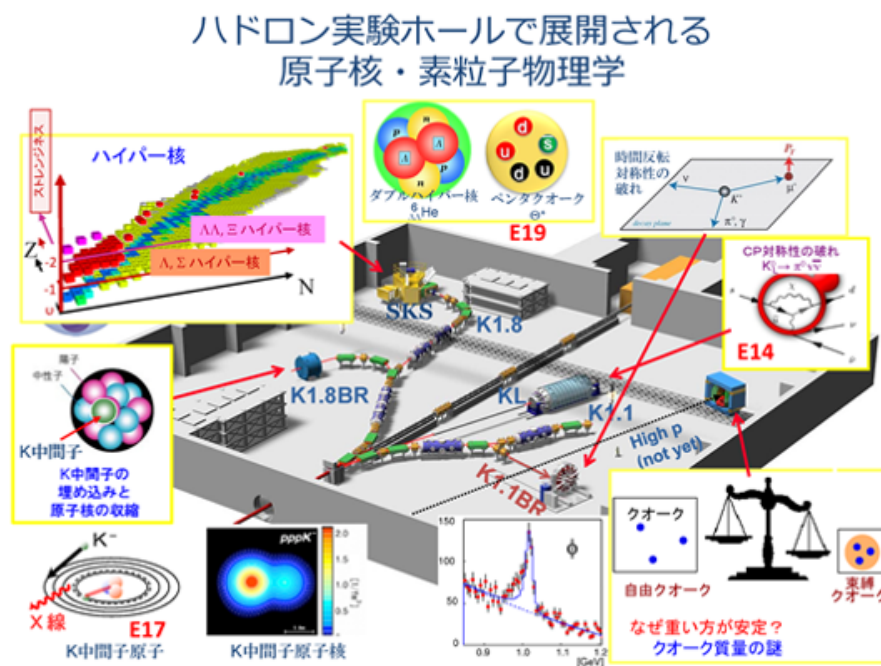


図 2.3: J-PARC ハドロン実験施設にて実施されている原子核・素粒子物理学実験 [13]。

2.2 E16 実験セットアップ

2.2.1 概観 (スペクトロメータ)

図 2.4 は本実験で使用するスペクトロメータである。主に FM 電磁石とその内部に設置された 4 種類の検出器によって構成されている。標的から近いものからシリコンストリップ検出器 (SSD)、3 層の GEM 飛跡検出器 (GTR)、ハドロンブラインド検出器 (HBD)、鉛ガラスカロリメータ (LG) である。前者 2 種類の検出器がベクトル中間子の崩壊によって生じたレプトン対の磁場中での飛跡検出を目的に設置されており、後者 2 種類の検出器は電子・陽電子対観測のバックグラウンドとなる陽子や π 中間子、K 中間子などから電子及び陽電子を選び出す粒子識別の役割を担っている。それぞれの検出器はそれぞれが同じ立体角を覆うように設計されており、同じ立体角を覆う 4 つの検出器を合わせてモジュールと呼んでいる。

使用する陽子ビームは運動エネルギー 30 GeV を持つ 1×10^{10} /pulse の大強度ビームであ

る。ここで、1パルスは約2秒である。実験で使用する炭素及び銅標的は合計0.2%の相互作用長を有しているため、凡そ10 MHzのレートで原子核反応が起こる。本実験で使用する検出器及びDAQシステムはそのような高レートに耐え、1kHzのトリガークエストに対応可能となるよう設計されている [10]。表 2.1 は各 Run での運用が予定されている検出器のモジュール数である。なお、図 2.4 は Run2 で予定されているスペクトロメータであり、上中下段合計して計 26 モジュールでの運用が予定しており、先行研究に当たる KEK-PS E325 実験で使用したスペクトロメータと比較して約 5 倍のアクセプタンスを実現する。

	モジュール数
Run0	6+6+4+6
Run1	8+8+8+8
Run2	26+26+26+26

表 2.1: 各 Run で予定されている検出器のモジュール数。第 2 列は各々 SSD、GTR、HBD、LG のモジュール数を表す。

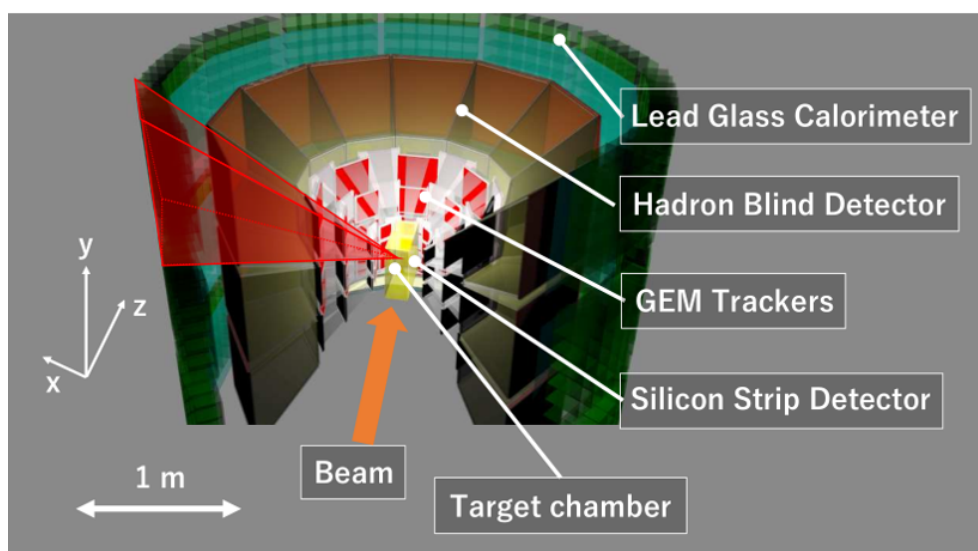


図 2.4: E16 実験で使用されるスペクトロメータ [10]。

2.2.2 FM 電磁石

本実験で使用している電磁石である FM 電磁石は、本実験の先行研究にあたる KEK-PS E325 実験で使用されていた電磁石を KEK つくばキャンパスから J-PARC ハドロン実験施設へ輸送し使用しているものである。より高磁場を印加して運動量分解能を上げるためにポールピースを改造している。また大立体角を多く検出器を収容するためにヨークを追加してギャップを広げている。図 2.5 の右図は本実験で使用する FM マグネットである。実験中の FM 電磁石の運転時には 2450 A (500 V) の電流を流し込み、上下のポールピース間の領域に 1.7 T の高磁場を実現することができる [10]。

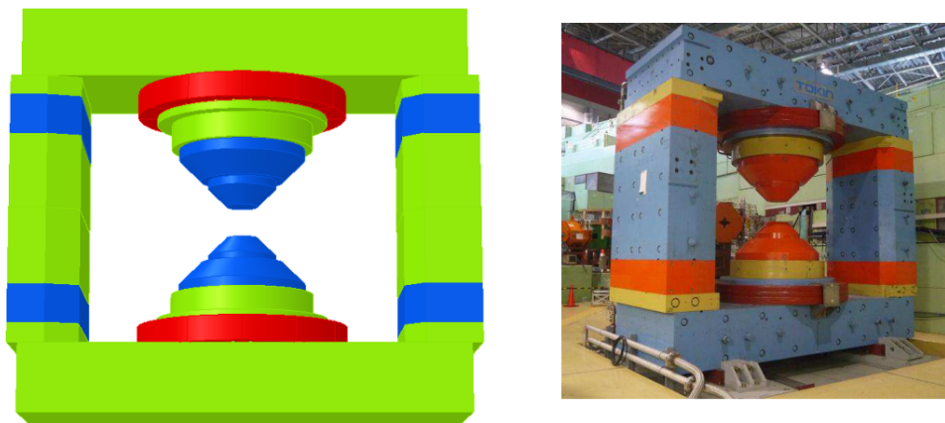


図 2.5: 左:FM マグネットのデザイン。赤い領域がコイルである。右:high-p エリアに設置されたばかりの FM マグネット [10]。

2.2.3 シリコンストリップ検出器

シリコンストリップ検出器 (SSD) は GTR と共にターゲットで発生した荷電粒子の飛跡測定を目的に使用される。GTR よりも高い位置分解能及び時間分解能を持つ検出器であるため、質量スペクトルの分解能向上が期待される。また、時間情報を使用したアクシデンタルヒットの除去もすることができる。SSD に関する詳細は第 3 章で述べる。

2.2.4 GEM 飛跡検出器

GEM 飛跡検出器 (GTR) は、チェンバーに入射した荷電粒子がガスを電離して発生した電子を増幅して信号として読み出すことにより粒子の通過位置を測定する検出器である。図 2.6 はチェンバーの内部構造を示しており、ドリフトギャップと 3 層の GEM フォイル、二次元の読み出しストリップが設置されている。

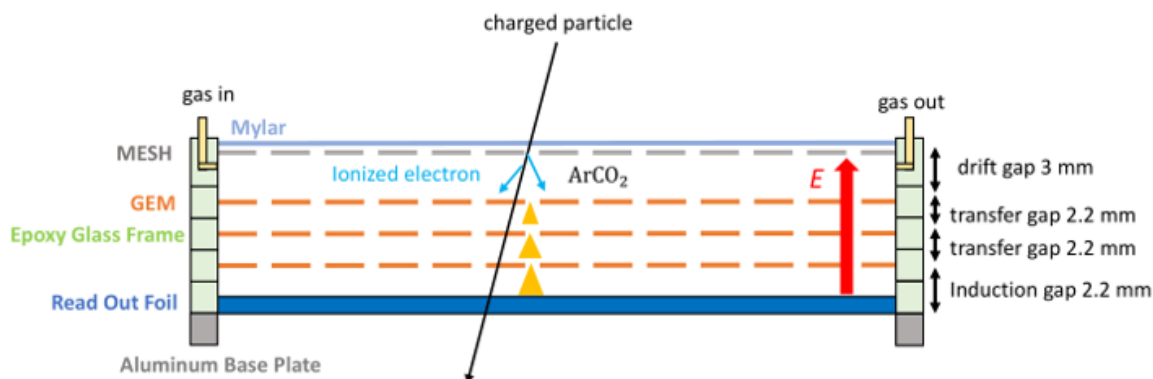


図 2.6: GEM チェンバーの内部構造 [18]。

カソード部に最も近い領域であるドリフトギャップ内でガス分子が電離され、電離によって生じた電子はガスチェンバーに印可された電場に沿って、加速されながら移動する。電子がドリフトの最中に再度別のガス分子に衝突することにより、新たに電子が電離される。この電子がほかのガス分子を電離することによって、更に電離電子が生じる。このサイクルによって電離電子が幾何級数的に増加する現象を電子雪崩と呼ぶ。ガスを用いた粒子検出器では電子雪崩を電流として検出することで粒子を検出し、GTRにおいても同様の機構で荷電粒子を検出する。

GEM 表面には図 2.7 のように、電子が通過できるような微小な穴が三角格子状に開けられており、それらの間隔は $140 \mu\text{m}$ である [1]。その穴には高電場が加わっているために、穴を通る際に電離電子は運動エネルギーを得ることになる。E16 実験で使用する GTR は 3 層の GEM から構成されているため、電離電子は 3 回 GEM の穴を通過し、通過のたびに加速される。こうして加速と電子雪崩を繰り返すことによって増幅された電子は、最後には GTR の底面に格子状に取り付けられた読み出し用のストリップから電流として検出される。ストリップが格子状に取り付けられていることにより、二次元での入射粒子の位置検出が可能となっている。実質的なストリップピッチは、X 方向では $350 \mu\text{m}$ であり Y 方向では $1400 \mu\text{m}$ である [18]。J-PARC E16 実験での使用を目的として開発されている GTR のデザイン性能としての位置分解能は、X 方向では $100 \mu\text{m}$ であり Y 方向では $700 \mu\text{m}$ である。図 2.8 は本実験で使用する GTR である。上中下段に 3 層の GTR の取り付けが出来ようになっているが本実験では中段のみに GTR を組付け、合計 6 モジュールを使用した。

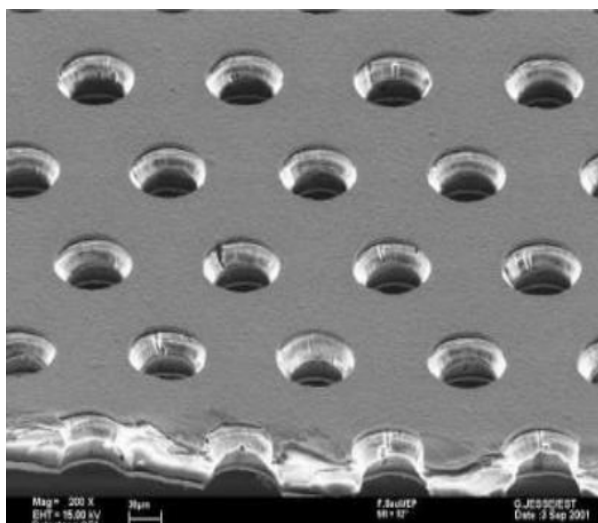


図 2.7: GEM フォイルの表面 [1]。



図 2.8: 実際に実験で使用される GTR。

2.2.5 粒子位置検出器及び実験標的の位置関係

図 2.9 に本実験での粒子位置検出器の位置関係を示す。また E16 実験で採用している座標系で、ビーム軸を Z 軸、鉛直上向き方向を Y 軸の正の向きとしている。これをグローバル座標系と定義する。グローバル座標系は本論文全体を通じて使用した。3 枚設置されている実験標的のうち、各検出器の有感部の中心を通る法線は中心の標的 (グローバル座標の原点) を通過する。粒子位置検出のために SSD1 層と 3 層の GTR の組が 6 モジュール設置されている。図中の番号は実験で使用しているモジュール番号である。図中の XZ 平面内において、各粒子位置検出器は中心標的に対して ± 12 度の角度をカバーしている。GTR は標的から近い順にその一片の長さが 100 mm、200 mm、300 mm のチェンバーを有しており、中心から近い順に GTR100、GTR200、GTR300 と呼んでいる。

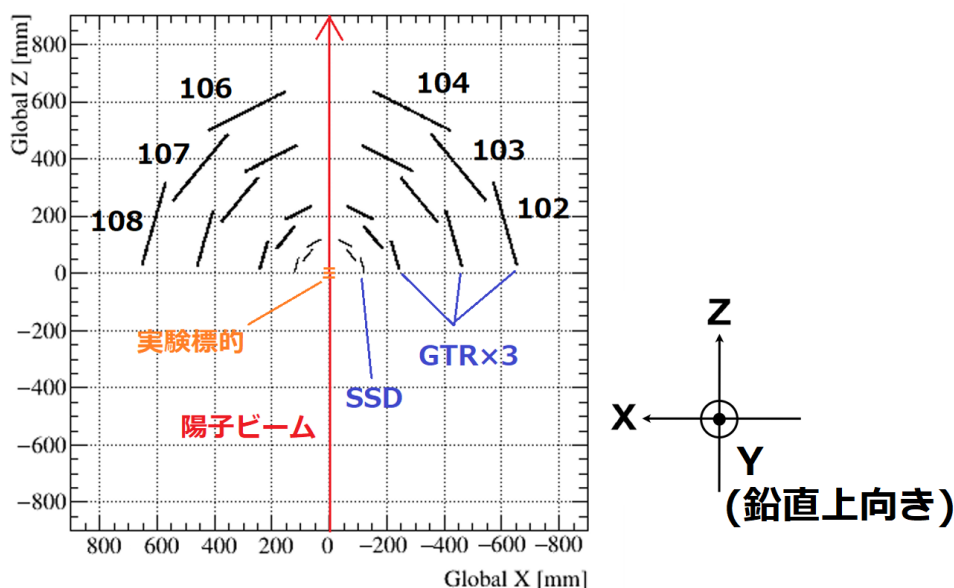


図 2.9: 今回の解析における粒子位置検出器の位置関係。

また、アクセプタンスに隙間を作らないように、隣り合うモジュールの一部を重ねるために XZ 平面での動径方向にずらした二つのタイプ (Atype、Btype) で設置を行っている。Atype はモジュール 103 及び 107 である。Btype はモジュール 102、104、106、108 である。表は各 type の位置検出器の中心の動径方向の距離である。

	SSD	GTR100	GTR200	GTR300
A type	98.85	197.7	404.9	582.7
B type	118.75	237.5	450.3	636.2

表 2.2: SSD 及び GTR の中心の XZ 平面での原点までの距離。単位は mm

2.2.6 ハドロンプラインド検出器

ハドロンプラインド検出器 (HBD) はチェレンコフ光を測定することで電子の同定を行う検出器である。J-PARC E16 実験では π 中間子と電子及び陽電子の選別を目的に使用されている。 ϕ 中間子などのベクトル中間子の崩壊によって発生した電子を他の荷電粒子の中から選別する。図 2.10 は HBD の内部構造の模式図であり、HBD は主にドリフトギャップ、3 層の GEM、読み出しパッドにより構成されており GTR と多くの共通の構造を持っている。

検出器のガスチェンバー内部に電子が入ると CF_4 ガス中でチェレンコフ放射が起こる。チェレンコフ放射によって生じた光子は最上面の GEM フォイル表面に蒸着された CsI によって電子に変換され 3 枚の GEM によって増幅される。チェンバー最下部に設置された読み出しパッド部分に到達する際にはその数を幾何級数的に増加させており、電流として検出される。

チェレンコフ光は媒質内での粒子の速度が光の速度を上回った際に生じる。同じ運動量で異なる粒子の速度を比べた場合には、質量の小さい粒子の方が速度が大きくなるためチェレンコフ光が発生しやすくなる。ハドロンプラインド検出器において荷電 π 中間子と電子・陽電子との選別においてはこの原理を用いている。 π 中間子の質量は電子の凡そ200倍程度であるため、電子の方がより容易にチェレンコフ放射を起こす。表2.3は電子及び π 中間子がHBD内でチェレンコフ光を発生する運動量の閾値である。

	質量 [MeV]	運動量の閾値 [MeV]
e	0.5110	15
π	139.6	4.2×10^3

表 2.3: HBD 内でチェレンコフ光を起こす運動量の閾値 [15]。

荷電粒子の運動量を選ぶことができれば電子及び陽電子が入射した場合のみにチェレンコフ放射が起こることになり、粒子の識別を行うことができる [10]。実際、荷電 π 中間子のような電子の数倍重い荷電粒子は、 CF_4 ガス内ではその運動量が $4.2 \text{ GeV}/c$ 以下のエネルギー領域においてはチェレンコフ放射を起こさず、電離電子を生成するのみである。テスト実験で確認された HBD の性能は表 2.4 の通りである。

オンライン性能		オフライン性能	
π 中間子残存率	電子検出効率	π 中間子残存率	電子検出効率
2.0%	68%	0.6%	63%
1.0%	38%	0.3%	37%

表 2.4: ハドロンプラインド検出器の検出効率 [15]。

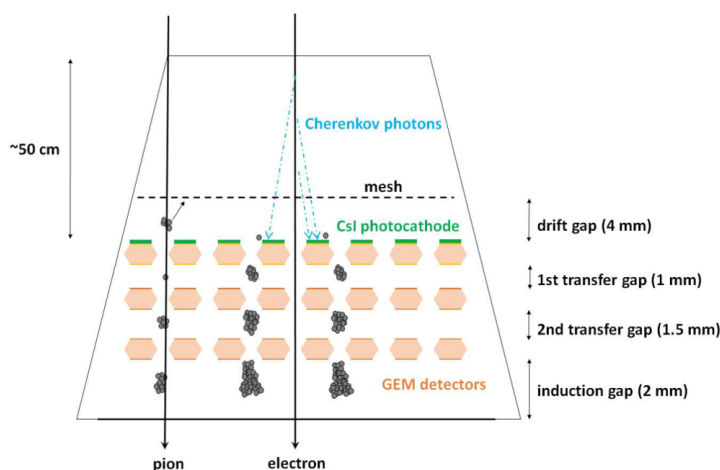


図 2.10: ハドロンプラインド検出器の内部構造 [10]。

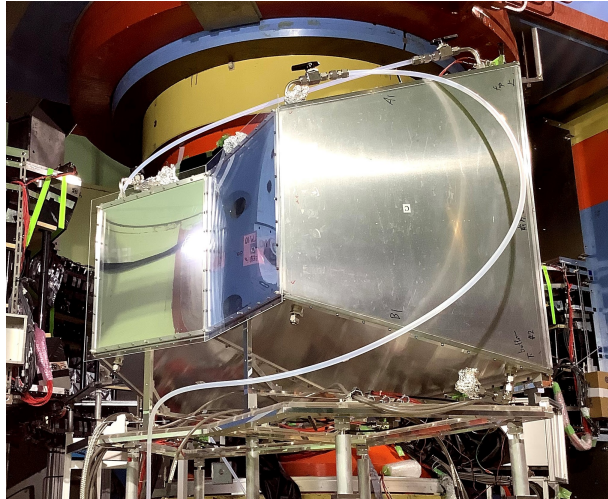


図 2.11: ハドロンブラインド検出器の本体。

2.2.7 鉛ガラスカロリメータ

鉛ガラスカロリメータ (LG) は、鉛ガラス内に荷電粒子が入射した際に起こす電磁シャワーに含まれる電子が発生するチェレンコフ光を光電子増倍管などの光検出器を用いて測定する検出器である。チェレンコフ光の強度を測定することによって、入射粒子の種類とそのエネルギーを知ることができる。

LG は屈折率が大きく、臨界エネルギーが小さいため、電子の入射によるチェレンコフ放射の光量は非常に多い。一方、 π 中間子などのハドロンが起こすチェレンコフ放射や、その崩壊によって生じるガンマ線の光量は電子のそれよりも極めて少ない。図 2.12 は LG に電子及び π 中間子が入射した場合のそれぞれの応答を表している。電子が入射した場合には電磁シャワーに対応した光量のチェレンコフ光が発生するのに対して、 π 中間子が入射した場合に発生するチェレンコフ光の光量は小さい [17]。そのため電子と π 中間子の区別を行うことができ、電子の識別に適した検出器である。

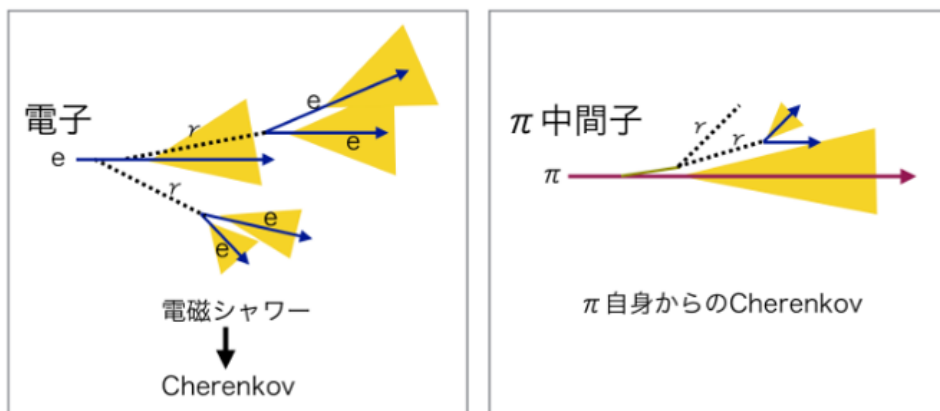


図 2.12: 鉛ガラス中での電子と π 中間子の振る舞い [17]。

2.2.8 実験標的

本実験では実験標的として $80\ \mu\text{m}$ の厚みを持つ 2 枚の銅標的と、 $400\ \mu\text{m}$ の厚みを持つ炭素標的を使用した。図 2.13 は、本実験で使用した実験標的である。写真手前と奥が銅標的であり、中心に位置している標的が炭素標的である。中心の炭素標的の XZ 座標がグローバル座標の原点と一致するようにデザインされている。設置前に測定した各標的の密度は表 (2.5) の通り。

	面密度 [g/cm^2]
銅標的	$(7.082 \pm 0.006) \times 10^{-2}$
炭素標的	$(8.97 \pm 0.01) \times 10^{-2}$

表 2.5: 実験標的の面密度 (計測値)。

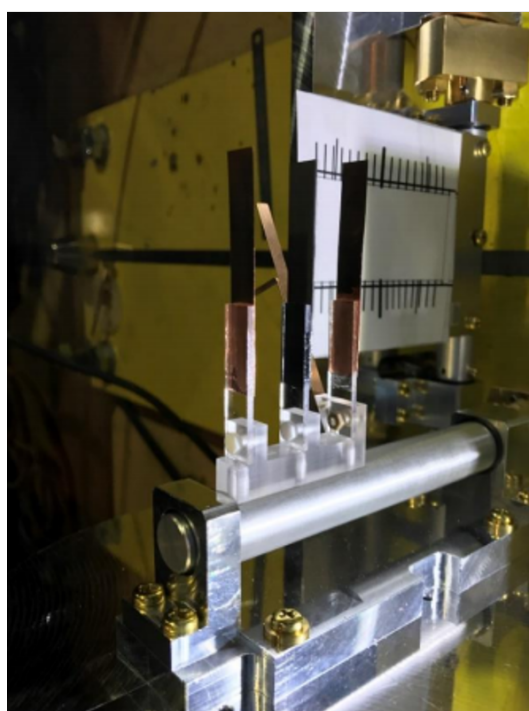


図 2.13: 本実験 Run0 で使用した実験標的 [21]。

2.2.9 データ収集システム

本実験では検出器として使用している SSD、GTR、HBD、LG のすべてから波形情報として情報を取得している。このうちトリガー発行に用いているのは GTR300 (GTR のうち実験標的から最も遠いモジュール)、HBD、LG からのディスクリミネータ信号である。標的に近い領域に設置されている検出器を使用してトリガーを発行した場合、ビームハローなどの影響が大きく間違ったトリガーを発行してしまうため、トリガー発行に使用する検出器は実験標的から遠い検出器に限定している。波形の読み出しには ASIC を

使用しており SSD、GTR、HBD では APV25-S1 チップを使用し、LG では DRS4 チップを使用している。図 2.14 は E16 実験での回路系の概念図である。トリガー用のディスクリミネータ信号の生成において、GTR300 と HBD では ASD(Amp-Shaper-Discriminator) カードが使用されており、LG では DRS4 モジュールと呼ばれる波形取得用回路とディスクリミネータが実装されたモジュールを開発し、使用している。図 2.15 のように、これらのモジュールはいずれも信号が閾値を超えた時間と同じ時間のデジタル信号を出力する。典型的な時間幅は GTR300 で約 200 nsec、HBD で約 800 nsec、LG で約 30 nsec である [14]。

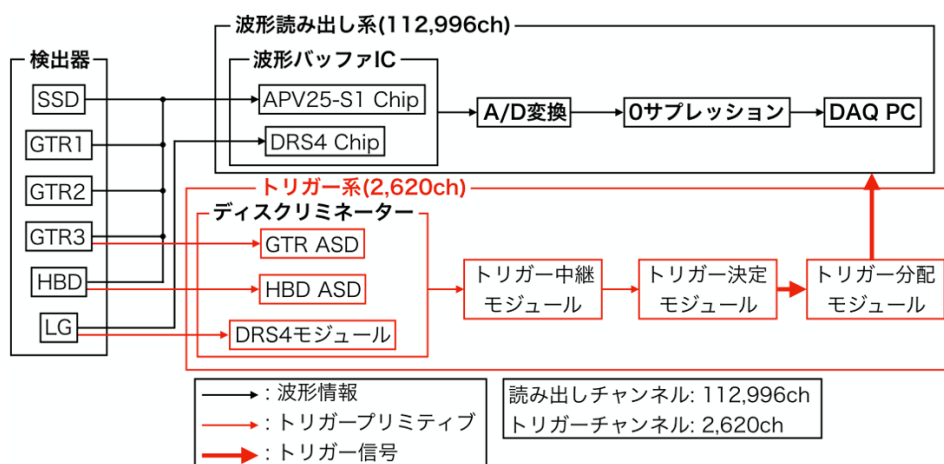


図 2.14: E16 実験での回路系の概念図 [14]。

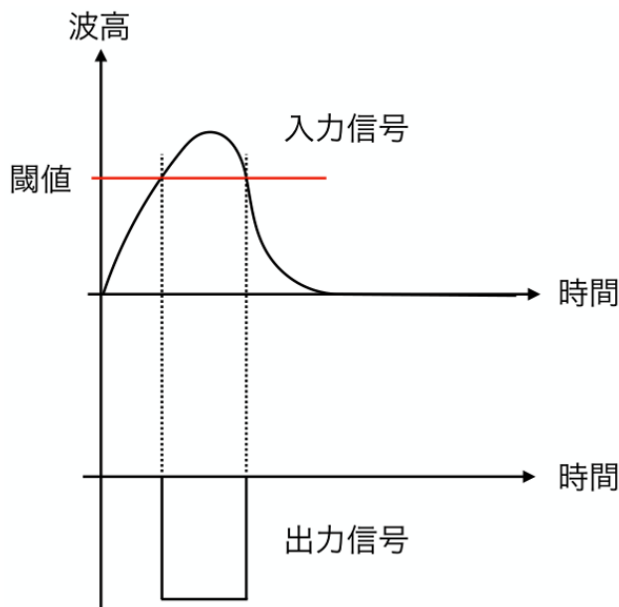


図 2.15: ディスクリミネータからのトリガー出力信号の模式図 [14]。

第3章 シリコンストリップ検出器

半導体物質の中でもシリコンは荷電粒子の飛跡検出器に最も使用されている物質である。シリコンは素粒子・原子核実験に限らず汎用的に使用されている物質であるうえ、室温環境下での安定した使用が可能な為である。安定性の問題から、シリコン検出器のサイズの上限は数十センチ角となっている。そのため同じ立体角を囲む場合でも大面積のカバーが必要な領域での使用は適しておらず、標的への距離が小さい領域に小面積を覆う形で使用されることが多い。そのためシリコン検出器は非常に高いレベルの放射線環境下で使用されることが多く、その放射線耐性については多くの研究が成されている [3]。半導体を用いた飛跡検出器が広く使われる以前には、荷電粒子の飛跡検出には主にガス飛跡検出器やエマルジョンが使用されていた。磁場環境下での位置検出器の電子化に伴い、本来主にエマルジョンが使用されていた領域での位置検出機としてシリコン検出器は広く利用されるようになった。

