

2025年度 修士論文

RHIC-sPHENIX 実験での
 $\sqrt{s}=200\text{GeV}$ の p+p 衝突における
J/ ψ 中間子の測定

奈良女子大学大学院 人間文化総合科学研究科
博士前期課程 数物科学専攻 物理学コース
高エネルギー物理学研究室

学籍番号：24810009

池本真尋

2026年 2月 10日

概要

2023年5月より、米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)の重イオン衝突型加速器RHICを用いたsPHENIX実験が稼働した。この実験は、2000～2016年に同地で行われていたPHENIX実験の後継実験である。クォークとグルーオンが閉じ込めから解放された状態であるクォーク・グルーオン・プラズマ(QGP)の性質の解明を主な目的としており、ハドロンジェットやアップシロン中間子の測定を行っている。2023年度には、核子対あたりの重心系衝突エネルギー $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ の金金衝突を、2024年度には重心系衝突エネルギー $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ の陽子陽子衝突実験を行った。2025年度は、同条件での金金衝突に始まり、陽子陽子衝突、酸素酸素衝突のデータを収集した。

本研究では、sPHENIX実験における、ピクセル型シリコン衝突点検出器MVTXとシリコン中間飛跡検出器INTTからなるシリコン検出器で再構成した粒子の飛跡情報と、電磁カロリメータEMCalのエネルギー情報を組み合わせ、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 崩壊を用いた不変質量再構成手法を開発した。特に、2024年度の大量陽子陽子衝突データ収集を通じてMVTX、INTTおよびEMCalが安定に運転されたことを踏まえ、本研究ではこれら3検出器の情報のみに基づいて適用可能な解析手法の確立を目指した。解析には、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 単一粒子シミュレーション、陽子陽子衝突シミュレーション、2024年度に取得された陽子陽子衝突実験データを用い、同一の再構成・選別手順を適用して比較を行った。単一粒子シミュレーションでは、手法が J/ψ 信号を再構成できることの確認を目的とし、 E/p 条件により背景が抑制され、 J/ψ 質量付近に信号のピーク構造を確認した。陽子陽子衝突シミュレーションでは、実データで支配的となる背景成分の特徴を評価するとともに、シミュレーション結果に基づいて実データで期待される J/ψ の測定数を見積もった。さらに、2024年度に取得された陽子陽子衝突実験データに対して本手法を適用し、sPHENIX実験データにおける $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ の不変質量分布を再構成した。その結果、陽子陽子衝突シミュレーションおよび実験データでは低質量側の背景が大きく、線形表示では J/ψ 質量付近のピークは顕著ではない一方で、対数表示では同質量領域に事象が存在することを確認した。

これらの結果から、シリコン飛跡とEMCal情報のみを用いた J/ψ 再構成の基本手順を整備し、今後の信号抽出に向けた課題を明確化した。

目次

第1章 序論	2
1.1 研究背景	2
1.1.1 素粒子と複合粒子	2
1.1.2 QGP (Quark-Gluon Plasma)	3
1.1.3 J/ψ 中間子	4
1.1.4 高エネルギー原子核衝突実験	5
1.1.5 RHIC	6
1.1.6 sPHENIX 実験	7
MBD	8
MVTX	9
INTT	10
EMCal	12
データ収集系とトリガー	13
1.2 使用する物理量の定義	14
1.2.1 座標系	14
1.2.2 横運動量	14
1.2.3 反応断面積 (クロスセクション σ)	14
1.2.4 ルミノシティ	15
1.3 本研究の目的	15
第2章 J/ψ 中間子の不変質量の再構成手法	16
2.1 データセット	16
2.1.1 実験データ	16
2.1.2 シミュレーションデータ	17
PYTHIA	17
GEANT4	18
単一粒子シミュレーションデータ	18
PYTHIA シミュレーションデータ	18
2.2 クラスタリング	19
2.3 解析手法	19
2.3.1 MVTX と INTT を用いた粒子の飛跡再構成	20
2.3.2 EMCal とのマッチング	20
2.3.3 E/p 指標を用いた電子・陽電子選定	21
2.3.4 不変質量再構成	23
組み合わせバックグラウンドの除去	23

不変質量の再構成	23
第 3 章 電荷符号の再計算	25
3.1 電荷符号の誤り	25
3.1.1 電荷符号の再計算	26
第 4 章 シミュレーションデータを用いた J/ψ 中間子測定	29
4.1 単一粒子シミュレーションデータによる不変質量分布の再構成	29
4.1.1 粒子の飛跡再構成	29
4.1.2 EMCal マッチング	30
4.1.3 E/p 分布	31
4.1.4 不変質量の再構成	33
4.2 p+p シミュレーションデータによる不変質量分布の再構成	34
4.2.1 粒子の飛跡再構成	34
4.2.2 EMCal マッチング	36
4.2.3 E/p 分布	37
4.2.4 不変質量の再構成	37
4.3 単一粒子・p+p シミュレーションを用いた信号と背景の評価	39
第 5 章 実験データを用いた J/ψ 中間子測定	41
5.1 粒子の飛跡再構成	41
5.1.1 衝突点から外れた飛跡の削除	42
5.2 EMCal マッチング	43
5.2.1 方位角方向のずれの補正	44
5.2.2 EMCal マッチング	47
5.3 E/p 分布	47
5.4 不変質量の再構成	48
5.5 考察および今後の課題	50
第 6 章 結論	51
使用した実験データの詳細	52

目次

1.1	素粒子の標準模型として扱われる素粒子一覧	3
1.2	宇宙の歴史	4
1.3	J/ψ の崩壊モード	4
1.4	PHENIX 実験における J/ψ の生成断面積	5
1.5	重イオン衝突の時空発展	6
1.6	RHIC 加速器の俯瞰図	7
1.7	衝突核種とビームエネルギーの概要図	7
1.8	真横から見た sPHENIX 実験の検出器群	8
1.9	sPHENIX 実験の検出器群	8
1.10	MBD	9
1.11	ビーム軸から見た MVTX 断面図	10
1.12	実際の MVTX の下半分	10
1.13	INTT	11
1.14	INTT シリコンセンサーラダー	11
1.15	INTT ラダーおよびセンサーの模式図	11
1.16	EMCal	12
1.17	EMCal の全体像	13
1.18	EMCal のセクター	13
1.19	sPHENIX 実験における座標系	14
1.20	衝突エネルギーによる p+p の非弾性断面積	15
2.1	2024 年度の p+p 衝突データにおける衝突点の z 座標分布	17
2.2	p+p シミュレーションデータにおける衝突点の z 座標分布	19
2.3	$\Delta\phi$, Δz の定義	21
2.4	粒子選定図	23
3.1	電荷再計算前のイベントディスプレイ	25
3.2	電荷再計算前の縦軸 $\Delta\phi$ と横軸 ϕ_0 の二次元分布	26
3.3	電荷再計算方法の概要図	27
3.4	電荷再計算後のイベントディスプレイ	27
3.5	電荷再計算後の縦軸 $\Delta\phi$ と横軸 ϕ_0 の二次元分布	28
4.1	単一粒子シミュレーションデータにおけるイベントディスプレイ (x-y 平面)	29
4.2	単一粒子シミュレーションデータにおける p_T 分布と χ^2/ndf 分布	30
4.3	単一粒子シミュレーションデータにおける $\Delta\phi$, Δz 分布	31

4.4	E/p 分布	32
4.5	E/p 分布と不変質量の二次元分布	33
4.6	E/p カットによる不変質量分布 (緑: E/p カットなし、ピンク: $E/p > 0.6$ 、 青: $0.8 < E/p < 1.2$)	34
4.7	p+p シミュレーションデータにおけるイベントディスプレイ (x-y 平面)	35
4.8	p+p シミュレーションデータにおける p_T 分布と χ^2/ndf 分布	35
4.9	p+p シミュレーションデータにおける $\Delta\phi$ 、 Δz 分布	36
4.10	p+p シミュレーションにおける E/p 分布	37
4.11	p+p シミュレーションデータにおける不変質量分布	38
4.12	J/ψ シグナル (青) と p+p 背景 (黄) の比較分布	40
5.1	実験データにおけるイベントディスプレイ (x-y 平面)	41
5.2	実験データにおける p_T 分布と χ^2/ndf 分布	42
5.3	衝突点から外れた飛跡が含まれたイベントディスプレイ (z-r 平面)	43
5.4	ビーム軸上における飛跡の出発点と衝突点位置との差分分布	43
5.5	実験データにおける $\Delta\phi$ 、 Δz 分布	44
5.6	実験データにおける補正前の $\Delta\phi$ と ϕ_0 の二次元分布	45
5.7	$\Delta\phi$ 分布の補正に使用する ϕ_0 による関数	45
5.8	補正後の $\Delta\phi$ 分布	46
5.9	実験データを用いた補正後の $\Delta\phi$ と ϕ_0 の二次元分布	47
5.10	実験データにおける E/p 分布	48
5.11	実験データにおける不変質量分布	49

第1章 序論

1.1 研究背景

1.1.1 素粒子と複合粒子

我々の周りにあるあらゆる物質は原子からできており、原子は原子核と電子から構成されている。その原子核は陽子と中性子から構成されており、陽子と中性子をまとめて核子と呼ぶ。さらに核子はクォークとグルーオンと呼ばれる粒子から構成されている。これらのクォークやグルーオン、電子などは、物質を構成する最小の要素であり、これらは素粒子と呼ばれている。

素粒子には6種類のクォーク、6種類のレプトン、クォークやレプトン間での相互作用を媒介するゲージ粒子、素粒子に質量を与えるヒッグス粒子がある。これらを図1.1に示す。図1.1にあるように、クォークとレプトンは3世代に分かれている。アップ、チャーム、トップクォークは $+\frac{2}{3}e$ の電荷をもち、ダウン、ストレンジ、ボトムクォークは $-\frac{1}{3}e$ の電荷をもち、荷電レプトンはすべて $-1e$ の電荷をもち、ニュートリノは電荷をもちない。

陽子や中性子は、これらのクォークが3つからなる、バリオン(重粒子)と呼ばれる複合粒子である。また、一对のクォークと反クォークからなる複合粒子をメソン(中間子)という。これらのバリオンやメソンのように、複数のクォークが強い力で結合してできた粒子をハドロンと呼ぶ。ハドロンは角運動量を表すスピンという性質をもち、バリオンは半整数($\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$)、メソンは整数($0, 1, 2, \dots$)のスピンをもち、[1] [2]

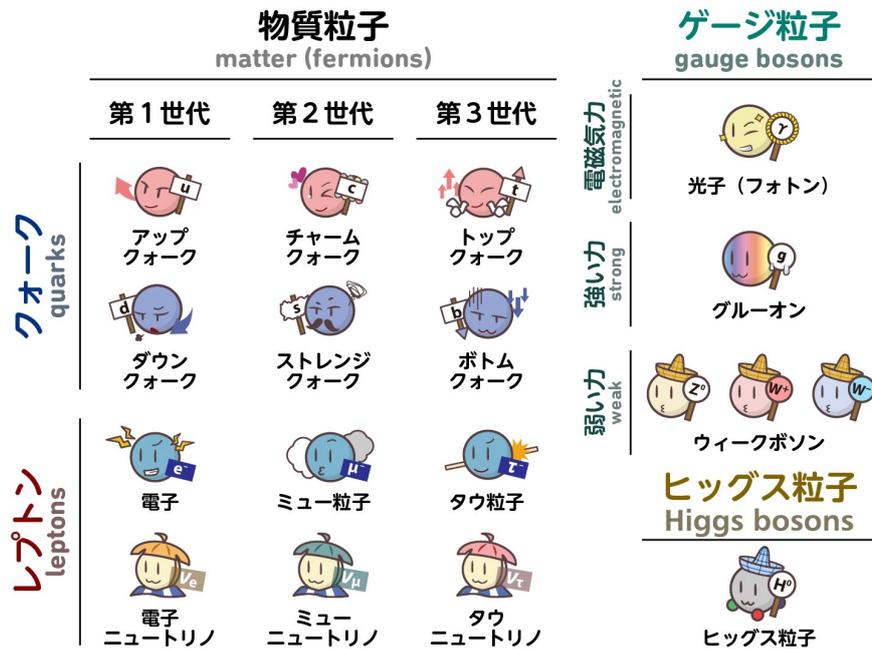


図 1.1: 素粒子の標準模型として扱われる素粒子一覧 [3]

1.1.2 QGP (Quark-Gluon Plasma)

QGPとは、クォークとグルーオンからなる、プラズマ状態のことである。通常、クォークやグルーオンは、強い相互作用により陽子や中性子の内部に閉じ込められている。しかし、超高温・超高密度下では「閉じ込め」が破れ、クォークやグルーオンが広い空間を比較的自由に動き回る相になる。これをQGPという。この相は宇宙初期、ビッグバンから数 μ ~数十 μ 秒後に存在していたと考えられている。図1.2は、ビッグバン後の宇宙の時空発展を表した図である。[4] [1]

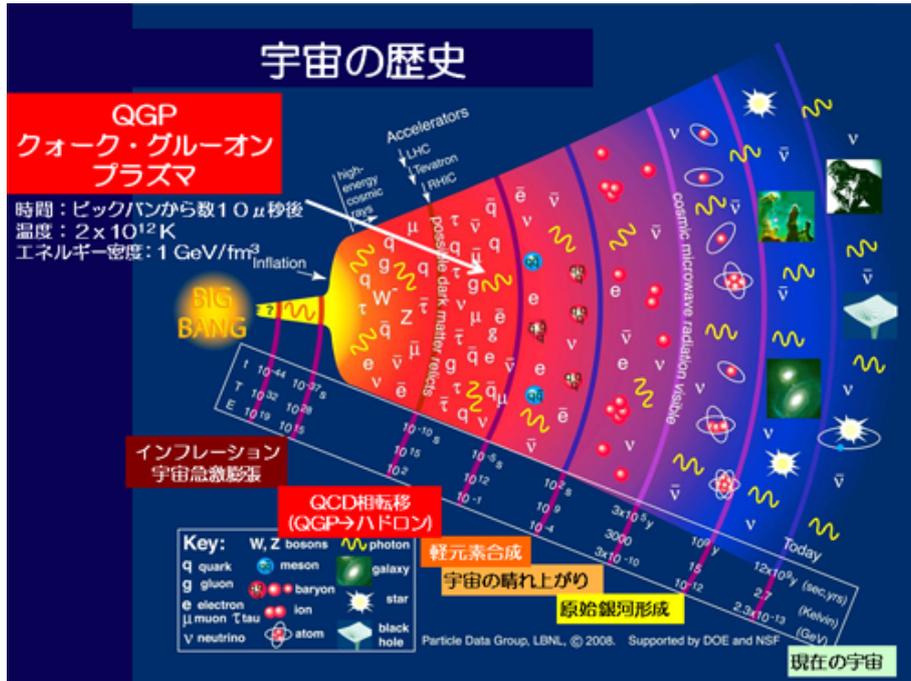


図 1.2: 宇宙の歴史 [4]

1.1.3 J/ψ 中間子

J/ψ 中間子は、チャームクォークと反チャームクォークからなる中間子であり、チャーモニウムともいう。質量 $3.096 \text{ GeV}/c^2$ 、崩壊までの寿命は約 $7.11 \times 10^{-21} \text{ s}$ である。陽子の約 3 倍の質量を持っており、J/ψ 中間子が発見される以前に知られていた粒子に比べて非常に重い粒子である。J/ψ 中間子のスピンは 1、パリティは -1 である。ここでパリティとは、空間反転に対する対称性を示す。J/ψ は、およそ 88% の確率でハドロンに、6% の確率で電子・陽電子のペアに、6% の確率で $\mu^+ \cdot \mu^-$ のペアに崩壊する。[5] この崩壊分岐比を図 1.3 に示す。この中間子は、1974 年に、米国スタンフォード線形加速器研究所と米国ブルックヘブン国立研究所によって発見された。[6]

J/ψ(1S) DECAY MODES		
Mode	Fraction (Γ_i/Γ)	Scale factor/ Confidence level
Γ_1 hadrons	(87.7 ± 0.5)%	
Γ_2 virtual $\gamma \rightarrow$ hadrons	(13.46 ± 0.07)%	
Γ_3 ggg	(64.1 ± 1.0)%	
Γ_4 γgg	(8.8 ± 1.1)%	
Γ_5 $e^+ e^-$	(5.971 ± 0.032)%	
Γ_6 $e^+ e^- \gamma$	[a] (8.8 ± 1.4) × 10 ⁻³	
Γ_7 $\mu^+ \mu^-$	(5.961 ± 0.033)%	

図 1.3: J/ψ の崩壊モード [5]

J/ψ は、重イオン衝突で生成される QGP の性質を探るプローブとして重要視されてきた。重イオン衝突では、QGP 中での媒質によるカラー遮蔽効果により $c\bar{c}$ 間の束縛が弱まり、 J/ψ 生成量が減少する。これを「 J/ψ 抑制」と呼ぶ。このような QGP による媒質効果を定量的に議論するためには、QGP を作らない陽子陽子 (p+p) 衝突での J/ψ 生成量を基準にし、そこからの変化を調べることが有効である。[1] 重イオン衝突における QGP 生成については次章 1.1.4 に記述する。

RHIC の p+p 衝突における J/ψ の生成断面積 $\sigma_{J/\psi}$ は、RHIC の PHENIX 実験における先行研究から、 $\sigma_{J/\psi}$ に J/ψ がレプトン対 l^+l^- (e^+e^- または $\mu^+\mu^-$) へ崩壊する分岐比 $B_{\ell\ell}$ を掛けた量として

$$B_{\ell\ell}\sigma_{J/\psi} = 180 \text{ nb} \quad (1.1)$$

が報告されている。[7] 先行研究の結果を図 1.4 に示す。左図は、PHENIX 実験で測定されたラピディティ毎の断面積 $B_{\ell\ell}d\sigma/dy$ を、ラピディティ y の関数として示したものである。右の表は、左図で得られた分布から、全ラピディティ領域における J/ψ の生成量を推定し、その結果を示したものである。断面積については 1.2.3 節に示す。

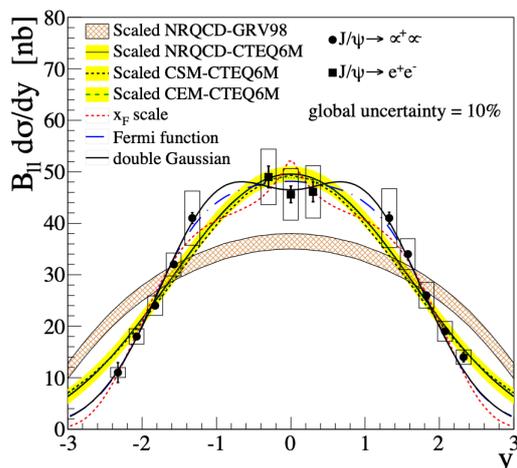


TABLE IV: Estimate of the total dilepton J/ψ cross section from the three fitting functions, together with the weighted average and a comparison to the result obtained in our previous measurement. The measured total cross sections have an additional 10% global uncertainty.

estimating function	χ^2 prob.	$B_{\ell\ell}\sigma_{J/\psi}$ (nb)
x_F scale fcn, Eq.18	0.30	$170.8 \pm 1.5^{\text{stat}} \pm 9^{\text{syst}}$
double Gaussian	0.79	$183.5 \pm 1.9^{\text{stat}} \pm 11^{\text{syst}}$
Fermi fcn, Eq.19	0.70	$182.0 \pm 2.3^{\text{stat}} \pm 12^{\text{syst}}$
AVERAGE		$180.7 \pm 2.0^{\text{stat}} \pm 12^{\text{syst}}$
2005 Run result[10]		$178 \pm 3.0^{\text{stat}} \pm 53^{\text{syst}}$

図 1.4: PHENIX 実験における J/ψ の生成断面積 [7]