シリコンストリップ検出器 (SSD) はシリコンの板に表面に電流読み出し用のストリップを一定間隔で設置することにより、シリコンを通過した荷電粒子の位置を測定することができる位置検出器である。J-PARC E16 実験 Run0 で使用した SSD は、シリコン表面にストリップを平行に設置した二次元での位置検出が可能なタイプであるが、両面に直交するようにストリップが設置された二次元での位置検出が可能なダブルサイドシリコンストリップ検出器も一般的に使用されている。ワイヤーチェンバーやガス検出器に代表される位置検出器の中でも半導体検出器は単位面積当たりの製作コストが高いという欠点はあるが、高位置分解能・高時間分解能かつ磁場環境下でも使用が可能など利点が多く汎用性が高い位置検出器である。この章ではシリコン検出器の基本原理について述べる。

3.1 半導体としてのシリコン

シリコンは地球上では酸素に次いで多く存在する元素であるが、半導体としてシリコンを使用する場合には高い純度の実現が不可欠である。シリコンを半導体として使用するためには単結晶構造の 99.99999999 パーセント以上の純度が必要である [12]。シリコンであるケイ素は 4 価の元素であるため、単結晶構造では単位格子に 8 個のシリコン原子を含むダイヤモンド構造となっている。シリコン結晶中の不純物として価数の異なる不純物が混ざるとシリコンとの共有結合の際に、価電子の過不足を起こす。半導体中の電荷の移動はそれらを介して行われ、電子と正孔はキャリアと呼ばれている。

シリコンは電子のエネルギー準位がバンド構造を持っており、電子が存在できるエネル

ギー帯として伝導体と価電子帯が存在し、その間に電子の存在が許されない禁止帯が存在する。禁止帯のエネルギー幅をバンドギャップ E_g と呼ぶ。バンドギャップ E_g の大きさによって物質の電気伝導度が決定されるが、シリコンは 300K 環境下で $E_g = 1.1\text{eV}$ であり、室温での電子の平均運動エネルギーの 50 倍程度である。そのため、電子が容易に伝導体に移ることができる。

純粋なシリコン物質の場合、電荷が保存されるために電子とともに同数の正孔が生じる。しかしながら高純度のシリコン物質の作成時に不純物としてシリコンの価数とは異なる元素が混ざる。例えばこの時含まれた不純物の価数が 5 価でシリコンよりも価数が多い場合には、シリコン原子と共有結合した際に価電子の電子が余る。この時余った電子はシリコン物質内でキャリアとして働く。そのような場合には、シリコン物質内ではキャリアとしての役割は殆ど電子が担う。こういった半導体は n 型半導体と呼ばれている。これとは逆にシリコンよりも価数の小さい、例えば 3 価の元素が不純物として含まれる場合にはシリコンと共有結合を行った際に価電子が不足するため、キャリアとしての役割は殆ど正孔が担う。こういった半導体は p 型半導体と呼ばれている。特に不純物の濃度が高いものは、それぞれ n^+ 型半導体、 p^+ 型半導体と呼ばれている。シリコンストリップ検出器には、n 型半導体に p^+ 型半導体を接合したシリコンが汎用的に使用されている。n 型半導体と p 型半導体が結合されると、結合部分においてそれぞれが過剰に持っている電子と正孔対が再度結合する。それぞれの半導体は元々電氣的に中性であったため、電子と正孔対の再結合によってそれぞれの半導体は結合部分において電荷を帯びるようになる。つまり、n 型半導体の接合部分は正の電荷、p 型半導体の接合部分は負の電荷を帯びるようになる。それにより接合部分には電気勾配が起きる。この領域はキャリアが存在せず、空乏層と呼ばれる。荷電粒子の通過などが原因で空乏層内部に電子・正孔対のペアが生じた場合、接合部分の電気勾配により電子は n 型半導体の方へ、正孔は p 型半導体の方へ流れる。空乏層の厚みは、接合したシリコンに逆バイアスをかけることによって広げることが出来る。(n 型半導体の方が正の電圧となるように印可する。)

空乏層の厚み d は以下の数式によって表すことが出来る [16]。

$$d \approx \sqrt{2\varepsilon\rho\mu_e V} \quad (3.1)$$

ここで、 ε は誘電率、 ρ は抵抗率、 μ_e は電子の易動度、 V はバイアス電圧である。ここから、空乏層の厚みはバイアス電圧の二乗根に比例することがわかる。主に空乏層の厚みなどに関わるシリコン特性の数値は表 3.1 の通り。

原子番号	14
密度	2.33 g/cm ³
比誘電率	12
電子易動度	1350cm ² /(V · s)
正孔易動度	480cm ² /(V · s)
電子 正孔対当たりのエネルギー (300K)	3.62 eV
電子 正孔対当たりのエネルギー (77K)	3.76 eV
放射線長	9.36 cm

表 3.1: シリコンの主な特性 [16]。

飛行する荷電粒子が物質中を通過すると、物質中の電子や原子核との相互作用によりエネルギーを失う。シリコン内を通過した際にも荷電粒子は勿論エネルギーを失い、シリコンの空乏層内でエネルギーを失った場合にはそのエネルギーは電子・正孔対の生成エネルギーとして消費される。荷電粒子が物質を通過する際に失うエネルギーはベータプロットの数式によって表現されており、経験的によく数値を再現することが出来る。荷電粒子が物質を通過する際に失うエネルギーは第一次近似では、物質の厚みに比例する。そのため接合したシリコンを用いて荷電粒子の飛跡測定を行う場合には空乏層を最大限に広げて使用する。この時のバイアス電圧は全空乏化電圧と呼ばれており、全空乏層化電圧 $V_{fulldepletion}$ は数式 (3.1) を用いて以下の数式 (3.2) のように表される。

$$V_{fulldepletion} = \frac{D^2}{2\epsilon\mu_e\rho} \quad (3.2)$$

ここで、D はシリコンセンサー部分の厚みである。SSD に関して全空乏層化電圧は重要なパラメータであり、降伏電流がない状態でオペレーションを行う際に必要な電圧の最小値となっている [3]。発生した電子・陽電子対はバイアス電圧によって移動しシリコン上下の電極によって収集される。SSD ではこの電極に数ミクロン程度の幅をもった多数のストリップを用い、どのストリップから信号としての電流が流れたかを観測することで荷電粒子の通過位置を検出する。

上で述べたように、シリコンのギャップ幅 E_g は室温での電子の熱運動平均エネルギーの数十倍程度でしかないため、逆バイアスをかけた場合には荷電粒子のシリコンの通過など起こらなくても、熱運動する電子のエネルギーがギャップ幅 E_g を上回ることによって微弱な電流が流れ続ける。これをバルク暗電流と呼ぶ。万が一、半導体に対して耐電圧を上回るバイアスをかけるなどして絶縁が破れてしまった場合には、通常を上回る暗電流が流れることになる。

シリコン内で一対の電子-正孔対を生成するために必要なエネルギーは300K の場合 3.62eV であり、今回の実験で使用した厚さ 300 μ m のシリコンの場合では、最小損失粒子に対して凡そ 22000 個の電子-正孔対のペアが生成される [16]。

3.2 検出原理

図 3.1 は SSD での荷電粒子検出原理の模式図である。半導体であるシリコンにバイアスを状態に荷電粒子がシリコンを通過すると、粒子がシリコン中で失ったエネルギーに比例した数の電子と正孔対のペアが生成される。シリコンにかけられた電場によりこれらの電子と正孔はシリコンを挟む電極に収集される。p+電極には信号読み出し用のアルミニウムストリップが併設されており、独立したストリップを通じて電流を信号として読み出すことにより荷電粒子の通過位置を検出する。この場合、正孔が電流の形で p+電極から信号として読み出される。

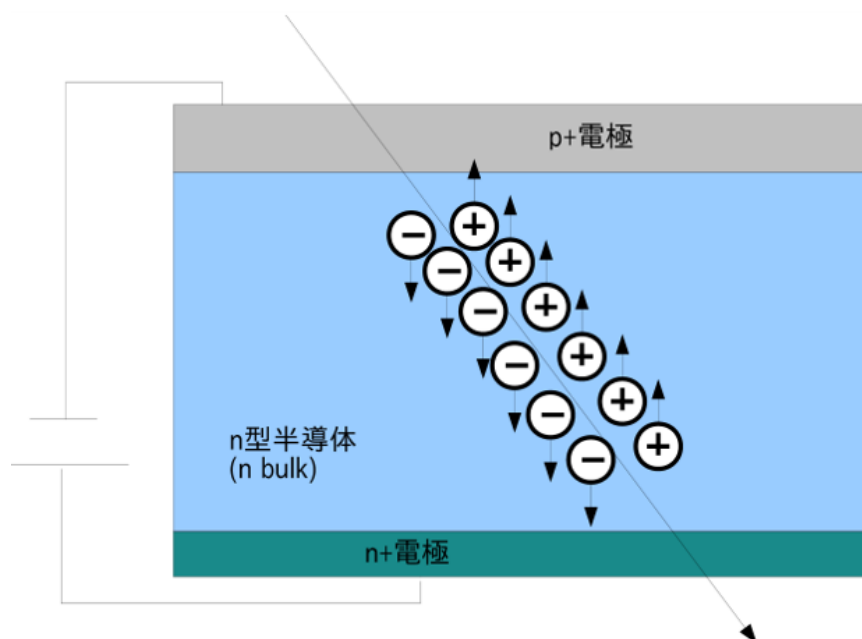


図 3.1: シリコンストリップ検出器の動作原理 [16]。

図 3.2 は今回の実験で使用した SSD であり、一次元での荷電粒子の読み出しが可能なタイプである。図 3.2 でのシリコンセンサー部分の幅は凡そ 61 mm であり、80 μm ピッチで計 768 本のストリップが搭載されている。そのため、80 μm 毎での位置検出が可能であり、単体での位置分解能は $80/\sqrt{12} = 23 \mu\text{m}$ と期待される。シリコンセンサー下部には 6 枚の APV25-s1 チップが搭載されており、一枚のチップで 128 本のストリップの信号に対して ADC 変換を行い、波形サンプリングを行いデジタル信号として読み出すことができる。

3.3 データの読み出し

SSD センサーからの波形の読み出しは LHC の CMS グループによって開発された APV25-s1 チップ [5] を用いて行った。APV25-s1 チップは最大 128 チャンネルの波形の読み出しが可能であり、多チャンネルの信号の読み出しが必要となる位置測定を目的とした検出器

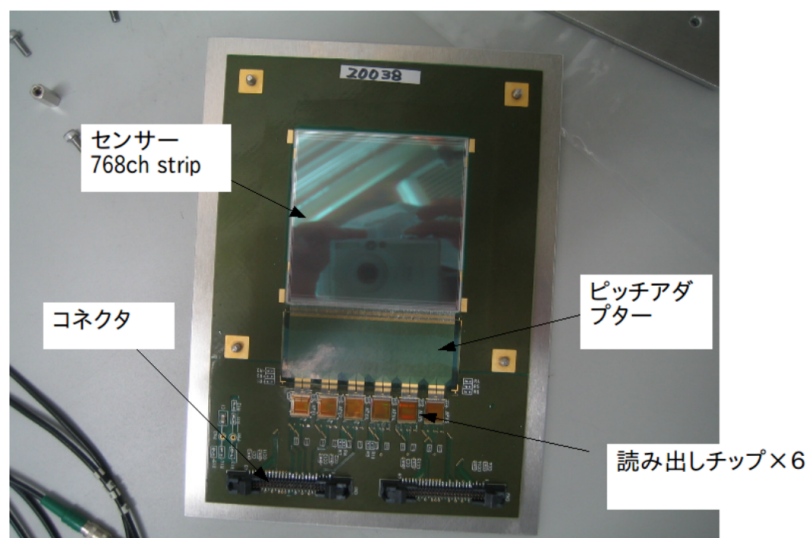


図 3.2: 本実験で使用したシリコンストリップ検出器 [16]。

の読み出しに使われ、CMS 実験で使用される SSD の読み出を目的に開発された ASIC である [5]。APV 内部には図 3.3 のような回路が搭載されている。図中でマルチプレクサーよりも左に書かれている部分は 128 チャンネル並列に搭載されている。各ストリップで信号として取得した電流値は、回路内部のプリアンプとシェイパーによって増幅、整形される。APV25-s1 チップには外部から 40 MHz のクロック信号を入力して使用する。チップ内には 128 チャンネルのプリアンプとシェーパー回路が搭載されている。また、それぞれのチャンネルに対して並列に 192 チャンネルのアナログメモリが搭載されているため 40 MHz で 198 サンプルの波高情報を保持することができる [5]。チップに対してトリガー信号が入力されると、25 nsec 毎のアナログ信号がサンプル/ホールド回路を介し 128 チャンネル分の波高情報が、順次差動信号として出力される [16]。出力された差動信号は複数回サンプリングされ、サンプリングの回数は 1 回から 30 回までの間で可変である。搭載された 192 チャンネルのアナログメモリに波高情報が保存されているため、SSD がトリガー信号を受け取り最大 192 サンプルまで遡り ADC を記録することが可能となっている。図 3.4 は APV25-s1 チップで行われている波形サンプリングの模式図である。今回は 25 nsec 間隔で計 8 回のサンプリングを行い、データを取得した。

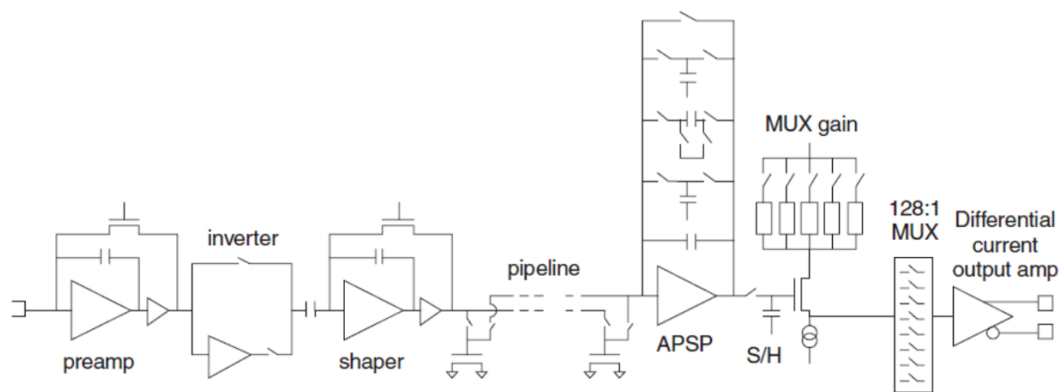


図 3.3: SSD からの信号の読み出しに使用した APV25-s1 チップの内部構造 [16]。

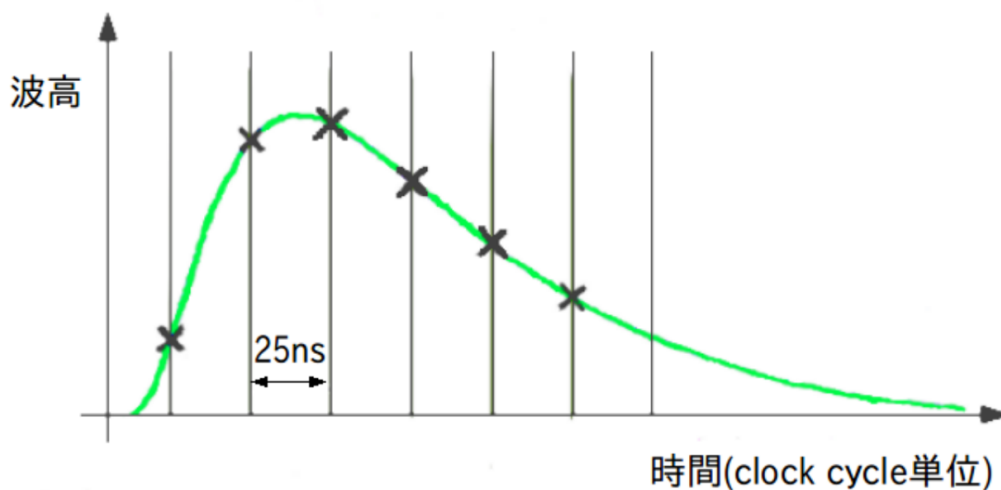


図 3.4: APV チップで行っている波形サンプリングの模式図 [16]。

3.4 読み出しシステム

3.4.1 DAQ システム

Run0 で使用したシリコンストリップ検出器のデータ読み出しに使用している APV25-s1 チップのバックエンドには APV25-s1 専用の読み出しモジュールである APVDAQ-VME [4] を使用した。すなわち、APV25-s1 チップのオペレーションは APVDAQ-VME を用いて行った。一つの APVDAQ-VME モジュールでは最大 4 枚の APV25-s1 チップのオペレーションが可能であるが、Run0 での使用の際には各モジュールで 3 枚のチップのオペレーションを行った。AOVDAQ-VME モジュールでは、チップに対してのクロック、トリガー、

リセット信号の分配、チップのスローコントロール(電源の ON/OFF および各種設定パラメータの書き込み)、およびチップからの出力信号を内蔵の Flash ADC で読み取り FPGA への記録を行う。

Run0 では合計 12 枚の APVDAQ-VME を使用し、2 枚の XVB コントローラを用いて動作させたため、各コントローラで 6 枚の APVDAQ-VME を動作させた。本来一つのコントローラで複数台の AOVDAQ-VME を使用する場合には、一台がマスター(主)となり、それ以外がスレイブ(副)として動作させる。しかし今回は使用されていたソフトウェアの仕様により、すべての APVDAQ-VME モジュールをマスターとして使用した。

図 3.5 は SSD のデータ読み出しシステムの模式図である。APVDAQ-VME モジュールと APV25-s1 チップとの間には Repeater と呼ばれるモジュールを設置している。Repeater モジュールと APVDAQ-VME モジュールは 2 本の専用ケーブルと、32 ピンのフラットケーブルによって接続されている。それぞれのケーブル 30 メートルの長さを有しており、2 本の専用ケーブルではそれぞれ APV チップからの読み出し信号、クロック及びトリガー信号の送受信が行われている。フラットケーブルではスローコントロールを行う信号の送受信を行う。30 メートルもの距離の信号のケーブルでの送信に耐えるよう、Repeater モジュールにはハイパスフィルタが搭載されており、APVDAQ-VME モジュールへの信号の送信を行う前に高周波成分のノイズを抑制を行っている。また、Repeater モジュールにはシリコン部分へのバイアス (80V) 及びチップ動作の定電圧 (-5.0V, 5.0V) を印加するためのコネクタも搭載されている。

コントローラ内で操作されているソフトウェアには理化学研究所の NBBQ が使用されており、NBBQ 上に新たに定義された APVDAQ-VME 及び APV25-s1 チップを操作するための関数群があり、それらを用いて DAQ システムが構成されている [16]。

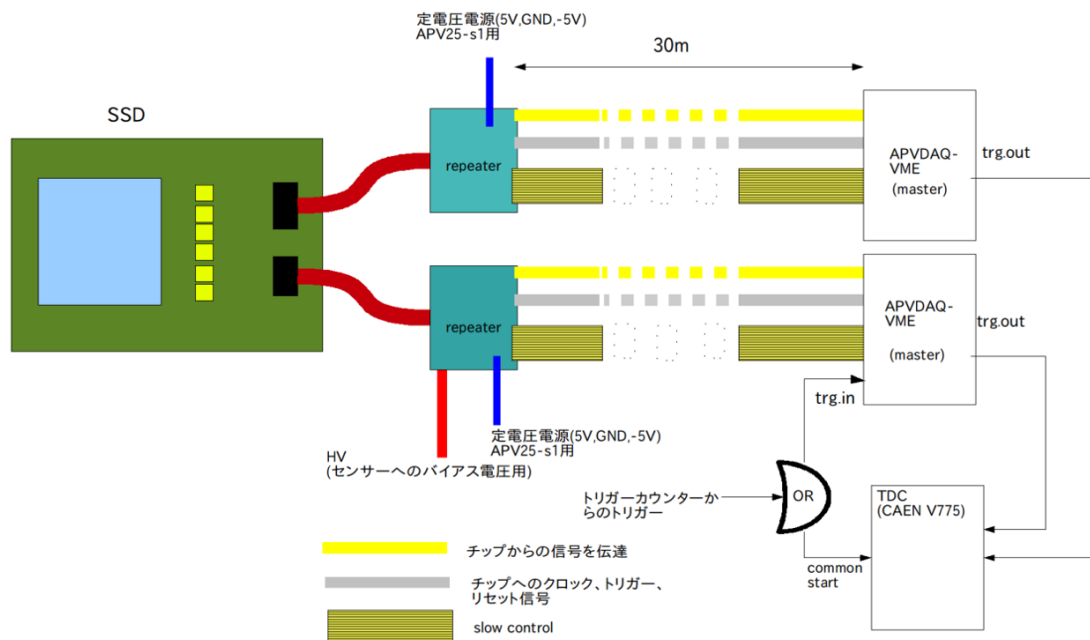


図 3.5: シリコンストリップ検出器におけるデータ読み出しシステムの模式図 [16]。

3.4.2 トリガータイミング

APV25-s1 チップは動作クロックに同期してトリガーをかける。Run0 では 40MHz でのクロック信号を用いて APV25-s1 チップのオペレーションを行ったため、25 nsec 単位でのトリガー情報しか取得することができない。より高い精度の時間情報を得るため、トリガータイミング補正用の TDC として CAEN V775 モジュールを使用した。CAEN V775 モジュールでは 30 psec 単位で時間情報を取得することができる。本実験でのメインの DAQ のクロック数は 125 MHz であり、APV-25s1 チップのクロック間隔 25 nsec に対して、8 nsec 間隔でトリガーが分配される。CAEN V775 ではトリガー信号を受け取ってから最初の APV クロック信号のエッジまでの時間を記録した。

3.4.3 データ構造

APV25-s1 チップではひとまとまりの信号で 128 チャンネル分の電流を電圧値として読み出した ADC として送ることができる。データ構造は図 3.6 の通りである。APV25-s1 チップからの出力は -4 mA から 4 mA までの差動電流を用いて行われる。40 MHz クロックを用いて動作を行っている場合には 0 を表す論理レベルを出力し続け、70 クロックごとにクロックに同期した同期パルス (synchronisation pulse) と呼ばれる、データのやり取りのタイミングを合わせるために使用されるパルスが出力される。トリガーを受け取ると、その次の同期パルスの出力を終え次第取得データの出力を始める [5]。ペDESTAL データ取得の際の読み出しテストでは、APVDAQ-VME の各モジュール内でそれぞれの APV25-s1 チップのクロック信号の同期を確認している。

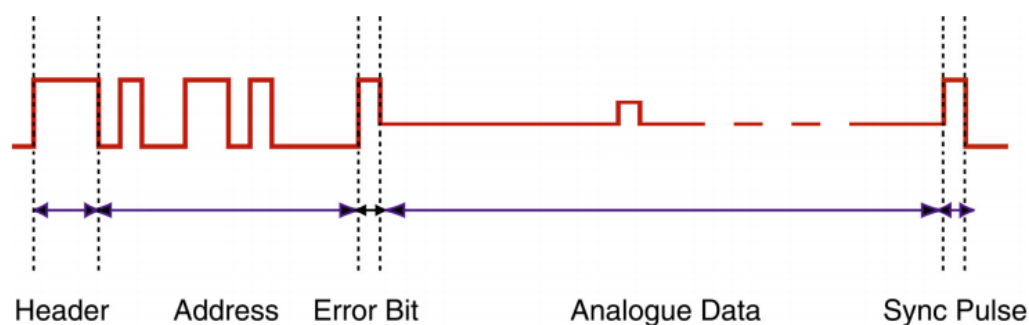


図 3.6: APV25-s1 チップから送られてくるデータの構造 [5]。

ヘッダーを表すデジタル信号は 3 つの bit で構成されており、常に "111" を出力するように設計されている。またアドレスを表現する 8 つの bit 信号は、192 セル搭載されているアナログメモリのアドレスを示しており、同じクロック、同じトリガーによって取得された信号にはすべての APV25-s1 チップから同じ値が出力される。アナログデータには 128 チャンネル分の ADC 情報が含まれている。アナログデータ部分の個数は、あらかじめ指定したサンプリング数に一致し、一つのアナログデータ部分で 128 チャンネルの波形

の1サンプルのADC値が含まれている。アナログデータ部分の信号のADCのチャンネルの順番はストリップの並びと一致しておらず、アナログデータ部分のn番目のADC値は、以下の数式(3.3)に従った順番に対応するチャンネルのADCである[5]。図3.7はペDESTALデータの取得のためにAPV25-s1チップを使用して取得した際の生データである。データ取得は8サンプリングで行ったため、8つのアナログデータ部分と8つのヘッダー及びアドレスデータ部分、同期パルスが見えている。図3.8は図3.7の1サンプル分のデータ出力部分を拡大した図であり、図中にて実際に出力されるデータ構造を説明している。

$$ch = 32 \times n(\text{mod}4) + 8 \times \text{int}(n/4) - 31 \times \text{int}(n/16) \quad (3.3)$$

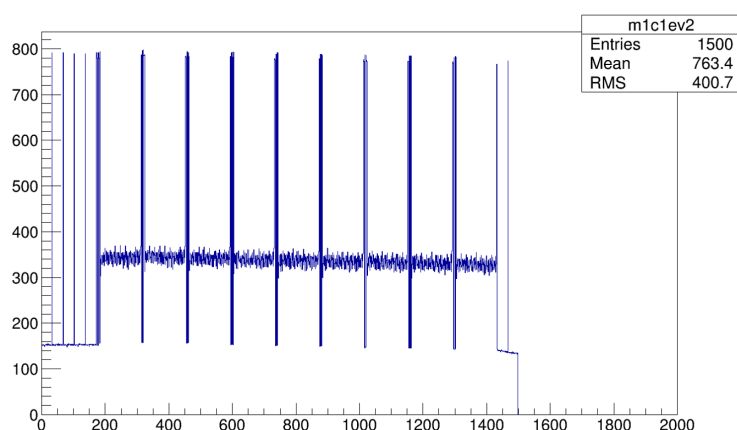


図 3.7: APV25-s1 チップを使用して取得したペDESTALデータの生データ。

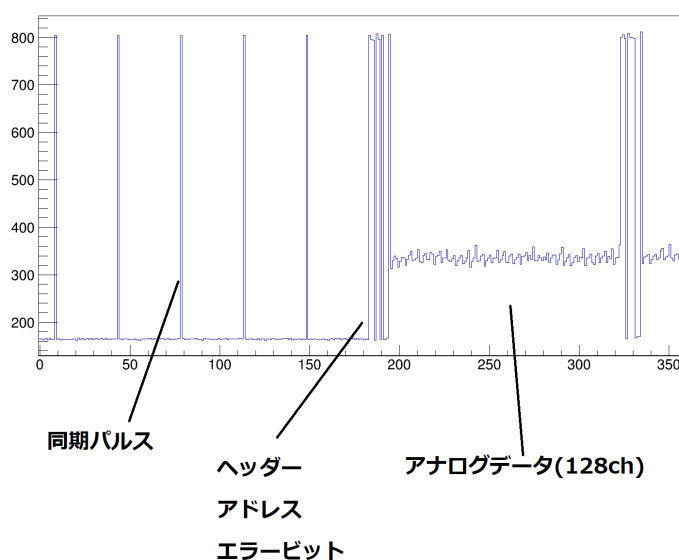


図 3.8: APV25-s1 チップから出力される生データのデータ構造。

第4章 J-PARC E16実験Run0a

4.1 高運動量ビームライン

本実験で使用した高運動量ビームラインでは30.9 GeV/cの高運動量の陽子を 1.0×10^{10} /spillの高レートで取り出すこと目標に建設され、2020年2月に完成した。1spillは凡そ2秒かけて取り出しがなされる。J-PARCのハドロン実験施設での他のビームラインでは、2次粒子生成に使われている既存の一次ビームラインである A-line を通じて1次陽子を生成標的に衝突させることで発生する二次粒子を使用して実験を行っている。高運動量ビームラインでは1次陽子がハドロン実験施設に届く以前にスイッチャード分岐点にてランバートソン電磁石を用いてその0.1%ほどを取得し、輸送する。表4.1はハドロン実験施設内でのビームラインの位置関係である。

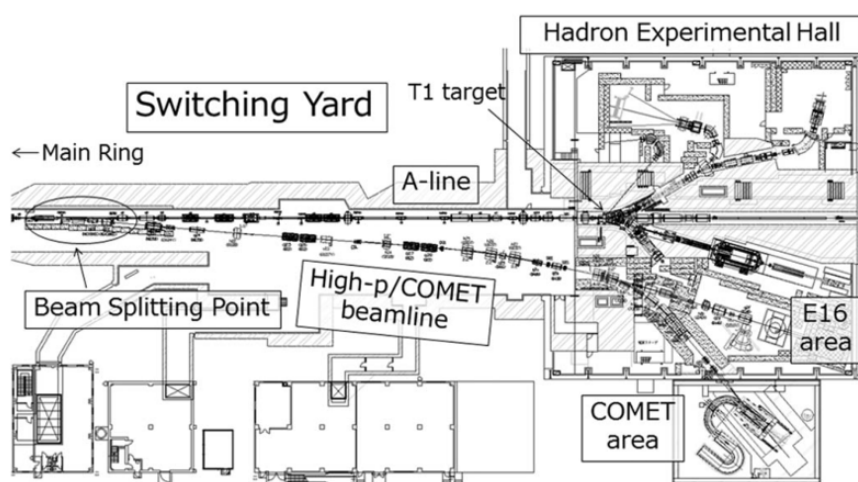


図 4.1: ビーム分岐点のスイッチャード及び高運動量ビームライン [9]。

4.2 Run0a

E16実験は2020年6月に初のコミッションングランとしてデータの取得を行った。ビームタイムは2020年6月4日から2020年6月20日までの期間で実施され、そのうち16日間で計158時間のデータ取得を行った。E16実験で元来想定されているビーム強度は 1.0×10^{10} /spillであるが、Run0aでは凡そ 1.0×10^8 /spillから 1.0×10^{10} /spillのビーム強度でのデータ取得を行った。下の表4.1はビームタイムのビーム強度での内訳である。

ビーム強度 (approx.) [/spill]	ビームタイム [hour]
1.0×10^8	37
5.0×10^8	4
1.0×10^9	31
5.0×10^9	73.5
1.0×10^{10}	10.5
no beam	2

表 4.1: Run0a でのビームタイムでのビーム強度の内訳。表中に記したビーム強度はおおよその値であって変動しているが、正確な値はスピルごとにイオンチェンバーによって計測されている。

4.3 解析に使用したデータ

本解析では FM 電磁石での磁場の印加が行われていない、 5.0×10^9 /spill 環境下での直線で飛行する荷電粒子の測定データに絞って解析を行った。下の表 4.2 は解析に使用したデータの内訳である。ビーム強度の測定はビームダンプ手前に設置されたイオンチェンバー (IC) を用いて行った。IC での 1 チャンネルは 1.09×10^8 個の陽子に相当する。

トリガー発行回数	697802
スピル数	806
IC の合計	32972
ビーム強度 [/spill]	4.5×10^9

表 4.2: 本解析に使用したデータのビーム強度。

4.3.1 ビームプロファイル

実験で使用したビームの断面を表すプロファイルの測定にはターゲットチェンバーのすぐ上流に設置したイオンチェンバー (IC) を用いた。図 4.2 は X 方向のビームプロファイルである。標的に入射した陽子ビームの X 方向の幅は 1.4 mm 程度である。また図 4.3 は Y 方向のビームプロファイルである。

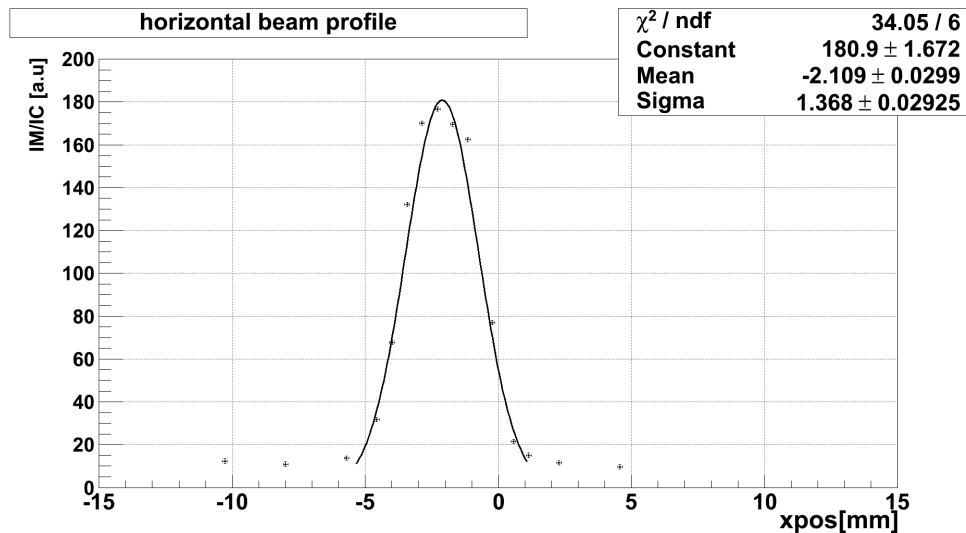


図 4.2: 本解析で用いた陽子ビームの X 方向 (地面に平行) のビームプロファイル。X 方向にはオフセットが乗っており、グローバル座標系と原点は一致しない (調整前)。

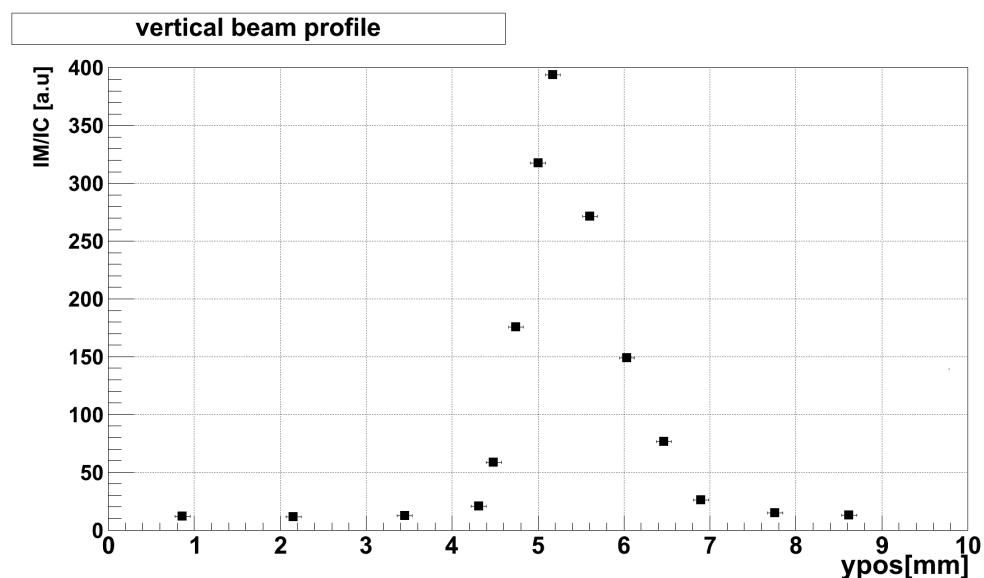


図 4.3: 本解析で用いた陽子ビームの Y 方向 (地面と垂直) のビームプロファイル。Y 方向にはオフセットが乗っており、グローバル座標系と原点は一致しない (調整前)。

4.4 飛跡測定

E16 実験においては粒子の飛跡測定を 1 層の SSD と 3 層の GTR にて行う。SSD と GTR の中心を通る法線は 3 枚ある標的のうち中心の標的 (本実験のグローバル座標の原点と一致) を通過するように設置されている。中心の標的からそれらの検出器の中心までの距離は??のように二つの場合があるが、凡そシリコンストリップ検出器が 100 mm であり GTR100、GTR200、GTR300 に対してそれぞれ 200 mm、400 mm、600 mm である。本

論文では FM 電磁石による磁場が印加されていないデータの解析のみを行うが、将来的には磁場環境下での磁場再構成を行うことができれば運動量を知ることができ HBD 及び LG を用いた電子の同定が可能となる。図 4.4 は今回の実験での SSD のセットアップである。標的を取り囲むように計 6 枚の SSD を使用した。写真中央の検出器の間を陽子ビームが通過する。また白い遮光部に見えている長方形がシリコンセンサー部分に該当する。

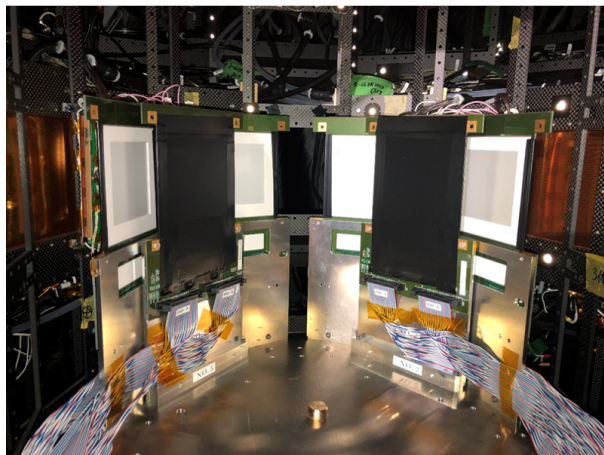


図 4.4: Run0 での遮光済み SSD のセットアップ。

4.5 E16 実験での SSD の役割及び想定性能

E16 実験で使用する SSD では、 $30\ \mu\text{m}$ の位置分解能及び $4\ \text{nsec}$ の時間分解能が想定されている。

図 4.5 は E16 のスペクトロメータの各相対論速度での質量分解能のシミュレーション結果を表している。黒丸が SSD を用いない場合での質量分解能を表しており、白丸が今回の実験で使用した $0.3\ \text{mm}$ の厚みを持ち $30\ \mu\text{m}$ の位置分解能を持つ SSD を使用した場合の質量分解能である。飛跡検出器として SSD を置くことによってシリコンによる多重散乱が起こるが、 $30\ \mu\text{m}$ の位置分解能を仮定することによって、SSD の設置による質量分解能の悪化が無いことがシミュレーションによって確認されている。

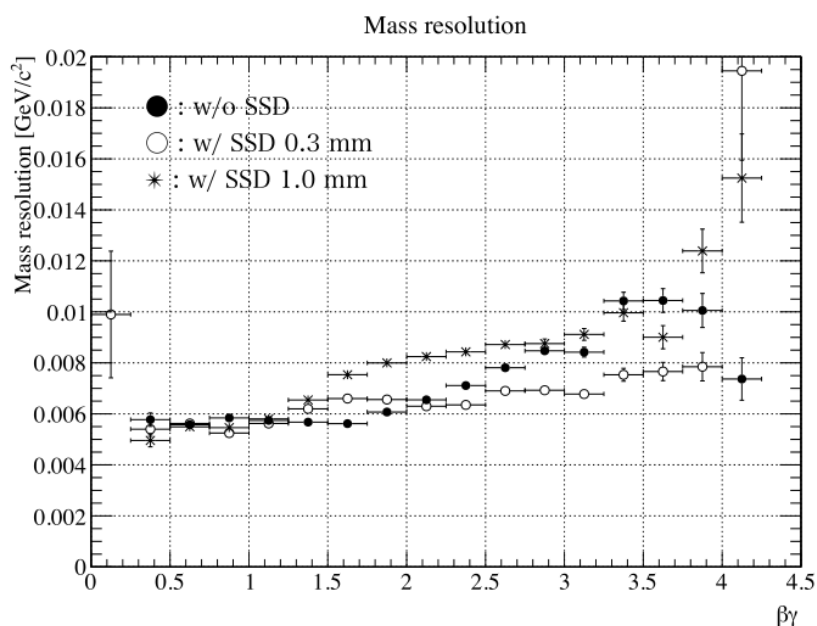


図 4.5: E16 スペクトロメータの質量分解能の SSD の有無による違い (シミュレーション結果) [19]。

シミュレーションにより標的由来の粒子によるビームに近い GTR100 (モジュール 104、106) の係数率は 5 kHz/mm^2 程度と見積もられており [10]、同じ立体角を覆う SSD の有感面積は GTR100 の凡そ 4 分の 1 である。そのため、SSD での計数率は標的由来の粒子だけでも 20 kHz/mm^2 であるため、各ストリップの有感面積をストリップ幅 $80 \mu\text{m}$ 、およそその長さ 60 mm を使用すると、 100 kHz/strip の計数率が見込まれる。図 4.5 は今回の実験で使用した SSD の時間分解能のストリップごとの計数率依存性を表しており、 5 kHz/strip の計数率において 4 nsec 程度の時間分解能の実現が報告されている [16]。実験設計におけるシミュレーションでは SSD での時間分解能の値として 4 nsec を与え、SSD の時間情報を用いたバックグランド除去を行っている。そのため本実験での SSD の使用においても同様のパフォーマンスを想定し、SSD での 4 nsec の時間分解能の実現が期待されている。

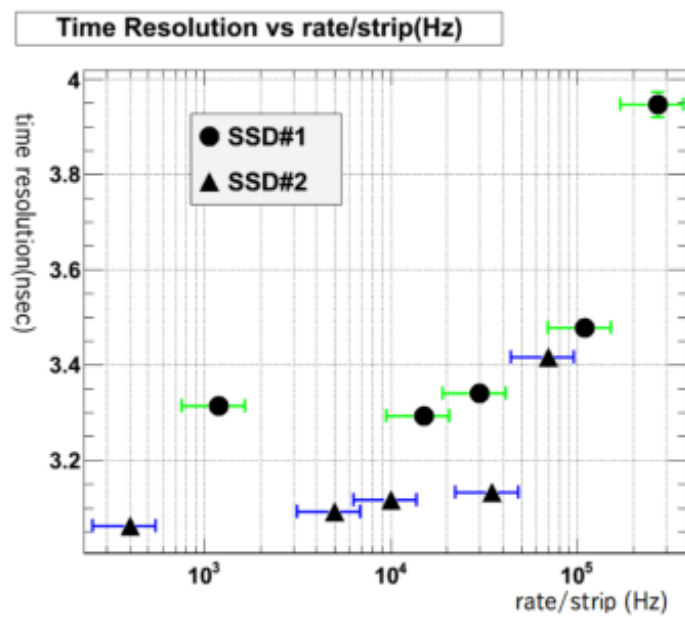


図 4.6: 時間分解能のストリッパー本当たりの計数率依存性 [16]。

第5章 飛跡の再構成

SSD の性能評価のために、標的において生じた反応による飛跡を選んだ。そこで GTR を用いて荷電粒子の飛跡の再構成を行い、その飛跡と SSD の交点と SSD で取得したヒットの残差によって真の飛跡を再構成できることを示す。本解析においては、FM 電磁石の磁場を印加していない状態で取得したデータに対しての解析を行う。この条件では標的から発生する荷電粒子は磁場によって曲げられることなく理想的には直線の飛跡を描く。単純に GTR3 層で取得したデータを用いた直線フィットのフィット結果を持って直線の選別をするだけでは、適切なヒットの組ではない組み合わせで構成された飛跡が含まれる。本章では直線を描く粒子の飛跡の再構成による標的由来の粒子の探索及び、標的に発生した二本の飛跡の同定を行い、バックグラウンドの除去が行えることを示す。また、そのようにして求めた飛跡の SSD 上での残差分布を用いて、本実験環境下での SSD の位置分解能について考察する。SSD 及び GTR の位置関係とモジュール番号を 5.1 に示す。

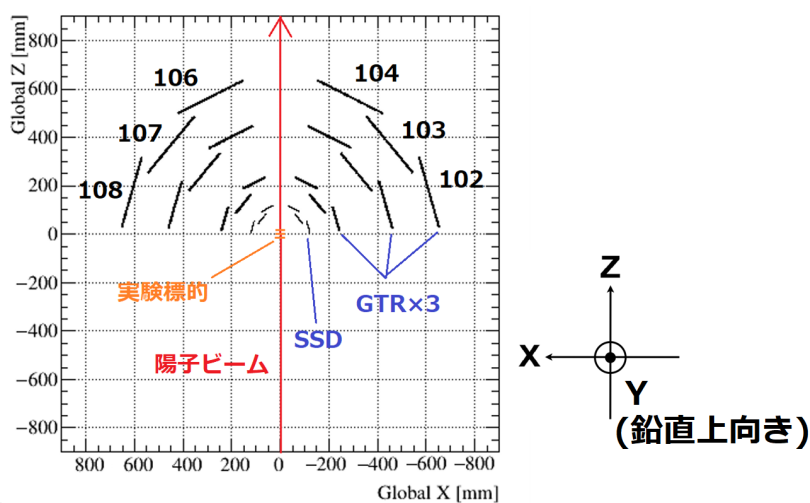


図 5.1: 粒子位置検出器の位置関係。

5.1 位置分解能評価の方法

SSD の位置分解能評価には Run0a で取得した実験データのうち、FM 電磁石による磁場を OFF にし、標的に陽子ビームを衝突させた場合に発生した荷電粒子の直線トラックのデータを使用した。3 層の GTR のヒット情報を使用して再構成した直線トラックのうち、3 枚設置されていた標的のうちいずれかから発生したと考えることのできる直線ト

ラックのみを取り出す。本実験で使用した SSD は一次元のみ粒子の座標を検出することができるため、XZ 平面内で直線トラックと SSD の交点を算出し、SSD でのヒットのうち一番近いヒット点までのセンサー面上の一次元座標での残差を算出する。算出した残差の分布の広がりを直線フィットの誤差 σ_{TRACK} を含めた飛跡位置検出器群の位置分解能 σ_{RES} と定義する。

SSD 上での本物の直線トラックと本物のヒットとの SSD 上での残差はガウス分布に従い、その残差を表す確率変数を X_{SSD} とし、その標準偏差を σ_{SSD} とする。また、GTR のヒット点を用いて構成した直線トラックの SSD 上での予測位置もガウス分布に従った揺らぎを持っており、その位置を表す確率変数を X_{TRACK} とし、その標準偏差を σ_{TRACK} と表す。直線トラックと SSD 上でのヒット点までの距離の残差を見た時の残差を表す確率変数を X_{RES} とすると、上にあげた三つの確率変数は以下の関係を持っている。

$$X_{RES} = X_{SSD} + X_{TRACK} \quad (5.1)$$

上記の数式 (5.1) の右辺の二つの確率変数は互いに独立である。両辺の分散を計算することで、 σ_{SSD} は数式 (5.2) によって表すことが出来る。

$$\sigma_{SSD} = \sqrt{\sigma_{RES}^2 - \sigma_{TRACK}^2} \quad (5.2)$$

SSD の位置分解能 σ_{SSD} は一次元座標上での残差の広がりから直線トラックの誤差を除いた値となる。また、ガウス分布の和がガウス分布に従うことにより、 X_{RES} はガウス分布に従う。 σ_{TRACK} の見積には GTR の位置分解能の値が必要である。本解析を行うにあたって、GTR の位置分解能の算出を行う。

5.2 GTR のマルチプリシティ

本節では GTR 及び SSD のヒットマルチプリシティを記す。図 5.2 は GTR100 ののヒットマルチプリシティである。他のモジュールに比べてより標的から見て前方に位置する 104 及び 106 でのヒットマルチプリシティが大きくなっていることがわかる。なお、108 は当時正しく動作をしていなかったため値が 0 付近になっている。図 5.3 は GTR200 のヒットマルチプリシティ分布を表す。図 5.2 と同様に GTR100 と同様に標的から見て前方に位置する 104 及び 106 でヒットマルチプリシティが大きくなっている。図 5.4 の GTR300 のヒットマルチプリシティ分布は 107 及び 108 のヒットマルチプリシティの値が大きくなっているが、これは当時 104 と 106 のゲインを下げてデータの取得を行っていた為である。

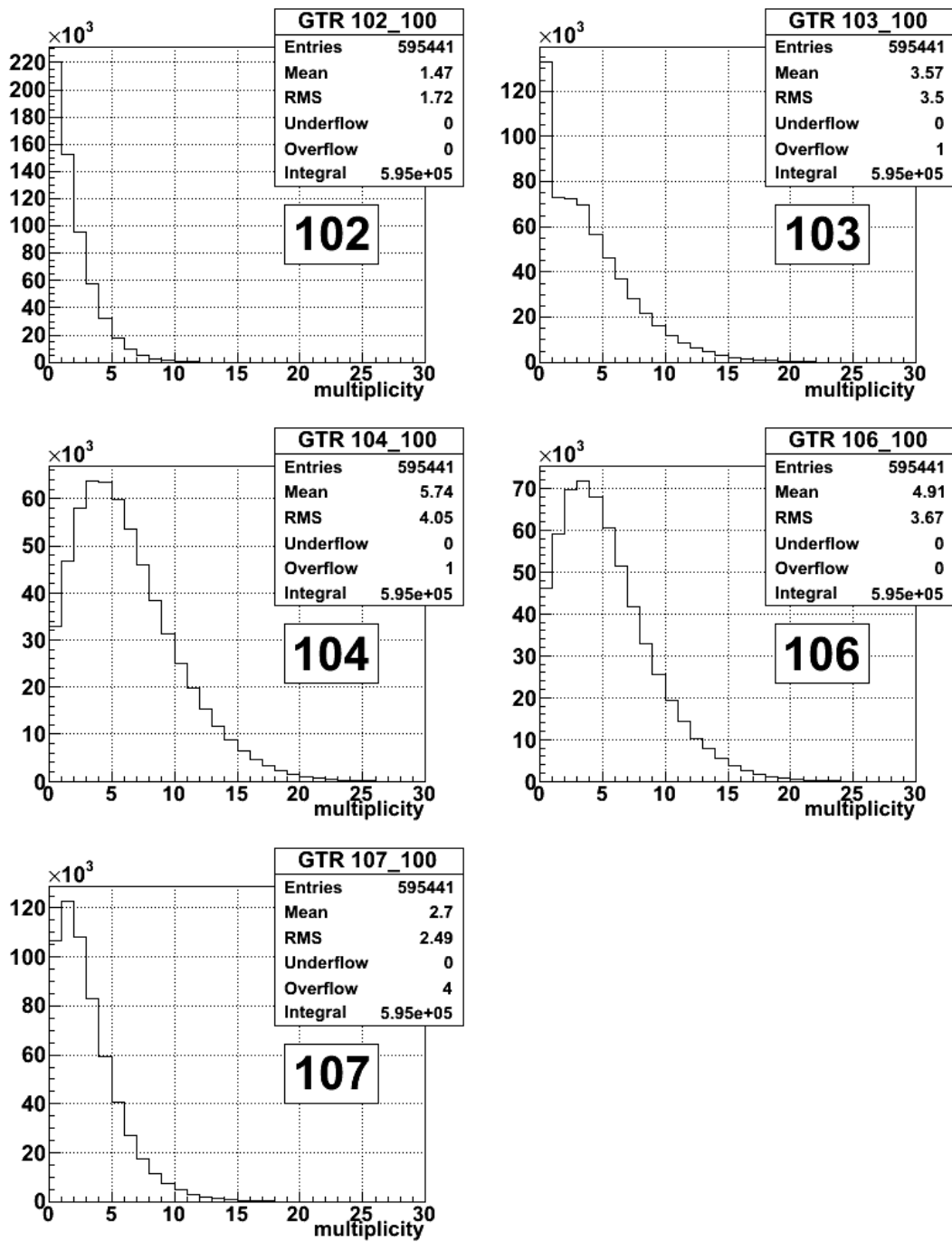


図 5.2: GTR100 (3層のうち最も内側) のモジュール毎のヒットマルチプリシティ分布。モジュールIDは、図 2.9 を参照のこと。縦軸はイベント数。

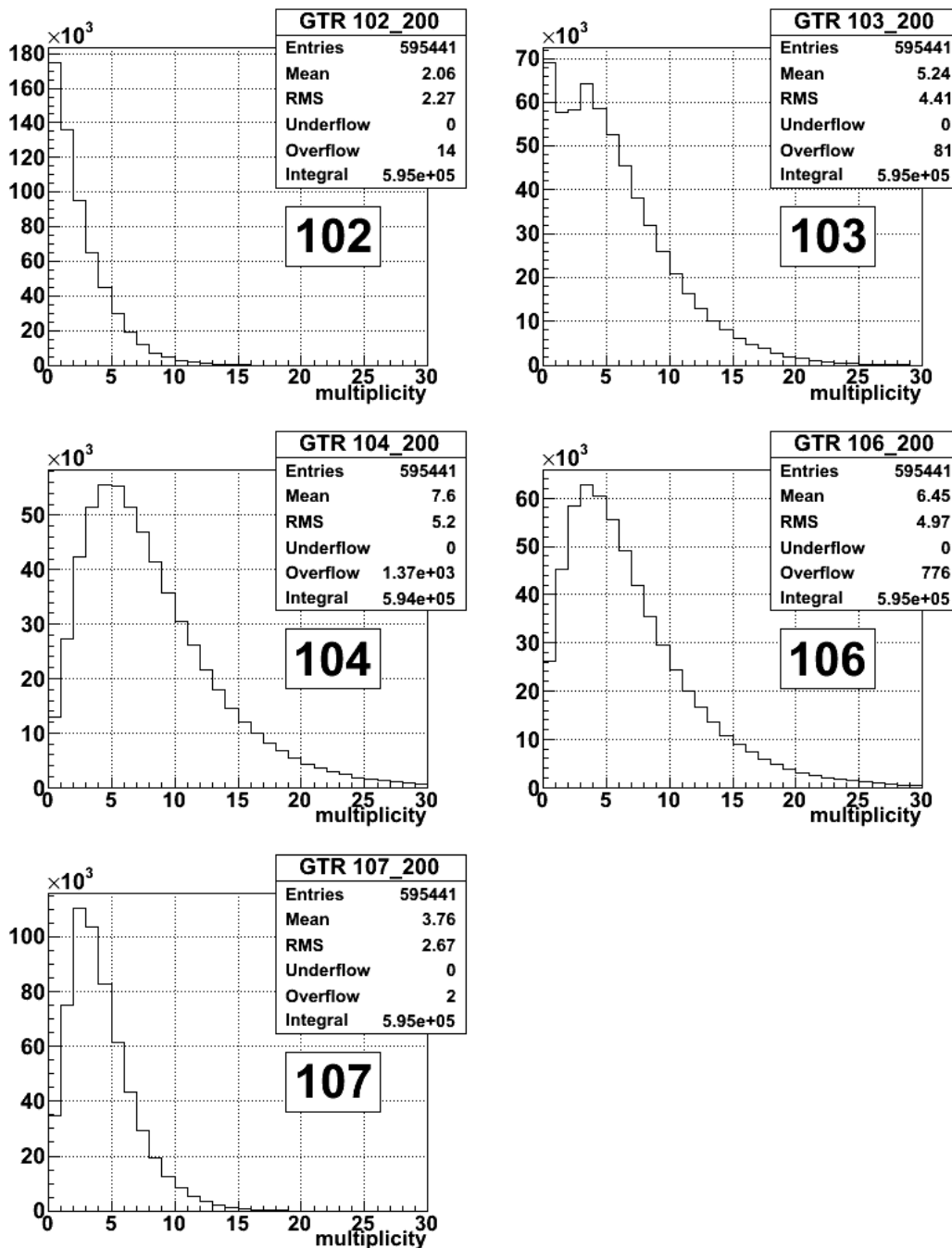


図 5.3: GTR200 (3層のうちの中心に位置する)のヒットマルチプリシティ分布。モジュールIDは、図 2.9 を参照のこと。縦軸はイベント数。

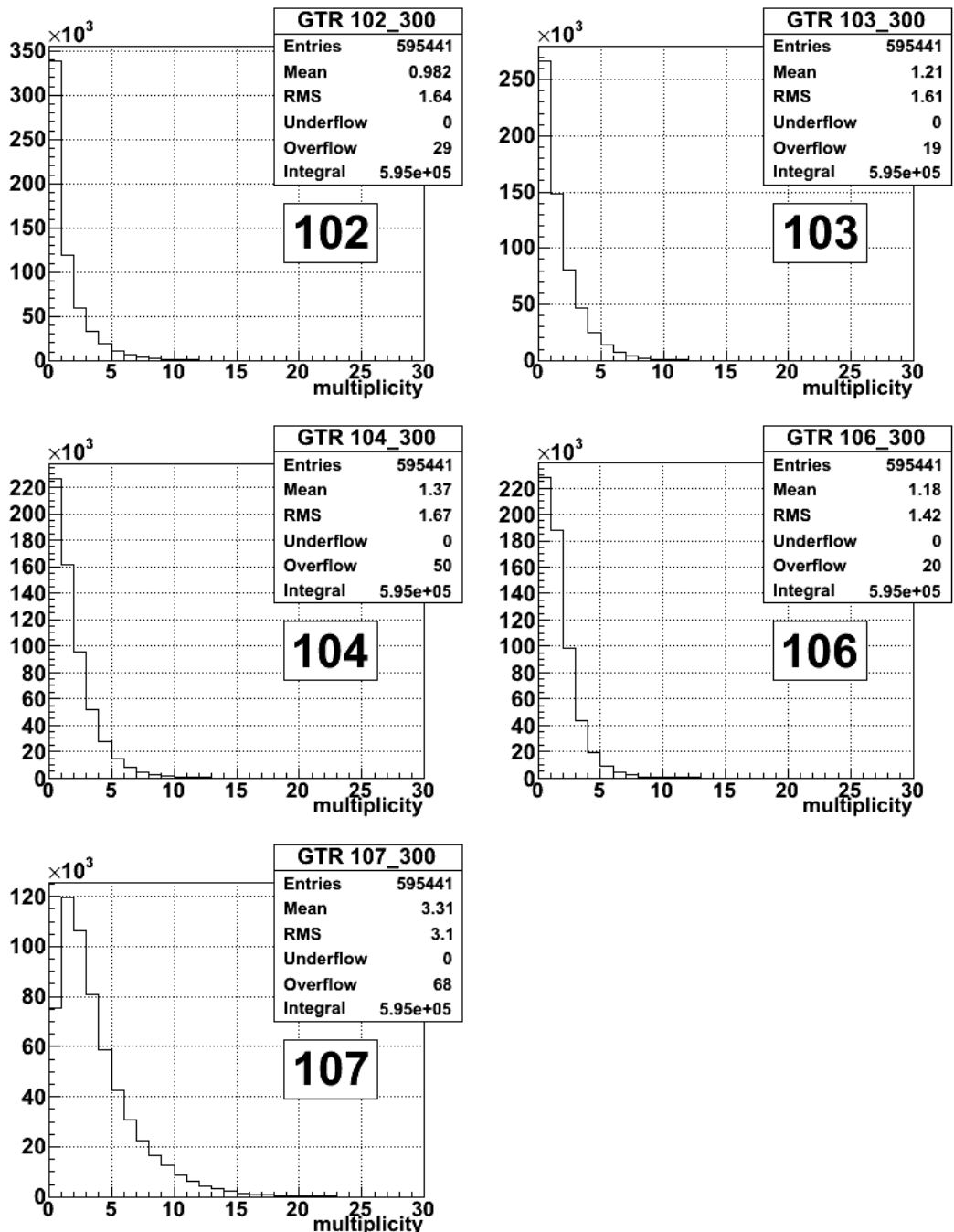


図 5.4: GTR300 (3層のうち最も外側) のヒットマルチプリシティ分布。モジュール ID は、図 2.9 を参照のこと。縦軸はイベント数。

5.2.1 最小二乗法でのフィッティング

3層の GTR を使用して取得したヒット位置のグローバル座標を (x_i, z_i) ($i=100, 200, 300$) とする。また、XZ 平面において該当するモジュールのチェンバー中心を通る法線とビーム軸がなす角度を図 5.5 のように ϕ とする。ストレートトラック探索において最小にしたい量はトラック候補のチェンバーとの交点と、ヒット位置までの距離の二乗和である。そのため、取得した 3 組のデータに対してグローバル座標上でそのまま最小二乗法を行