1.1.4 高エネルギー原子核衝突実験

高エネルギー原子核衝突実験とは、高エネルギーに加速した重い原子核同士を衝突させる実験である。高エネルギーに加速した原子核は、ローレンツ収縮によりパンケーキ状に圧縮された状態で衝突する。衝突により極小領域に凝縮されたエネルギーは真空を沸騰させ、そこから大量のクォークやグルーオンが生じる。これらのクォークやグルーオンは衝突を繰り返し、高エネルギー領域は熱平衡状態である QGP に至る。その後、領域は時間とともに膨張、冷却し、QGP からクォーク同士が結合したハドロン状態に戻る。一方、p+p 衝突では、衝突するクォークの数が少なく、QGP 生成に必要な広い範囲の高温状態を作ることができない。QGP の研究では、QGP が生じる原子核衝突と、生じない陽子衝突を比較することで、QGP の性質を定量的に引き出すことに注力している。

重イオン衝突実験での、原子核衝突からハドロンの生成に至るまでの時空発展を図 1.5 に示す。

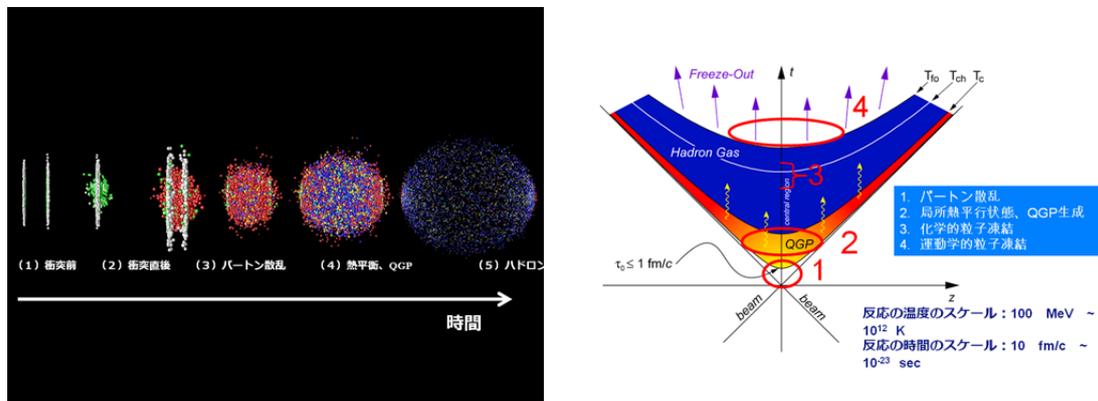


図 1.5: 重イオン衝突の時空発展 [4]

米国ブルックヘブン国立研究所にある重イオン衝突型加速器 (Relativistic Heavy Ion Collider, 以下 RHIC) にて、金原子核同士を超高エネルギーで衝突させることにより QGP を人工的に作り出せるようになった。現在は RHIC とヨーロッパにある欧州原子核研究機構 (CERN) にある LHC で高エネルギー原子核衝突実験が行われている。RHIC については次節 1.1.5 で記述する。実験室で到達する最高温度において強い相互作用を受ける物質の性質についての理解を深めている。[8]

1.1.5 RHIC

RHIC とは、米国ブルックヘブン国立研究所にある世界初の重イオン衝突型加速器である。RHIC 加速器の航空写真を図 1.6 に示す。金原子核対や重陽子・金原子核、銅原子核・金原子核衝突などを行っている。RHIC で実施された衝突核種とビームエネルギーの概要を図 1.7 に示す。

RHIC は入射器群を含む複合加速器として運転される。イオンは EBIS (Electron Beam Ion Source) で生成され、陽子ビームは LINAC (線形加速器) で加速された後、AGS (Alternating Gradient Synchrotron) を経て RHIC へ入射される。これらの段階で粒子を順次加速し、最終的に重イオンでは核子あたり 100 GeV 程度、陽子では最大で 250 GeV 程度のビームエネルギーに到達する。これにより、最大重心系エネルギーは金原子核対では 200 GeV、陽子対では 510 GeV となる。偏極陽子を用いた陽子衝突では、陽子のスピン構造も調べることができる。RHIC 本体は周長約 3.8 km の 2 つの超伝導加速器リングからなり、時計回り・反時計回りに周回する 2 本のビームを複数の衝突点で交差させ、衝突させる。2025 年度は sPHENIX 実験と STAR 実験が稼働していた。[1]

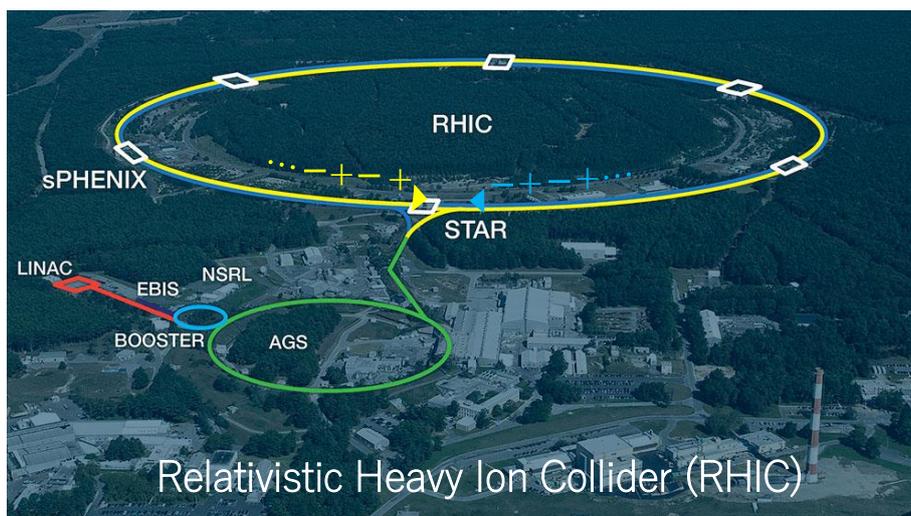


図 1.6: RHIC 加速器の俯瞰図 [9]

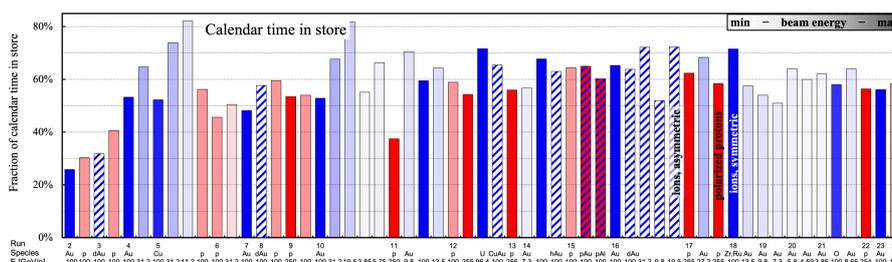


図 1.7: 衝突核種とビームエネルギーの概要図 [10]

1.1.6 sPHENIX 実験

RHIC では 2000 年から 2016 年にかけて PHENIX 実験が行われていた。PHENIX 実験の目的は原子核衝突反応によって QGP を再現し、その性質を研究することにあった。[1]

sPHENIX 実験は PHENIX 実験をさらに高度化したものであり、2023 年から 2026 年にかけて実験が行われた。本実験では、重心系衝突エネルギー 200GeV の金金衝突、陽子陽子衝突、酸素酸素衝突のデータが収集された。sPHENIX 実験ではジェット、ジェット対の相関関係、 Υ 粒子などを測定し、QGP の輸送係数と色遮蔽長の温度依存性を決定する。これらの測定は高い検出効率と大きな検出範囲を持つハドロンカロリメータ、電磁カロリメータ、3つの飛跡検出器によって行われている。sPHENIX 実験は、RHIC における初のハドロンカロリメータを持つ実験で、これにより RHIC で初のジェットの詳細な測定を行うことができる。[11]

sPHENIX 実験検出器群について、図 1.8 および図 1.9 に示す。sPHENIX 実験では、磁束密度 1.4T の超電導ソレノイド磁石、MBD (Minimum Bias Detector)、sEPD(sPHENIX Event Plane Detector)、ZDC(Zero Degree Calorimeter) と、MVTX (MAPS(Monolithic Active Pixel Sensor)Vertex tracker)、INTT (INtermediate Tracker)、TPC(Time Pro-

jection Chamber) の3つの飛跡検出器、TPOT(TPC Outer Tracker)、EMCa(電磁カロリメータ)、HCAL(ハドロンカロリメータ)、で構成されている。

以下では本研究に関連する検出器について述べる。

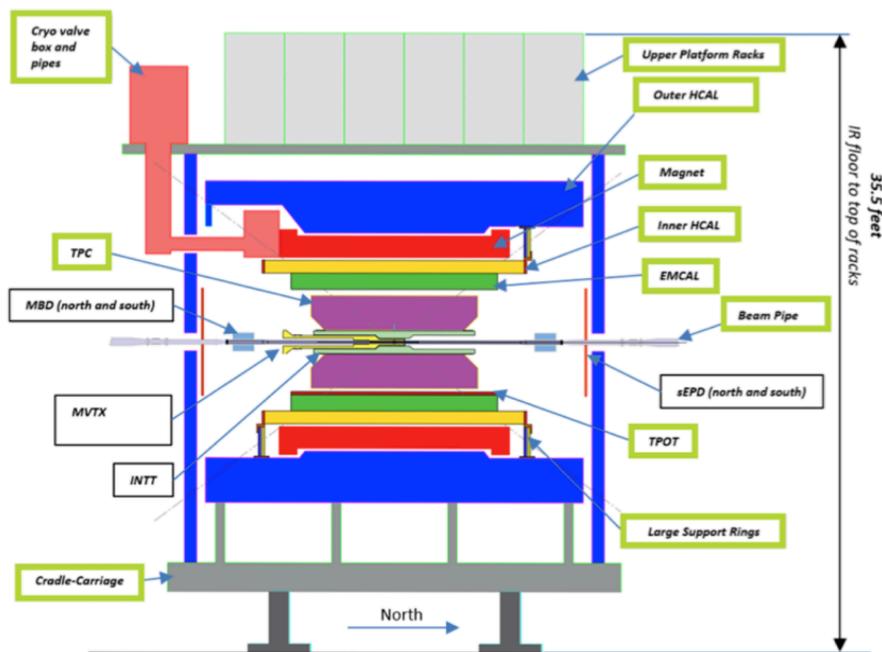


図 1.8: 真横から見た sPHENIX 実験の検出器群 [12]

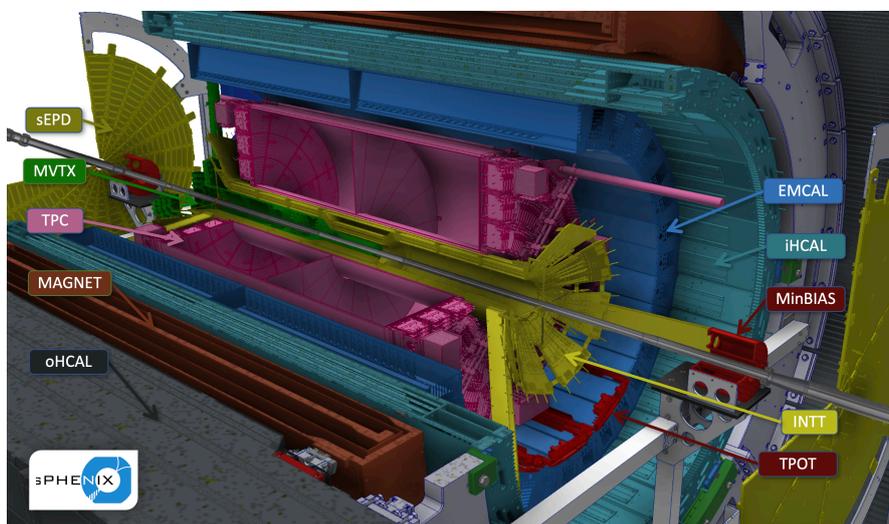


図 1.9: sPHENIX 実験の検出器群 [9]

MBD

MBD (Minimum Bias Detector) は、ビーム軸上 $|z| = 250\text{cm}$ に位置する、PHENIX 実験で用いられた BBC (Beam-Beam Counters) を用いた検出器である。2つのアームで

構成されており、各アームは 64 個のチェレンコフ検出器素子で構成され、磁場中で稼働できるように、メッシュ型ダイノードを用いた光電子増倍管 (PMT) で読み出される。各検出器素子は、厚さ 3cm の六角形型クォークが PMT の前面に取り付けられている。ビームパイプの周囲に、内側半径 5cm、外側半径 15cm の範囲にタイル状に配置されている。

衝突で発生した粒子が通過することで衝突を検出し、他の検出器のトリガーとしての役割を果たす。また、それぞれのアームで検出した粒子の時間差を用いて、ビーム軸上の衝突点位置の決定を行う。衝突中心度の決定も行う。[13]



図 1.10: MBD [14]

MVTX

MVTX (Monolithic-Active-Pixel-Sensor-based Vertex Detector) は、sPHENIX 検出器の最内層に位置するピクセル型シリコン検出器である。ビーム軸から見た MVTX の断面図を図 1.11 に、実際の MVTX の下半分の写真を図 1.12 に示す。LHC 加速器での ALICE 実験において開発された MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor) を用いている。MAPS はセンサーと読み出し回路が一体化されており、検出器を小型・薄型にできる点が特徴である。

ビームパイプから 2.24cm – 4.21cm に位置する。3 層の樽状構造となっており、ピクセルサイズは $29.24\mu\text{m} \times 26.88\mu\text{m}$ である。衝突中心からビーム軸方向に $\pm 10\text{cm}$ 、方位角方向に対して 2π の範囲を覆っている。さらに MVTX は、検出器素子あたりの物質量が 0.3% 程度になるよう設計されている。MVTX では精度の高い飛跡再構成が実現可能であり、衝突点と生成粒子の最近接距離を測定することによって重いクォークの検出を行う。[15] [16]

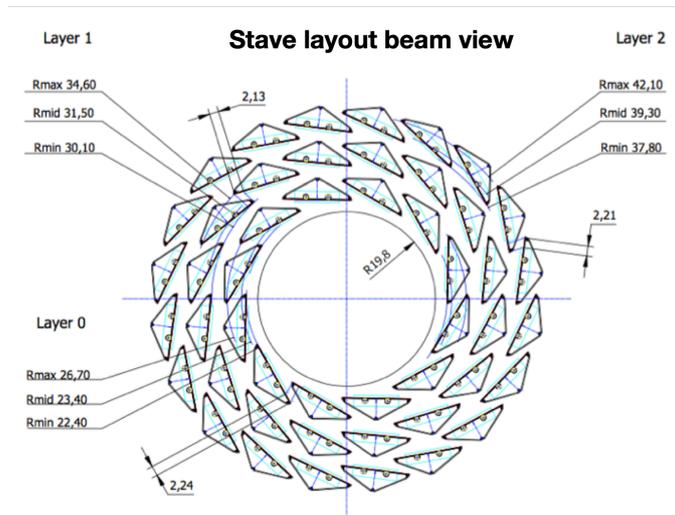


図 1.11: ビーム軸から見た MVTX 断面図 [9]

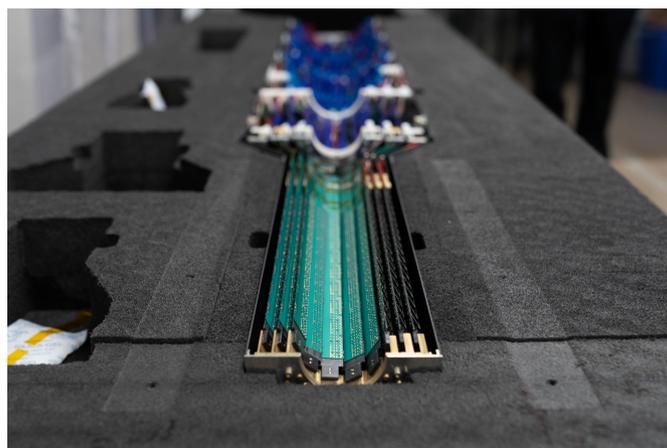


図 1.12: 実際の MVTX の下半分 [17]

INTT

INTT (INTermediate Tracker) は、sPHENIX 検出器において、MVTX と TPC 間に位置するストリップ型シリコン検出器である。INTT 検出器の断面図を図 1.13 に示す。2 層の樽状の構造をしており、内層はビームパイプから 7.45cm、外層は 10.01cm に位置する。方位角方向に対して 2π の範囲を覆っており、ビーム軸方向の衝突位置が $\pm 23\text{cm}$ の範囲にある事象に対して、少なくとも $|\eta| < 1.1$ の擬ラピディティ領域をカバーしている。

内層と外層にそれぞれ 24 本、32 本の計 56 本のシリコンセンサーラダーが配置されている。実際のシリコンセンサーラダーを図 1.14 に、センサーラダーおよびセンサーの模式図を図 1.15 に示す。INTT に用いられているシリコンセンサーラダーは、ストリップ型シリコンセンサー、FPHX 読み出しチップ、HDI から構成されている。2つのシリコンセン

サーモジュールで1本のセンサーラダーが構成されている。

センサーラダーは、ストリップ長の異なる2種類のセンサーが2つずつ、合計4つのセンサーで構成されている。1つのセンサー128個のセンサーストリップからなり、ストリップサイズは、縦： $78\mu\text{m}$ 、横： 16mm (Type-A) もしくは 20mm (Type-B)、厚さ： $320\mu\text{m}$ である。

INTT は MVTX と TPC での飛跡を繋ぎ、運動量分解能を上げるとともに各飛跡に1ビームバンチ以下の時間情報を与える役割を担う。[18]

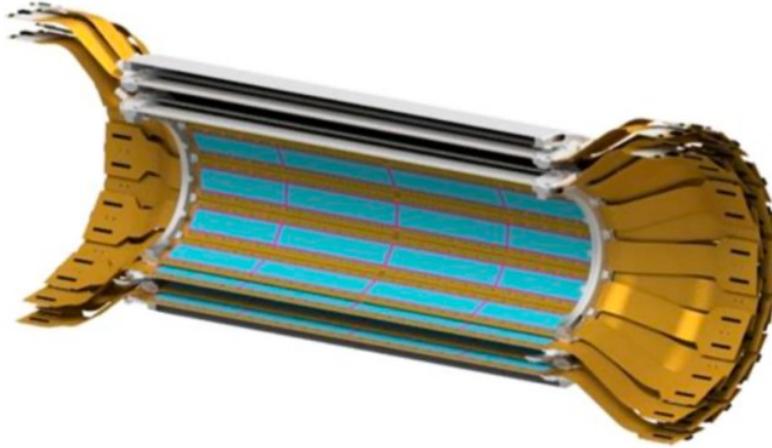


図 1.13: INTT



図 1.14: INTT シリコンセンサーラダー

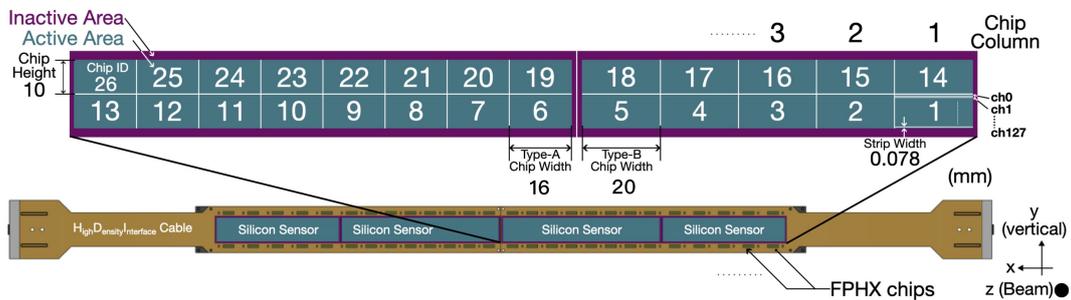


図 1.15: INTT ラダーおよびセンサーの模式図

EMCal

EMCal (ElectroMagnetic Calorimeter) は、飛跡検出器群の外側に位置する、タングステン粉末をエポキシ接着剤で固めた吸収体にシンチレーションファイバーを埋め込んだサンプリング型カロリメータである。実際の EMCal を図 1.16 に、EMCal 全体像を図 1.17 に示す。ビームパイプから 90cm – 116cm に位置し、 $|\eta| < 1.1$ の擬ラピディティ領域と、方位角方向 2π の範囲を覆っている。