い $z = \alpha + \beta x$ のような直線を求めてしまうと、単純に Z 方向に対する残差が最小になるようなパラメータを算出してしまうことになる。これを避けるために最小二乗法によるフィットを行う際には、 $\frac{\pi}{2} - \phi$ だけ回転させた $X'Z'$ 平面内でフィットを行った。この平面では X' 軸は GTR の中心を通過する法線と一致する。また、フィットでの各チェンバーでの残差は Z' の値となる。 $X'Z'$ 平面内で求めたフィット直線を XZ 平面での直線に変換する際には、 $X'Z'$ 平面内でのフィット直線が通る 2 点を求め、それらの点を $-\frac{\pi}{2} + \phi$ だけ回転させ、回転後の 2 点を通る直線を求め、それを XZ 平面内での最小二乗法によるフィット直線とした。

最小二乗法でのフィットの結果を評価するパラメータとして、本解析では決定係数 R^2 を使用した。本解析で採用した決定係数は以下の数式で表される。

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_k (z_k - \hat{z}_k)^2}{\sum_k (z_k - \bar{z})^2} \quad (5.3)$$

ここで、 \hat{z}_k は回帰直線によって算出される座標である。観測値 z_k と最小二乗法での回帰直線での内挿値 \hat{z}_k が完全に一致していた場合には数式 (5.3) の第二項が 0 になるため、決定係数は最大値の 1 をとる。

最小二乗法でのフィットの場合には相関係数

$$r_{xz} = \frac{\bar{xz} - \bar{x} \cdot \bar{z}}{\sqrt{\bar{x}^2 - (\bar{x})^2} \sqrt{\bar{z}^2 - (\bar{z})^2}} \quad (5.4)$$

を用いて、

$$R^2 = r_{xz}^2 \quad (5.5)$$

と表されることが知られている [20]。

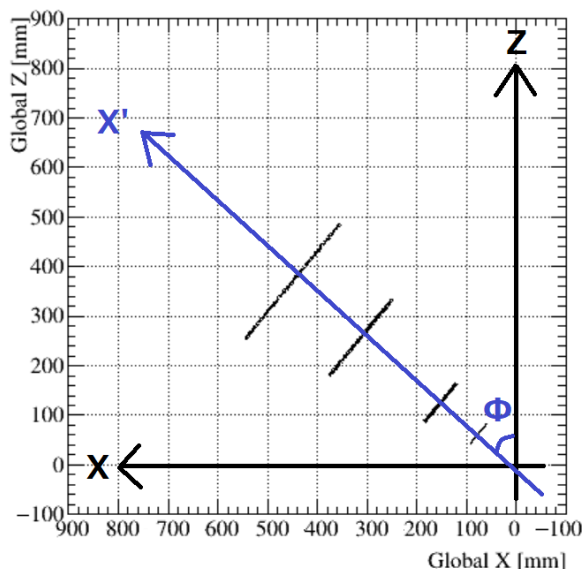


図 5.5: 最小二乗法での座標系。

5.3 直線トラック探索

Run0a では FM 電磁石に磁場を印加して取得した通常のデータに加えて、検出器の座標校正用の参照用データとして FM 電磁石に電圧を印加せずに実験用ビームを標的に当て、散乱した粒子を全ての検出器で取得した。電圧が印加されていないため、発生した粒子は荷電粒子でも磁場によってその飛跡を曲げられることなく、直線の飛跡を描く。図 2.9 のように本実験では粒子の飛跡検出器として 1 層の SSD と 3 層の GTR を使用している。SSD での位置分解能評価のためには荷電粒子の飛跡を正しく再構成したと保証できる直線トラックが必要であり、本解析では GTR の取得データを用いて直線トラックを再構成した。

Run0a では 6 枚の SSD を使用し、各センサーにはビーム軸からの角度に応じて全検出器で共通のモジュール番号が割り振られている。各モジュールはその中心を通る法線が、3 枚の標的のうちの中心の標的が設置されているグローバル座標の原点を通るように設置されている。データの整合性の確認及びバクセプタンスの確保のために、標的から見るとモジュールが若干重なるように設置されているが、本解析において構成した直線トラックが複数のモジュールを通過するかは確認していない。直線トラックの探索においてはまず、同じモジュール番号を有する GTR100 と GTR300 の XZ 平面内でのヒット位置を取得し、その 2 点を通る全通りのトラックを構成した。そうして、同じモジュール番号を有する GTR200 のチェンバー部分と構成したトラックとの XZ 平面内での交点を算出した。そして、その交点と実際の GTR200 での XZ 平面内でのヒット位置との差異を算出した。この時、XZ 平面においてその差異が 2mm 以内である場合に、直線トラックを構成した。直線トラックの構成には、GTR での残差の二乗和を最小にする最小二乗法を使用した。また、SSD の予想位置のグローバル座標の算出方法に関しては付録 A.1 に記した。なお、直線トラックを構成した際に決定係数が 0.99 を超える直線のみを残した。図 5.6 は最小二乗法を用いたフィットによって構成した直線トラックの決定係数の分布である。図 5.6 からわかるように、決定係数 R^2 が 1 付近に多くが集中しており、決定係数の値 0.99 でのカットによって本物の飛跡を再構成した直線トラックをこのカットによって落としてしまっている割合は小さいと考えられる。

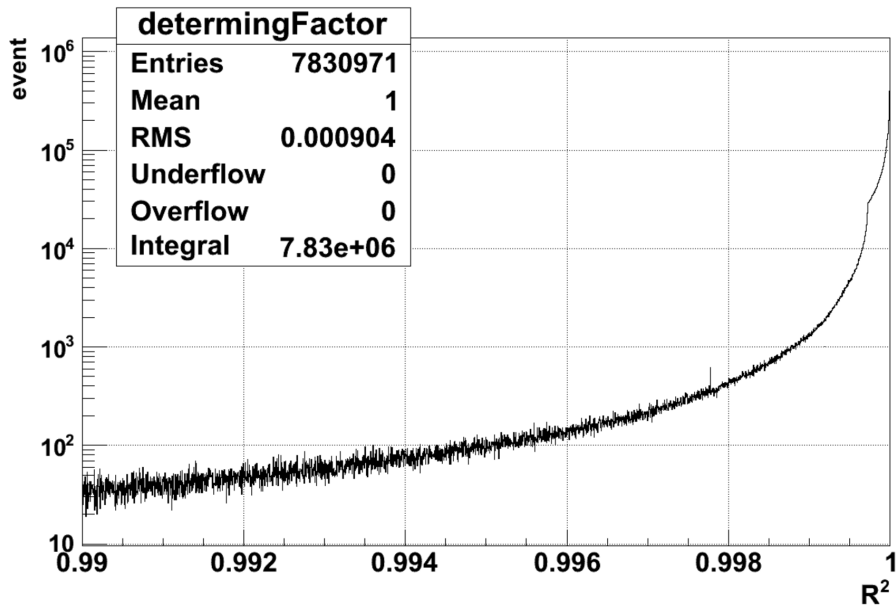


図 5.6: 最小二乗法を用いたフィットでの決定係数の分布。

図 5.7 は GTR の 3 層でのヒットデータのみを用いて構成した直線トラックのモジュール毎でのマルチプリシティである。ビームに近いモジュール 104 及び 106 でマルチプリシティの値が大きくなっている。直線トラックのマルチプリシティは 3 層の GTR のそれぞれのマルチプリシティの積に比例する。そのため、ミストラックの排除を目的にしたイベントセレクションには直線トラックのマルチプリシティのカットが重要である。

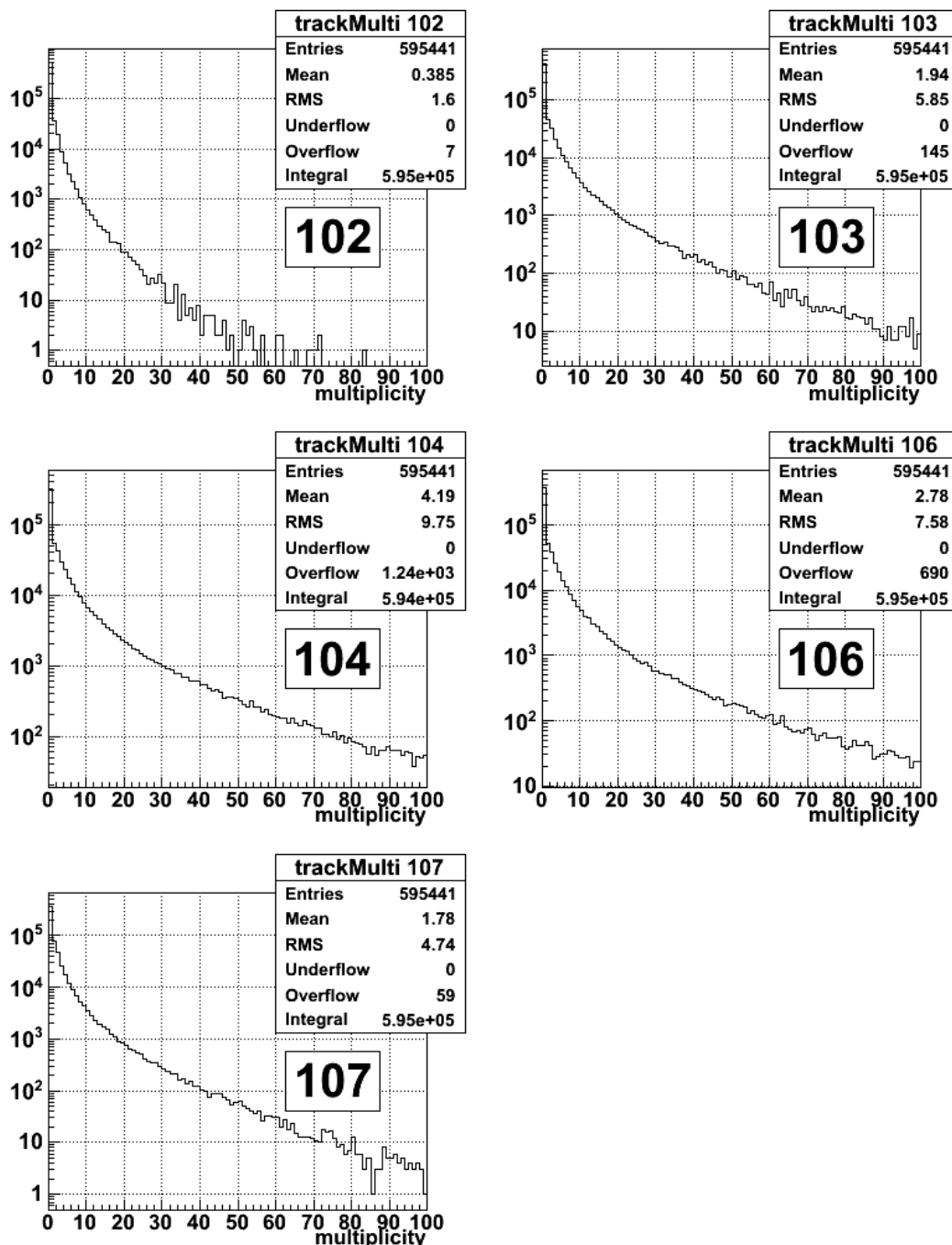


図 5.7: GTR の三層のみのヒットデータで構成した直線トラックのマルチプリシティの各モジュールごとの分布。縦軸はエントリー数。

5.3.1 インタラクションモニター

本解析に使用したデータのトリガーは、実験標的起因で飛来した粒子を識別するように設置された”インタラクションモニター (IM3)”によって発行された。下の図 5.8 はそれらの位置関係を示している。インタラクションモニターは3枚のシンチレータによって構成されている。最上流のシンチレータは10mm × 10mm × 70mm の直方体であり、下流側の二枚のシンチレータは10mm × 100mm × 430mm の直方体である。インタラクション

モニターでのトリガーによってデータの取得を行う場合には、FM電磁石がビームハローなどに対する遮蔽の役割を担っている。インタラクションモニターを使用したトリガーは3枚のシンチレータのコインシデンスによって行う。最上流の実験標的(図5.8の左側)のすぐ上流側にはビームパイプによるSUS膜が存在しておりバックグラウンド源となるが、それによって発生するバックグラウンドをカウントしない位置に設置されている。

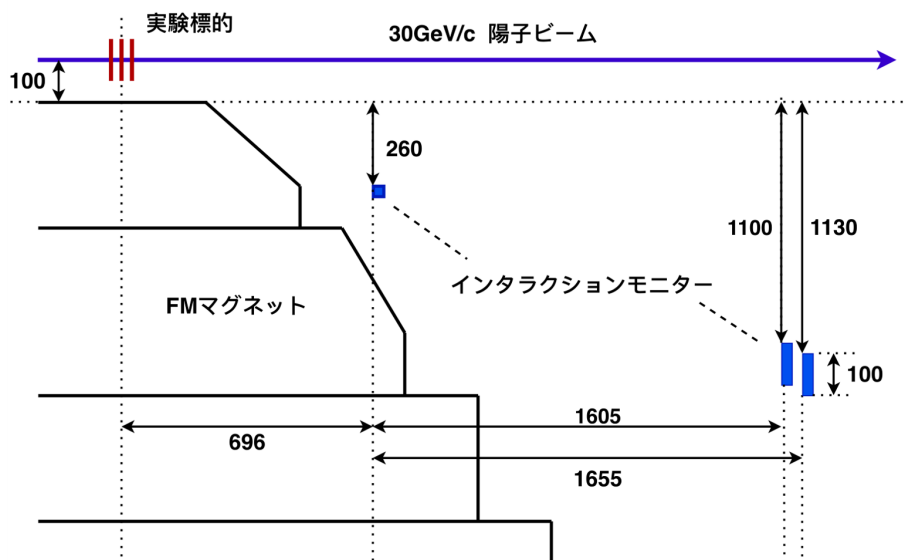


図 5.8: インタラクションモニターの位置関係。シンチレータは標的を見込むように配置されている。

5.3.2 実験標的のプロファイル

図 5.9 は GTR から直線トラックのビーム軸 ($X=0$ 、 $Y=0$) 上での Z 座標の分布である。 $Z = -20$ mm、 0 mm、 20 mm に設置されている実験標的に対応した 3 つの有意なピークの存在を確認し、解析の正当性を確認した。しかしながら S/N 比がかなり悪く、偽のトラックの方が本物のトラックよりも多いことがわかった。直線トラックには決定係数が 0.9999 以上を要求した。

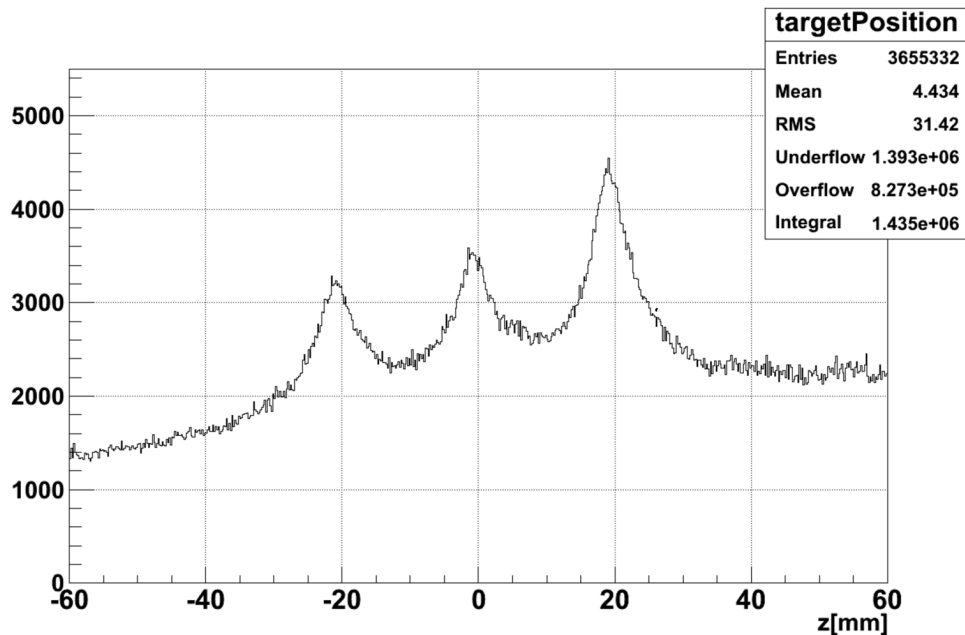


図 5.9: 3 層の GTR で構成した直線トラックから見えた 3 枚の標的の存在を表すピーク。

図 4.2 で示したようにビーム自体の XY 平面での標的付近での広がりは一軸で 1.4mm 弱である。また直線トラックの中には標的付近を通るトラックであっても半分程度のバックグラウンドが存在している。その分、直線トラックのヒストグラムにおいては標的はぼやけて見えることになる。

5.4 直線トラック対の選出

節 5.3.2 では 3 層の GTR から最小二乗法で直線トラックを構成した結果ビーム軸上に 3 枚の標的が見えたが、今回の実験のようにハローなどが原因のダミーヒットが多いような状況だと、実際にはトリガーと同期した荷電粒子が通過していない場所で偽のトラックが構成されることが考えられる。そこで、標的付近で直線トラック対が構成できることをトラック選別のカット条件とし、偶然構成することができた誤ったヒットの組み合わせによるトラックを減らすことを試みた。グローバル座標系で $X = 0$ において Z 座標における各標的の重心の座標までの距離が 10mm 未満である直線トラックのすべてに対して、それぞれの交点の座標を計算しトラックの組を選んだ。この時、例えば最下流の標的付近 ($10\text{mm} < Z < 30\text{mm}$) を通る直線の間のみで組を構成し、別々の標的の付近を通っている直線トラックの対の探索は行わなかった。交点の座標によるカット条件は緩いが、標的付近を通る直線トラックの組が存在するという意味で、偶然構成されたに偽トラックを除去するという点においては強力なカット条件となっている。

本実験で使用したビームは X 方向に 1.4mm 弱の幅を持っていた。図 5.10 は二つの直線の交点の X 座標の分布である。各トラックに対して決定係数が 0.9999 よりも大きいことを要請した。ガウシアンを用いてフィットを行った。p0 が μ 、p1 が σ 、p2 がスケールパラメータ、p3 がオフセットである。 $\sigma = 3.076\text{mm}$ と、まだ実際のビーム幅よりも太い。図

で見えている分布は直線トラックによるビーム軸上での予測の分解能を含んだプロファイルである。

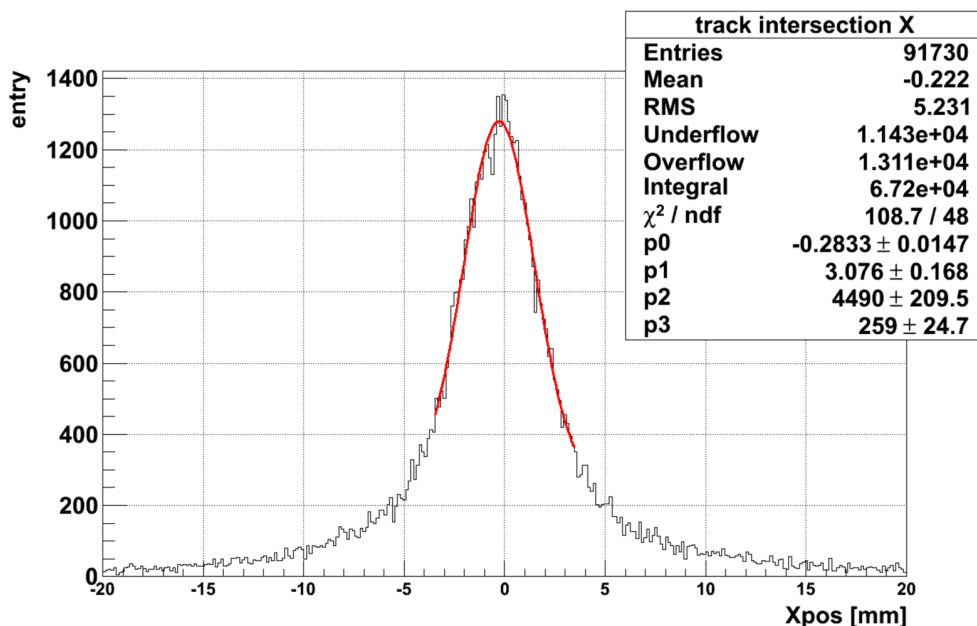


図 5.10: 標的由来だと判定した直線トラック同士の交点の X 座標の分布。

また、下記の図 5.11 は直線トラックの組の Z 座標のヒストグラムである。図 5.9 と比較すると、対を選択するという手法によって、バックグラウンドに該当する 3 つのピークのオフセットとなっていたイベントを大幅に排除できたことがわかる。

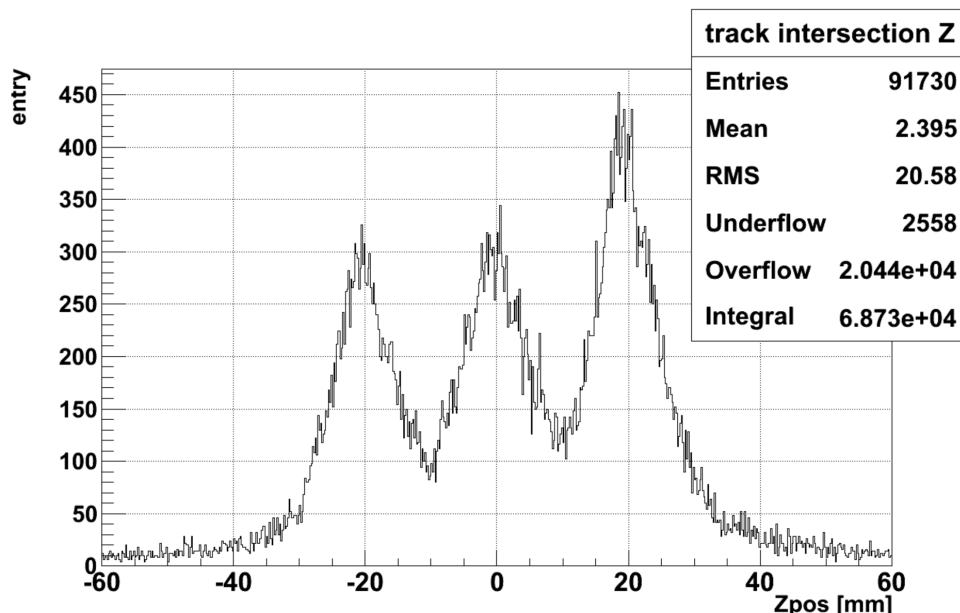


図 5.11: 各標的付近を通過する直線トラックから対を構成した際の Z 座標の分布。

図 5.12 は直線トラックの交点の分布である。ビームから見て同じ側で構成された直線

トラック同士の組の交点はそれらの直線が成す角が小さいために斜め方向に広く分布する。一方、右上の図のように、左右で構成された直線トラック同士の交点分布はそれらの成す角が大きいために狭い範囲に分布する。

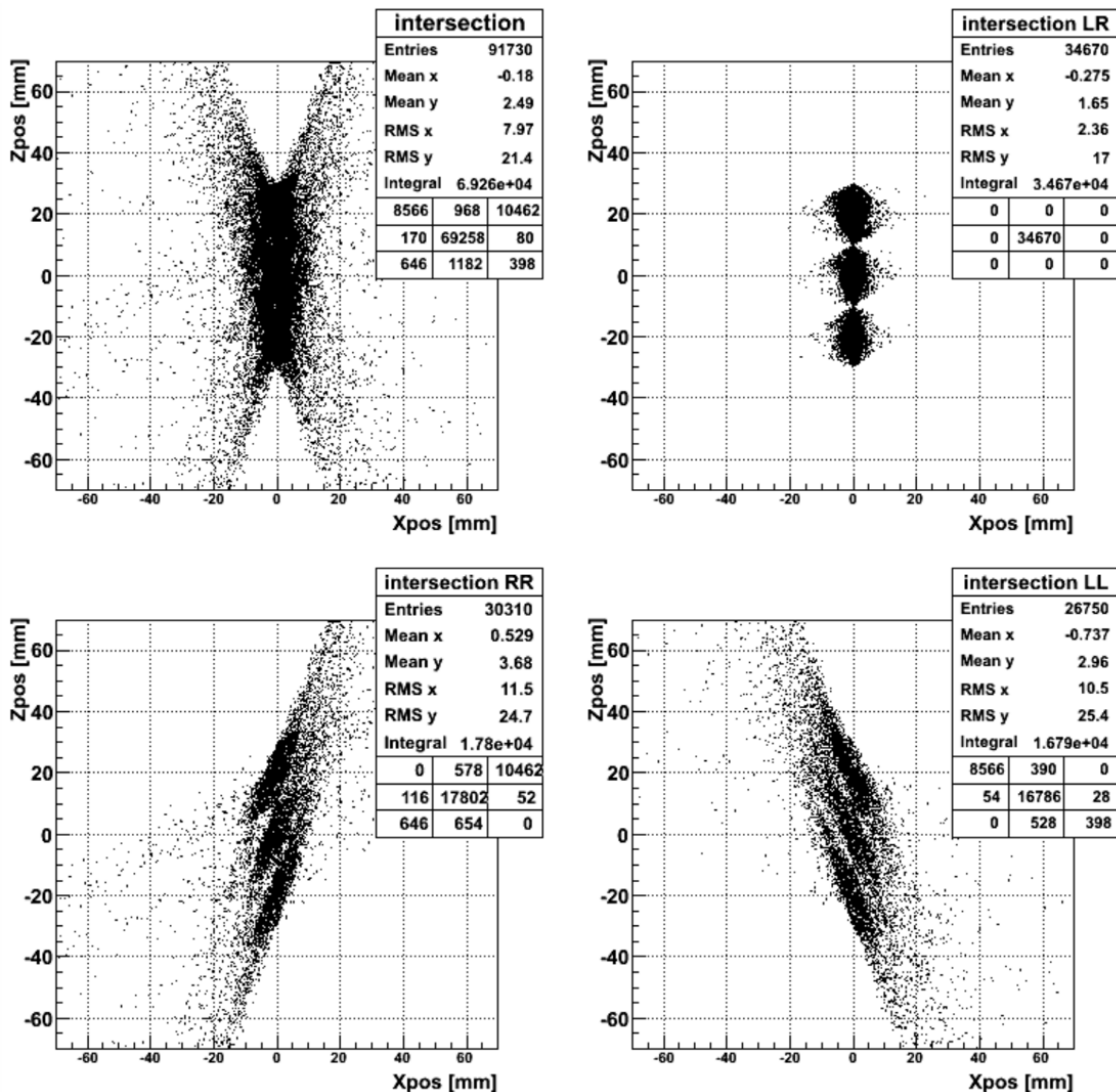


図 5.12: 各標的付近を通過する直線トラックから組を構成した際の交点の分布。右上の図は左右のモジュールで作られた直線トラックの組の交点分布。左下の図が共に右側のモジュールで作られた直線トラックの組の交点分布。右下の図が左側のモジュールで作られたトラックの組の交点分布。

5.5 SSD 上での残差分布

SSD の位置分解能算出のために、SSD の残差分布を調べる。直線トラックの SSD 上での交点を計算し、その交点と SSD 上の全ヒットに対して残差を計算した。ここでの残差はセンサー上でのローカルの残差であり、算出の際にはセンサーと直線トラックの交点とヒット位置までの距離を求め、グローバル座標系での SSD の角度を用いて補正を行い、センサー上でのローカルの残差に変換した。SSD 上で残差を求める際には直線トラック

が通過する SSD 上の全てのヒットに対して、直線トラックの SSD 上での通過位置との残差を求め、その絶対値が最小の残差を取得した。仮に本物の直線トラックと本物の SSD のヒット点だけのデータを用いた場合には、ここで得られる残差分布のヒストグラムは直線トラックの予測精度と SSD の位置分解能を含んだ分散を持つガウス分布となる。実際には、偽のトラックや SSD 上の偽のヒットが含まれる。バックグランドが従う分布は、残差の絶対値が最小のヒットを選ぶという操作を行っているため、SSD のヒットマルチプリシティが n の場合には一様分布に従う n 個の確率変数の絶対値が最小になる確率変数を取り出す操作を行っていることになるためベータ分布に従うことが知られている。その分布は SSD のヒットマルチプリシティに依存する。直線トラックの重複を防ぐため、同じ直線トラックが二つ以上の組に含まれていた場合には、その交点の Z 座標が最も標的に近い組を残した。今回の様な実験環境下では本物か偽物かを問わずビームに近づくにつれ粒子の数が多くなるため、一枚のセンサー内でもビーム軸に近づくにつれ直線トラックのヒットマルチプリシティが大きくなると、バックグランドが従うベータ分布の分散が小さくなる。直線トラックから SSD のヒットを見た時にそのマルチプリシティが大ききようなイベントだと、SSD での本物のヒットの割合が小さくなってしまう。そのため、SSD のヒットマルチプリシティによるイベントカットは重要である。図 5.13 は SSD のヒットマルチプリシティ分布である。各モジュールでの平均はビームに近いモジュール 104 及び 106 で大きくなっており、最も平均が高いモジュールではその値は 5.2 である。本解析においてもマルチプリシティの上限をカット条件としてかけることで、残差 0 付近のピークがよく見えるようになった。SSD の残差分布を描くにあたっては、SSD のマルチプリシティが 5 以下の場合に限定した。また、ビームから見て最も左側に位置するモジュール 108 の SSD センサーについての評価は、対応する GTR100 が不調でデータの取得が十分にできなかったため本解析の対象とはしていない。図 5.14 はモジュール 108 以外のすべての SSD についての残差分布である。また図 5.15 は表示範囲を -10 mm から 10 mm にした図であり、0 付近を中心とするガウシアン型の鋭いピークが見えている。

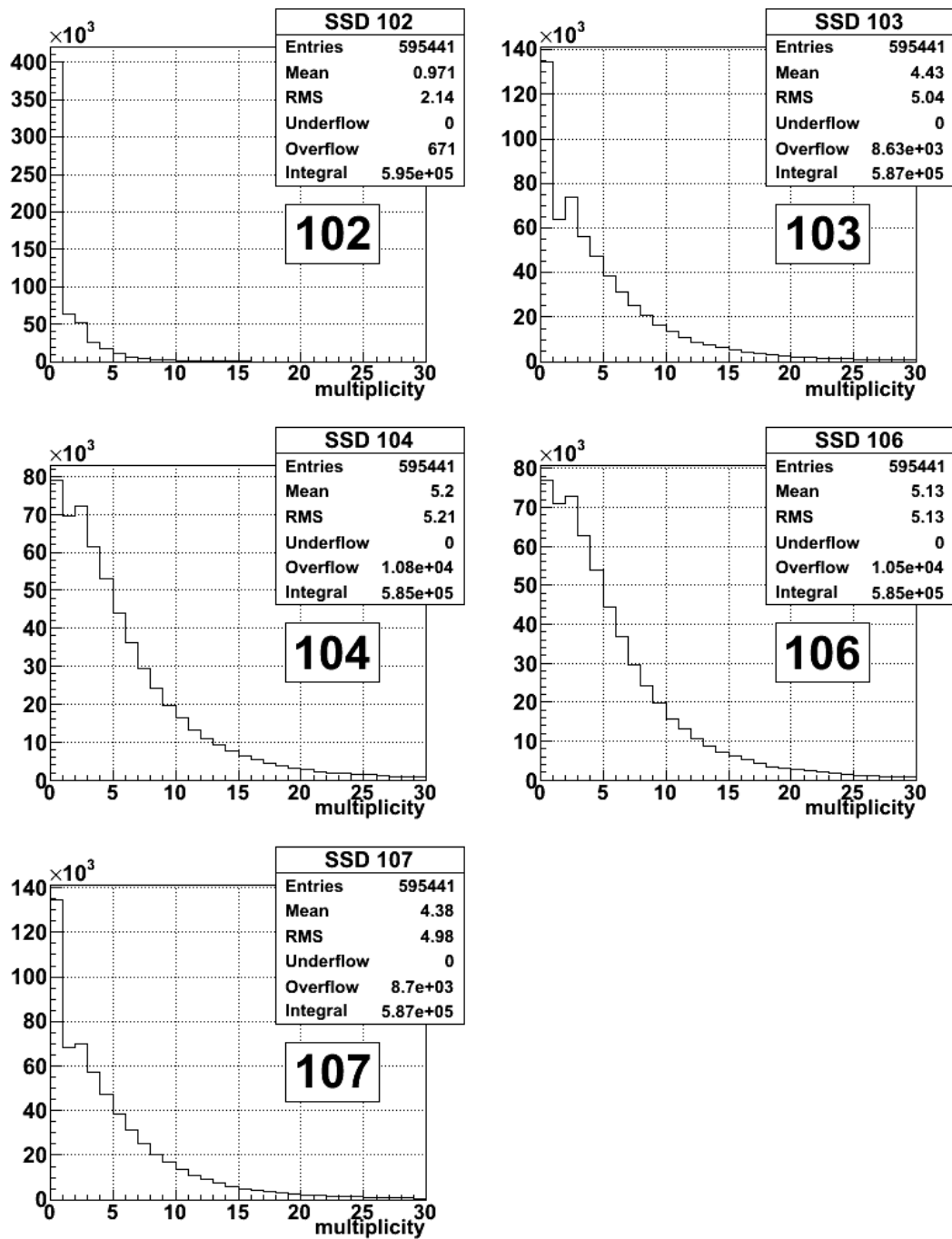


図 5.13: SSD のマルチプリシティ分布。縦軸はエントリー数。

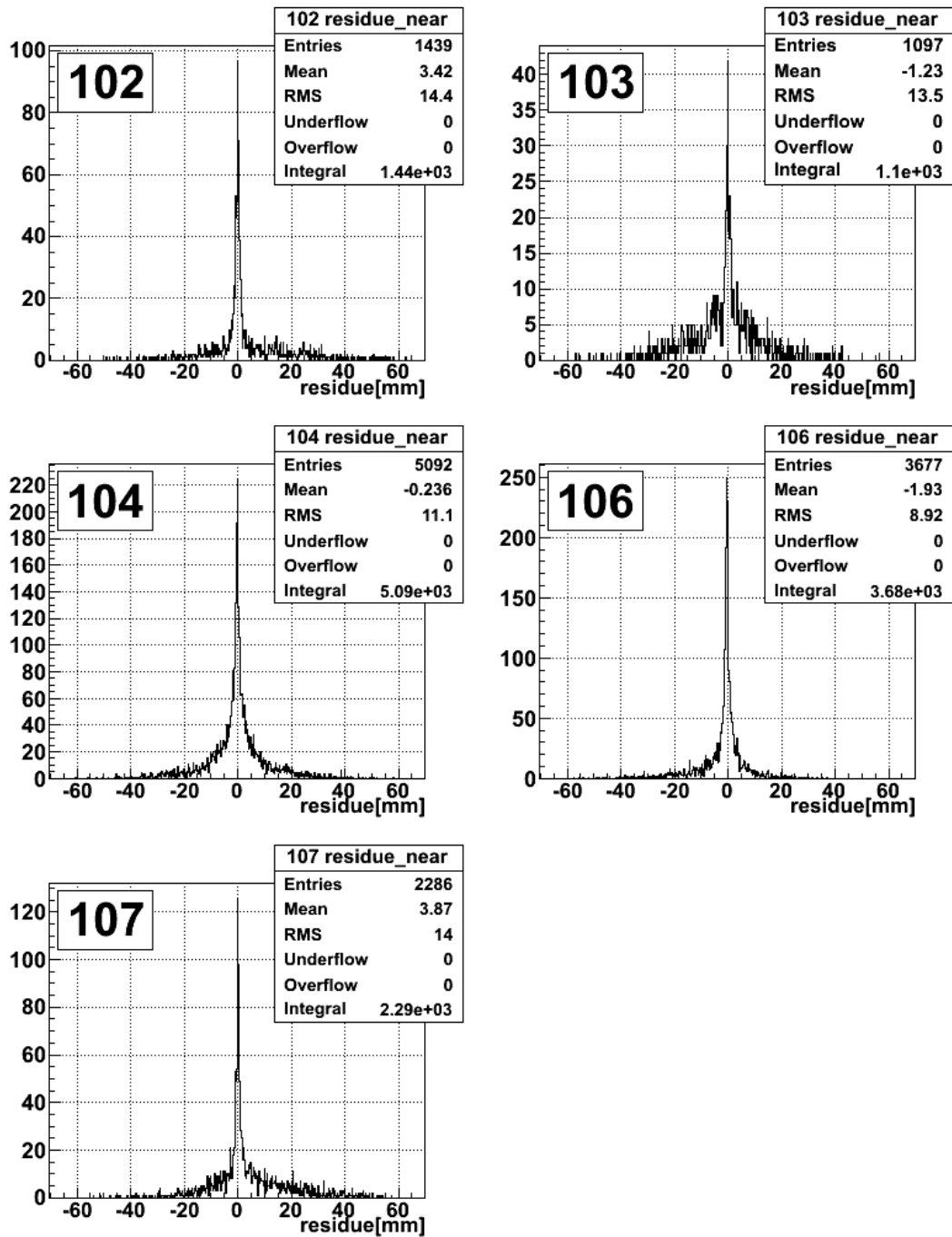


図 5.14: SSD 上で残差が最小になるヒットの残差のみを使用した場合の残差分布。縦軸はエントリー数。

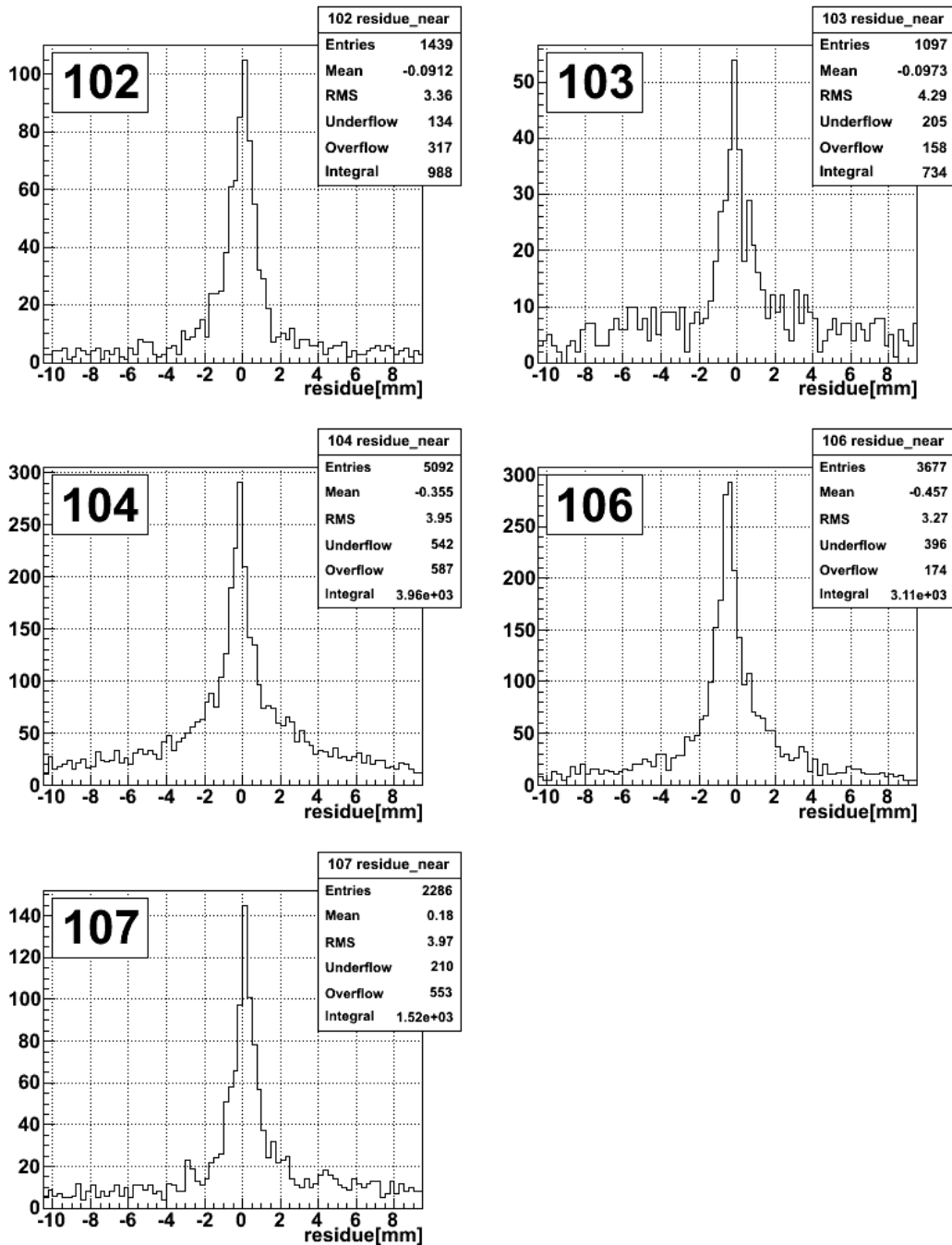


図 5.15: 図 (5.14) において残差の絶対値が 10mm 以下の領域を表示したもの。縦軸はエントリー数。

5.6 SSD 上での残差分布の幅

SSD 上での残差分布の幅の算出は図 5.15 でのピークに対してガウシアンでフィッティングをすることで行った。本物のトラックと SSD 上での本物のヒットによって計算される残差はガウシアンに従う。バックグラウンドはマルチプリシティに応じたベータ分布に従うが、マルチプリシティの値を固定しない限りはその数式に具体的に書き下すことができない。そこで本解析では、バックグラウンドのベータ分布を広いガウス分布に置き換

えてフィットを行った。図 5.16 は SSD 上での残差分布に対してダブルガウシアンを用いてフィットを行った結果である。図中のパラメータはそれぞれ p0 が μ_1 、p1 が σ_1 、p2 が C、p3 が A、p4 が μ_2 、p5 が σ_2 、p6 が B に該当する。使用した数式は以下の数式 (5.6) の通りである。

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu_1}{\sigma_1}\right)^2\right] + \frac{B}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - \mu_2}{\sigma_2}\right)^2\right] + C \quad (5.6)$$

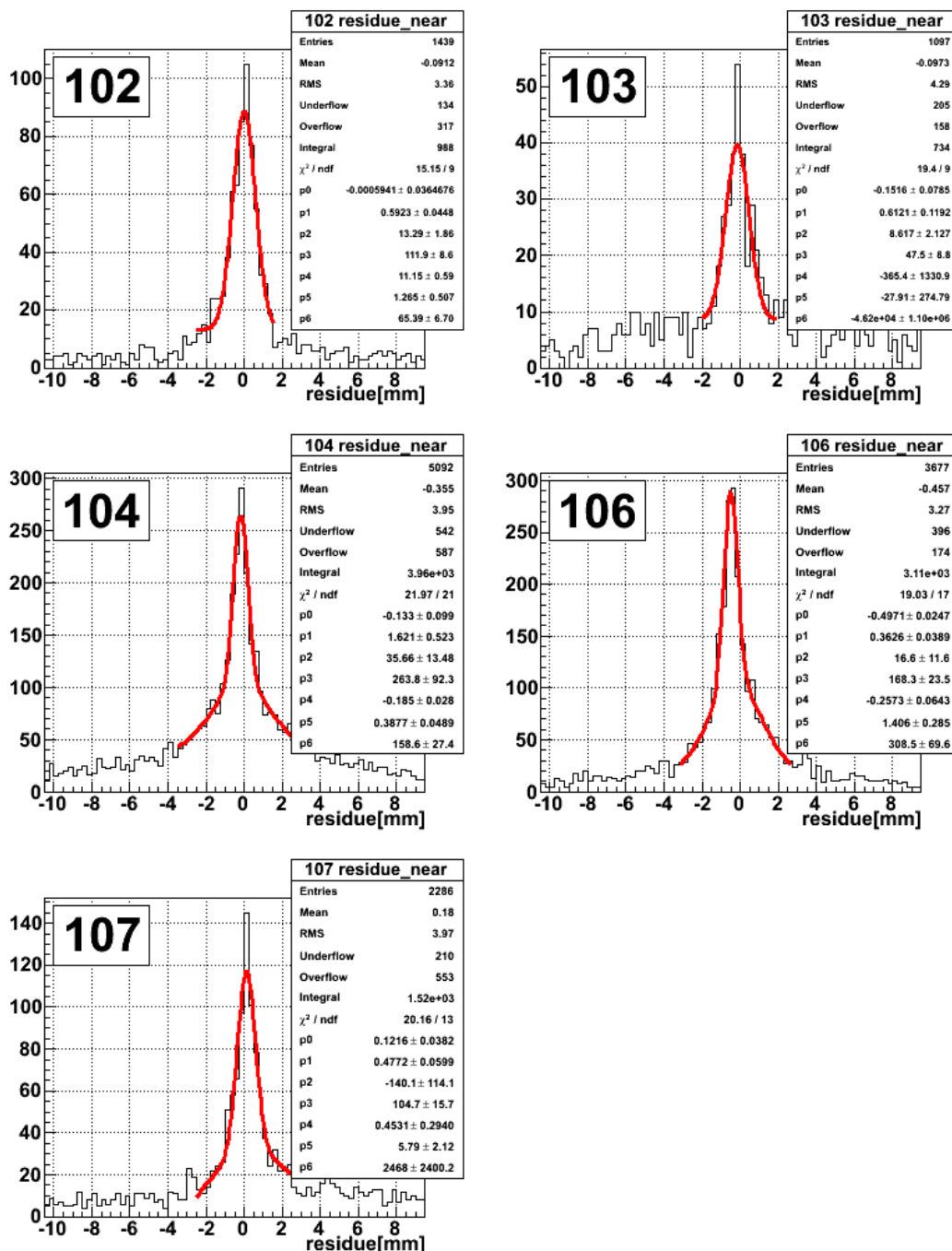


図 5.16: 図 5.15 のピークに対してダブルガウシアンでフィットを行った結果。縦軸はエントリー数。

図 5.16 の二つのガウシアン の σ のうち、小さい方を残差分布の幅とした。表 5.1 はフィッティングの結果のまとめである。

	$\mu \pm \Delta\mu[\mu\text{m}]$	$\sigma \pm \Delta\sigma[\mu\text{m}]$	$\sigma/\Delta\sigma$	χ^2/ndf
SSD 102	-0.6 ± 36.6	592.3 ± 44.8	7.6 %	15.15/9
SSD 103	-151.6 ± 78.5	612.1 ± 119.2	19.5 %	19.4/9
SSD 104	-185.0 ± 28.0	387.7 ± 48.9	12.6 %	21.97/21
SSD 106	-497.1 ± 24.7	362.6 ± 38.9	10.7 %	19.03/17
SSD 107	121.6 ± 38.2	477.2 ± 59.9	12.6 %	20.16/13

表 5.1: 各 SSD での残差分布のピークのフィット結果。

5.7 GTR の位置分解能の算出

本節では直線トラックでの GTR の残差の二乗和を用いて、GTR の位置分解能を算出する。算出に当たって使用したデータは、節 5.6 での SSD の残差分布の幅の算出に用いた直線トラックである。3 層設置されている GTR の位置分解能が同じ σ_{GTR} であると仮定する。直線トラックと GEM トラッカーの各レイヤーとの交点と、直線フィットのために使用した座標の検出面上でのローカル座標 X_i ($i = 1, 2, 3$) の GEM トラッカーとの交点とのローカル座標系での残差を ΔX_i と表現する。この時 ΔX_i は、直線トラックのレイヤー上での交点のグローバル座標 \vec{X}^G をレイヤー上でのローカル座標に変換する関数 $f(\vec{X}^G_i)$ を用いて、

$$\Delta X_i = X_i - f(\vec{X}^G)_i \quad (5.7)$$

と表すことができる。この時、 ΔX_i は平均が 0、分散が σ_{GTR}^2 の正規分布に従う。直線トラックに含まれている未知変数は 2 個であるため、正規分布に従う残差の二乗平均の和について考えると、以下の式 (5.8) の関係が成り立つ。

$$\frac{\sum_{i=1}^3 (\Delta X_i)^2}{\sigma_{\text{GTR}}^2} \sim \chi_1^2 \quad (5.8)$$

また自由度 1 の χ^2 分布は以下の数式 (5.9) で表されることが知られている。

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} x^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{x}{2}\right) \quad (5.9)$$

今 GTR の分解能 σ_{GTR} の値を知りたいため、未知のパラメータを含む数式 (5.8) 及び数式 (5.9) を用いた σ_{GTR} の推定はデータにノイズが多く乗っている本解析のような状況では使いにくい。そこで、数式 (5.8) の σ_{GTR} を右辺に移動させた際の確率分布関数を求めることにする。

確率変数 X が自由度 1 の χ^2 分布に従うとき、以下の関係式で表される確率変数 Y の分布を調べる。

$$Y = \sigma_{\text{GTR}}^2 \cdot X \quad (5.10)$$

確率変数 Y が従う確率密度関数 $g_Y(y)$ は数式 (5.9) を用いて以下のように計算できる。

$$\begin{aligned}
 g_Y(y) &= \left| \frac{\partial x}{\partial y} \right| f_X \left(\frac{y}{\sigma_{GTR}^2} \right) \\
 &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{GTR}^2} \left(\frac{y}{\sigma_{GTR}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\sigma_{GTR}^2} \right) \right]
 \end{aligned}
 \tag{5.11}$$

ヒストグラムのフィットにはスケールパラメータ A を追加して、

$$G_Y(y) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma_{GTR}^2} \left(\frac{y}{\sigma_{GTR}^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\sigma_{GTR}^2} \right) \right]
 \tag{5.12}$$

を使用する。実際の実験データの解析によって取得できる物理量は各直線とその直線を作成するために使用した点までの距離の二乗の和である。つまり、数式 (5.8) の左辺の分子である $\sum_{i=1}^3 (\Delta X_i)^2$ である。図 5.17 は実験で取得した $\sum_{i=1}^3 (\Delta X_i)^2$ のヒストグラムである。使用したデータ及びカット条件は節 5.6 でのカット条件に加えて、SSD 上でもヒットがあったと考えることができるトラックを選ぶため、両方のトラックの SSD 上での残差の絶対値が 1.5mm 以内であることを要求した。

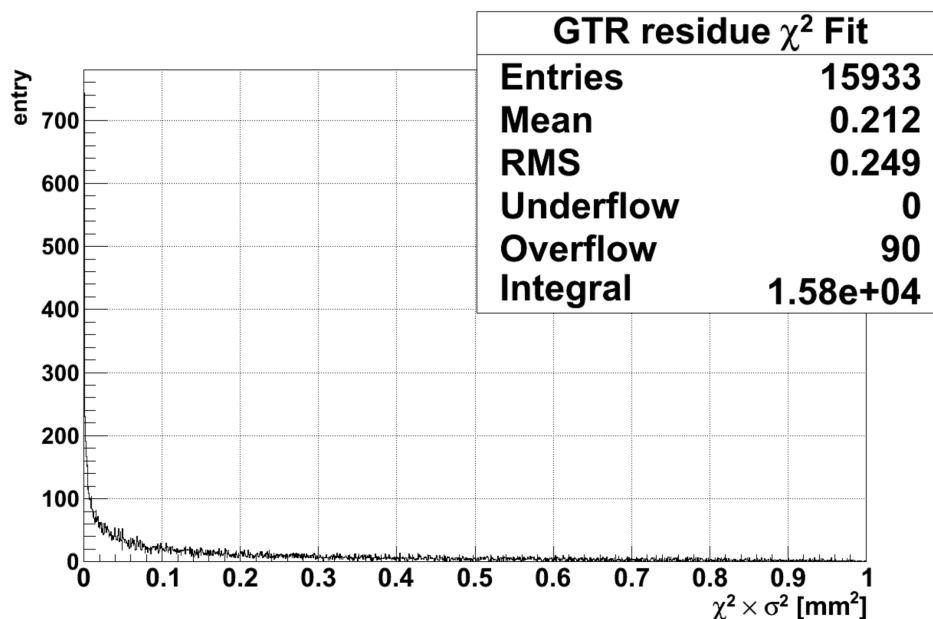


図 5.17: 3 層の GTR のヒット点で構成した直線トラックと、フィットに使用した点までの距離の二乗の和のヒストグラム。

図 5.17 の分布は、最小二乗法でのフィットが妥当であるならば、数式 (5.12) で表される分布に従っている。数式 (5.12) からわかるように、この分布関数は $y \rightarrow +0$ で無限大に発散する。しかしながら、実際の取得データであるヒストグラムは有限の値をとるため、 y が非常に小さい範囲のデータをフィッティングすることは不適である。また、フィット範囲の上限について考えると、GTR200 で GTR100 と GTR300 を結ぶ直線から一番近い点を選ぶ操作を行っており、また決定係数でのデータのカットを行っているために、実際には 0 に漸近する値であるはずの y がある値でのカットをかけてしまっている。そのため、

y が大きい範囲でのデータはフィッティングには適していない。以上から、フィッティングには上限と下限を設けた。数式 (5.12) の曲率が大きい範囲が分布関数の性質をよく表していると考え、その範囲でフィッティングを行った。フィット範囲を調整し、フィットの精度を表す χ^2/ndf が 1 に近い数字になるように調整した。以下の図 5.18 はフィット結果である。