検出器は、タワーと呼ばれる最小単位に分割されており、1 タワーが覆う角度範囲は $\Delta\eta \times \Delta\phi \simeq 0.024 \times 0.024$ である。各タワーは Silicon PhotoMultipliers (SiPMs) で読み出される。タワーが 2×2 個で 1 つのモジュールと呼ばれる吸収体ブロックを構成する。このモジュール 96 個が集まって 1 つのセクターを構成しており、このセクターは EMCal 全体に 64 個配置されている。セクターを図 1.18 に示す。

EMCal は、衝突で生成された光子や電子・陽電子が物質中で起こす電磁シャワーを利用して、それらのエネルギーの測定を行う。[19] [20]



図 1.16: EMCal [19]

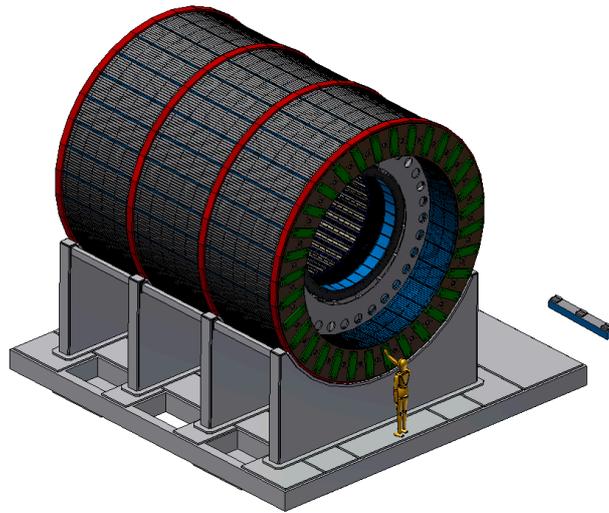


図 1.17: EMCAL の全体像 [21]

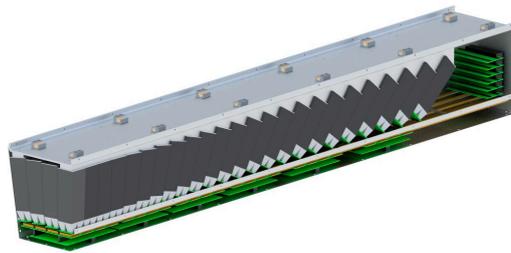


図 1.18: EMCAL のセクター [21]

データ収集系とトリガー

sPHENIX 実験では、検出器の種類に応じてデータ収集方式が異なる。本実験のデータ収集系は、大きく「トリガーに基づいてイベントを記録する検出器」と、「ストリーミング法による検出器」に分類される。前者は、トリガー判定に基づいてデータを収集する検出器であり、EMCAL、HCal、MBD、ZDC、sEPD が該当する。主なトリガーとして、MBD を用いたミニマムバイアストリガー、EMCAL を用いたフォトリガー、HCal を用いたジェットトリガーが用意されている。一方、ストリーミング系検出器は、MVTX、INTT、TPC、TPOT が該当する。ストリーミングデータには収集時刻タイムスタンプが付随して記録されるため、トリガーにより定義されたイベントとストリーミングデータをオフライン解析において同期し、同一イベントとして統合することが可能である。

1.2 使用する物理量の定義

1.2.1 座標系

図 1.19 に、sPHENIX 実験における座標系を示す。ここではビーム軸を z 軸としている。また、粒子の横運動量 p_T と x 軸の正方向との角度を方位角 ϕ とする。横運動量については 1.2.2 節に示す。また、三次元運動量 p と z 軸がなす角度を θ とする。[22]

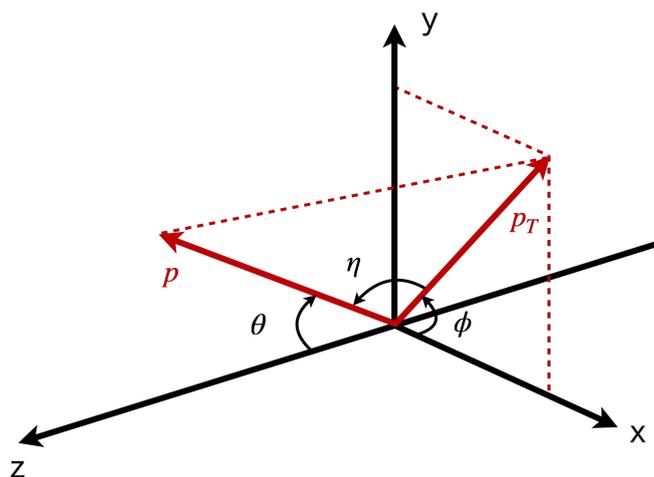


図 1.19: sPHENIX 実験における座標系 [22]

1.2.2 横運動量

横運動量 p_T とは、粒子の運動量 p における、ビーム軸に対して垂直方向の成分のことを呼ぶ。 p_T は以下の式で求められる。

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (1.2)$$

ビーム中にある衝突前の陽子の運動量はビーム方向成分のみで、横運動量をもたない。一方、衝突で生じた粒子は横運動量をもつ。そのため、横運動量を用いることで衝突によって発生する運動量に焦点を当てることができる。[23]

1.2.3 反応断面積 (クロスセクション σ)

断面積 (cross section) σ は、粒子同士の衝突時に発生する特定の相互作用の発生のしやすさを表す物理量である。 J/ψ 生成などの特定過程に対するものを「生成断面積」、 $p+p$ 衝突全体の規模を表すものを「非弾性断面積」と呼ぶ。一般に断面積の値が大きいほどその事象が起りやすく、小さいと起りにくいことを意味する。 J/ψ の生成断面積は、1.1.3 に示した通り、 $B_{\ell\ell}\sigma_{J/\psi} = 180 \text{ nb}$ である。また、 $p+p$ の非弾性断面積は $\sigma_{pp} = 42 \text{ mb}$ とする。この断面積は衝突エネルギー \sqrt{s} に依存する。衝突エネルギーによる $p+p$ の非弾性断面積を図 1.20 に示す。

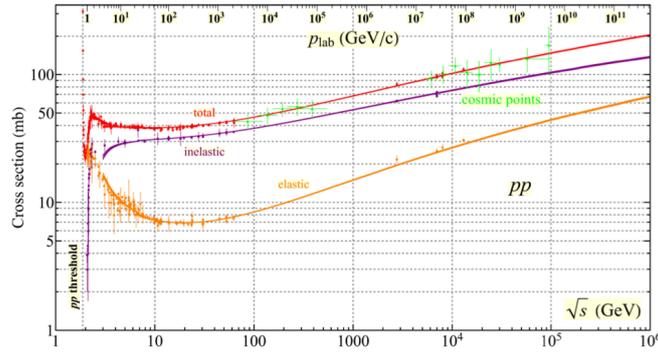


図 1.20: 衝突エネルギーによる p+p の非弾性断面積 [24]

1.2.4 ルミノシティ

ルミノシティ \mathcal{L} とは、衝突型加速器の事象生成能力を表す量である。ビーム内のイオンの数とビームの広がりから求められる、ビームの密度を表す指標となる。クロスセクション σ をもつ反応が起きる数 N は

$$N = \mathcal{L} \sigma \quad (1.3)$$

で与えられる。[25]

1.3 本研究の目的

本研究の目的は、RHIC-sPHENIX 実験の p+p 衝突実験において、MVTX、INTT からなるシリコントラッカーと EMCal を用いて、 e^+e^- 対をもとにした J/ψ 中間子の不変質量再構成手法を新規に開発し、 J/ψ 中間子を sPHENIX 実験で初めて測定することである。重イオン衝突では、QGP 生成に伴って J/ψ 中間子の収量が減少する現象が観測されてきた。RHIC 加速器においては、特に金金衝突での J/ψ 中間子の方位角異方性 v_2 や Y の測定など、精度の向上が望まれる物理量の測定がある。また、 J/ψ と、励起状態である $\psi(2S)$ の抑制の違いを精度よく測定することは、QGP を理解する上で重要である。

これらの重イオン衝突事象における現象をより理解するためには、QGP の影響が小さいと考えられる系において、 J/ψ 中間子がどれだけ生成されるのか、という基準が必要になる。したがって、本研究では、QGP が生成されないと考えられている p+p 衝突における J/ψ 中間子の生成量を測定し、重イオン衝突における J/ψ 生成の変化を評価するための参照データとして整備することを目指す。そのために、2024 年の全データ収集期間において、安定稼働した MVTX, INTT, EMCal を組み合わせ、再構成した荷電粒子から電子・陽電子を同定し、それらを用いて不変質量を測定する。 J/ψ 中間子は測定した不変質量分布に 3.1 GeV のピークとして現れるはずである。また、シミュレーションにおける背景事象の評価と信号抽出、p+p 衝突実験で収集したデータでの信号抽出までを含む一連の解析手法を確立する。

第2章 J/ψ 中間子の不変質量の再構成手法

この章では、本研究に使用したデータセットおよび解析手法について記述する。

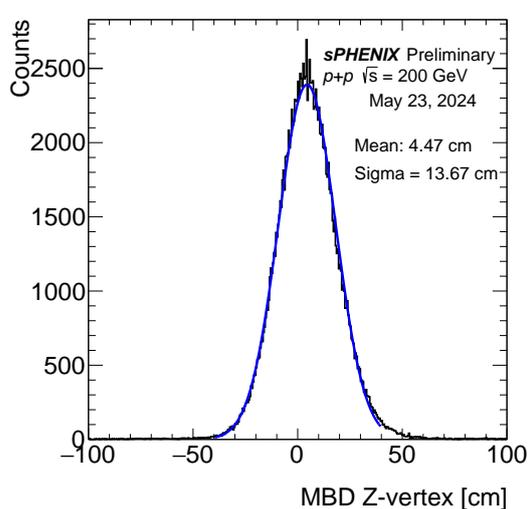
2.1 データセット

本研究では、sPHENIX 実験にて収集された実験データと、実験環境に基づいたシミュレーションデータを用いた。それぞれについて以下に記す。

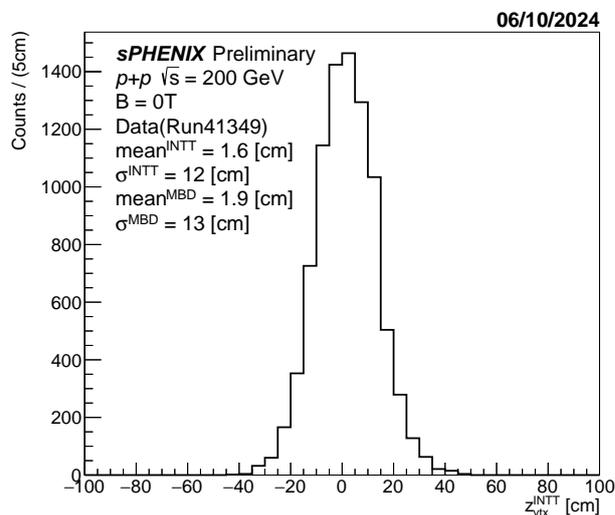
2.1.1 実験データ

本研究では、sPHENIX 実験において、2024年に収集された $\sqrt{s} = 200$ GeV の陽子陽子衝突のデータを用いた。2024年のデータ収集で得られた総データ量は 107.4 pb^{-1} である。p+p の非弾性断面積 $\sigma_{pp} = 42 \text{ mb}$ より、総衝突事象数は 4.5×10^{12} 回に相当する。本解析では、約 1.5×10^8 回の p+p 衝突データを使用している。このとき、衝突事象を取得するためのトリガーとして、北側と南側の MBD それぞれに少なくとも1つのヒットが存在するという条件をかける。加えてカロリメータ情報に基づく PHOTON トリガーや JET トリガーも使用されている。また、全てのデータにおいて、磁場のかかったものを使用している。

図 2.1 に、2024 年度の p+p 衝突データにおける衝突点の z 座標分布を示す。左図は MBD で測定されたもの、右図は INTT で測定されたものである。本解析では、衝突点の z 座標が -10cm から 10cm にあるイベントのみ用いた。詳細は 5 に示す。



(a) MBD を用いて測定された衝突点の z 座標分布



(b) INTT を用いた衝突点の z 座標分布

図 2.1: 2024 年度の $p+p$ 衝突データにおける衝突点の z 座標分布

2.1.2 シミュレーションデータ

シミュレーションデータの作成に用いたソフトウェアと、使用したシミュレーションデータの概要について述べる。

PYTHIA

PYTHIA とは、高エネルギー物理における衝突事象をモンテカルロ法により生成する、イベントジェネレーターである。電子・陽子・光子・重イオンなどの高エネルギー衝突を対象としており、入力したパートン分布関数に基づいて、クォークやグルーオンの散乱反応を計算したのち、パートンの放射・分裂によって生成されるシャワーを追跡する。ここで得られたパートンを、Lund モデルを用いてハドロン化させ、生成された不安定なハドロンを安定粒子に崩壊させる。これらの過程は、Leading Order で計算される。近年では、多重パートン散乱 (Multi-parton-interaction) なども実装されており、より現実的な $p+p$ 衝突事象をシミュレートすることが可能となっている。本研究では、 $\sqrt{s} = 200$ GeV の $p+p$ 衝突のシミュレーションに PYTHIA を用いた。[26]

GEANT4

GEANT4とは、粒子や放射線が物質中を通過する過程や現象を、コンピュータ上で再現するためのモンテカルロシミュレーションソフトウェアである。粒子と物質との相互作用によるエネルギー損失や、物質との反応等によって生まれる二次粒子の生成について記録することができる。また、物質として自由に材料や形状が設定できるため、sPHENIX実験では、実際の検出器と同じ材料および形状の検出器をシミュレーション内に構築し、検出器応答を調べている。本研究では、単一粒子生成と、p+p衝突シミュレーションデータを用いた。これらのシミュレーションデータについては次章で述べる。これらの事象に含まれる粒子をGEANT4に入力し、sPHENIX検出器内での相互作用と検出器応答を模擬するために用いた。[27]

単一粒子シミュレーションデータ

sPHENIX実験と同様のセットアップ上に、1つの J/ψ 中間子を生成するシミュレーションを行った。 J/ψ 中間子の発生点は $(x,y,z)=(0,0,0)$ に固定、生成粒子の横運動量は $0.3 \sim 20$ GeV/cの範囲に一樣に分布するように設定した。粒子の生成方向は、方位角方向には全方位角とし、ビーム軸方向の生成角度は擬ラピディティ η により $|\eta| < 1.1$ に制限した。また、磁場を有効にし、磁場中で曲がる荷電粒子の運動も含めてシミュレーションを行った。生成した J/ψ 中間子は、本研究で対象とする $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ を含む、標準の崩壊過程に従って崩壊させ、崩壊で生じた粒子を検出器内で追跡した。本研究では1粒子を20万イベントシミュレーションした。

PYTHIA シミュレーションデータ

次に、PYTHIAを用いたp+p衝突シミュレーションについて述べる。本研究では、sPHENIX実験と同様の、 $\sqrt{s} = 200$ GeVのp+p衝突を模擬した、sPHENIX公式プロダクションのシミュレーションデータを使用した。衝突事象の生成にはPYTHIA、検出器応答のシミュレーションにはGEANT4が用いられている。なお、本研究ではPYTHIAやGEANT4を自身で実行して新たに事象を生成したのではなく、提供されたデータから本解析に必要な情報を1億イベント分抽出し、解析用の形式に整理して用いた。図2.2に、使用したシミュレーションデータの衝突点の z 座標分布を示す。

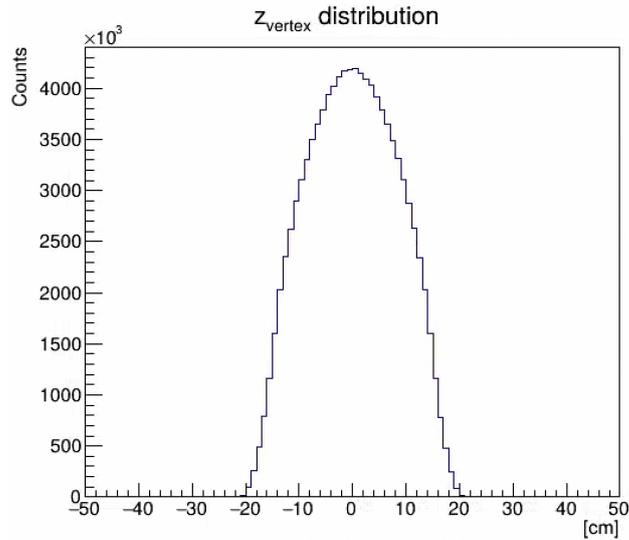


図 2.2: p+p シミュレーションデータにおける衝突点の z 座標分布

2.2 クラスタリング

実験データ、シミュレーションデータ双方において行った、クラスタリングという処理について記す。クラスタリングとは、粒子が検出器の複数の読み出し単位を跨って通過し、信号が分かれて現れたときに、それらを「同じ粒子に由来する信号」としてひとまとめにする処理である。読み出し単位ごとの信号をそのまま用いると、1本の粒子に対して複数のヒットが記録されたように見えてしまうため、空間的に近い信号をまとめて1つのクラスターとする。MVTX では平均位置を、INTT の x 軸および y 軸方向においては信号の重心位置を粒子の通過位置として扱う。[28]

MVTX における読み出しの最小単位はピクセル、INTT ではセンサーstrippである。粒子が隣接する複数のピクセルまたは複数のstrippに跨って通過した場合、それらの信号をまとめて1つのクラスターとして再構成する。EMCal における読み出し単位はタワーである。EMCal に入射した電子や光子は電磁シャワーを形成し、そのエネルギーが複数のタワーに広がって測定されるため、隣接するタワーのエネルギーをまとめて1つのクラスターを作る。

2.3 解析手法

本研究では、 J/ψ の電子・陽電子対への崩壊を利用して、 J/ψ を測定する。 J/ψ によって生じる電子は、MVTX、INTT および EMCal にクラスターを残す。これを用いて電子を再構成する。電子の再構成に向け、1) まず、粒子の飛跡を MVTX、INTT を用いて再構成する。2) 次に、再構成した飛跡と、それに対応した EMCal のクラスターを結びつけ、一つの飛跡とする。3) 続いて、荷電粒子が電子かどうかを、 E/p を用いて同定する。4) 不変質量を再構成する。各手順について、以下に詳細を記す。

2.3.1 MVTX と INTT を用いた粒子の飛跡再構成

本研究では、MVTX および INTT を用いて飛跡を再構成することにより、運動量ベクトルと電荷符号を得る。これらの情報は、後段の EMCal とのマッチング、および E/p 指標電子・陽電子選定に用いる。

飛跡を再構成するにあたって、均一磁場 B 中では荷電粒子はローレンツ力を受け、磁場に垂直な面内で円運動を行う。sPHENIX 実験ではビーム軸方向に $B = 1.4\text{T}$ のソレノイド磁場が印加されているため、 x - y 平面上で飛跡は円弧として観測される。そこで、シリコン検出器で得られたクラスター位置に対して円方程式を用いたフィッティングしたものを飛跡とする。また、この飛跡の曲率半径から横運動量 p_T を、飛跡の曲がる方向から電荷符号を求める。円フィッティングの品質は、 χ^2/ndf の指標で評価し、 χ^2/ndf が小さいほど円フィットが良好であることを示す。ここで、 χ^2/ndf は「1点あたりの平均的なずれの大きさ」を表す指標であり、誤差評価が適切で外れ値が少ない場合、概ね 1 に近い値をとる。本解析では、飛跡再構成品質の指標として χ^2/ndf を用い、 χ^2/ndf に基づく選別を行った。本解析では、横運動量が $0.5\text{ GeV}/c$ より大きい飛跡の中から、 χ^2/ndf に上限カットを課した後に残る飛跡数が、カット前の 68% となるように、各データそれぞれでしきい値を設定した。なお、68% は正規分布における 1σ 区間に対応する割合であり、本解析ではこれを 1σ 相当の残存率として採用した。また、本解析では、横運動量が $0.5\text{ GeV}/c$ より大きい飛跡を要求した。これは、低 p_T 領域では電子候補に対するバックグラウンドが信号を上回ることが知られており、また、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ は 2 体崩壊であり、 J/ψ 静止系では崩壊で生まれる娘粒子の運動量が比較的大きな運動量を持つためである。ここで自然単位系である光速 $c = 1$ を用い、 $M_{J/\psi}$ は J/ψ の質量、 M_e は電子の質量、 p^* は J/ψ 静止系における娘電子の運動量の大きさを表したとき、運動量保存則とエネルギー保存則から、 J/ψ 静止系における娘粒子の運動量は

$$p^* = \sqrt{\left(\frac{M_{J/\psi}}{2}\right)^2 - M_e^2} \approx \frac{M_{J/\psi}}{2} \simeq 1.55\text{ GeV}/c \quad (2.1)$$

と比較的大きいことから、極端に低い p_T 領域は信号への寄与が相対的に小さいことがわかる。

また、十分な測定点数を持つ飛跡を選別するため、飛跡に付随するクラスター数に要件を課した。具体的には、MVTX については 3 層すべてにクラスターを持ち、INTT については少なくとも 1 個のクラスターを持つ飛跡を解析対象とした。

2.3.2 EMCal とのマッチング

ここでは、もともと 1 つの粒子でできている各検出器のクラスターを結び付け、飛跡として再構成する処理について述べる。これを EMCal とのマッチングと呼ぶ。このマッチングにより、以降の解析ではシリコン検出器で再構成した粒子の飛跡情報と EMCal クラスター情報を同一粒子に由来するものとして扱えるようにする。

EMCal マッチングを行うにあたって、再構成した粒子の飛跡を EMCal 半径まで延長し、その飛跡が EMCal に入射する位置を推定する。これを飛跡投影位置と呼ぶ。飛跡投影位置と EMCal クラスター位置の一致度は、方位角方向の角度差 $\Delta\phi$ と、ビーム軸 (z 軸) 方

向の距離差 Δz により評価する。ここで、 $\Delta\phi$ は x-y 平面の原点を基準とした「飛跡投影位置の方位角」と「EMCal クラスタ位置の方位角」の差、 Δz は「飛跡投影位置の z 座標」と「EMCal クラスタの z 座標」の差として定義する。図 2.3 に、 $\Delta\phi$ と Δz の定義を模式図として示す。ここで、図中の赤い点は各検出器にて検出したクラスタ、赤い線は再構成した飛跡を表す。緑、黄、青の線もしくは帯は、それぞれ MVTX、INTT、EMCal を表す。

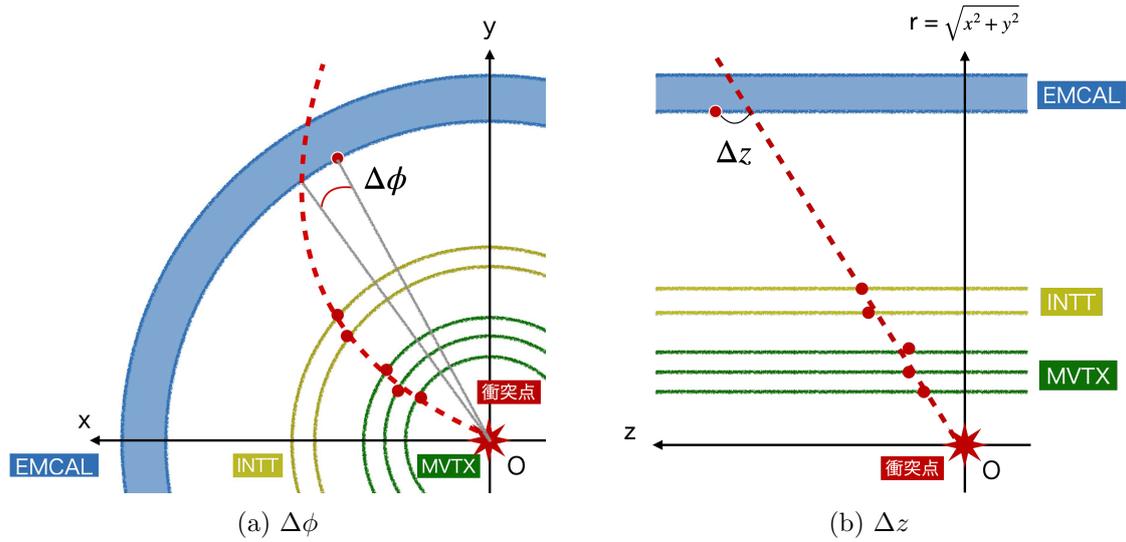


図 2.3: $\Delta\phi$ 、 Δz の定義

EMCal クラスタと飛跡のマッチング指標として、方位角差 $\Delta\phi$ とビーム軸方向の距離差 Δz 、を組み合わせたマッチング指標 $r_{matching}$ を用いる。 $\Delta\phi$ 、 Δz 分布それぞれで 3σ 以内の組み合わせの中から、次式 2.2 で定義される値 $r_{matching}$ が最小となる組み合わせを飛跡に対する対応クラスタとして採用した。

$$r_{matching} = \sqrt{\Delta z^2 + \frac{(\Delta\phi \times 93.5)^2}{\frac{\sigma_{\Delta\phi}}{\sigma_{\Delta z}}}} \quad (2.2)$$

ここで、上式では $\Delta\phi$ に EMCal 半径である 93.5 cm をかけ、単位を長さ cm に換算した上で、 $\frac{\sigma_{\Delta\phi}}{\sigma_{\Delta z}}$ による重み付けを導入している。これは、単純に $\Delta\phi$ と Δz の値を同等に扱おうと、分布幅の大きい変数の違いがマッチング結果に強く影響してしまうためである。それぞれの分布幅に応じた重み付けを行うことで、 $\Delta\phi$ と Δz の寄与が同程度となるようにし、両者を同割合で反映した基準で対応クラスタを選択できる。

2.3.3 E/p 指標を用いた電子・陽電子選定

ここでは、EMCal クラスタとマッチした荷電粒子の飛跡から、E/p 指標を用いて電子・陽電子を選別する手順を述べる。

J/ψ 粒子は、第 1.1.3 項で述べたように多様な崩壊モードを持つ。本研究では、MVTX・INTT による飛跡情報と、EMCal のエネルギー測定を組み合わせることで再構成可能な

$J/\psi \rightarrow e^+e^-$ の崩壊モードに着目して行すが、衝突事象には生成数の多いハドロンが多数含まれている。それらが電子として誤同定されると大きなバックグラウンドとなってしまう、 J/ψ の信号抽出が困難になるため、 e^\pm の選定が不可欠である。

e^\pm の選定には、EMCal で測定したクラスターエネルギー E を、MVTX と INTT を用いて再構成した飛跡の運動量 p で割った量、

$$\frac{E}{p} = \frac{(\text{EMCal クラスターエネルギー } E)}{(\text{飛跡運動量 } p)} \quad (2.3)$$

を用いる。

自然単位系 (光速 $c = 1$) において、粒子のエネルギーと運動量は、粒子の質量を m とした時、

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (2.4)$$

という式で表されるため、 E/p は、

$$\frac{E}{p} = \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2} \quad (2.5)$$

となる。また、電子・陽電子の質量は $0.511 \text{ GeV}/c^2$ と非常に小さいため、 $m \ll p$ と考えることができる。このとき、

$$\frac{E}{p} \simeq 1 \quad (2.6)$$

となることが期待される。

一方、電子以外のハドロンやミューオンなどの荷電粒子は、EMCal 内でのエネルギー損失量が小さく、測定されるクラスターエネルギー E が飛跡運動量 p に比べて小さくなるため、

$$\frac{E}{p} \ll 1 \quad (2.7)$$

をとる。

また、電荷を持たない中性子は、MVTX・INTT のシリコン検出器では検出できず、飛跡を形成できないため、この E/p を用いた粒子選定の対象にはならない。

したがって、シリコン検出器から得た飛跡情報と EMCal のエネルギー測定を組み合わせることで、 $E/p \simeq 1$ を満たす粒子を e^\pm 候補として選定することができる。これらの粒子選定の模式図を図 2.4 に示す。

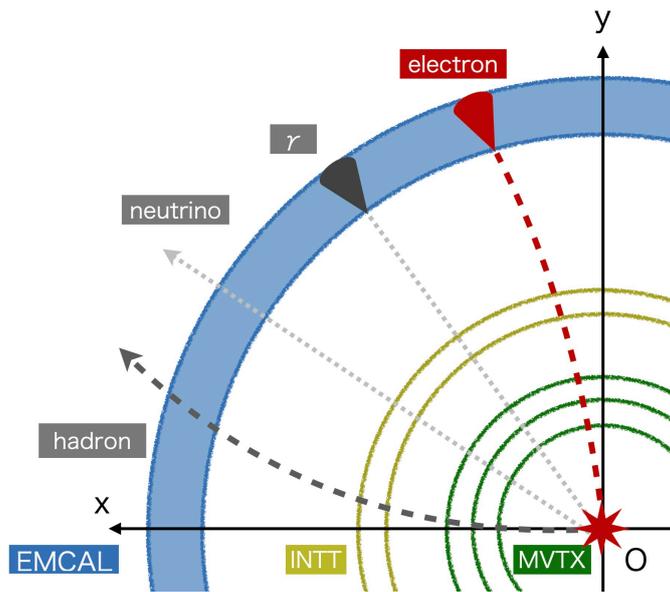


図 2.4: 粒子選定図

2.3.4 不変質量再構成

ここでは、組み合わせバックグラウンドを抑制して $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 候補を構成し、不変質量を再構成する手順について述べる。

組み合わせバックグラウンドの除去

電子・陽電子対を選定する際に誤った組み合わせから生まれるバックグラウンドを除去するため、本研究では主に以下2点の選別を行った。

第一に、電子候補と陽電子候補の組み合わせのみを不変質量再構成の対象とするため、異符号の粒子同士のみをペアの候補とし、同符号の組み合わせは除外する。これは、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 崩壊で生成される粒子対は電荷が反対符号となるためである。

第二に、飛跡再構成から得られる飛跡の出発点の z 座標がビーム軸上の衝突点位置から大きく外れているものは、二次粒子や、誤った飛跡再構成由来である可能性が高いため除去する。このような飛跡は主に実験データで見られた。詳細および飛跡の出発点の z 座標とビーム軸上の衝突点位置の差分については5.1.1節で示す。

これらの選別により、無関係な粒子同士の組み合わせに起因するバックグラウンドを減らす。

不変質量の再構成

相対論では、粒子のエネルギー E と3運動量 p は4元運動量としてまとめて扱うことができる。相対論におけるエネルギーと運動量の関係は、

$$E^2 = |p|^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (2.8)$$

で与えられる。[29] ここで、自然単位系において光速 $c = 1$ と考えることができる。親粒子である J/ψ 中間子の不変質量を M 、エネルギーを E 、運動量を p とした時、 M について解くと、

$$M = \sqrt{E^2 - |p|^2} \quad (2.9)$$

と書ける。 J/ψ が e^+e^- 対に崩壊する際、エネルギー保存と運動量保存が成り立つ。

$$E = E_{e^+} + E_{e^-} \quad (2.10)$$

$$\vec{p} = \vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-} \quad (2.11)$$

よって、 J/ψ 中間子の不変質量 M は以下の式で求めることができる。

$$M = \sqrt{(E_{e^+} + E_{e^-})^2 - |\vec{p}_{e^+} + \vec{p}_{e^-}|^2} \quad (2.12)$$

ここで、不変質量 M を求める際に使用したエネルギー E_{e^\pm} は、各電子 (陽電子) の質量と運動量から計算した。再構成した飛跡の 3 運動量 p_{e^\pm} に対し、質量を電子の質量 $m_e = 0.511\text{MeV}/c^2 = 0.511 \times 10^{-3} \text{ GeV}/c^2$ と仮定して、

$$E_{e^\pm} = \sqrt{|p_{e^\pm}|^2 + m_e^2} \quad (2.13)$$

として求めた。本解析では、式 2.12 を用いて、 J/ψ 中間子の不変質量を再構成した。

第3章 電荷符号の再計算

本解析で用いる実験データを確認したところ、一部の飛跡において、検出器に記録されたクラスター位置と飛跡の曲率方向が一致せず、クラスターが飛跡から外れた位置に見える事例が存在することがわかった。本解析では、この原因が飛跡の電荷符号の誤りにあると仮定し、新たに飛跡の電荷符号を計算する手法を開発した。

3.1 電荷符号の誤り

飛跡再構成において、電荷符号は、磁場中での曲率方向をつかって決定される。本研究を進める中で、電荷が誤っている場合を発見した。これを視覚的に示すため、図 3.1 に、 x - y 平面におけるシリコン検出器群を用いて再構成した飛跡のイベントディスプレイを 2 例示す。ここでは、run53879 のデータを使用している。いずれも任意に選択したイベントであり、図中の点は飛跡再構成に用いたクラスター、色のついた線は再構成された飛跡を表す。また、灰色の円はシリコンの検出器の配置を示す。なお、MVTX 検出器は実際にはビーム軸からわずかにずれた位置に配置されているため、図 3.1 ではその配置に合わせて円の中心を x 軸正方向に並行移動して描画した。

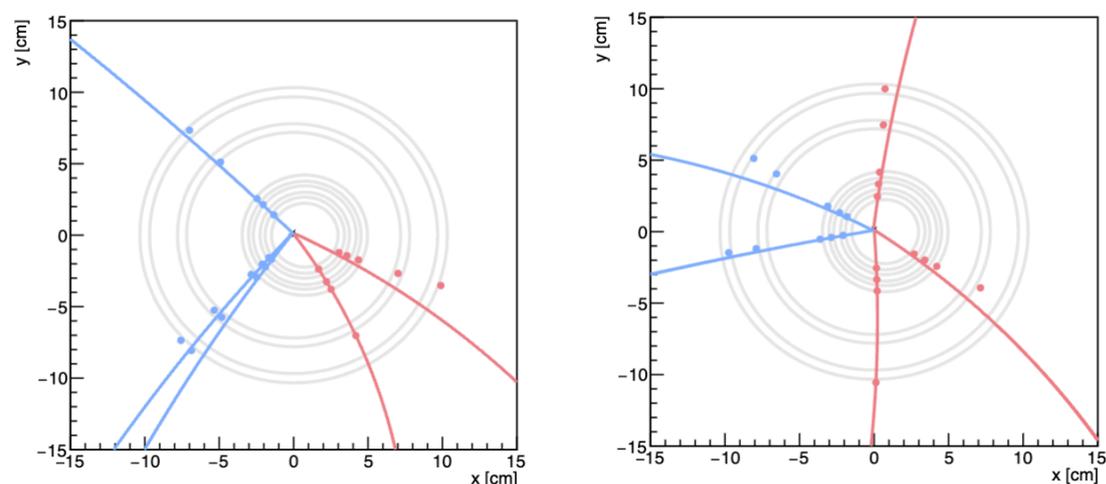


図 3.1: 電荷再計算前のイベントディスプレイ

ここで、図 3.1 の一部の飛跡では、飛跡の曲率方向とクラスターの位置関係が一致せず、クラスターが飛跡から外れた位置に見えるものが存在する。これらに注目すると、飛跡の曲がる方向とは逆方向にクラスターが位置しており、飛跡に付与された電荷の符号が正しくない可能性が示唆される。そこで、電荷符号の妥当性を確かめるため、電荷符号ごとの

角度分布の差を比較した。図 3.2 に、EMCal マッチングの際にも用いる方位角方向の差 $\Delta\phi$ を縦軸に、飛跡の出発点の方位角 ϕ_0 を横軸にとった 2 次元分布を電荷符号ごとに示す。左図が正電荷、右図が負電荷の結果である。

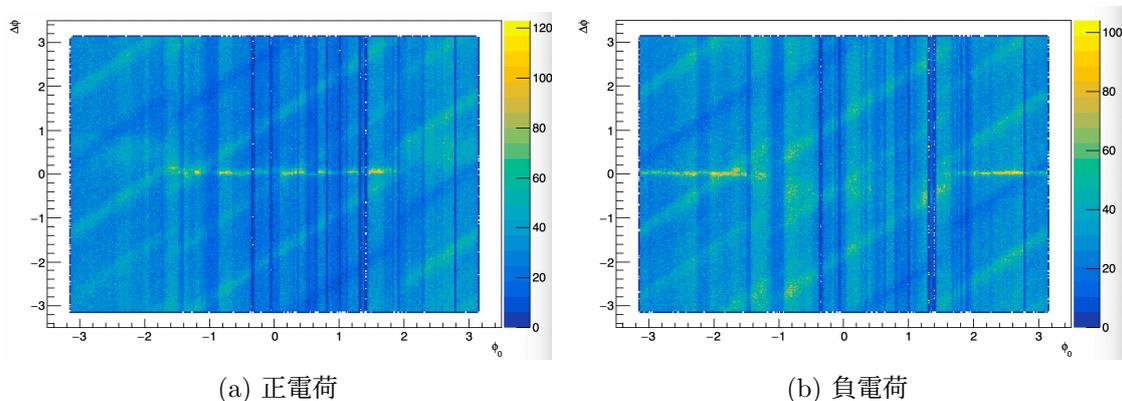


図 3.2: 電荷再計算前の縦軸 $\Delta\phi$ と横軸 ϕ_0 の二次元分布

図 3.2 では、 $\Delta\phi \simeq 0$ 付近に帯状のピークが現れており、これは飛跡投影位置と EMCal クラスターの方位角が概ね一致している組み合わせが存在することを示す。一方で、この帯状のピークの現れ方は電荷符号によって異なり、正電荷の飛跡ではおおよそ $|\phi_0| \leq 1.6$ の範囲に、負電荷の飛跡では $|\phi_0| \geq 1.6$ の範囲に偏って分布している。このような電荷依存の差は、電荷符号が一部の領域で適切でない可能性を示唆する。そこで、次項で電荷符号の再計算を行う。

3.1.1 電荷符号の再計算

ここでは、飛跡の電荷符号の再計算の手法及び結果を示す。本解析では、ソレノイド磁場中における荷電粒子の曲率方向が電荷符号によって反転することを利用し、シリコン検出器で得られたクラスター列から電荷符号を独立に推定した。具体的には、衝突点位置を基準とし、同一飛跡に紐付いたクラスターの中でビーム軸に最も近いクラスターの方位角 ϕ_{in} と、最も遠いクラスターの方位角 ϕ_{out} を用いて、これらの角度差 $\Delta\phi_{clus}$ を

$$\Delta\phi_{clus} = \phi_{out} - \phi_{in} \quad (3.1)$$

と定義したとき、 $\Delta\phi_{clus} < 0$ を正電荷、 $\Delta\phi_{clus} > 0$ を負電荷として電荷符号を再計算した。計算手法の概要図を図 3.3 に示す。

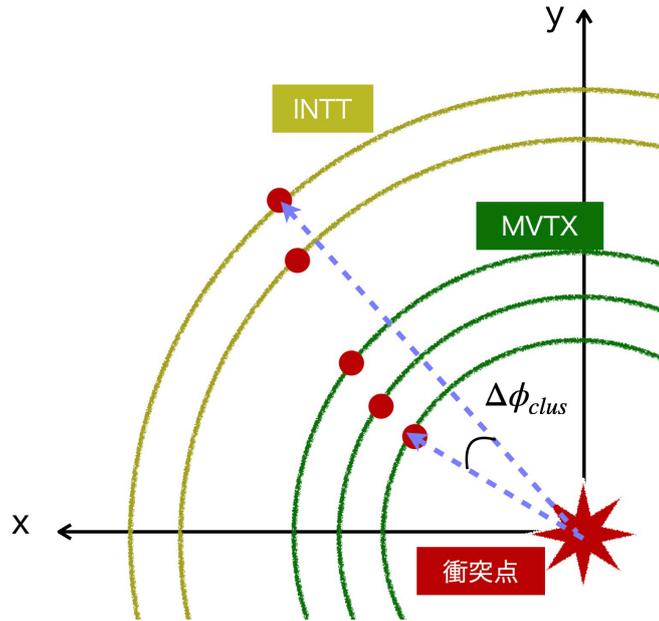


図 3.3: 電荷再計算方法の概要図

上記の手法で電荷符号を再計算した後のイベントディスプレイを図 3.4 に示す。ここでは図 3.1 と同一のイベントを選択している。図 3.1 で見られた、飛跡の曲率方向とクラスター列の配置が整合しない飛跡は図 3.4 では見られず、電荷符号再計算後には飛跡とクラスターの位置関係が整合することが分かる。