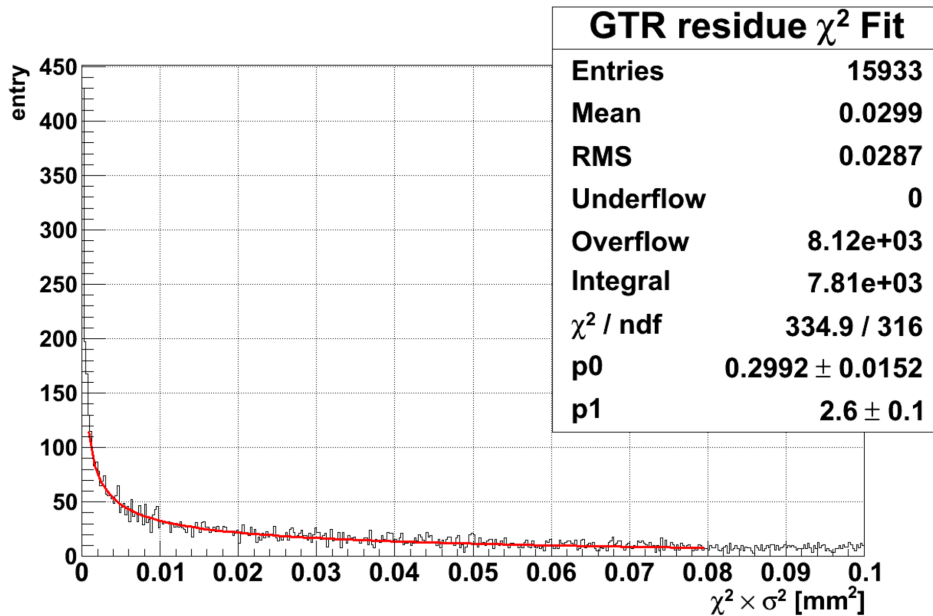


図 5.18: 図 (5.17) に対して、 $0.0005 \leq \sum_{i=1}^3 (\Delta X_i)^2 \leq 0.08$ の範囲でフィットを行った際の結果。

図 (5.18) のフィット結果からわかるように、

$$\sigma_{GTR} = 299.2 \pm 15.2 \mu\text{m} \quad (5.13)$$

$$\frac{\Delta \sigma_{GTR}}{\hat{\sigma}_{GTR}} = 5.08\% \quad (5.14)$$

であることが推定される。

以上から GTR の位置分解能を算出することができた。SSD での残差分布を評価するには 3 層の GTR のヒット点で最小二乗法を用いて作成した直線トラックの SSD 上での予測精度を算出する必要がある。グローバル座標系での XZ 平面での原点から GTR の中心までの距離を $x_i (i = 1, 2, 3)$ とし、原点から SSD の中心までの距離を x_4 としたとき、直線トラックの SSD 上での予測値の SSD 上でのローカル座標 \hat{Y}_{n+1} と実際の座標 Y_{n+1} の差の分散は以下の数式 5.15 のように表される。導出の詳細は付録 A.3 に記載した。

$$V [Y_4 - \hat{Y}_4] = \sigma^2 \left[\frac{1}{3} + \frac{(x_4 - \bar{x})^2}{\sum_{i=1}^3 (x_i - \bar{x})^2} \right] \quad (5.15)$$

$$\bar{x} = \sum_{i=1}^3 x_i \quad (5.16)$$

表は表 2.9 の値を使用して算出した直線トラックの SSD 上での予測精度である。Atype はモジュール 103 及び 107 に該当する。また、Btype はモジュール 102、104、106、108 に該当する。

	SSD 上での予測精度	GTR の位置分解能から算出した値
A type	$1.208 \sigma_{\text{GTR}}$	$365.6 \pm 18.6 \mu\text{m}$
B type	$1.282 \sigma_{\text{GTR}}$	$383.6 \pm 19.5 \mu\text{m}$

表 5.2: GTR の位置分解能から算出した SSD 上での直線トラックの予測精度。

5.7.1 位置分解能の誤差伝搬

本節では数式 (5.1) を使用して SSD の位置分解能算出を行った際の誤差伝搬に使用する数式を算出する。

SSD の位置分解能を σ_{SSD} 、残差分布の分散を σ_{PEAK} 、直線トラックの予測精度を σ_{TRACK} とし、それぞれの誤差をそれぞれ $\Delta\sigma_{\text{SSD}}$ 、 $\Delta\sigma_{\text{PEAK}}$ 、 $\Delta\sigma_{\text{TRACK}}$ と書くことにする。 σ_{SSD} の算出式は

$$f(\sigma_{\text{PEAK}}, \sigma_{\text{TRACK}}) = \sqrt{\sigma_{\text{PEAK}}^2 - \sigma_{\text{TRACK}}^2} \quad (5.17)$$

と表すことができる。この時誤差の伝搬式は数式 (5.18) ように計算できる。

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{\text{SSD}} &= \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_{\text{PEAK}}}\right)^2 (\Delta\sigma_{\text{PEAK}})^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \sigma_{\text{TRACK}}}\right)^2 (\Delta\sigma_{\text{TRACK}})^2} \quad (5.18) \\ &= \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{PEAK}}^2}{\sigma_{\text{PEAK}}^2 - \sigma_{\text{TRACK}}^2}\right) (\Delta\sigma_{\text{PEAK}})^2 + \left(\frac{\sigma_{\text{TRACK}}^2}{\sigma_{\text{PEAK}}^2 - \sigma_{\text{TRACK}}^2}\right) (\Delta\sigma_{\text{TRACK}})^2} \end{aligned}$$

今回の場合、 σ_{TRACK} を表す表 5.1 と σ_{PEAK} を表す表 5.2 を比べると、それら誤差の値は 3σ の範囲で一致している。本実験のセットアップにおいて SSD 上での直線トラックの残差分布を用いた方法では、数式 5.18 を用いた σ_{SSD} の算出は難しい。これは、SSD の位置分解能算出に関する限りでは実験環境に起因すると考えられる。この原因については議論の章で詳しく述べる。

第6章 時間分解能評価

SSDのセンサー部分に荷電粒子が通ると電子・正孔対が生成される。生成された正孔はセンサー部に印加された逆バイアスによってセンサー表面のストリップに引き寄せられ、ストリップを通じて電流として読み出される。この過程で荷電粒子の検出情報はストリップを流れる電流値に変換される。この電流はAPV25-s1チップに送られ、チップ内部に搭載されている回路により電圧値に変換され、FlashADCによって読み出される。回路を使用して電流値を電圧値に変換する場合、回路に依存した時定数の長さの分だけ時間変化が鈍り、SSDからはADCは波形として出力されることになる。

E16実験において、ベクトル中間子の質量再構成の為にはSSDと3層のGTRのヒット情報から荷電粒子の飛跡を再構成する必要がある。10 MHzの高計数率が見込まれる本実験では、各検出器でのヒットの座標だけではなく検出したヒットの時間情報を用いたイベントカットによるデータ抽出が必要である。本章では前章で求めた直線トラック対がSSDを通過する際にSSD上で検出された波形に対してフィッティングを行い、E16実験環境下でSSDが実現した時間分解能を算出する。

6.1 ペDESTALデータ

ビームを当てていない状態でもシリコン内の暗電流などにより、各ストリップからはベースラインとして揺らぎを持ったADCの値が出力される。波形解析を行うにあたり、取得データの揺らぎを知っている必要がありFM電磁石内での磁場がない場合と、実験本番の磁場を印加した場合のペDESTALデータを各チップ、各ストリップ、各サンプルごとに取得した。各APVチップで128チャンネルのストリップのADCの波形を読み出すことができる。正常なストリップのADCの標準偏差は大きく変わらないが、ベースラインはチップによって異なることが分かった。

6.2 理論上の波形

ストリップから読み出された電流は非常に小さいため、APV-25s1チップ内で増幅され電圧値に変換される。AOV-25s1チップ内には典型的に図3.3のような回路が集積回路として多数搭載されている。この時、各回路内において抵抗値と静電容量がそれぞれ等しい場合には回路の時定数 T_p は $T_p = RC$ と表されることが知られている。この時、入力信号である電流値としてディラックのデルタ関数型($Q_c\delta(t)$)を使用した場合

には出力信号は以下の数式 (6.1) のように表すことができる [16]。

$$v_{out}(t) = A Q_c \frac{t}{T_p} \exp\left(-\frac{t}{T_p}\right) \quad (6.1)$$

A はプリアンプによって決まる定数である。図 (6.1) はこの数式を図示したものである。実際に SSD を使用する際にはストリップからディラックのデルタ関数型の電流ではなく、時間の幅を持った電流が入力電流として流れる。

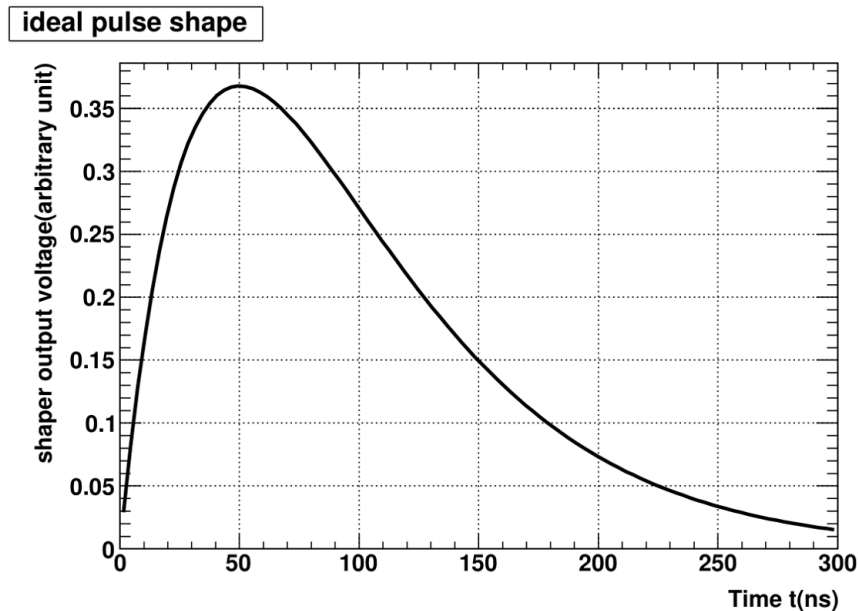


図 6.1: ディラック型の入力電流を仮定した場合の APV-25s1 チップでの出力電圧の時間変化。 $T_p = 50$ nsec を使用 [16]。

6.3 SSD で取得した波形データ

図 6.2 は SSD のストリップから取得した代表的な波形である。横軸はトリガー発行からの時間を表しており、本実験では 200 nsec に 8 サンプルの ADC を取得した。SSD のデータ取得に使用している APV-25s1 チップのクロックサイクルは 25 nsec であり、波形からデータを取得する際には 25 nsec に一回のサンプリングとなっている。そこで CAEN V775 モジュールを使用して、トリガー取得時から次のクロックまでの時間を、30 psec 単位で取得した。また、トリガー発行を行う SRS は 125 MHz クロックであり、そのクロックサイクルは 8 nsec である。波形解析の際には各サンプル取得時のオフセットとして、CAEN V775 モジュールで取得した時間情報を加えた。つまり、SRS のクロックと APV-25s1 チップの clock の差を計測し、時間情報のオフセットとして使用した。また、実験で取得したデータ ADC にはオフセットが乗っているため、8 サンプルの ADC の最小値を計算し全てのサンプルからその値を差し引き、ADC の最小が 0 となるように調整を行った。また、ADC 値の誤差としてペDESTALデータの標準偏差を付け加えた。図 6.2 は以上の処理を行い、フィッティングに使用するデータの例である。図 6.1 に似た ADC

の波形となっているが、ディラック型の入力電流使用した場合に比べて波形の立ち上がり及び立下りが緩やかになっている。図 6.1 では入力する電流として時間の広がりを持たないディラックのデルタ関数を使用してる。SSD が荷電粒子を検出した際にはストリップに流れる電流は時間の広がりを持っており、その分波形の幅が大きくなる。

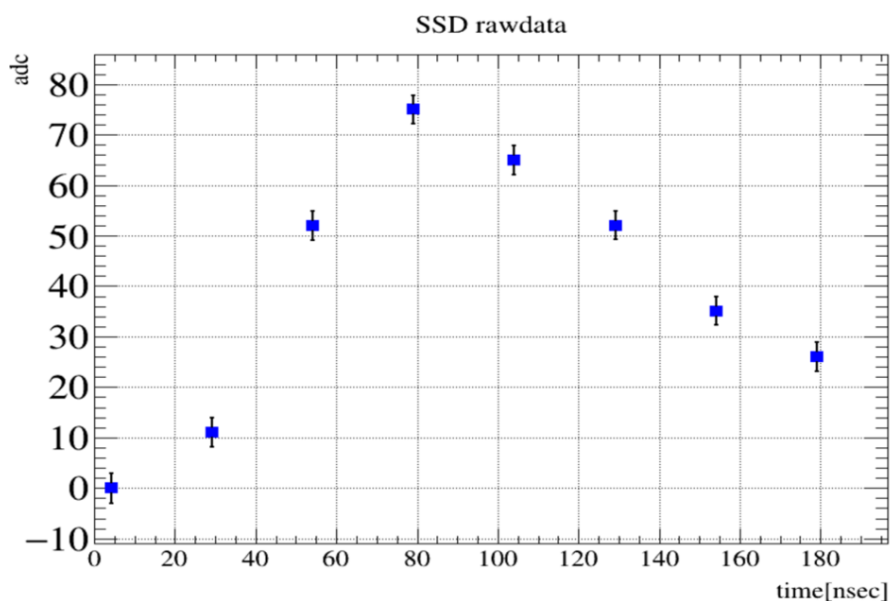


図 6.2: 本実験で実際に取得した SSD の波形データ。節 (6.3) で述べた波形整形を行った後の図。

ここで、便宜上以降の波形に関する説明に必要な言葉を定義する。

- 最大サンプル時刻:ADC 値が最大となるサンプルの番数。図 6.2 では 3 である。
- 最小サンプル時刻:ADC 値が最小となるサンプルの番数。図 6.2 では 0 である。
- 最大サンプル:最大サンプル時刻でのデータ点。
- 最小サンプル:最小サンプル時刻でのデータ点。

図 6.3 において上で定義した言葉が指す先を図示した。

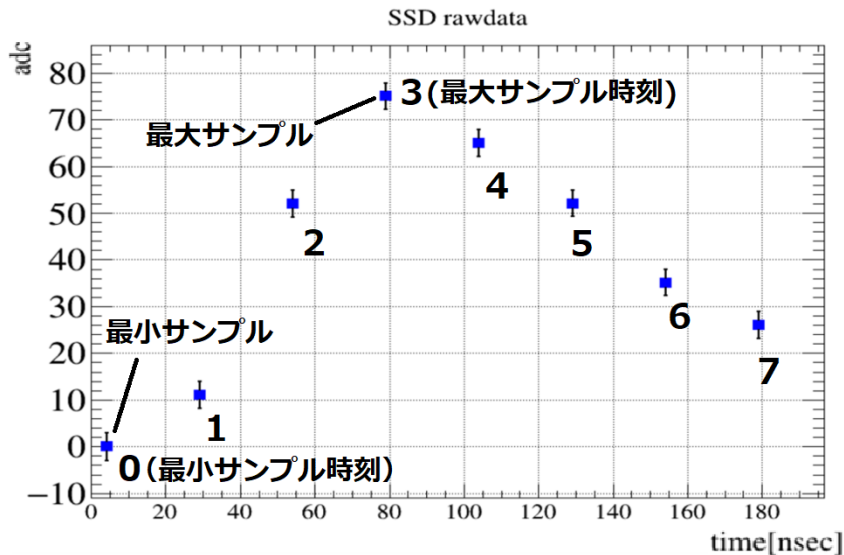


図 6.3: 波形解析の説明で使用する言葉の説明。

6.4 波形の選別

本実験で使用した SSD には 1 センサーにつき 6 枚の APV-25s1 チップが搭載されており、SSD からの波形出力データの取得に計 36 枚の APV-25s1 チップを使用した。実験データの取得の際にはゼロサプレッションを行った。ゼロサプレッションを行わず、全てのイベントですべてのストリップからの出力信号を読み出した場合には読み出し時間が非常に長くなってしまい、SSD のビジー信号が長くなりスペクトロメータ全体のデータ取得を律速する。ゼロサプレッションのスレッシュホールド用データとして、ペDESTAL データを使用した。ゼロサプレッションで使用したペDESTAL データとしてビームを受けていない状態で SSD でデータを取得し、各ストリップの ADC のオフセットとその揺らぎを各サンプルごとに求めた。本実験でのデータ取得時には予め倍率を設定しておき、8 サンプルのうちいづれかのサンプルがペDESTAL データの揺らぎに倍率を乗じた値をオフセットに足した値を超えた場合に限りデータを取得した。

しかし、APV25-s1 チップからまれに非常に大きい ADC によって構成されたデータの出力が観測された。この頻度はチップやそれをオペレーションしている APVDAQ の VME クレートやコントローラに依存していることが観測できたが、原因は不明である。それらのデータを除くために SSD で取得した波形のうち、以下の条件を一つでも満たさないデータは排除した。

- ADC の最大値が 950 以下である。
- ADC の最小値が 100 以上である。
- ADC の分散が 100 以下である。
- 同じ ADC の値を 3 つ以上含まない。

これらの数字はノイズの多いストリップやチップからの波形の ADC の並びを見ながら定めた値であり、処置療法的な数値である。これに加えて、取得後のデータに対して上記のゼロサプレッションのスレッシュホールドに使用するペDESTALの ADC 値の標準偏差の倍率を変えて同様のイベントセレクションを行ったが、このカット条件よりも、上に列挙したカット条件の方が作業を進めるにあたって遥かに有効であった。なお本実験中のデータ取得の際にはこの倍率を 3.0 に設定した。

以下の図 6.4 はこの波形カットの結果の例として、位置分解能評価で使用した磁場なしでのデータのヒットプロファイルである。なお、本解析での SSD 上のストリップのグローバル座標の算出方法の詳細は付録 A.1 に記した。図 6.4 中において横軸の ϕ はビーム軸からの角度である。ビーム中心から遠ざかるほどヒットの数が少なくなっており、ビーム軸を対称に左右で対称になっている。途中でプロファイルが窪んで見えているのは、標的から見て SSD が重ねて設置されている部分に対応しており、また ϕ が 1 から 1.5 までの範囲でヒットプロファイルが変化しているのは APV-25s1 チップの不調による。なお、本解析で使用する SSD のデータはクラスタリングを行う前のデータを使用している。クラスタリングを行った際のクラスタ サイズについては付録 A.2 に記した。

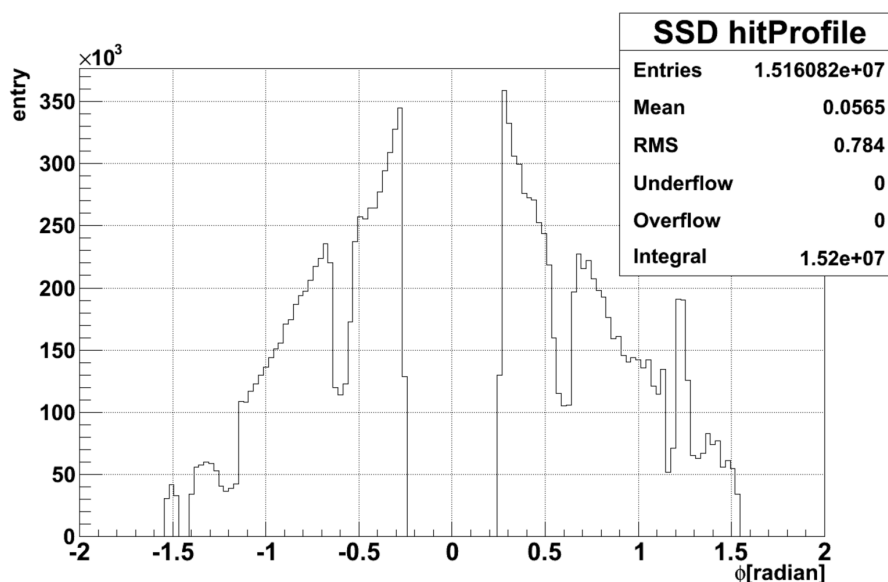


図 6.4: 磁場のない環境下での SSD のヒットプロファイル。横軸の ϕ はビーム軸からの角度。

6.5 波形フィッティング

本解析では SSD で取得した ADC の時間変化を表す波形は数式 (6.1) に従うと考えた。そこで波形フィッティングには数式 (6.1) に対して、信号の立ち上がりタイミング T_0 をフィッティングパラメータとして追加した以下の数式 (6.2) を使用した。

$$v_{out}(t) = B \frac{t - T_0}{T_p} \exp\left(-\frac{t - T_0}{T_p}\right) \quad (6.2)$$

ここで回路の時定数を表す T_p は各ストリップごとに固有の数値であり、入力電流が一定の場合には固定の値で対処が可能であるが、今回の実験のように多様な粒子が様々な運動量でシリコンセンサー部に入射し、その電流を読み出すような場合には電圧変化の波形の幅がパイルアップなどにより場合によって変化する。そのため、本解析では ADC 時間変化の波形の幅の変化を吸収するために T_p もフィッティングパラメータとして使用した。波形フィッティングの際には root 内で数式 (6.2) を定義し、初期値としてそれぞれ以下の値を与えた。

- T_0 : ADC が最大になる前後 2 点を含めた三点の ADC で重みづけしたそれぞれのサンプルの時刻の平均
- B: 最大 ADC の e 倍 (最大値の解析値から算出)

図 6.5 は実際に取得した波形に対してフィットを行った例である。

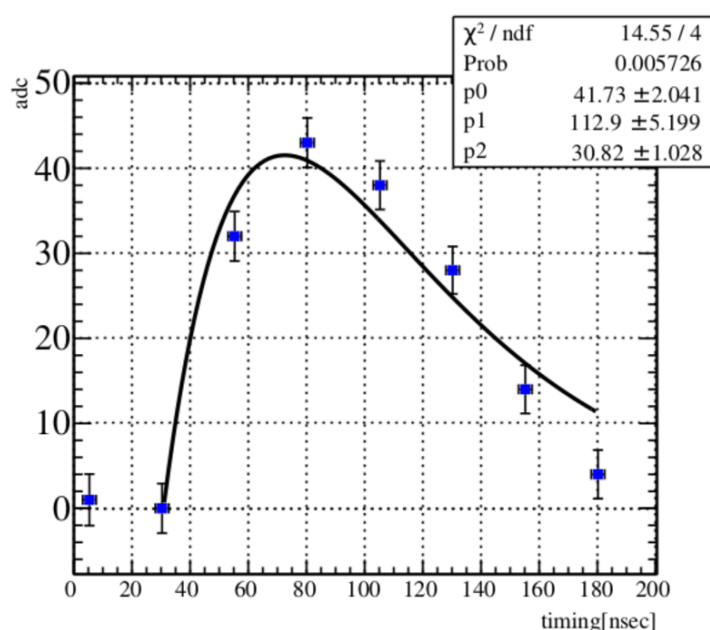


図 6.5: 本実験にて取得した SSD からの波形データを数式 (6.2) を用いてフィットを行った例。

図 6.5 では、最小サンプルをフィット範囲に加えている。ストリップが荷電粒子がシリコンセンサー内で生成した正孔を捉えた始めた時間から APV-25s1 チップによって出力される ADC は値の増加を始める。そのため波形からのサンプリングを行った結果、最小サンプル時刻ではまだ荷電粒子からの正孔を検出していない。よって最小サンプルをフィットに加えるとフィット精度が悪化するだけでなく、波形の立ち上がり時間を表すヒットタイミング (T_0) の過小評価につながる。以上を踏まえて、波形フィットではできる限り最小サンプルを含まないように波形フィットを行った。図 6.6 は上手く波形フィットが出来ている例である。各サンプルにおける ADC の誤差にはペDESTALデータでの揺らぎを使用し、各ストリップでおおよそ 3ADC である。また各サンプリングの時間の誤差はトリガー信号のクロック幅 8.0 nsec を $\sqrt{12}$ で割った値を使用した。また SSD からサンプリン

グした ADC の値に対して、フィッティングを行うか否かはその形が波の形状になっているかを判別して行った。求めた条件は具体的には以下のとおりである。

- 波形の形が上に凸であること。
- 最後のサンプルの ADC の値が最初のサンプルの ADC の値よりも大きい。

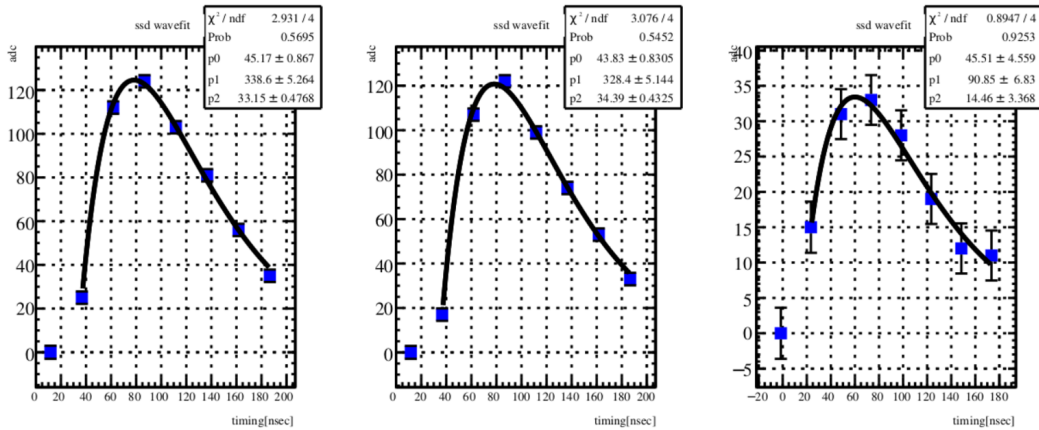


図 6.6: SSD から取得した波形データをフィッティングした例。

また、取得した波形の中でも上記の二つの条件を満たすが上手く波形フィットを行うことができないような波形も存在した。図 6.7 はそのような波形の例である。いずれも χ^2 / ndf の値が 20 を超えており、上手くフィットができないデータである。こういった波形を取り除くために、 χ^2 の値を用いたカットを用いた。具体的には $\chi^2 / \text{ndf} < 3.0$ を満たす波形を残した。

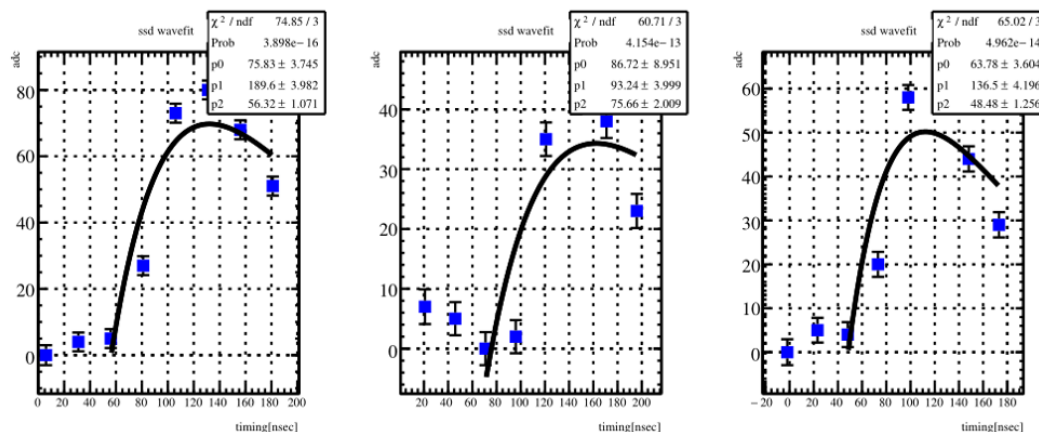


図 6.7: 波形フィット結果が $\chi^2 / \text{ndf} > 20$ となる例。

6.6 波形解析

SSD での波形解析結果の評価にあたり、波形解析の対象とする波形が本当に荷電粒子の通過によって発生した ADC の変化であることを保証するため、本解析では前章の位置分解能算出の際に生成した直線トラックの対を用いてイベントの抽出を行った。イベント抽出の手順は以下の通りである。

1. ビーム軸上での各標的の中心までの距離が 10mm を下回る直線を二本選び、交点の座標を計算する。同じ直線が選ばれた時には、その交点の Z 座標が標的の中心に最も近い直線ペアを選ぶ。
2. 直線ペアのそれぞれの直線トラックが通る SSD 上で、一番近いヒットの波形を取得する。この時、どちらか一方の直線でも SSD 上に一つもヒットがなければ、その直線トラックの組は捨てる。
3. SSD 上で同じヒットが選ばれた場合には、直線トラックまでの SSD 上での残差が最も小さい直線トラックを残し、そうでない直線トラックの組は捨てる。

SSD で取得したデータに対する波形解析は上のイベント抽出で選ばれた波形に対してのみ行った。フィット精度については波形フィットの χ^2 値を使用して考えることにする。波形のフィット範囲は波形の形に応じて変えている。基本的には、最小サンプルの次のサンプルから、取得した最後のサンプルまでの全てを用いてフィッティングを行った。図 6.8 は波形フィット結果の自由度毎の χ^2 値のヒストグラムである。