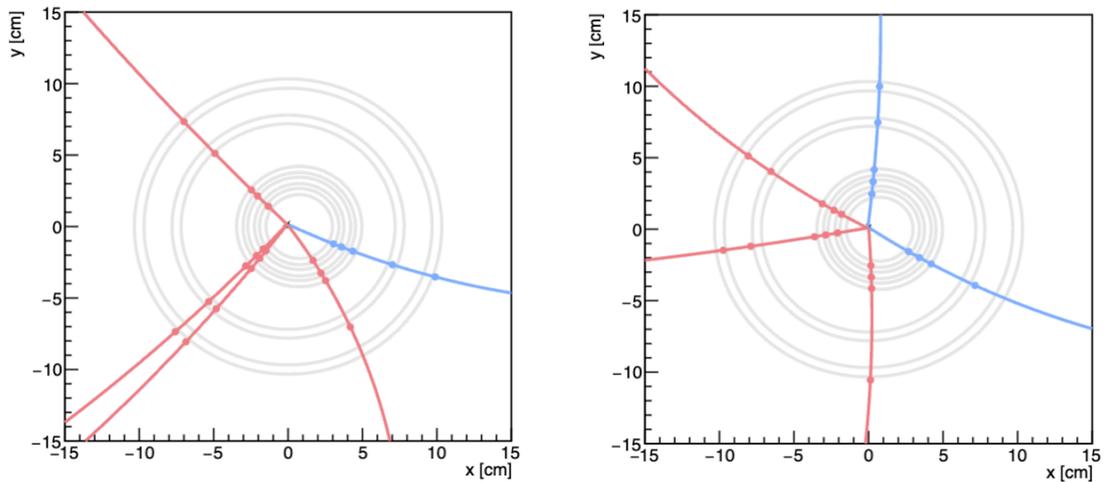


図 3.4: 電荷再計算後のイベントディスプレイ

また、電荷再計算後の、 $\Delta\phi$ - ϕ_0 分布を図 3.5 に示す。図 3.2 と同様に、縦軸は EMCal マッチングで用いる方位角方向の差 $\Delta\phi$ 、横軸は飛跡の出発点の方位角 ϕ_0 であり、電荷符号ごとに分けて表示している。電荷符号再計算後は、正負いずれの電荷においても、 $\Delta\phi \simeq 0$ の帯状のピークが、 ϕ_0 の全範囲にわたって現れており、マッチングが成立する組み合わせ

が電荷に依らず一貫して分布していることがわかる。これは、電荷に依存した分布の偏りが改善されたことを示す。

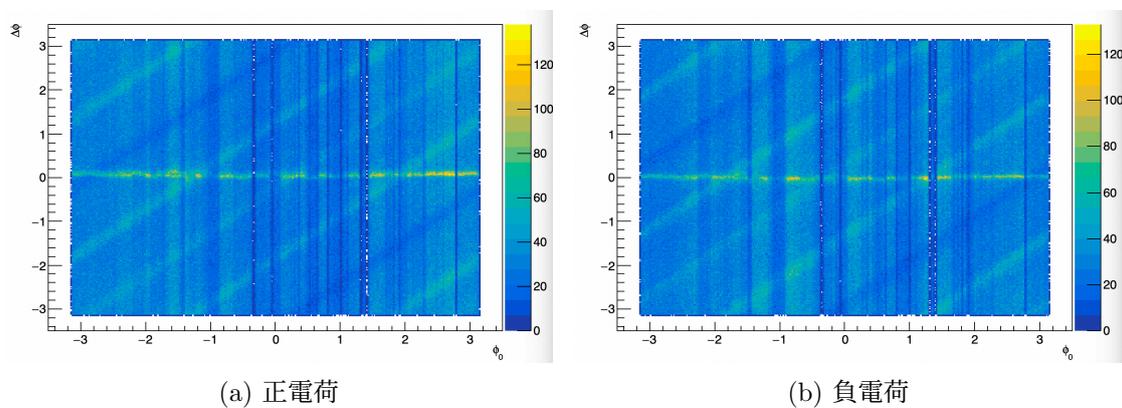


図 3.5: 電荷再計算後の縦軸 $\Delta\phi$ と横軸 ϕ_0 の二次元分布

以上の結果より、電荷符号の再計算が有効に機能していると判断し、以降の解析では再計算後の電荷符号を用いる。

第4章 シミュレーションデータを用いたJ/ ψ 中間子測定

ここでは、2.1.2節で述べたシミュレーションデータを用いた結果について述べる。

4.1 単一粒子シミュレーションデータによる不変質量分布の再構成

4.1.1 粒子の飛跡再構成

単一粒子シミュレーションデータを用いたシリコン検出器群での飛跡再構成の x-y 平面におけるイベントディスプレイを図 4.1 に示す。ここで、図中の点は飛跡再構成に用いたクラスター、色のついた線は再構成された飛跡である。正の電荷を持つ飛跡を赤色、負の電荷を持つ飛跡を青色で描いている。2つの粒子が生じており、J/ ψ が電子・陽電子に崩壊している様が見て取れる。

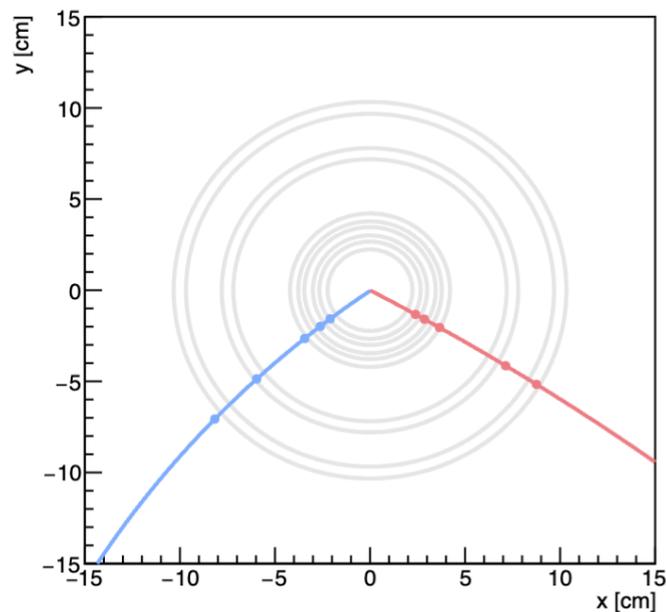


図 4.1: 単一粒子シミュレーションデータにおけるイベントディスプレイ (x-y 平面)

また、単一粒子シミュレーションデータを用いた飛跡再構成時の横運動量 p_T 分布と χ^2/ndf 分布を図 4.2 に示す。 p_T 分布は低 p_T 側に集中している。 χ^2/ndf 分布は 1 付近にピークを持ち、良好に再構成された飛跡が多いことを示している。図 4.2 において、緑色

で示した分布は、2.3.1節で述べた選別条件を満たす飛跡のみを抽出した結果である。ここで、 χ^2/ndf 上限を カット前の飛跡数に対して約 68%が残る値として、 $\chi^2/\text{ndf} < 4.0513$ を満たす飛跡を要求した。

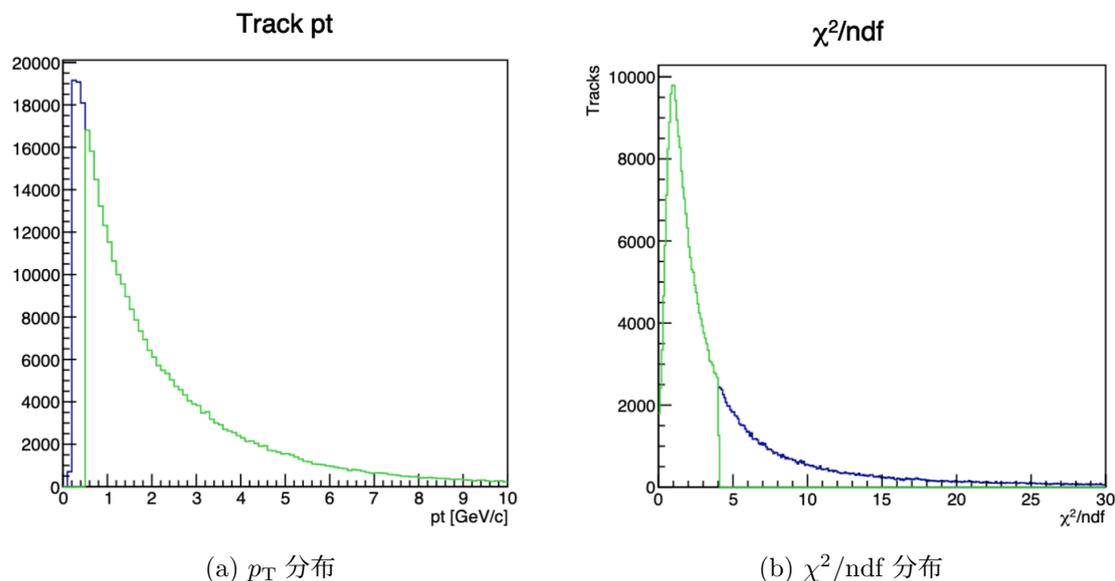


図 4.2: 単一粒子シミュレーションデータにおける p_T 分布と χ^2/ndf 分布

4.1.2 EMCal マッチング

すべての飛跡と EMCal クラスターの組み合わせに対して、方位角方向の差 $\Delta\phi$ およびビーム軸方向の差 Δz の分布を図 4.3 に示す。 $\Delta\phi$ は角度 (rad) で与えられるため、 Δz (cm) と同一の長さスケールで比較できるように、EMCal の半径 $R_{\text{EMCal}} = 93.5\text{cm}$ を用いて $R_{\text{EMCal}} \times \Delta\phi$ に換算し、cm 単位の量として扱った。各分布に対して、信号成分 A を規格化定数とするガウス関数、背景成分を定数項 B で表した

$$f(x) = A \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + B \quad (4.1)$$

により行った。フィットから得られる平均値 μ を分布の中心の指標、幅 σ を分布の広がり の指標として取得した。このフィッティング結果から得られた値を表 4.1 に示す。

分布	平均値 μ [cm]	幅 σ [cm]
$\Delta\phi$	-0.149	1.918
Δz	-0.003	0.863

表 4.1: 単一粒子シミュレーションにおける $\Delta\phi$ 、 Δz 分布のフィッティング結果

フィットから得られた平均値は、 Δz 分布 および $\Delta\phi$ 分布 のいずれについても 0 付近にあることから、飛跡投影位置と EMCal クラスタ位置は平均的に一致していることがわか

る。また、分布の幅は投影精度を示している。信号成分の幅を $\Delta\phi$ 分布と Δz 分布で比較すると、 $\Delta\phi$ 分布の幅は Δz より大きく、方位角方向の方がばらつきが大きいことがわかる。 $\Delta\phi$ と Δz は、どちらも投影の精度により幅を持つてしまう。 $\Delta\phi$ は磁場に垂直面内の投影であり、粒子の運動量の方角と大きさの両方の影響を受けるが、 Δz は磁場に水平な面内の投影であるため、運動量の方角の影響だけを受ける。方角の影響は、 $\Delta\phi$ と Δz で同じ程度の精度と考えられる。一方、 $\Delta\phi$ に影響する運動量の大きさは、MVTX、INTT 検出器のみで決定した運動量であり、測定点の半径方向の広がりが小さいため、方位角方向における磁場による粒子の曲がり方が少なく、運動量決定の精度が低くなる。そのため、EMCal への投影位置の精度も悪化してしまう。これにより、 Δz 分布の幅は $\Delta\phi$ 分布ほど大きくなり、両者の幅に差が生じたと考えられる。

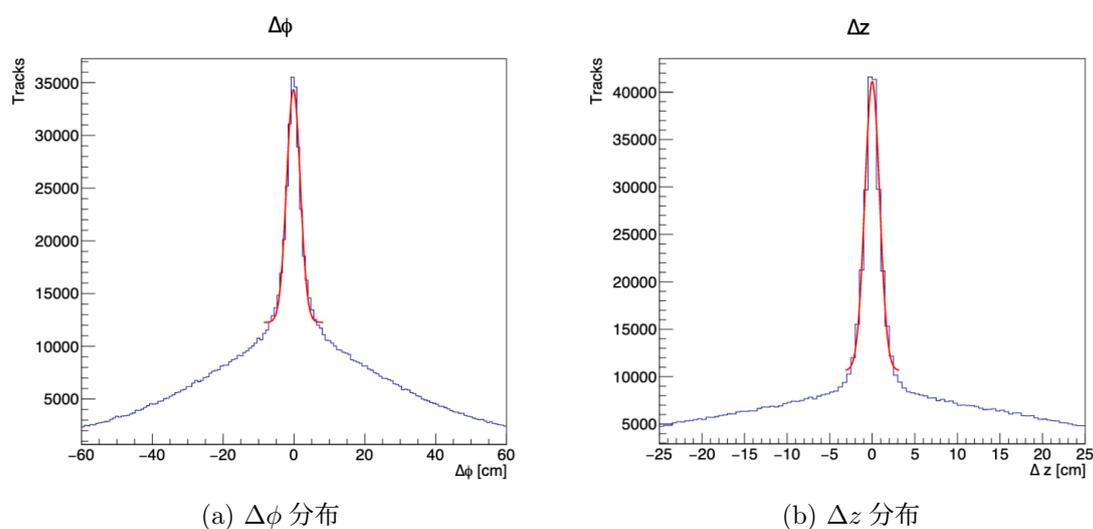


図 4.3: 単一粒子シミュレーションデータにおける $\Delta\phi$ 、 Δz 分布

ここで、2.3.2 に述べたように、フィットから得られた幅 σ を基準として、 Δz および $\Delta\phi$ それぞれが 3σ 以内の組み合わせの中から、式 2.2 から求められる値 $r_{matching} = \sqrt{d_z^2 + \frac{(d_\phi \times 93.5)^2}{\frac{\sigma_{d\phi}}{\sigma_{dz}}}}$ が最小となる組み合わせを、飛跡に対する対応クラスタとして採用した。このとき、 $\frac{\sigma_{d\phi}}{\sigma_{dz}} = \frac{1.918}{0.863} \simeq 2.2$ となり、これは、 $\Delta\phi$ 分布のガウス幅は Δz 分布のおよそ 2.2 倍であることを表す。

4.1.3 E/p 分布

2.3.3 節で述べた E/p 分布を図 4.4 に示す。電子事象では、EMCal によるエネルギー E と飛跡運動量 p が整合し、 $E/p \simeq 1$ 付近に分布が集中することが期待されるが、本分布では $E/p \simeq 1$ に顕著なピークは見られず、 $E/p < 1$ 側に大きなピークが観測される。これは、EMCal で測定されるエネルギーが相対的に小さくなりやすいため、背景成分が大きいことを示している。

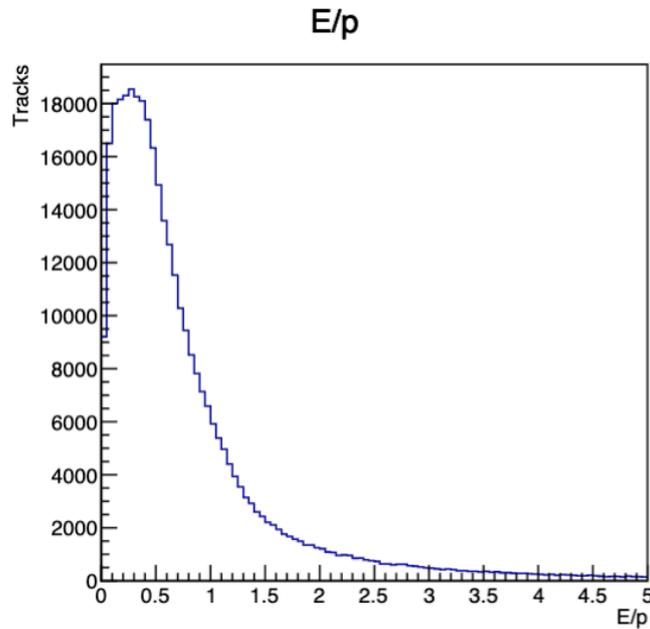


図 4.4: E/p 分布

ここで、 E/p の性質を確認するため、図 4.5 に E/p と不変質量の二次元分布を示す。ここで不変質量は次節以降で計算する量であるが、本図の目的は E/p 分布の支配的成分がどの質量領域に多いかを視覚的に確認することにある。図 4.5 より、 $E/p < 1$ 側のピークは主として低質量側に広く分布しており、背景成分が多く占めていることが確認できる。一方、不変質量が J/ψ 質量 ($3.1 \text{ GeV}/c^2$) 近傍では、統計は限られるものの、 $E/p \simeq 1$ 付近に局在した成分が見られる。この領域は、EMCal で測定されるエネルギー E と飛跡運動量 p が整合する電子対事象に対応しており、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 由来の信号成分と整合的である。以上より、 E/p 分布単独では信号成分の特徴が顕在化しにくい、不変質量と併せて評価することで、 J/ψ 由来の成分と背景成分を区別して捉えられる。

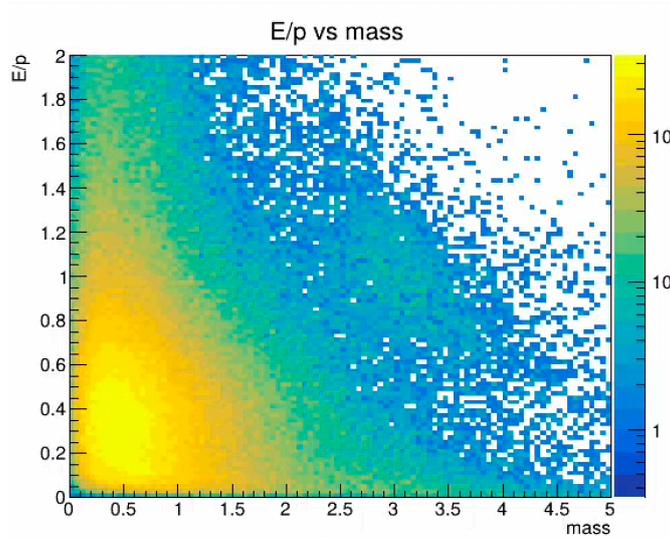


図 4.5: E/p 分布と不変質量の二次元分布

4.1.4 不変質量の再構成

以上で用いたそれぞれのパラメータを表 4.2 に示す。

区分	条件 (変数)	値
飛跡選別	横運動量	$p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$
	MVTX クラスタ数	$n_{\text{mvtx}} = 3$
	INTT クラスタ数	$n_{\text{intt}} \geq 1$
	飛跡品質	$\chi^2/\text{ndf} < 4.0513$
EMCal マッチング候補	方位角差	$ \Delta\phi < 3\sigma_{\Delta\phi}$
	ビーム軸方向差	$ \Delta z < 3\sigma_{\Delta z}$
フィット結果	$\sigma_{\Delta\phi}$	1.918 cm
	$\sigma_{\Delta z}$	0.863 cm

表 4.2: 単一粒子シミュレーション解析における飛跡選別および EMCal マッチング条件

これらを踏まえ、さらに電子候補の選別を目的として E/p に条件を課す。カット値を変化させた場合の影響を確認するため、複数の E/p カット条件で作成した不変質量分布を図 4.6 に示す。ここで、縦軸を対数表示としている。緑は E/p カットなし、ピンクは $E/p > 0.6$ 、青は $0.8 < E/p < 1.2$ の結果を表す。 E/p カットなし (緑) では低質量側に大きな連続成分が見られるのに対し、 $E/p > 0.6$ 、 $0.8 < E/p < 1.2$ とカット条件を厳しくするほど、低質量側の背景成分が減り、質量が $3.1\text{GeV}/c^2$ 付近の J/ψ ピークが明瞭になることがわかる。

このように、単一粒子シミュレーションデータにおいては、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 由来の信号を確認することができた。

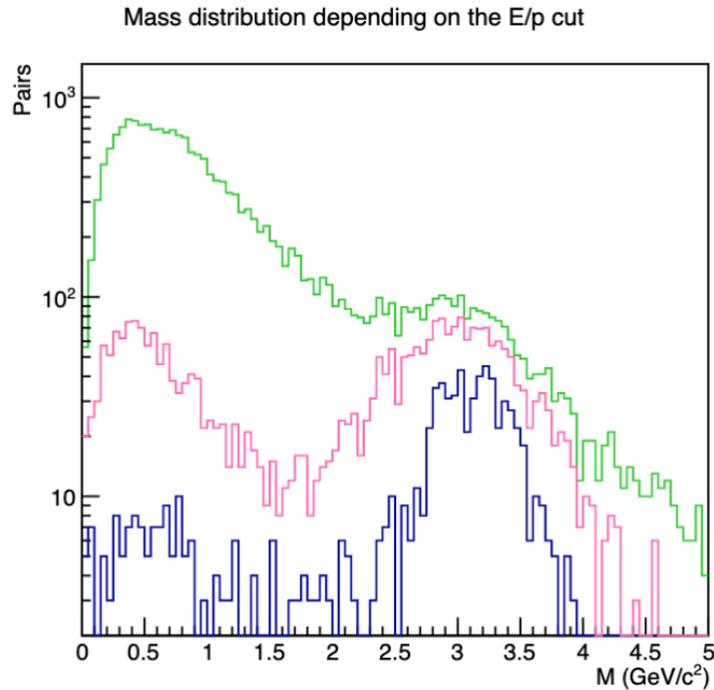


図 4.6: E/p カットによる不変質量分布 (緑: E/p カットなし、ピンク: $E/p > 0.6$ 、青: $0.8 < E/p < 1.2$)

4.2 p+p シミュレーションデータによる不変質量分布の再構成

4.2.1 粒子の飛跡再構成

p+p シミュレーションデータを用いたシリコン検出器群での飛跡再構成の x-y 平面におけるイベントディスプレイを図 4.7 に示す。ここで、図中の点は飛跡再構成に用いたクラスター、色のついた線は再構成された飛跡である。正の電荷を持つ飛跡を赤色、負の電荷を持つ飛跡を青色で描いている。

単一粒子シミュレーションと異なり、1 イベントあたり 2 以上の複数の粒子が生じている。このため、飛跡を再構成するためのクラスタの組み合わせが複雑になり、間違ったクラスタの組み合わせを再構成してしまう背景事象が増えると考えられる。

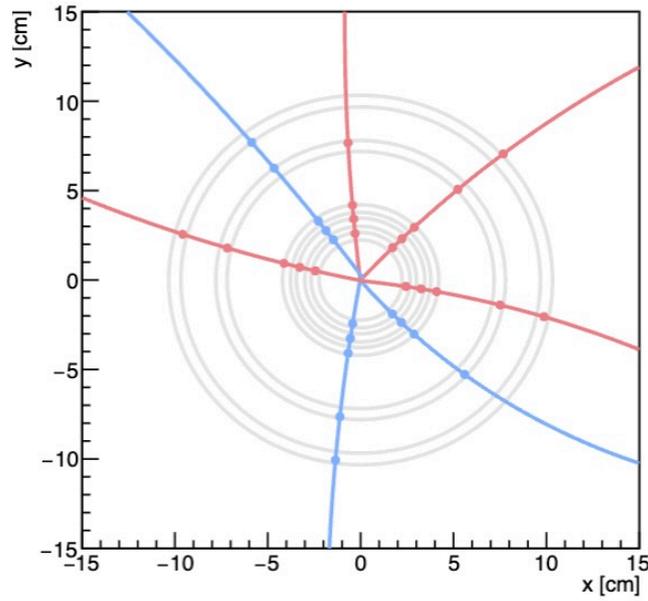


図 4.7: p+p シミュレーションデータにおけるイベントディスプレイ (x-y 平面)

次に、p+p シミュレーションデータを用いた飛跡再構成時の横運動量分布と χ^2/ndf 分布を図 4.8 に示す。図 4.8 において、緑色で示した分布は、2.3.1 節で述べた選別条件を満たす飛跡のみを抽出した結果である。ここで、 χ^2/ndf 上限を、カット前の飛跡数に対して約 68%が残る値として、 $\chi^2/\text{ndf} < 7.415$ を満たす飛跡を要求した。

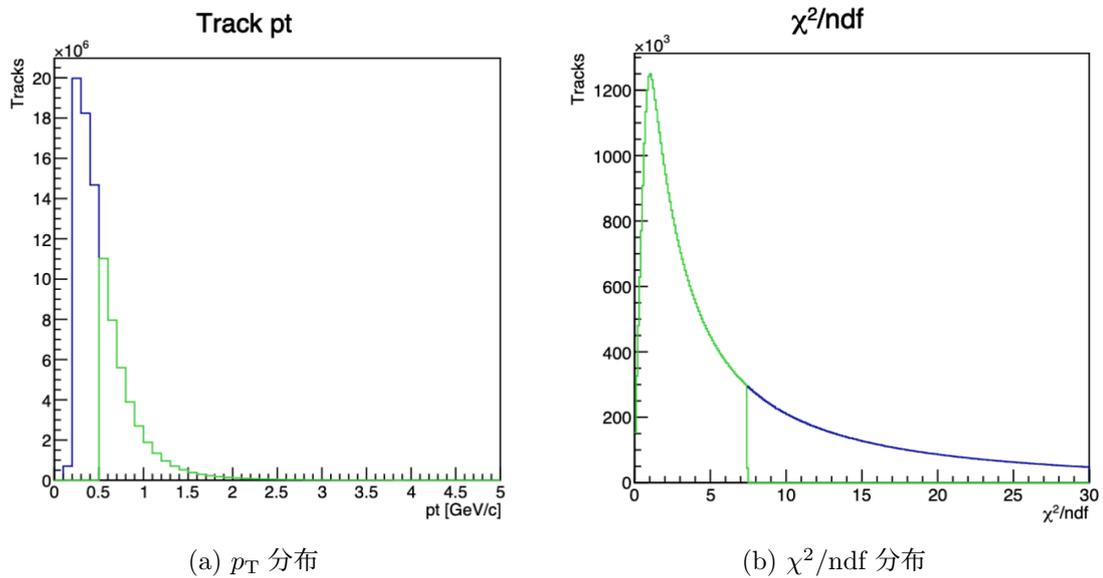


図 4.8: p+p シミュレーションデータにおける p_T 分布と χ^2/ndf 分布

4.2.2 EMCal マッチング

4.1.2 節と同様に、単位を cm に換算した方位角方向の差 $\Delta\phi$ 分布とビーム軸方向の差 Δz の分布を図 4.9 に示す。このフィッティング結果を表 4.3 に示す。

分布	平均値 μ [cm]	幅 σ [cm]
$\Delta\phi$	-0.099	5.134
Δz	-0.005	1.604

表 4.3: p+p シミュレーションにおける $\Delta\phi$ 、 Δz 分布のフィッティング結果

フィットから得られた平均値は、 Δz 分布 および $\Delta\phi$ 分布 のいずれについても 0 付近にあることから、p+p シミュレーションにおいても飛跡投影位置と EMCal クラスタ位置は平均的に一致していることがわかる。また、 $\Delta\phi$ 分布、 Δz 分布ともに、単一粒子シミュレーション時の同分布 4.3b よりもガウス幅が大きくなっている。運動量が低い粒子が多いので、多重散乱により幅が広がるためだと考えられる。さらに、 $\Delta\phi$ 分布の方が Δz 分布のガウス幅よりも大きく、p+p シミュレーション時も方位角方向の方がばらつきが大きいことがわかる。

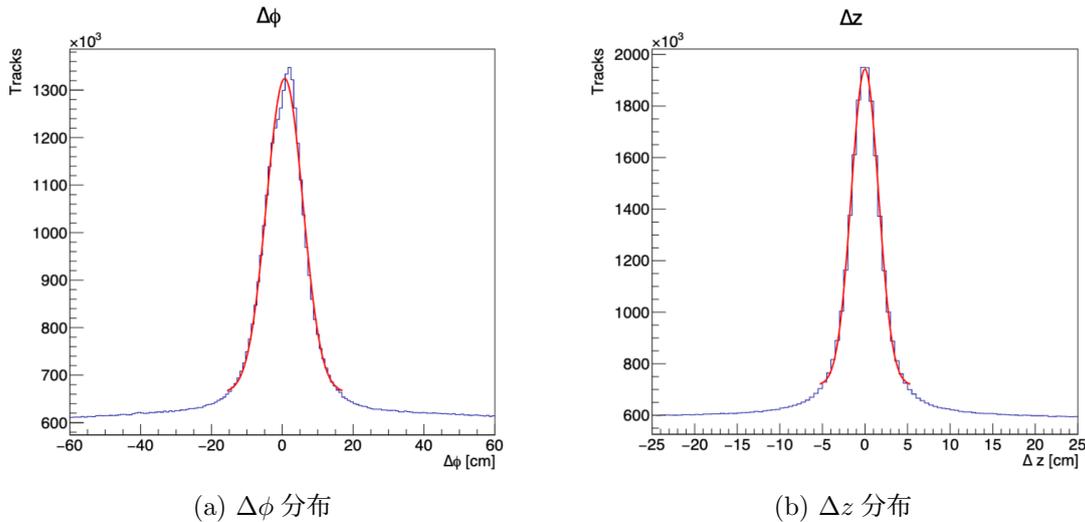


図 4.9: p+p シミュレーションデータにおける $\Delta\phi$ 、 Δz 分布

ここで、単一粒子シミュレーションと同様に、フィットから得られた幅 $\sigma_{\Delta z}$ および $\sigma_{\Delta\phi}$ それぞれが 3σ 以内の組み合わせの中から、 $r_{\text{matching}} = \sqrt{d_z^2 + \frac{(d_\phi \times 93.5)^2}{\frac{\sigma_{d\phi}}{\sigma_{dz}}}}$ が最小となる組み合わせを飛跡に対する対応クラスタとして採用した。ここで、 $\frac{\sigma_{d\phi}}{\sigma_{dz}} = \frac{5.134}{1.604} \simeq 3.2$ となる。すなわち、ガウス幅 (σ) は $\Delta\phi$ 分布が Δz 分布の 3.2 倍である。4.1.2 節で示した単一粒子シミュレーションと比較すると、p+p シミュレーションでは $\sigma_{\Delta z}$ 、 $\sigma_{\Delta\phi}$ のいずれも大きく、両分布がより広がっていることがわかる。さらに、単一粒子シミュレーションでは、 $\Delta\phi$ 分布の幅は Δz 分布の約 2.2 倍であったのに対し、p+p シミュレーションでは約 3.2 倍

となり、方位角方向の広がりが大きいことを示している。これは、p+p シミュレーションでは1事象あたりの粒子数が多く、クラスターの重なりや近接クラスターの混在が起りやすいことに加え、背景粒子との誤ったマッチングが増えるためであると考えられる。

4.2.3 E/p 分布

E/p 分布を図 4.10 に示す。p+p シミュレーションにおいても、 $E/p \simeq 1$ 付近にピークは見られず、 $E/p < 1$ 側の背景成分となる部分に多くエントリーがあることが観測される。単一粒子シミュレーション時と同様の形の分布が得られた。

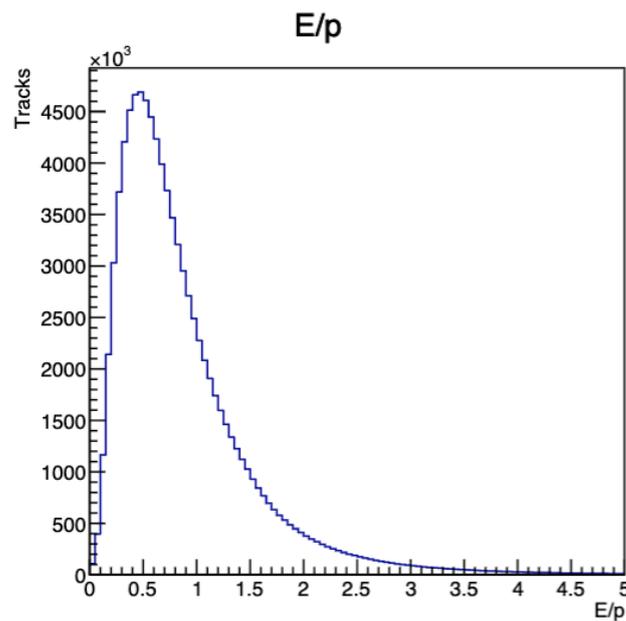


図 4.10: p+p シミュレーションにおける E/p 分布

ここで、4.1.4 節で述べたように、単一粒子シミュレーションでは $0.8 < E/p < 1.2$ の条件により明確に $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 由来の信号を確認できたことから、本 p+p シミュレーションでも同様の E/p 条件を課した。

4.2.4 不変質量の再構成

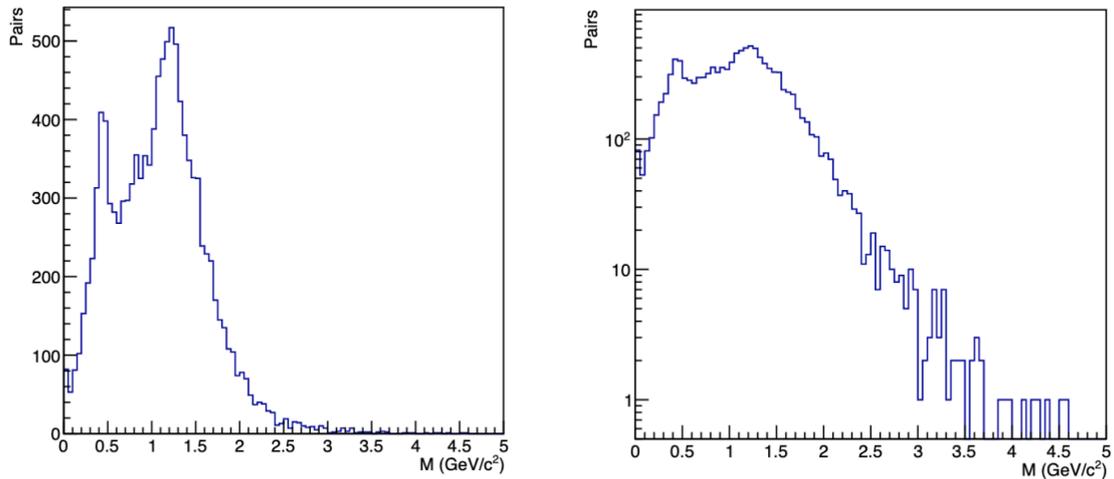
以上で用いたそれぞれのパラメータを表 4.4 に示す。

区分	条件 (変数)	値
飛跡選別	横運動量	$p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$
	MVTX クラスタ数	$n_{\text{mvtx}} > 3$
	INTT クラスタ数	$n_{\text{intt}} \geq 1$
	飛跡品質	$\chi^2/\text{ndf} < 7.415$
EMCal マッチング候補	方位角差	$ \Delta\phi < 3\sigma_{\Delta\phi}$
	ビーム軸方向差	$ \Delta z < 3\sigma_{\Delta z}$
フィット結果	$\sigma_{\Delta\phi}$	5.134 cm
	$\sigma_{\Delta z}$	1.604 cm
電子同定	E/p	$0.8 < E/p < 1.2$

表 4.4: p+p シミュレーション解析における飛跡選別および EMCal マッチング条件

上記を踏まえ、図 4.11 に不変質量分布を示す。右図 4.11b は縦軸を対数表示にしたものである。

図 4.11a では、 $3.1\text{GeV}/c^2$ 付近に明確なピークは見られなかった。一方、 $0.5\text{GeV}/c^2$ と $1.3\text{GeV}/c^2$ 付近にピークが確認できた。ここから、p+p 衝突では全体として、背景成分が多いことが分かる。この背景成分とは、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ に由来しない信号であり、例えば同一事象内で無関係な電子・陽電子候補を組み合わせたことにより生じる組み合わせバックグラウンドなどが含まれると考えられる。縦軸を対数表示にした図 4.11b では、 $3.1\text{GeV}/c^2$ 付近にエントリーがあることが確認できた。ここでは、 J/ψ のシグナルによるものに加え、組み合わせバックグラウンドによるエントリーがあると考えられる。



(a) 不変質量分布

(b) 縦軸を対数表示にした不変質量分布

図 4.11: p+p シミュレーションデータにおける不変質量分布

4.3 単一粒子・p+p シミュレーションを用いた信号と背景の評価

単一粒子シミュレーションでは、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 由来の信号が不変質量分布において確認できた。(図 4.6) 一方、p+p シミュレーションでは、同分布における背景成分を評価できる。(図 4.11b) ここでは、これら 2 種類のシミュレーション結果を用いて、20 万イベントの単一粒子シミュレーションの信号分布が、p+p シミュレーションにおける 1 億イベントに相当する信号となるよう、信号分布を規格化し背景分布に重ね合わせる。表 4.5 に改めて二種のシミュレーションデータのイベント数を示す。

シミュレーションデータ	イベント数
単一粒子	200,000
p + p	100,000,000

表 4.5: シミュレーションデータのイベント数比較

具体的には、 $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ と p+p 衝突のクロスセクションを用い、1 億回の p+p 衝突事象に対して期待される信号事象数を見積もることで、信号分布のスケールを決定する。

1.2.3 節で述べたように、 e^+e^- 対で観測される J/ψ 生成の生成断面積は $B_{e^+e^-}\sigma_{J/\psi} = 180 \text{ nb}$ 、p+p 衝突の非弾性断面積は $\sigma_{pp} = 42 \text{ mb}$ である。また、 e^+e^- 対に崩壊する割合は 6% である。これらより、p+p 衝突の非弾性断面積と J/ψ 断面積の比、すなわち 1 回の p+p 衝突あたりに J/ψ が生成される割合は

$$\frac{\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{pp}} = \frac{180 \text{ nb}}{0.06} \times \frac{1}{42 \text{ mb}} = \frac{3}{42} \times 10^{-3} \quad (4.2)$$

と見積もられる。ここに、p+p シミュレーションと単一粒子シミュレーションのイベント数比をかけることで、信号分布にかけるスケール値 f_{scale} を求める。すなわち、

$$f_{scale} = \frac{3}{42} \times 10^{-3} \times \frac{1.0 \times 10^8}{2.0 \times 10^5} \simeq 0.036 \quad (4.3)$$

となる。このスケール値を用いて信号を規格化し、背景分布に重ね合わせた図を図 4.12 に示す。

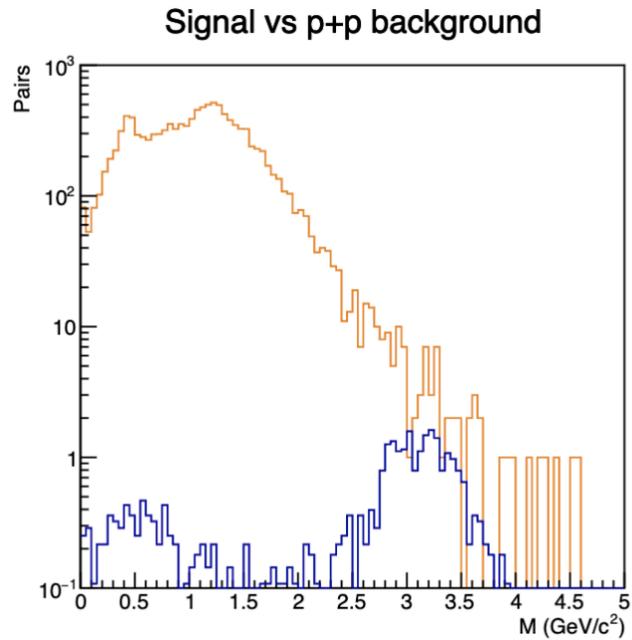


図 4.12: J/ψ シグナル (青) と p+p 背景 (黄) の比較分布

図 4.12 において、 J/ψ 質量値の $3.1\text{GeV}/c^2$ 付近では、背景成分が存在する一方で、その中に信号由来の寄与も重なっている可能性が示唆される。すなわち、適切な選別条件を適用することで、背景の中から信号成分をより明瞭に抽出できることが期待される。次章では実データに対して同様の分布を示し、信号の確認と抽出に向けた解析を進めた。