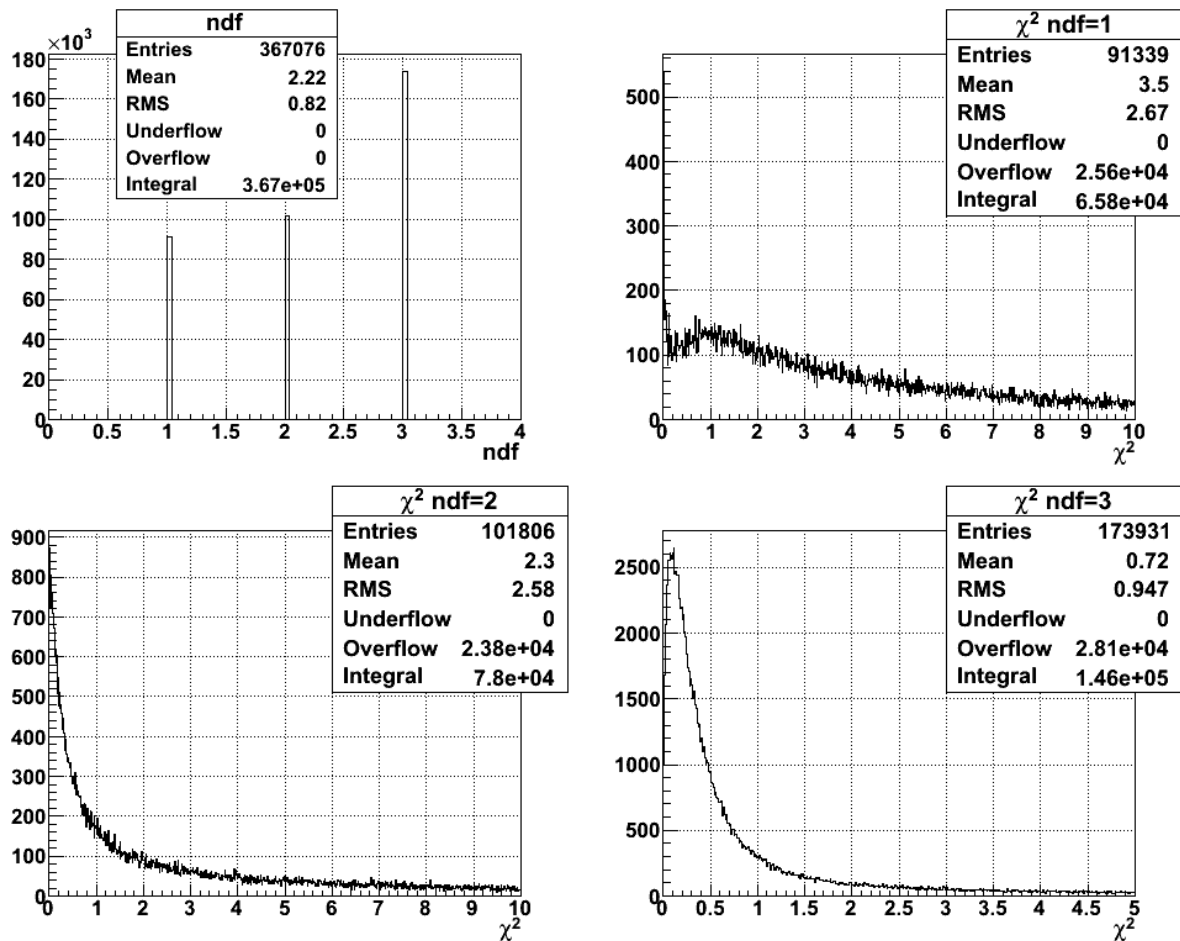


図 6.8: SSD で取得した波形フィットでの自由度毎の χ^2 分布。(左上) 波形フィットでの自由度の分布。(右上) 波形フィットでの自由度が 1 の場合の χ^2 のヒストグラム。(左下) 自由度が 2 の場合の χ^2 のヒストグラム。(右下) 自由度が 3 の場合の χ^2 のヒストグラム。

図 6.9 は SSD で波形サンプリングを行った際の最大サンプル時刻の分布である。ピームタイム中は最大サンプル時刻が 3 となる波形が多く取得できるように、タイムウインドウの調整を行いデータ取得を行った。タイムウインドウに収まっていない最大サンプル時刻が 7 の波形は上手くフィットを行うことができない。そのため χ^2/ndf が 3 以下というカットをかけ、更に最大サンプル時刻が 7 の波形を除去した。

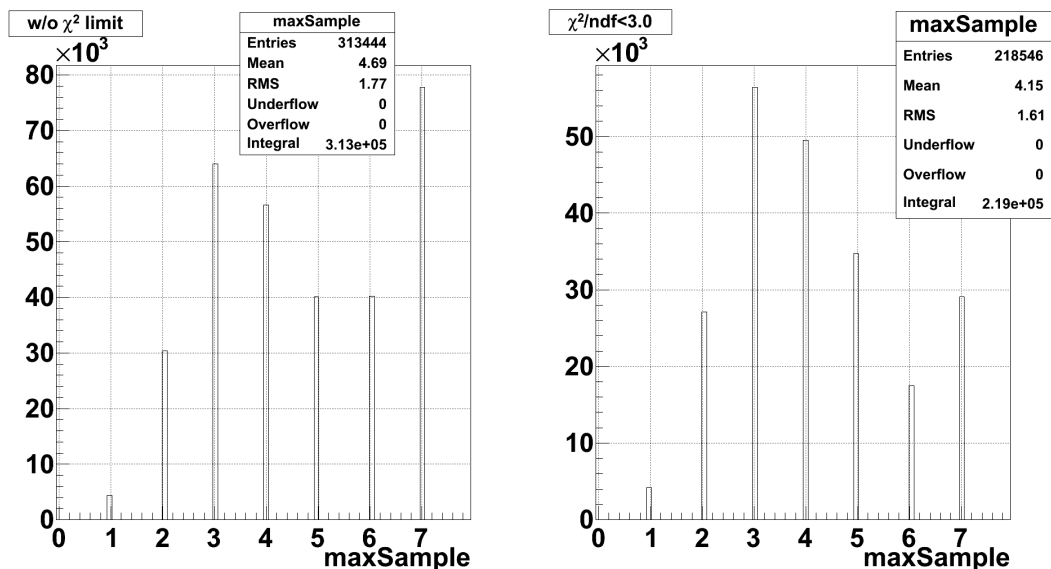


図 6.9: 波形フィットを行った波形の最大サンプル時刻の分布。

図 6.9 において元々のデータにおいて最大サンプル時刻が 7 の波形の割合が多いのは、サンプリングの終わり際に triggered event と関係のない (タイミングの合っていない) 荷電粒子が入射したことによって ADC の増加が始まったタイミングでサンプリングを終えたことによると考えられる。この場合仮に 9 サンプル目以降のデータを取得していたとすると、最大サンプル時刻が 7 の波形は実際には最大サンプル時刻が 8 以上の波形を集めたようなイベントが全てカウントされている。そのために最大サンプル時刻が 7 の波形が多く取得されていると考えることができる。本解析対象のデータ取得を行った凡そ 5.0×10^9 /spill のビーム強度では 5 MHz のレートでインタラクションが起こるため、インタラクション間隔は 200 nsec である。そのため、最大サンプル時刻が 7 の波形が本当に荷電粒子を捉えたものだとすると説明がつく。なお最大サンプル時刻が 0 の波形も、最大サンプル時刻が 7 の波形と同様多く取得された。最大サンプル時刻が 0 の波形はデータ変換時に落としてしまったが、同様の理由でタイミングの合っていない荷電粒子が入射したことによって取得された波形だと考えることができる。以降の解析では図 6.10 のように最大サンプル時刻が 7 の波形を除き、直線トラック対に含まれる SSD の二つの波形フィットの結果がともに $\chi^2/ndf < 3.0$ を満たす波形を対象に時間分解能の議論を行う。

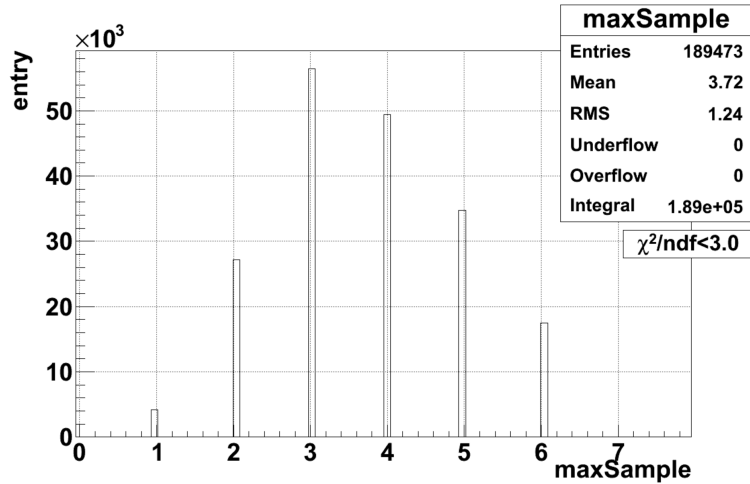


図 6.10: 最大サンプル時刻の分布。図 6.9 の右側の図から最大サンプル時刻が 7 の波形を除いた。

6.7 波形フィットからの時間情報の抽出

SSD を用いて取得した波形に対してフィッティングを行う目的は時間情報の取得である。波形フィッティングを行う際のイベントセレクションには直線トラックの組を用いた。その直線トラックの対の双方が同じ $p+A$ 反応からの粒子を再構成したトラックであれば、つまり同じ反応点で同じタイミングで生じた荷電粒子を捉えていた場合には、波形フィットから得られた時間情報には相関が生じる。波形フィットでは二種類の時間情報が取得できる。一つが波形の立ち上がり始めの時刻であり、他方が波形が最大値をとる時刻である。前者の波形の立ち上がり始めの時刻は、シリコンセンサー内に荷電粒子が入射したタイミングに対応している。数式 (6.2) は APV-25s1 チップから出力される ADC の時間変化 v_{out} へのフィッティングに使用した関数である。 v_{out} は APV25-s1 チップから出力される ADC 値に比例する。

$$v_{out}(t) = B \frac{t - T_0}{T_p} \exp\left(-\frac{t - T_0}{T_p}\right) \quad (6.3)$$

数式 6.2 のパラメータ及び波形フィットの結果の時間情報に関する言葉の定義は以下のとおりである。

- B: スケールパラメータ。荷電粒子が SSD を通過する際に失ったエネルギーに比例する。
- ヒットタイム (T_0): $v_{out}(t) = 0$ を実現する時刻。粒子の入射時刻を表す。
- ライズタイム (T_p): APV-25s1 チップでの時定数に相当する。波形の立ち上がりに必要な時間。
- ピークタイム ($T_0 + T_p$): $v_{out}(t)$ が最大値を実現する。

図 6.11 は波形フィッティングの結果から得た波形サンプリングである。ヒットタイムの分布よりもピークタイムの分布が広がっていることがわかる。また図 6.12 はライズタイムの分布であり、波形の立ち上がりから最大値に達するまで 40n sec 程度の時間が必要であることがわかる。

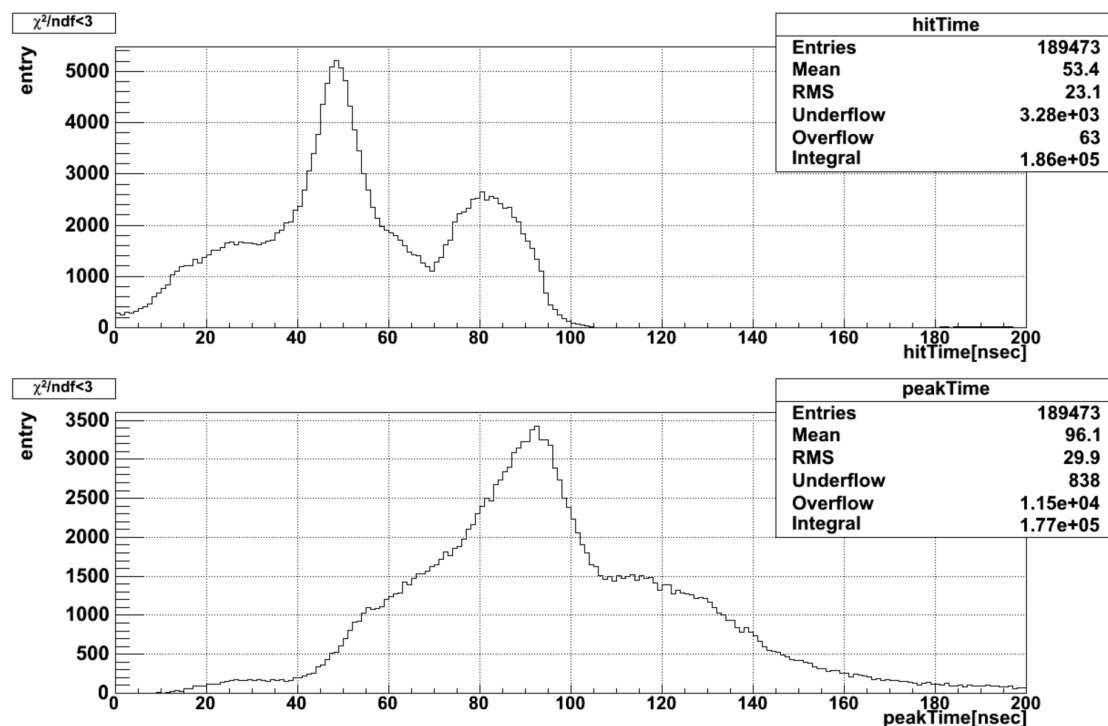


図 6.11: (上図) 波形フィッティングを行った結果のヒットタイムの分布。(下図) 波形フィッティングを行った結果のピークタイムの分布。

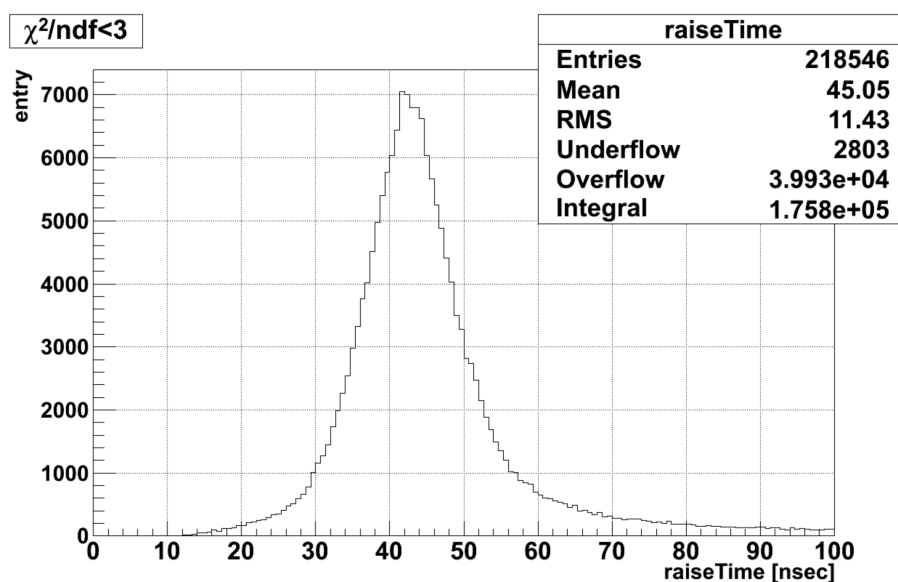


図 6.12: 波形フィッティングを行った結果のライズタイムの分布。

次に SSD の時間分解能評価には、波形フィットの結果のヒットタイムを用いて行った。

生データの最大サンプル時刻が1から6の波形を対象にフィッティングを行った。下の図6.13はSSD上での二つの波形のヒットタイミングの二次元プロットである。このヒストグラムに対するカット条件は以下の通りである。

- 波形フィットの結果、ともに $\chi^2/\text{ndf} < 3.0$ を満たす。
- それぞれの直線トラックのSSD上での残差の絶対値が1.5 mm以下である。
- 同一クラスター内での比較を防ぐため、SSDの二つのヒットが同じモジュールに含まれる場合には10本以上ストリップが離れている。

図6.13は直線トラック対に含まれる二つのSSDの波形のヒットタイムの二次元プロットである。これはトラック対における二つの波形から得られる時間の相関を意味する。50 nsecを中心にして二つのヒットタイムに正の相関が存在していることが見ており、凡そ40 nsecから60 nsecの領域に波形の対が集中している。これは、同じ時刻に発生した直線トラック対のSSDの二つの波形が同時刻に荷電粒子を検出していることを示している。

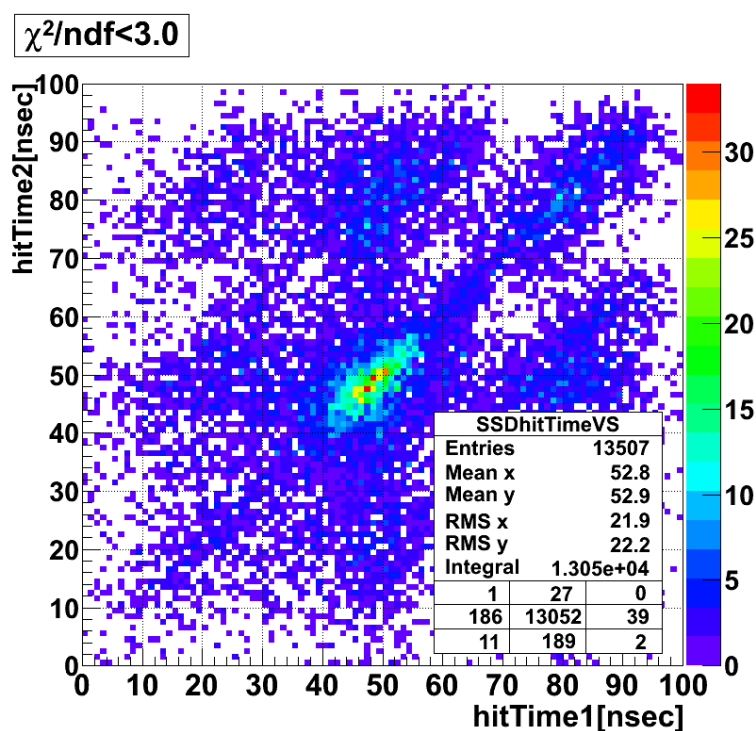


図 6.13: 直線トラック対でのSSD上での二つの波形のヒットタイムの二次元プロット。

また図6.14は直線トラック対に含まれる二つのSSDの波形のヒットタイムの差のヒストグラムである。ヒットタイムの差が0 nsecを中心にして鋭いピークが見えており、二つの直線トラックで同じタイミングで荷電粒子を検出したことを表している。このピークの幅はSSDの時間分解能と考えてよい。単体の波形の解析結果を用いた時間分解能評価を行うと、その幅にはトリガータイミングの幅 $8/\sqrt{12}$ nsecが含まれてしまう。本解析のようにSSD上での二つの波形から取り出した時間情報の差をとることでトリガータイミングのゆらぎを相殺できるため、計測できる時間分解能はSSD単体の時間分解能となる。

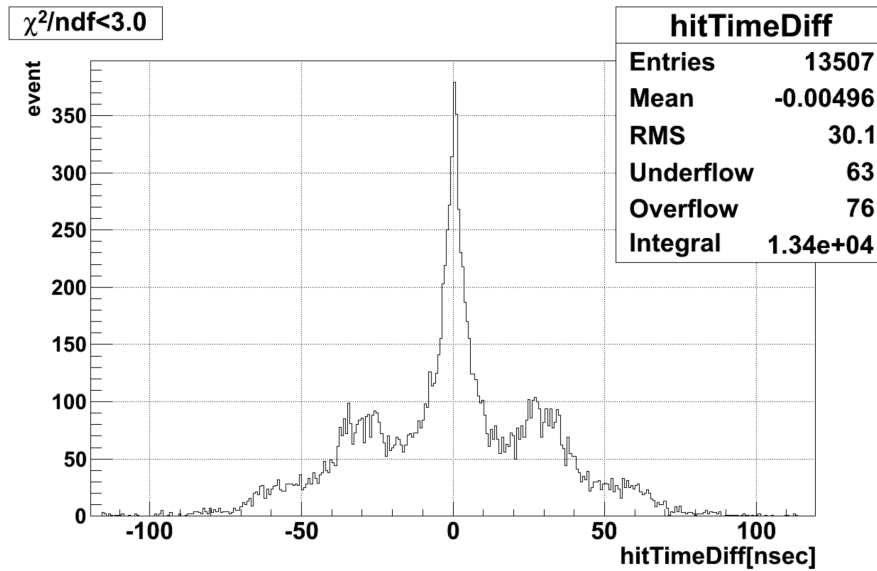


図 6.14: 直線トラック対でのヒットタイミングの差のヒストグラム。なだらかな山の形をしたバックグラウンドと0を中心とする鋭いピークが見えている。

図 6.15 は図 6.14 の中心のピークに対してガウシアンフィットを行った結果である。p0 が μ 、p1 が σ 、p2 がピークの高さを表すスケールパラメータ、p3 がオフセットパラメータである。この中心のピークの幅を本実験における SSD での時間識別性能と考えることができ、その値を SSD の時間識別性能 σ_{TIMING} とすると、

$$\sigma_{TIMING} = 1.91 \pm 0.24 \text{ nsec} \quad (6.4)$$

$$\frac{\Delta\sigma_{TIMING}}{\sigma_{TIMING}} = 13\% \quad (6.5)$$

となる。

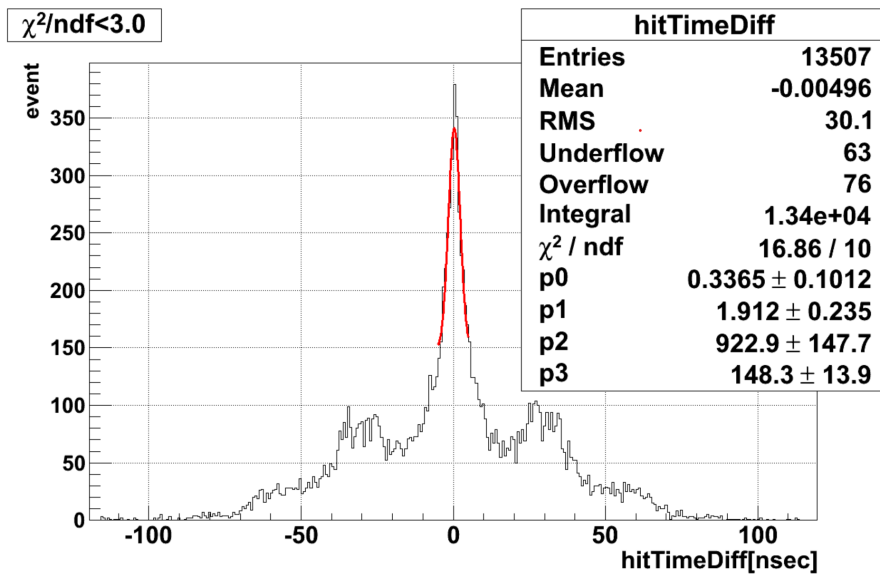


図 6.15: 直線トラック対での SSD 上でのヒットのヒットタイミングの差の分布。中心の山に対してガウシアンフィットを行った。

第7章 議論と展望

7.1 GEMトラッカーの位置分解能への依存

第5章ではSSDの位置分解能の算出を行うことができなかった。GTRと比較するとSSD位置分解能のデザイン値は小さい値を持っている。本節では今回の実験セットアップでSSDの位置分解能評価を行うことができなかった理由としては直線トラックの予測精度が考えられる。

第5章ではSSDの位置分解能の算出を行うことができなかった。第5章で算出したSSD上での直線トラックの予測誤差 $\sigma_{\text{TRACK}} = 365.6 \mu\text{m}$ に対して、仮にSSDの位置分解能が $100 \mu\text{m}$ を下回っていた場合に、その値を実現するための残差分布のガウシアン分散 σ_{PEAK} を求めると、

$$\sqrt{\sigma_{\text{PEAK}}^2 - (365.6 \mu\text{m})^2} = 100 \mu\text{m} \quad (7.1)$$

となる。これを解いて、

$$\sigma_{\text{PEAK}} = 379.0 \mu\text{m} \quad (7.2)$$

となる。予測誤差を σ_{TRACK} としたときに、

$$\sigma_{\text{PEAK}} - \sigma_{\text{TRACK}} = 13.4 \mu\text{m} \quad (7.3)$$

の範囲でしか許されていない。現在の解析ではGTRの位置分解能算出のフィット範囲の任意性による系統誤差、フィット結果の分散、及びSSDの残差分布のガウシアンフィットの幅の誤差が大きく、精度の良いSSDの単独性能を評価することが難しい。本来位置分解能がSSDを下回るGTRを用いたSSDの位置分解能評価に無理があることがわかった。GTR自身の分解能程度まではシリコンストリップ検出器の位置分解能を評価出来たとしてもそれよりも小さい位置分解能を評価するのは難しい。仮にSSD位置分解能評価を行うのであれば少なくともそれ程度か、それよりも位置決定精度の良い検出器または粒子検出のシステムが必要である。しかしながらE16実験においてSSD自体の位置分解能は重要であるが、それ以上にSSDと3層のGTRを合わせたスペクトロメータとしての位置分解能が重要である。将来的には磁場環境下での粒子の飛跡再構成から粒子の質量スペクトルを求め、そこから位置検出器系の位置分解能の評価を行う見込みである。

7.2 展望

E16実験環境下でSSDに期待される時間分解能 4 nsec を下回る時間分解能の実現を示すことが出来た。これによりSSDでの波形解析を用いて本実験がおかれている高計数率

環境下でのバックグラウンド事象の除去の可能性が示すことができた

本解析を行うにあたり、SSD から取得したデータのデコーダーの開発及 SSD 上での残差の算出のための磁場の無い環境下での粒子の飛跡の再構成の可能性を示し、コミッション段階の E16 スペクトロメータでの粒子の飛跡検出機能を示すことができた。今後は本実験で結果を用いて、磁場環境下での荷電粒子の飛跡の再構成を行い、スペクトロメータ全体の質量分解能評価を行うことができると期待される。

今後は、磁場中での運動量測定を用いた既知の粒子の質量スペクトルの再現を行うことが出来れば、GTR と合わせてスペクトロメータの位置分解能の算出が可能である。

第8章 結論

E16 実験において ϕ 中間子の質量再構成に必要な電子・陽電子対の運動量測定は、飛跡測定領域に印加された高磁場下での飛跡の曲率を求めることで測定する。そのため、質量スペクトル変化の検証には荷電粒子の正確な飛跡の測定が不可欠である。本研究において、荷電粒子の飛跡測定は1層の SSD と3層の GTR で行う。本実験は 1.0×10^{10} /spill の陽子ビームを合計 0.2% の相互作用長を有する実験標的に照射して行うため、10 MHz での高計数率環境下での実験が想定されている。本実験で使用する SSD の時間分解能は 4 nsec の達成実績があり、実験設計におけるシミュレーションではこの値を使用し、時間情報を用いたバックグランド除去を行っている。

2020 年 6 月に行われた初のコミッショニングでは合計 6 台の SSD を使い、SSD 及び GTR での取得データから荷電粒子の飛跡の再構成を行い、E16 実験環境下で SSD が実現した位置分解能及び時間分解能の評価を行った。高レートの実験条件下でこれらの検出器を始めて動作させ、データを取得し、標的で発生した粒子の飛跡を正しく解析する手法を確立した。

この解析には磁場のない場合での校正データを用いた。まず GTR で飛跡解析を行い、GTR の位置分解能を評価した。また、標的から発生した二本の飛跡を同定することで、効率的にバックグランドが除去できることを示すことができた。GTR で同定した標的由来の飛跡データを用い SSD の波形解析を行い、 1.91 ± 0.24 nsec の時間分解能を実現していることが確認出来た。これは実験設計上想定した時間決定精度の 4 nsec よりも十分小さい値である。

今後、荷電粒子の飛跡を再構成し、K 中間子などの既知の粒子に対して質量分布を評価することで、スペクトロメータ全体の質量分解能評価を行うことが期待される。

謝辞

指導教官の成木恵准教授には学部4回生の課題研究時から3年間ご指導していただき、本研究においても、研究の方針だけに限らず多くのアドバイスを頂きました。また研究がうまく進まず気持ちが沈んでいる時でも優しく指導をして頂き、最後まで研究を続けることが出来ました。理化学研究所の四日市悟専任研究員には大変お忙しい中長時間の議論を行っていただき、的確なアドバイスのみならず研究の心構えなど多くを教えて頂きました。教えて頂いた心得などまだまだすべてを身に着けてはいませんが、卒業後にも大変役に立つアドバイスを沢山頂きました。KEKの小沢恭一郎准教授には数多くの研究の方針のみならず、励ましの言葉なども多く頂きました。特にトラッキング解析の際には多くの有用なアドバイスを頂きました。またKEKの本多良太郎准教授には、シリコンストリップ検出器の読み出しシステムの開発の際には大変お世話になりました。他にもE16実験グループの方々や、原子核・ハドロン物理学研究室の方々のお力添えがあってこそ研究を進めることができました。この場を借りての感謝を申し上げます。また何よりも、ここまで育ててくれた両親に感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] <https://gdd.web.cern.ch/gem>, 2021 年 1 月 21 日 アクセス.
- [2] C.Partrignani, *et al.* *Chinese Physics C*, Vol. 40, No. 100001, 2016.
- [3] Frank Hartmann. Silicon tracking detectors in high-energy physics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Reserch A 666*, 2012.
- [4] HEPHY,APVDAQ APV25(Institute of High Energy Physics). Readout System Reference Manual.
- [5] L. Lones. User Guide Version 2.2. *RAL Microelectronics Design Group*, 2001.
- [6] Particle Data Group. The Review of Particle Physics. 2017.
- [7] Philipp Gubler and Keisuke Ohtani. Constraining the strangeness content of the nucleon by measureing the ϕ meson mass shift in nuclear matter. *Physical Review Letters*, Vol. 90, No. 094002, 2014.
- [8] R.Muto, *et al.* Evidence for In-Medium Modification of the ϕ Meson at Normal Nuclear Density. *Physical Review Letters*, Vol. 98, No. 042501, 2007.
- [9] Ryotaro Muto, *et al.* Developmeant of Lamberton Magnet and Septum Magnets for Splitting 30-GeV Proton Beam in Hadron Experimental Facility at J-PARC. *IEEE TRASCTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY*, 2016 Vol.26.
- [10] S.Yokkaichi, *et al.* Technical Design Report for the J-PARC E16. reviced in November 2016.
- [11] W. Weise. Nuclear Aspects of Chiral Symmetry. *Nuclaer Physics*, Vol. A553, No. 59c-72c, 1993.
- [12] 株式会社日立ハイテク 半導体の部屋ホームページ. <https://www.hitachi-hightech.com/jp/products/device/semiconductor/about.html>, 2020 年 11 月 17 日 アクセス.
- [13] 大強度陽子加速器施設 J-PARC ホームページ. www.j-parc.jp/c/index.html, 2020 年 12 月 10 日 アクセス.
- [14] 市川真也. 原子核内におけるベクター中間子質量測定のためのトリガー中継モジュール開発. 京都大学理学研究科 修士論文.