第5章 実験データを用いたJ/ ψ 中間子測定

ここでは、2024年度のsPHENIX実験にて収集されたp+p衝突データを用いてJ/ ψ の測定を試みる。本解析では合わせて145,897,639イベントのデータを使用した。本解析に用いる衝突事象は、ビーム軸方向の衝突点位置が-10 cmから10 cmを満たすものに限した。2024年度のp+p衝突におけるビーム軸方向の衝突点分布は、2.1.1節の図2.1に示す。ビーム軸方向の衝突点が多い事象では、衝突で発生した粒子がMVTXおよびINTTの端部近傍を通過しやすく、本解析で要求するクラスター数を満たす飛跡を得られない場合が増えるためである。

5.1 粒子の飛跡再構成

実験データを用いたシリコン検出器群での飛跡再構成のx-y平面におけるイベントディスプレイを図5.1に示す。ここで、図中の点は飛跡再構成に用いたクラスター、色のついた線は再構成された飛跡である。正の電荷を持つ飛跡を赤色、負の電荷を持つ飛跡を青色で描いている。

p+pシミュレーションと同様に1イベント中に複数の粒子が生じており、p+pシミュレーションと実験データの間で大きな違いは見られなかった。

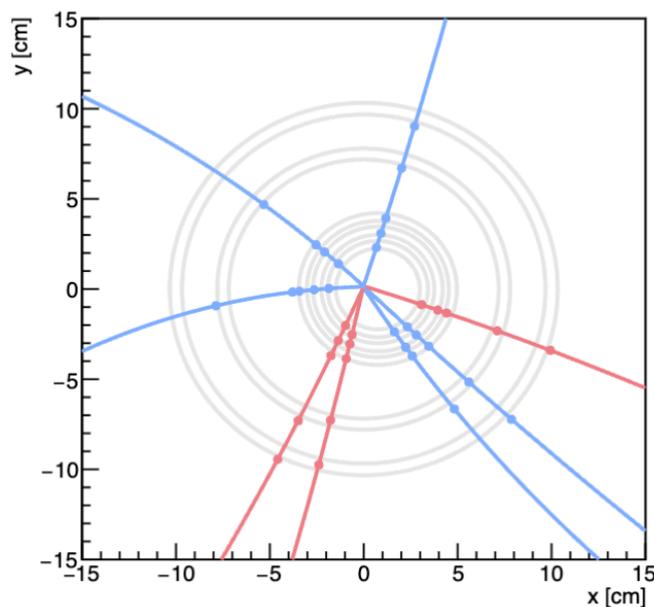


図 5.1: 実験データにおけるイベントディスプレイ (x-y 平面)

実験データを用いた飛跡再構成時の横運動量 p_T 分布と χ^2/ndf 分布を図 5.2 に示す。ここで、シミュレーションデータ時と同様に、図 5.2 において緑色で示した分布は、2.3.1 節で述べた選別条件を満たす飛跡のみを抽出した結果である。シミュレーション結果と同様に、 p_T 分布は低 p_T 側に集中している。 χ^2/ndf 分布は 1 付近にピークを持ち、良好に再構成された飛跡が多いことを示している。ここで、 χ^2/ndf 上限をカット前の飛跡数に対して約 68%が残るように上限値を決め、 $\chi^2/\text{ndf} < 22.781$ を満たす飛跡を要求した。ここで、p+p シミュレーション時と同じ通過率を要求したにもかかわらず、実験データで得られた χ^2/ndf は p+p シミュレーションよりも大きい値となった。これは、シミュレーションでは理想的な検出器ジオメトリやアラインメントが仮定されるのに対し、実験データでは検出器配置の微小なずれや、クラスター位置分解能、ノイズ等の影響により、クラスター位置と再構成された飛跡との対応が相対的に悪化しやすいことを反映していると考えられる。

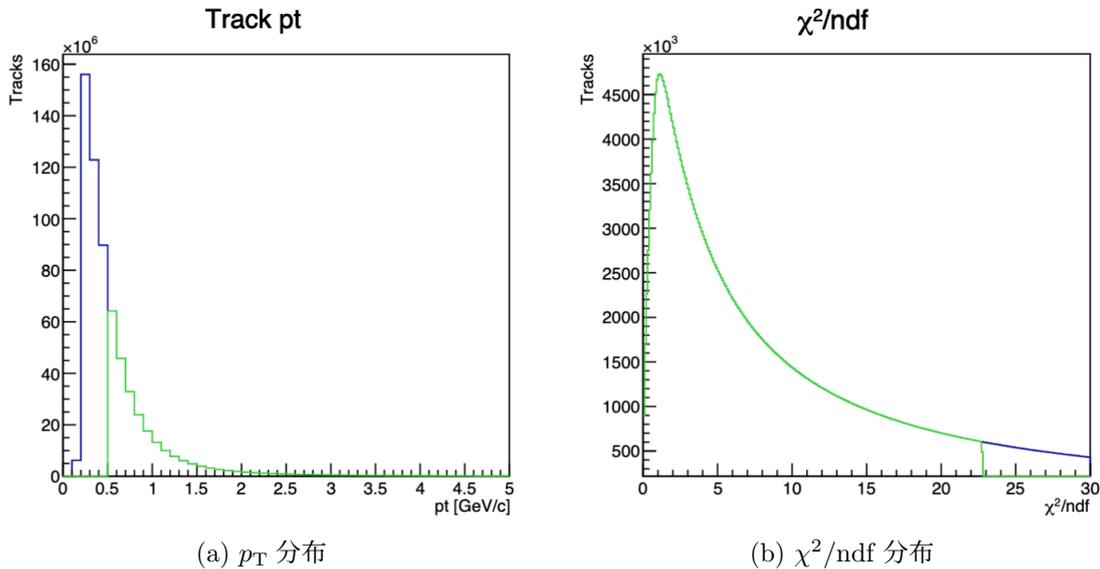


図 5.2: 実験データにおける p_T 分布と χ^2/ndf 分布

5.1.1 衝突点から外れた飛跡の削除

再構成された飛跡の一部において、ビーム軸方向の飛跡の出発点位置が、同一事象で再構成された衝突点位置から大きく外れたものが確認された。このような事象の $z - r$ ($r = \frac{y}{|y|} \sqrt{x^2 + y^2}$) 平面のイベントディスプレイを図 5.3 に示す。図中の点は飛跡再構成に用いたクラスター、 $r=0$ 付近の十字の点は飛跡の出発点、色のついた線は飛跡を表す。また、灰色の線はシリコンの検出器の配置を示す。

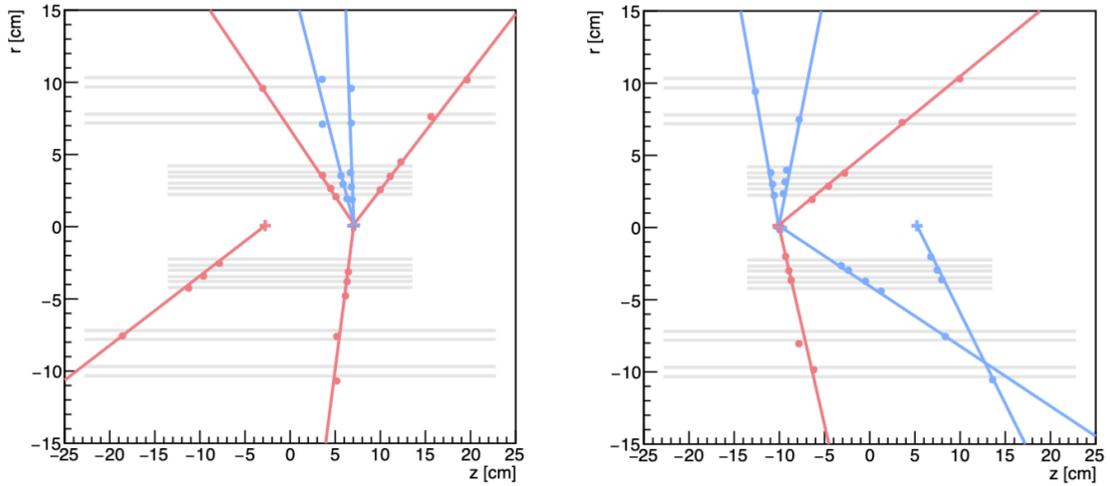


図 5.3: 衝突点から外れた飛跡が含まれたイベントディスプレイ (z-r 平面)

また、図 5.4 に、飛跡のビーム軸上の出発点を z_0 、ビーム軸方向の衝突点位置を z_{vertex} としたときの差分 $z_0 - z_{vertex}$ 分布を示す。分布は 0 cm 付近に明確なピークを持ち、ほとんどの飛跡が衝突点付近から生成されていることがわかる。一方で、ピークから離れた領域にも少数のエントリーが存在する。本解析では、衝突点と整合する飛跡のみを用いるため、 $|z_0 - z_{vertex}| < 1$ cm を満たす飛跡のみを解析対象とした。

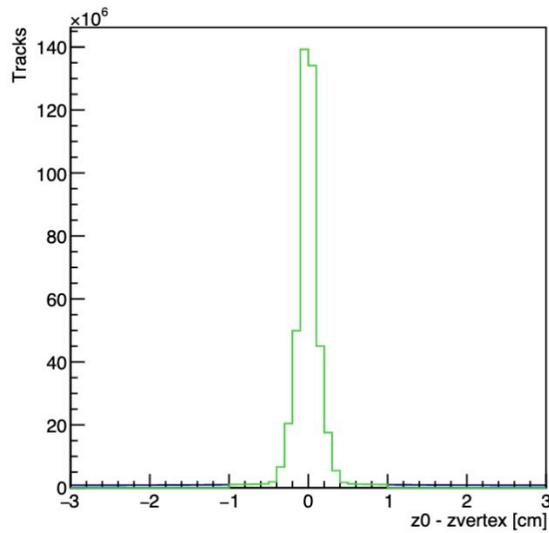


図 5.4: ビーム軸上における飛跡の出発点と衝突点位置との差分分布

5.2 EMCAL マッチング

シミュレーション解析時と同様に、単位を cm に換算した方位角方向の差 $\Delta\phi$ 分布とビーム軸方向の差 Δz の分布を図 5.5 に示す。また、このフィッティング結果を表 5.1 に示す。

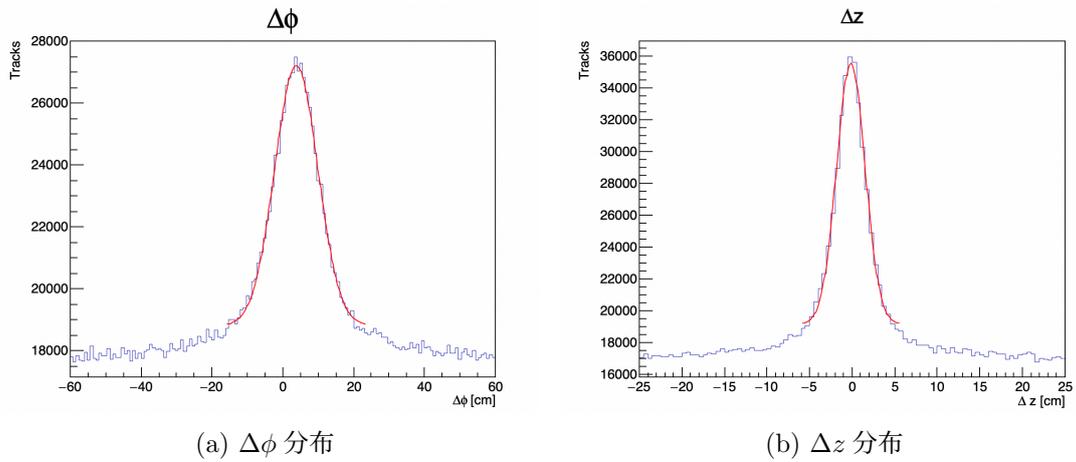


図 5.5: 実験データにおける $\Delta\phi$ 、 Δz 分布

分布	平均値 μ [cm]	幅 σ [cm]
$\Delta\phi$	3.828	6.086
Δz	-0.040	1.672

表 5.1: 実験データにおける $\Delta\phi$ 、 Δz 分布のフィッティング結果

ここで、 Δz 分布の平均値は 0 cm 付近に位置する一方、 $\Delta\phi$ 分布の平均値は正の方向大きくずれており、図 5.5 からみても、ピーク位置が中心よりも右側にずれていることが確認できる。

そこで、このずれを補正するため、ずれの大きさが飛跡の方位角に依存しているか確認した。次節 5.2.1 では、ずれの補正の手法とその結果を示す。

5.2.1 方位角方向のずれの補正

図 3.5 と同様の $\Delta\phi$ - ϕ_0 2次元分布において、 $\Delta\phi \simeq 0$ 近傍に現れる帯状ピークを拡大表示したものを図 5.6 に示す。図 5.6 より、 $\Delta\phi \simeq 0$ の帯状ピークは ϕ_0 に依存して緩やかに湾曲しており、 $\Delta\phi$ に方位角依存の系統的ずれが存在することが考えられる。

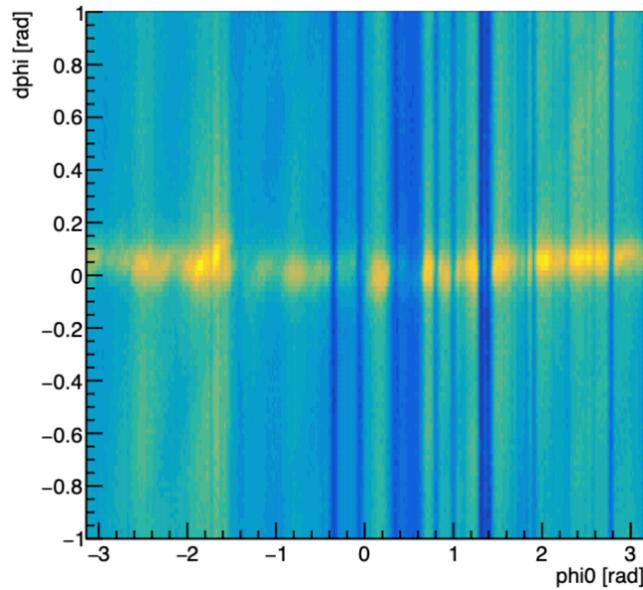


図 5.6: 実験データにおける補正前の $\Delta\phi$ と ϕ_0 の二次元分布

そこで、 ϕ_0 を 0.2 rad 毎に区切り、各区間における $\Delta\phi$ 分布に対して、ガウス関数に定数項 (背景成分) を加えた関数によるフィッティングを行った。このフィットから得られた平均値 $\mu(\Delta\phi)$ を、 ϕ_0 の値毎にプロットしたものを図 5.7 左図に示す。図 5.7 右図は、左図を ϕ_0 の変化を滑らかな関数に近似したものである。これらの補正関数の導出には Run53879 のデータを用いた。本解析では、 $\Delta\phi$ のずれが ϕ_0 に対して連続的に変化するという近似のもと、この関数を用いて $\Delta\phi$ 分布の方位角依存の補正を行った。

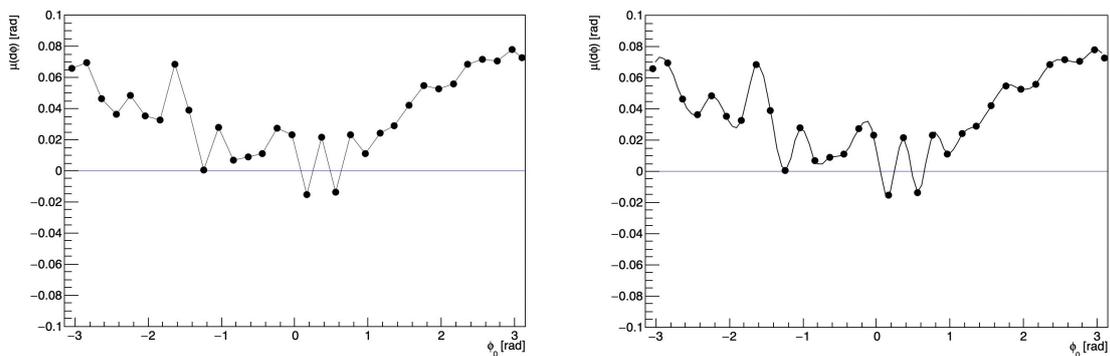


図 5.7: $\Delta\phi$ 分布の補正に使用する ϕ_0 による関数

補正後の $\Delta\phi$ 分布を図 5.8 に示す。また、補正後の $\Delta\phi$ 分布に対しても、これまでと同様にフィッティングを行った結果を、補正前の $\Delta\phi$ 、 Δz の結果と共に改めて表 5.2 に示す。

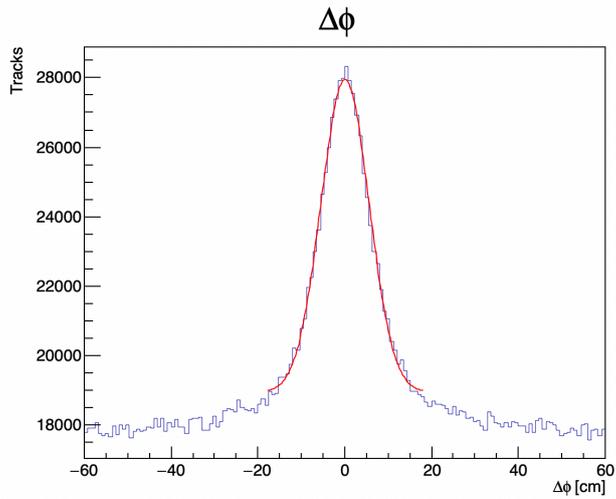


図 5.8: 補正後の $\Delta\phi$ 分布

分布	平均値 μ [cm]	幅 σ [cm]
補正前の $\Delta\phi$	3.828	6.086
補正後の $\Delta\phi$	0.083	5.534
Δz	-0.040	1.672

表 5.2: 実験データにおける、補正前後の $\Delta\phi$ および Δz 分布のフィッティング結果

ここから、 $\Delta\phi$ 分布の正方向への偏りはほぼ解消され、ピーク位置が 0 cm 付近へ移動していることが分かる。さらに、 $\Delta\phi$ 分布の幅は補正前に比べると約 0.5cm 小さくなっており、これは ϕ_0 に依る湾曲が抑制されたことを反映していると考えられる。

補正後の $\Delta\phi$ - ϕ_0 2次元分布を図 5.9 に示す。左図 5.9a は ϕ_0 の関数を作成するときと同じ run53879 のデータのみ、右図 5.9b は本解析に使用した全てのデータを用いている。どちらも $\Delta\phi \simeq 0$ 付近の帯状ピークの湾曲が緩和していることが確認できる。また、run53879 のデータを用いて作成した補正関数が、別 run においても有効であると考えられる。

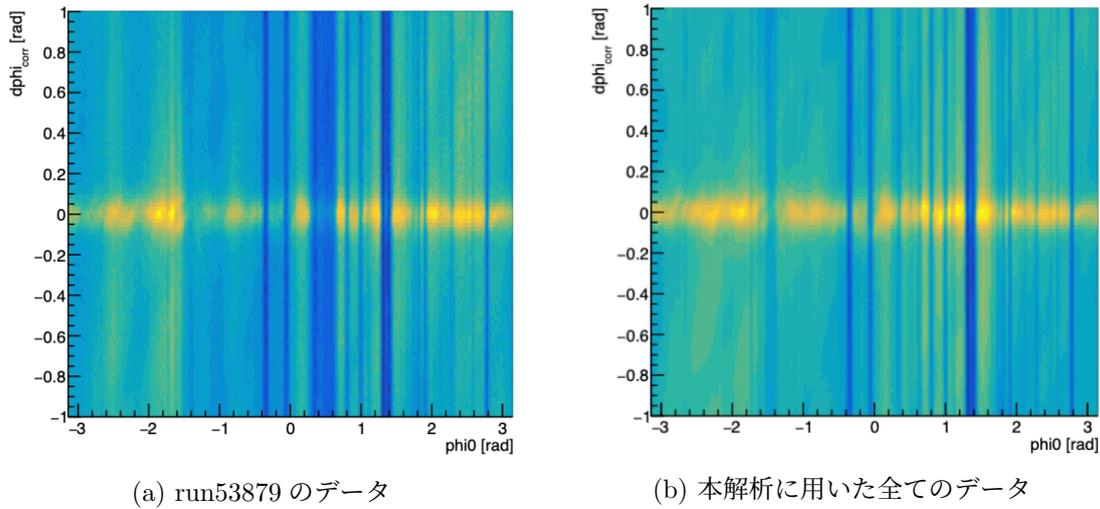


図 5.9: 実験データを用いた補正後の $\Delta\phi$ と ϕ_0 の二次元分布

以上の結果から、本補正により $\Delta\phi$ の方位角依存のずれが低減されたと判断する。以降の解析では、 Δz 分布と補正後の $\Delta\phi$ 分布を用いて EMCal クラスタとのマッチングを行う。

5.2.2 EMCal マッチング

シミュレーション解析時と同様、 Δz 分布および方位角補正後の $\Delta\phi$ 分布のフィットから得られた幅 $\sigma_{\Delta z}$ および $\sigma_{\Delta\phi}$ それぞれが 3σ 以内の組み合わせの中から、式 2.2 から求められる値 $r_{matching} = \sqrt{d_z^2 + \frac{(d_\phi \times 93.5)^2}{\sigma_{d\phi}^2}}$ が最小となる組み合わせを、飛跡に対する対応クラスタとして採用した。このとき、 $\frac{\sigma_{d\phi}}{\sigma_{dz}} = \frac{5.534}{1.672} \simeq 3.3$ となり、これは、 $\Delta\phi$ 分布のガウス幅は Δz 分布のおよそ 3.3 倍であることを表す。なお、p+p シミュレーションで得られた $\sigma_{\Delta\phi}$ 、 $\sigma_{\Delta z}$ および双方の分布幅の比率は、Run24 実データで得られた値と同程度であり、両者に顕著な差は見られず、両者を同一の基準で比較できる状況にあるといえる。

5.3 E/p 分布

E/p 分布を図 5.10 に示す。実験データにおいても、 $E/p \simeq 1$ 付近に顕著なピーク構造は確認されず、 $E/p < 1$ 側の背景成分となる部分に多くエントリーがあることが観測された。これは p+p シミュレーションと同様の傾向を示す。

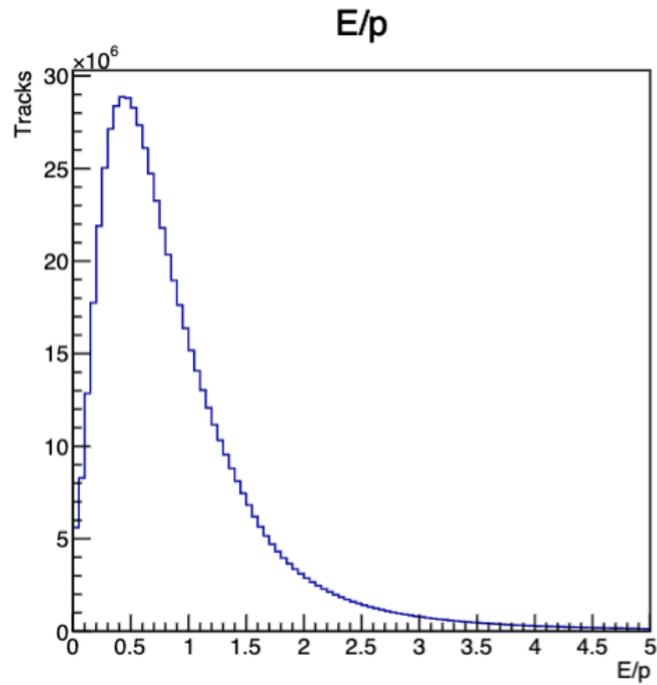


図 5.10: 実験データにおける E/p 分布

ここで、p+p シミュレーションと同様に、実験データに対しても $0.8 < E/p < 1.2$ を課す。

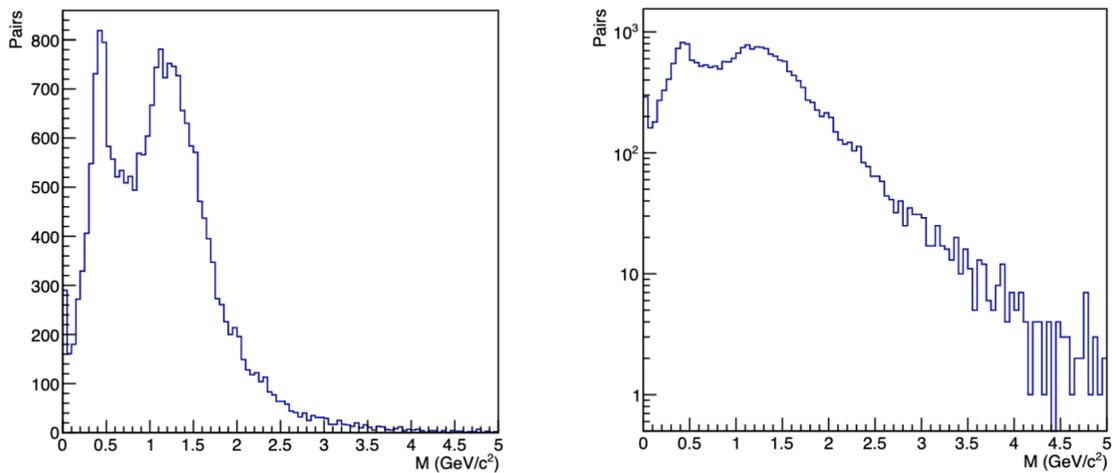
5.4 不変質量の再構成

以上で用いたそれぞれのパラメータを表 5.3 に示す。

区分	条件 (変数)	値
飛跡選別	横運動量	$p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$
	MVTX クラスタ数	$n_{\text{mvtx}} = 3$
	INTT クラスタ数	$n_{\text{intt}} \geq 1$
	飛跡品質	$\chi^2/\text{ndf} < 22.781$
EMCal マッチング候補	方位角差	$ \Delta\phi < 3\sigma_{\Delta\phi}$
	ビーム軸方向差	$ \Delta z < 3\sigma_{\Delta z}$
フィット結果	$\sigma_{\Delta\phi}$	5.534 cm
	$\sigma_{\Delta z}$	1.672 cm
電子同定	E/p	$0.8 < E/p < 1.2$
事象選別	衝突点位置	$ z_{\text{vertex}} < 10 \text{ cm}$
	衝突点と飛跡出発点の差	$ z_{\text{vertex}} - z_0 < 1 \text{ cm}$

表 5.3: 実験データにおける飛跡選別および EMCal マッチング条件

以上を踏まえて、図 5.11 に不変質量分布を示す。右図 5.11b は縦軸を対数表示にしたものである。左図では、低質量側にエントリーの集中が見られ、さらに $0.5\text{GeV}/c^2$ と $1.3\text{GeV}/c^2$ 付近にもピークが確認できる。一方で、左図では $3.1\text{GeV}/c^2$ 付近のピーク構造は明確ではないが、対数表示の右図により、同領域にもエントリーが存在することが分かる。これらの分布形状は p+p シミュレーションで見られた特徴と同様の傾向を示しており、シミュレーションと実験データで整合性があると考えられる。



(a) 不変質量分布

(b) 縦軸を対数表示にした不変質量分布

図 5.11: 実験データにおける不変質量分布

5.5 考察および今後の課題

以上の結果より、 $p+p$ シミュレーションおよび実験データの不変質量分布では低質量側に背景が多く含まれており、 J/ψ 質量 ($3.1 \text{ GeV}/c^2$) 付近のピークは明確ではなかった。一方、対数表示では同領域にエントリーが存在することは確認できた。今後、 J/ψ 質量付近の構造をより明瞭に捉えるためには、運動量測定の精度向上、電子識別の精度改善、背景成分の低減、統計量の増加といった改善が有効と考えられる。以下に、それぞれの課題と改善の方向性を述べる。

第一に、運動量測定精度の向上が挙げられる。本研究ではシリコン検出器 (MVTX+INTT) 情報に基づき運動量を再構成している。先行研究より、シリコン検出器単独の運動量分解能はおおよそ 10% 程度であることが知られており、これにより e^+e^- 対の不変質量が広がり、 J/ψ ピークが背景に埋もれやすくなる可能性がある。また、電子同定に用いる E/p は運動量 p の測定精度の影響を直接受けるため、運動量分解能の改善は粒子識別性能の改善にも繋がる。今後、EMCal クラスタ情報を用いたトラッキングに取り入れる手法を導入することで、運動量分解能の向上が期待される。

第二に、粒子識別を高精度に行うための背景低減が挙げられる。不変質量分布の低質量側に見られる成分は、電子以外の粒子であるハドロン起源であるものに加え、真の J/ψ 崩壊とは無関係な 2 本の飛跡が誤ってペアになった組み合わせ背景が多く含まれている可能性がある。現状は主に EMCal の E/p で電子候補を選別しているが、Hadron Calorimeter 等の情報を併用することでハドロンを抑制し、背景混入を低減できる余地がある。また、荷電粒子の E/p 分布において $E/p \simeq 1$ 付近に明瞭なピーク構造が見られない要因として、運動量分解能の影響に加え、EMCal クラスタリングの影響も考えられる。単一の荷電粒子が EMCal に入射した場合でも、シャワー発達の過程やクラスタリングアルゴリズムの特性により、1 つのエネルギー沈着が複数のクラスタとして再構成される可能性がある。この場合、個々のクラスタに割り当てられるエネルギーが分割されるため、 E/p が 1 より小さい側へ広がることが予想される。したがって、EMCal クラスタリングアルゴリズムの最適化や、トラックとクラスタの対応付け条件の再検討によって、電子識別性能の向上が期待される。

第三に、統計量の増加が挙げられる。本解析で用いた事象数は約 10^8 規模であり、 $3.1 \text{ GeV}/c^2$ 近傍の統計的な揺らぎを十分に抑えきれていない可能性がある。一方、運転期間中に生じた衝突回数は約 4.5×10^{12} 回と見積もられ、単純比では本解析で用いた事象数の約 4.5×10^4 倍に相当する。ただし、この衝突回数はトリガー条件の適用やデータの記録・再構成の過程で生じる選別を反映していないため、解析に利用可能な事象数の増加率を直接表すものではないが、統計数の増加余地が十分に残されていることを示す指標とみなせる。よって、2024 年度に取得されたデータや、新たに 2025 年度に取得されたデータを本解析に適用し統計数を増やすことで、 J/ψ 質量付近の構造をより明瞭に評価できると期待される。

以上の改善を進めることで、 J/ψ 質量付近の構造をより明瞭に捉え、信号評価をより確かなものにできると考えられる。

第6章 結論

本研究では、RHIC-sPHENIX 実験における $\sqrt{s} = 200$ GeV の p+p 衝突において $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 崩壊を測定するため、MVTX と INTT によるシリコン検出器と EMCal を組み合わせた新しい電子の飛跡再構成法を開発し、それをを用いて電子・陽電子対の不変質量を再構成した。データ解析では、衝突点 z 座標が -10 cm から 10 cm にある事象を用い、飛跡の品質選別、EMCal マッチング、 E/p による電子・陽電子候補選別、および e^+e^- 対からの不変質量計算を一貫した手順として整備した。

シミュレーション解析では、単一粒子シミュレーションにおいて E/p 条件を強めることで低質量側の背景が抑制され、 3.1 GeV/ c^2 付近に J/ψ 由来のピーク構造を確認できた。一方で、p+p シミュレーションでは背景成分が大きく、線形表示では J/ψ 質量付近のピークは明確ではないものの、対数表示により同領域にエントリーが存在することを確認した。さらに、単一粒子シミュレーションの信号分布を p+p の 1 億イベント相当に規格化して重ね合わせることで、背景が優勢な条件下でも J/ψ 質量付近に信号が重なり得ることを示し、選別・補正の最適化により信号抽出が可能となる見通しを得た。

実験データ解析では、再構成飛跡の電荷符号に起因すると考えられる不整合が確認されたため、クラスター列の内外層の方位角差に基づく電荷符号の再計算を導入した。また、EMCal マッチングに用いる方位角差 $\Delta\phi$ 分布には系統的ずれが存在することを確認し、Run53879 のデータから導出した補正関数を用いて $\Delta\phi$ の偏りを低減した。補正後には $\Delta\phi$ 分布の中心が 0 付近へ移動し、 $\Delta\phi - \phi_0$ の帯状構造の湾曲も緩和されたことから、補正がマッチングの安定化に寄与することを確認した。これらの処理を含む一連の解析手順により、実験データに対しても p+p シミュレーションと同様に、低質量側に大きな背景成分を持つ不変質量分布が得られ、対数表示では 3.1 GeV/ c^2 近傍にエントリーが存在することを示した。

以上より、MVTX・INTT・EMCal を用いた $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ 解析に必要な解析手法ベースラインを構築できた。一方で、線形表示で J/ψ 質量付近のピーク構造を明瞭に捉えるには、運動量分解能の改善、粒子識別の強化による背景低減、統計量の増加が重要である。今後は、カロリメータ情報のより直接的な活用や、追加検出器情報の併用による電子同定の高度化、ならびにより統計量の多いデータの適用により J/ψ 信号の抽出と収量の定量評価へ発展させることが期待される。

付録

以下に、本解析でを使用した p+p 実験データの詳細を示す。

表 6.1: 解析に用いた p+p 衝突データセット

Run 番号	収集時間 (時: 分: 秒)	総イベント数
53046	0:16:41	3,111,216
53741	0:06:05	2,409,191
53742	0:06:11	2,557,621
53743	0:43:19	22,821,529
53744	0:52:51	29,554,208
53756	0:29:42	9,877,063
53783	0:25:57	10,318,888
53871	0:12:09	1,761,618
53876	1:00:00	24,358,822
53877	0:59:56	25,775,021
53879	0:34:17	13,352,462

参考文献

- [1] 秋葉 康之. クォーク・グルーオン・プラズマの物理. 2014.
- [2] 大強度陽子加速器施設 j-PARC. 素粒子・原子核研究. URL: <http://www.j-parc.jp/c/facilities/nuclear-and-particle-physics/index.html>.
- [3] ひっぐすたん 日本グループ. 標準模型の基本粒子. URL: <https://higgstan.com/standard-model/>.
- [4] LHC ALICE 実験 日本グループ. クォーク・グルーオンプラズマ (QGP). URL: <http://alice-j.org/%E3%82%AF%E3%82%A9%E3%83%BC%E3%82%AF%E3%83%BB%E3%82%B0%E3%83%AB%E3%83%BC%E3%82%AA%E3%83%B3%E3%83%97%E3%83%A9%E3%82%BA%E3%83%9E-qgp/>.
- [5] Particle Data Group (PDG). $J/\psi(1S)$ (Review of Particle Physics 2024 Listings). 2024. URL: <https://pdg.lbl.gov/2024/listings/rpp2024-list-J-psi-1S.pdf>.
- [6] ILC 通信. ノーベル賞でたどる素粒子の発見物語:4 チャームクォーク. June 2016. URL: <https://www2.kek.jp/ilc/ilc-tsushin/2016/06/28/nobel-story4/column/>.
- [7] Cesar Luiz da Silva et al. Ground and excited charmonium state production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. 2011. URL: <https://arxiv.org/pdf/1105.1966>.
- [8] The ALICE experiment. A journey through QCD. arXiv preprint. Nov. 2022. URL: <https://arxiv.org/abs/2211.04384>.
- [9] sPHENIX wiki. Public Material Repository - Graphics. URL: https://wiki.sphenix.bnl.gov/index.php?title=Public_Material_Repository.
- [10] RUN OVERVIEW OF THE RELATIVISTIC HEAVY ION COLLIDE. URL: <https://www.agsrhichome.bnl.gov/RHIC/Runs/>.
- [11] sPHENIX. sPHENIX Technical Design Report. 2019.5.13. URL: https://indico.bnl.gov/event/7081/attachments/25527/38284/sphenix_tdr_20190513.pdf.
- [12] Edward O'Brien. sPHENIX Overview. URL: https://indico.cern.ch/event/1139644/contributions/5343961/attachments/2708241/4702171/3_Edward_O_Biren.pdf.
- [13] sPHENIX wiki. Minimum Bias Detector. URL: https://wiki.sphenix.bnl.gov/index.php?title=Minimum_Bias_Detector.

- [14] Mickey Chiu. sPHENIX Director’s Review Minimum Bias Trigger Detector. URL: https://indico.bnl.gov/event/5961/contributions/27578/attachments/22365/31533/MBD_PD2.pdf.
- [15] The ALICE Collaboration. Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/41/8/087002/pdf>.
- [16] Ho San Ko. MVTX: A MAPS Vertex Tracker for sPHENIX at RHIC. URL: <http://pos.sissa.it/420/073/>.
- [17] Brookhaven National Laboratory. sPHENIX Detector is Ready for Collisions. URL: <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=221191>.
- [18] sPHENIX wiki. INTT Overview. URL: https://wiki.sphenix.bnl.gov/index.php?title=INTT_Overview.
- [19] Hanpu Jiang. sPHENIX Calorimeters. URL: https://indico.bnl.gov/event/18938/contributions/79104/attachments/48906/83263/sPHENIX_Calorimetry_RHIC_User_Workshop.pdf.
- [20] Rachid Nouicer. sPHENIX Highlights: First Results from sPHENIX at RHIC. URL: <https://arxiv.org/pdf/2410.18031>.
- [21] Craig Woody. sPHENIX EMCAL Project Status, Overview of the EMCAL System. URL: https://indico.ihep.ac.cn/event/7694/contributions/97009/attachments/51630/59480/sPHENIX_China_Workshop_EMCAL_4-22-18_.pdf.
- [22] 藤原 愛実. “RHIC-sPHENIX 実験での $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV の Au+Au 衝突における、方位角異方性の測定”. 修士論文. 奈良女子大学大学院, 2024. URL: https://webhep1.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2024fujiwara/2024fujiwara_master_thesis.pdf.
- [23] 武田 明莉. “相対論的原子核衝突における高横運動量での荷電粒子の方位角異方性の測定”. 修士論文. 奈良女子大学大学院, 2016. URL: https://webhep1.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2016takeda/takeda_master_thesis.pdf.
- [24] Particle Data Group (PDG). Plots of Cross Sections and Related Quantities. 2021. URL: <https://pdg.lbl.gov/2022/reviews/rpp2022-rev-cross-section-plots.pdf>.
- [25] KEKB.jp. 初めに - 衝突型加速器とルミノシティ -. URL: <https://www2.kek.jp/aacc1/introKEKB/intro.html>.
- [26] PYTHIA 8.3. Welcome to PYTHIA. URL: <https://www.pythia.org>.
- [27] GEANT4. Overview. URL: <https://geant4.org/about/>.
- [28] 辻端 日菜子. “sPHENIX-INTT 検出器を用いた飛跡再構成アルゴリズムの開発と評価”. 修士論文. 奈良女子大学大学院, 2024. URL: https://webhep1.cc.nara-wu.ac.jp/old_HP/thesis/master/2024tsujibata/2024tsujibata_master_thesis.pdf.

[29] 風間 洋一. 現代物理学入門講義シリーズ I 相対性理論入門講義. 1997.