- [15] 菅野光輝. Development of a Hadron Blind Detector for the J-PARC E16 Experiment. 東京大学大学院理学研究科 修士論文.
- [16] 浅野秀光. 高強度荷電粒子ビーム飛跡解析用のシリコンストリップ検出器の開発. 京都大学理学研究科 修士論文.
- [17] 足利沙希子. 電子・陽電子対測定のための鉛ガラスカロリメータの開発. 京都大学理学研究科 修士論文.
- [18] 村上智紀. J-parc e16 実験に向けた gem 飛跡検出器の開発と建設. 東京大学大学院理学研究科 修士論文.
- [19] 中井亘. private communication.
- [20] 日本アクチュアリー会. モデリング 第一章 回帰分析. 2019.
- [21] 武藤史真. private communication.

付録A 付録

A.1 FM座標系でのSSDストリップの座標の決定

SSD センサー部分の内部構造は図 A.1 の通りである。SSD センサー部分の中心を原点として、各ストリップのセンサー内での座標の計算に関しての解散方法について述べる。センサーを正面からみた場合のセンサー中心をローカル座標の原点とする。(s=0) この時、ストリップ番号が大きくなる方向をローカル座標の正の方向とすると、ストリップ番号が X_n の時、ストリップの一次元ローカル座標 s_n は次式のように表すことができる。

$$s_n = X_n \times 80 - 30680[\mu m] \quad (\text{A.1})$$

センサー中心に位置するストリップ番号は $767/2 = 383.5 (= X_c)$ である。位置決めピン1から位置決めピン2(図 A.2) に向けた二次元の単位ベクトルを $\vec{a}_{//}$ とすると、任意のストリップ番号に対して次式が成り立つ。

$$\vec{s}_n - \vec{s}_c = \vec{a}_{//}(s_n - s_c) \quad (\text{A.2})$$

ローカル座標を表す二次元位置ベクトルを \vec{s}_n^L と書くと

$$\vec{s}_n^L = \vec{s}_n - \vec{s}_c \quad (\text{A.3})$$

と表すことができる。

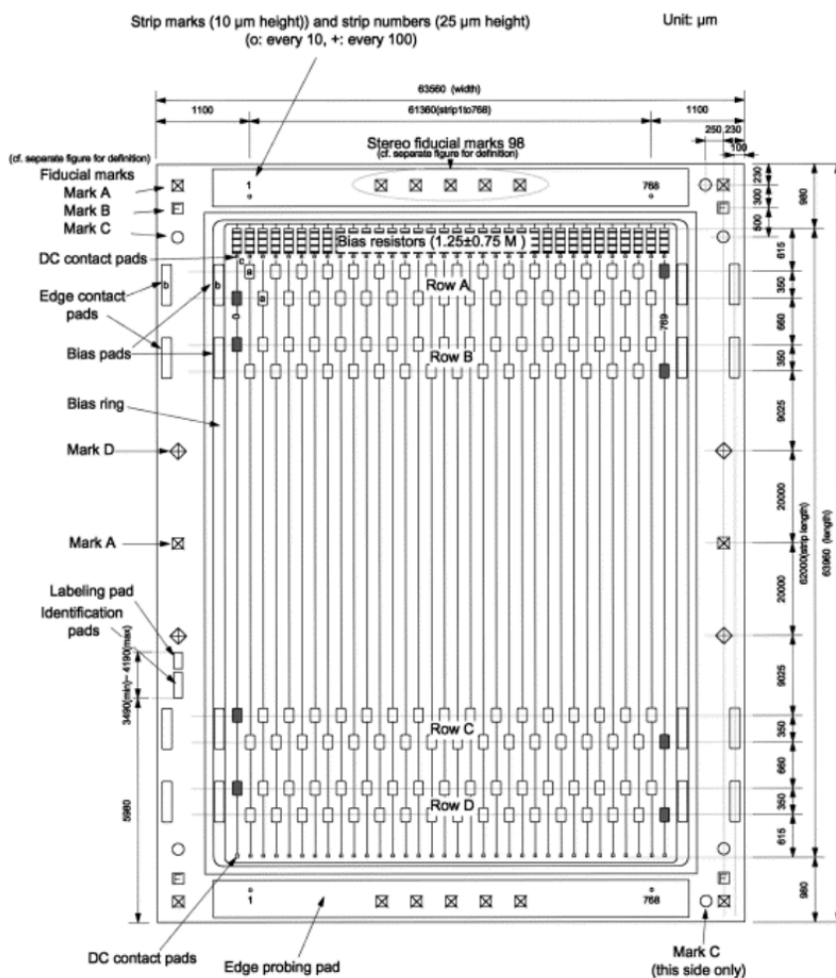


図 A.1: SSD センサーの内部構造。80 μ m ピッチで 768+2(両脇) 本のストリップが搭載されている。センサー部分の中心と二本の位置決めピンの中点が一致するとして座標を算出した。

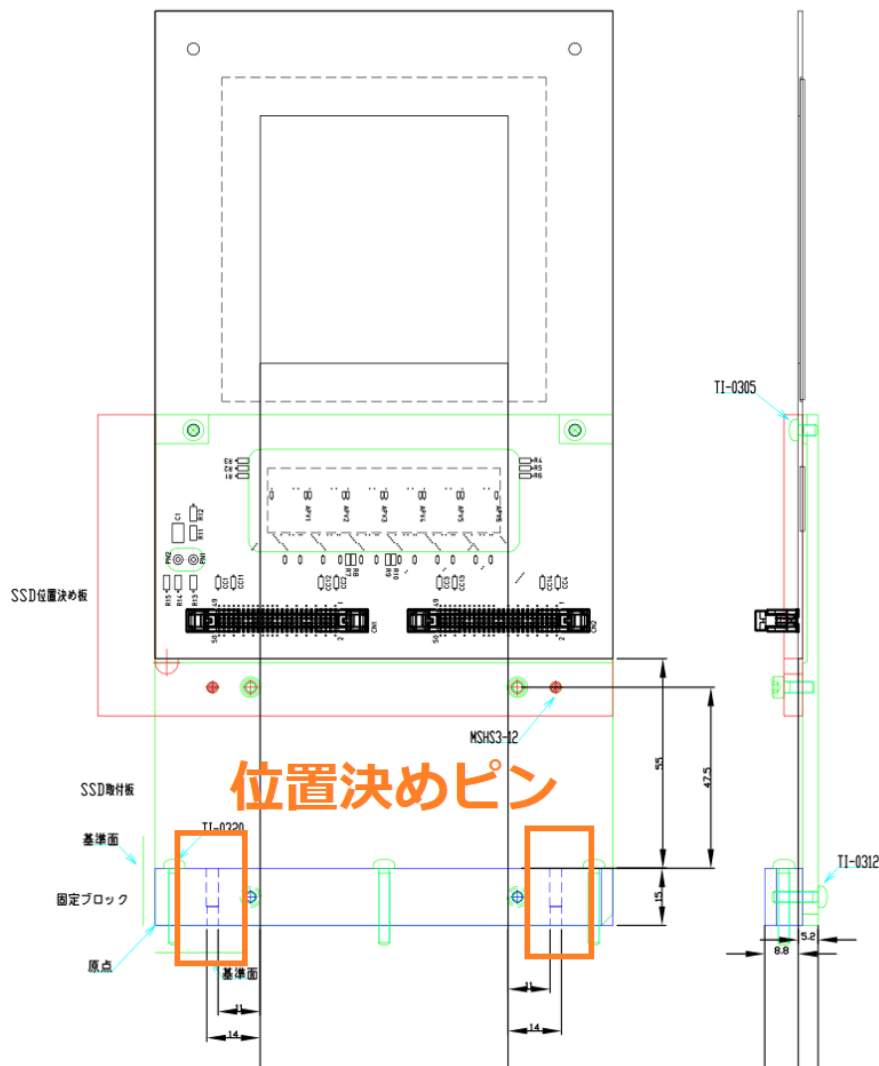


図 A.2: SSD センサーを固定する台の図面。固定台の足には二本の位置決めピンを挿せるような設計になっており、SSD センサーの設置精度を決定している。

本実験においては SSD は専用の設置台に設置された上で、ベースプレートに設置して使用した。ベースプレートに設置されている 3 枚の標的のうち、中心の標的が本実験でのグローバル座標である FM 座標の原点である。SSD に搭載されているストリップのグローバル座標は、ベースプレート上での固定台の位置、固定台上での SSD センサーの位置の二つによって決定される。ベースプレートへの SSD 固定のための位置精度を保証しているのは二つの位置決めピンである。各センサーの位置決めピンの座標は以下に記すとおりである。

各 SSD センサー内でのローカル座標の基準となる座標はセンサー中心の (X, Z) 座標である。二つの位置決めピンの中心の中点を P_M とする。 P_M は図 1 の右側の図にあるように、SSD 固定台との間に 5mm の距離がある。ここでは、SSD 固定台の SSD 表面側の表面を通る平面が SSD センサー部分の断面と一致すると仮定し、 P_M から 5mm ずらしたセンサー部分の中心からベースプレートに向かって下ろした垂線との交点を P_B とし、SSD セ

ンサー内での基準点とした。P_B の位置を表す二次元位置ベクトルを \vec{v}_B^G と書くと、SSD センサー内の任意のストリップのグローバル座標の二次元位置ベクトル \vec{s}_n^G は以下のように表すことができる。

$$\vec{s}_n^G = \vec{v}_B^G + \vec{s}_n^L \quad (\text{A.4})$$

A.2 クラスタリング

SSD のセンサー部分に発生した正孔が隣接するストリップに分かれて読み出された場合、一回の荷電粒子のヒットで隣り合う複数本のストリップからヒットが検出される。それらの複数のストリップのヒットは一つのヒットとして扱うことがもとめられ、その塊をクラスターと呼ぶ。以下の図 (A.3) は本節で解析の対象としているのと同じ実験条件下でのクラスタリングサイズの分布である。

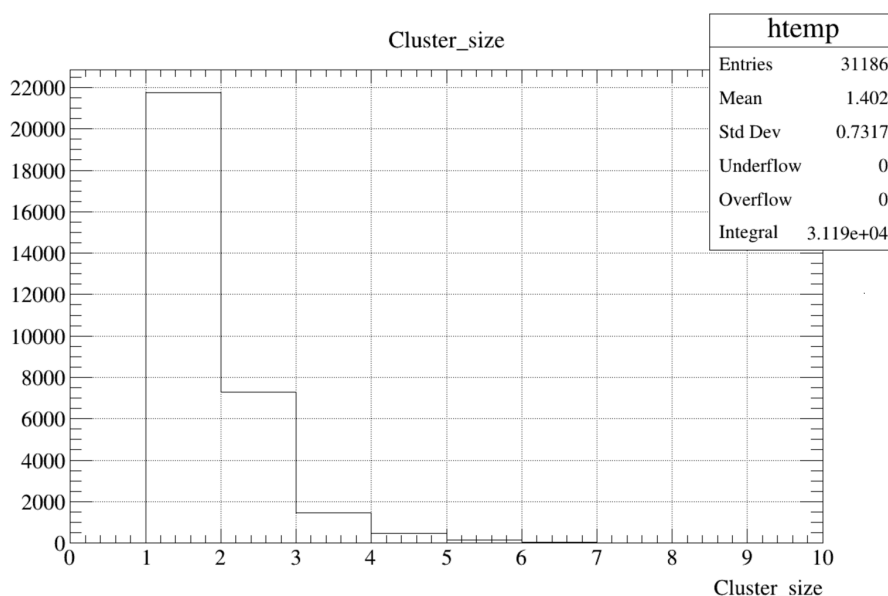


図 A.3: SSD のヒットデータに対してクラスタリングを行った際のクラスターサイズの分布。

A.3 直線トラックの位置精度

3層の GEM トラッカーは SSD に比べて、標的までの距離が大きい。そのため、GEM トラッカーのヒット点を用いて構成した直線トラックの方程式を用いて SSD 上でのヒット位置の予想位置を算出した場合には、位置の予想モデルを用いた外装を行うことになるため、直線トラックの SSD 上での予想位置の揺らぎを正しく見積もる必要がある。本節では最小二乗法を用いて導出した直線トラックが SSD 上で実現する位置分解能に関して考察を行う。

XZ 二次元平面内で GEM トラッカー上のヒット位置を算出する場合、X 座標と Z 座標は

それぞれ確率変数であり、揺らぎを持った量である。しかし二次元座標が GEM トラッカーの読み出し面に乗っているという拘束条件を考慮すると、どちらか一方のみが確率変数で、他方がその確率変数の実現値から算出される予測量と解釈することができる。そのため、ここでは X 座標は確率変数ではない与えられた量として考え、Z 座標のみを確率変数として考えることが出来るという仮定の下、議論を進める。

以下、説明変数を $x_i (i = 1, \dots, n)$ 、被説明変数の誤差項を $\varepsilon_i (i = 1, \dots, n)$ として、被説明変数 $Y_i (i = 1, \dots, n)$ は、説明変数 x_i と誤差項およびパラメータ α 及び β を用いて表した際のモデルについて議論を行う。 [20]

そのモデルは以下の数式 (A.5) によって表現することができる。

$$Y_i = \alpha + \beta x_i + \varepsilon_i \quad (i = 1, \dots, n) \quad (\text{A.5})$$

上記のモデル (A.5) は、実質的には一般的な最小二乗法を用いた単回帰分析を拡張したものである。ここでの違いは、 α, β, Y_i を一般的な変数から確率変数に拡張したことである。実際、このモデル (A.5) での α 及び β の期待値は、一般的な最小二乗法で求めた値である、最小自乗推定量 $\hat{\alpha} \cdot \hat{\beta}$ と一致することが知られている。また、誤差項 ε_i は互いに独立に正規分布 $N(0, \sigma^2)$ に従う前提を置く。この前提は今回の解析に用いたデータセットに対しては、各 GTR のレイヤーでの位置分解能が同じであるという仮定に相当する。数式 (A.5) から、被説明変数 Y_i はそれぞれ以下の数式 (A.6) のような正規分布に従うことがわかる。

$$Y_i \sim N(\alpha + \beta x_i, \sigma^2) \quad (\text{A.6})$$

最小自乗推定量 $\hat{\beta}$ の式を変形すると、

$$\begin{aligned} \hat{\beta} &= \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(Y_i - \bar{Y})}{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \\ &= \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})Y_i}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \left(\because \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x}) = 0 \right) \\ &= \beta + \sum_{i=1}^n c_i \varepsilon_i \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

ただし、

$$c_i = \frac{x_i - \bar{x}}{\sum_{j=1}^n (x_j - \bar{x})^2} \quad (\text{A.8})$$

である。等式 (A.7) の両辺の分散を計算すると以下の数式 (A.9) のようになる。

$$\begin{aligned} V[\hat{\beta}] &= V\left[\beta + \sum_{i=1}^n c_i \varepsilon_i\right] \\ &= \sum_{i=1}^n c_i^2 V(\varepsilon_i) \\ &= \frac{\sigma^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

また、最小二乗法でフィット結果の定数項である α の最小二乗推定量 $\hat{\alpha}$ は、数式 (A.9) の関係を用いて以下の数式 (A.10) のように表すことができる。

$$\begin{aligned}\hat{\alpha} &= \bar{Y} - \hat{\beta}\bar{x} \\ &= \bar{Y} - \left(\sum_{i=1}^n c_i Y_i \right) \bar{x} \\ &= \alpha + \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} - \bar{x}c_i \right) \varepsilon_i\end{aligned}\tag{A.10}$$

等式 (A.10) から $\hat{\alpha}$ の分散を以下の数式 (A.11) のように求めることができる。

$$\begin{aligned}V[\hat{\alpha}] &= V \left[\alpha + \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} - \bar{x}c_i \right) \varepsilon_i \right] \\ &= \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} - \bar{x}c_i \right)^2 V(\varepsilon_i) \\ &= \left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \right) \sigma^2\end{aligned}\tag{A.11}$$

最小二乗推定量 $\hat{\alpha}$ と $\hat{\beta}$ は独立ではない。共分散を計算すると以下の数式 (A.12) のようになる。

$$\begin{aligned}Cov(\hat{\alpha}, \hat{\beta}) &= Cov \left(\alpha + \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} - c_i \bar{x} \right) \varepsilon_i, \beta + \sum_{i=1}^n c_i \varepsilon_i \right) \\ &= Cov \left(\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} - c_i \bar{x} \right) \varepsilon_i, \sum_{i=1}^n c_i \varepsilon_i \right) \\ &= E \left[\left(\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} - c_i \bar{x} \right) \varepsilon_i \right) \left(\sum_{i=1}^n c_i \varepsilon_i \right) \right] \left(\because E \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} - \bar{x}c_i \right) \right] = 0 \right) \\ &= \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{n} - c_i \bar{x} \right) c_i E[\varepsilon_i^2] \\ &= \sigma^2 \left(\sum_{i=1}^n \frac{c_i}{n} - \bar{x} \sum_{i=1}^n c_i^2 \right) \\ &= -\frac{\bar{x}\sigma^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}\end{aligned}\tag{A.12}$$

ここで、 n 点のデータセット x_i ($i = 1, \dots, n$) を用いた最小二乗法を用いてフィッティングを行った場合に、 $n+1$ 点目のデータを予測した際の平均と分散を計算する。

説明変数 x_{n+1} が与えられた時、被説明変数 Y_{n+1} の予測量 \hat{Y}_{n+1} は回帰式を用いて以下の数式 (A.13) のように表すことができる。

$$\hat{Y}_{n+1} = \hat{\alpha} + \hat{\beta}x_{n+1}\tag{A.13}$$

$\hat{\alpha}$ 及び $\hat{\beta}$ はそれぞれ Y_i の線形和である。よって数式 (A.13) で分かるように、 \hat{Y}_{n+1} も Y_i で線形和である。ガウス分布に従う確率変数の和で表される確率変数はガウス分布に従

うため、 \hat{Y}_{n+1} はガウス分布に従う確率変数である。 Y_{n+1} の誤差項を考えないとき、最小二乗法による予測の誤差を表す確率変数 $Y_{n+1} - \hat{Y}_{n+1}$ は以下の数式 (A.14) のように表すことが出来る。

$$Y_{n+1} - \hat{Y}_{n+1} = (\alpha - \hat{\alpha}) + (\beta - \hat{\beta})x_{n+1} \quad (\text{A.14})$$

よって、数式 (A.9)・(A.11)・(A.12) を用いてその平均と分散を計算すると以下の通りとなる。

$$\begin{aligned} E[Y_{n+1} - \hat{Y}_{n+1}] &= E[(\alpha - \hat{\alpha}) + (\beta - \hat{\beta})x_{n+1}] \\ &= E[\alpha - \hat{\alpha}] + x_{n+1}E[\beta - \hat{\beta}] \\ &= 0 \\ V[Y_{n+1} - \hat{Y}_{n+1}] &= V[(\alpha - \hat{\alpha}) + (\beta - \hat{\beta})x_{n+1}] \\ &= V[\hat{\alpha} + \hat{\beta}x_{n+1}] \\ &= V[\hat{\alpha}] + x_{n+1}V[\hat{\beta}] + 2x_{n+1}Cov(\hat{\alpha}, \hat{\beta}) \\ &= \sigma^2 \left(\frac{1}{n} + \frac{\bar{x}^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \right) + x_{n+1}^2 \frac{\sigma^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \\ &\quad - 2x_{n+1} \frac{\bar{x}\sigma^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \\ &= \left[\frac{1}{n} + \frac{(x_{n+1} - \bar{x})^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \right] \sigma^2 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

これまでの議論を今回の解析に当てはめると、二次元平面内で原点から GTR 中心までの距離が説明変数 x_i に対応し、GTR のチェンバー中心をローカル座標の原点としたときのヒット位置のローカル座標が被説明変数 Y_i である。SSD は原点と GTR の中心を結んだ直線上に存在している。今回の解析では 3 層の GTR のヒット位置の組に対して最小二乗法を適用して作成した直線を直線トラックとしている。標的由来であると考えられる直線トラックが SSD を貫く座標の予測位置は Y_{n+1} に該当する。SSD の位置分解能算出のために使用する直線トラックによって算出されるシリコンセンサー上でのヒット位置の誤差は、数式 (A.15) によって表すことができる。これは数式 (5.2) の σ_{TRACK}^2 に該当する。数式 (A.15) から分かるように、予測精度を表す予測位置の分散は直線フィットに使用した x_i の平均と、予測に使用する位置 x_{n+1} に依存する。GTR 三層のヒット位置で作成した直線フィットに対しては最小二乗法において外挿を必要とする位置に存在する SSD 上でのヒット位置を予想する場合には、数式 A.15 の第二項の分子予測精度が悪くなる。

A.4 自身のヒット情報を含んだ直線を用いた位置分解能評価

本解析では行わなかったが、最小二乗法での直線フィットを行う際に SSD のヒットも加えて行った場合に実現される残差分布から SSD の位置分解能を算出する方法を記す。SSD 自身のヒット位置の情報を加えれば、GEM トラックの 3 層と合わせて合計 4 点の点の残差を最小にするような直線と最小二乗法によって導出することができる。思想的には SSD を抜いた 3 層の GEM トラックで構成した直線トラックと SSD との交点と SSD

のヒット位置の残差の標本分散から推定した位置の広がり、SSD を加えた合計 4 点のヒット点に対して最小二乗法を適用して作成した直線トラックの SSD 上での座標と SSD のヒット位置の残差の標本分散から推定した位置の広がりから、SSD 単体での位置分解能を算出する。確率変数 $\Delta X_1 \cdot \Delta X_2 \cdot \Delta X_3$ をそれぞれ以下のように定義する。

$$\Delta X_1 : \text{SSD 単体でのローカルでの位置のゆらぎ} \quad (\text{A.16})$$

$$\Delta X_2 : \text{SSD 無しで作成した直線トラックの SSD 上での位置のゆらぎ} \quad (\text{A.17})$$

$$\Delta X_3 : \text{SSD を含めて作成した直線トラックの SSD 上での位置のゆらぎ} \quad (\text{A.18})$$

この時、確率変数 $\Delta X_1 \cdot \Delta X_2 \cdot \Delta X_3$ は正規分布に従うので、各々の分散を用いて以下の関係が成り立つ。

$$\Delta X_i \sim N(0, \sigma_i^2) \quad (i = 1, 2, 3) \quad (\text{A.19})$$

以下、 ΔX_1 と ΔX_2 が各々独立であること、つまり

$$\text{Cov}(\Delta X_1, \Delta X_2) = 0 \quad (\text{A.20})$$

を仮定する。 ΔX_3 は ΔX_1 と ΔX_2 の重み付き平均で表され、以下の数式 (A.21) が成り立つ。

$$\Delta X_3 = \frac{w_1 \Delta X_1 + w_2 \Delta X_2}{w_1 + w_2} \quad (\text{A.21})$$

ここで w_1 と w_2 はそれぞれ ΔX_1 と ΔX_2 に対する重みを表しており、以下の数式 (A.22) ように表される。

$$w_j = \frac{1}{\sigma_j^2} \quad (j = 1, 2) \quad (\text{A.22})$$

数式 (A.20) の仮定の下、数式 (A.21) の両辺の分散

$$V[\Delta X_3] = V\left[\frac{w_1 \Delta X_1 + w_2 \Delta X_2}{w_1 + w_2}\right] \quad (\text{A.23})$$

を計算すると、以下の関係が成り立つ。

$$\begin{aligned} \sigma_3^2 &= \frac{w_1^2 \sigma_1^2 + w_2^2 \sigma_2^2}{(w_1 + w_2)^2} \\ &= \frac{\frac{1}{\sigma_1^4} \sigma_1^2 + \frac{1}{\sigma_2^4} \sigma_2^2}{\left(\frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}\right)^2} \\ &= \frac{1}{\frac{1}{\sigma_1^2} + \frac{1}{\sigma_2^2}} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

ΔX_i のそれぞれは SSD 上の真のヒット位置からのローカル座標上での残差でもあるため、以下の数式 (A.25) 及び (A.26) で定義する確率変数 ΔY_1 及び ΔY_2 はそれぞれ直線トラックとヒット位置までの残差を表す確率変数である。

$$\Delta Y_1 = \Delta X_2 - \Delta X_1 \quad (\text{A.25})$$

$$\Delta Y_2 = \Delta X_3 - \Delta X_1 \quad (\text{A.26})$$

ΔY_1 は GEM トラッカーのみの三点のヒット位置に対するフィットで作成された直線トラックと SSD 自身のヒット位置との残差を表している。また、 ΔY_2 は SSD を含んだ合計 4 点のヒット位置に対するフィットで作成された直線トラックと SSD 自身のヒット位置との残差を表している。それぞれ正規分布に従う確率変数の差で表されるので、以下の関係式 (A.27) が成り立つ。

$$\Delta Y_i \sim N(0, \sigma_{RES(i)}^2) \quad (i = 1, 2) \quad (\text{A.27})$$

ここで、数式 (A.20) の仮定のもと、 ΔY_1 の分散を計算すると以下の数式 (A.28) の関係が成り立つ。

$$\sigma_{RES(1)}^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (\text{A.28})$$

ΔY_2 に対して、数式 (A.21) の関係式を用いると、

$$\begin{aligned} \Delta Y_2 &= \frac{w_1 \Delta X_1 + w_2 \Delta X_2}{w_1 + w_2} - \Delta X_1 \\ &= \frac{w_2}{w_1 + w_2} \Delta Y_1 \end{aligned} \quad (\text{A.29})$$

数式 (A.29) の両辺の分散

$$V[\Delta Y_2] = V\left[\frac{w_2}{w_1 + w_2} \Delta Y_1\right] \quad (\text{A.30})$$

計算し、数式 (A.24) と (A.28) の関係式を用いると、以下のような関係式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \sigma_{RES(2)}^2 &= \left[\frac{w_2}{w_1 + w_2}\right]^2 \sigma_{RES(1)}^2 \\ &= \left[\frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}\right]^2 \sigma_{RES(1)}^2 \\ &= \frac{\sigma_1^4}{\sigma_{RES(1)}^2} \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

よって、SSD 単体の位置分解能である σ_1 は以下の数式 (A.32) によって表される。

$$\sigma_1 = \sqrt{\sigma_{RES(1)} \sigma_{RES(2)}} \quad (\text{A.32})$$