

広島大学 理学部 物理学科

卒業論文

ALICE実験Run3における
前方ミュオン粒子の
多重クーロン散乱を考慮した飛跡再構成

B160669 江島 廉
(クォーク物理学研究室)

指導教員 志垣 賢太
主査 志垣 賢太
副査 栗木 雅夫

目次

1	序論	1
1.1	QCD	1
1.2	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	3
1.3	カイラル対称性の自発的破れの部分的回復	4
1.4	J/ ψ 生成の抑制	7
1.5	カルマンフィルター	7
2	ALICE 実験及びその検出器	9
2.1	ALICE 実験	9
2.2	ALICE 実験における座標系	10
2.3	ミュオンスペクトロメーター	11
2.4	ALICE アップグレード計画	12
2.4.1	Muon Forward Tracker	13
2.4.2	Inner Tracking System	13
2.4.3	Time Projection Chamber	13
2.5	ALICE Software	13
2.5.1	AliPhysics と AliROOT	13
2.5.2	Online-Offline computing system	14
3	Muon Forward Tracker	15
3.1	MFT の導入目的と概要	15
3.2	MFT 単体での飛跡再構成	18
4	トラックマッチングの必要性	20
4.1	トラックマッチングと多重クーロン散乱	20
4.2	研究動機	21
5	トラックマッチングアルゴリズムの開発	23
5.1	ミュオン粒子の飛跡を再構成する手順	23
5.2	シミュレーション環境	23
5.3	トラックマッチングの準備	24
5.4	本研究の方針	25
5.5	トラックマッチングパラメーター	25
5.6	MFTtrack の位置と角度の分布	27
5.7	トラックマッチングアルゴリズムの計算方法	28
6	トラックマッチングアルゴリズムの性能評価	33
6.1	MCH と MFT の両方で飛跡が再構成されている場合	34
6.2	トラックマッチングの正解率	40
6.3	トラックマッチングスコアの分布	41
6.4	正解の飛跡のペアが存在する場合に限ったトラックマッチングの正解率	44

6.5	パラメーターの最適化	45
6.6	他のアルゴリズムとの性能比較	47
7	結論と展望	50
	参考文献	52

概要

欧州原子核研究機構 (CERN) の LHC 加速器は、これまでより高いルミノシティで衝突実験を行う運転 Run3 が計画されている。Run3 に向けて ALICE 実験では前方に飛ぶミュー粒子の衝突点付近の飛跡再構成の高精度化を計画している。これによりハドロンの質量獲得機構や量子色力学の検証が高精度で行えるようになる。衝突点近傍に新飛跡検出器を導入し、既存飛跡検出器と組み合わせて前方ミュー粒子の飛跡を再構成する。本研究ではこの2つの検出器で独立に再構成された飛跡を正しく対応付け、全体的なミュー粒子の飛跡を再構成するアルゴリズムを ALICE 実験での採用を目指し開発した。前方領域での粒子数密度の高さや、ミュー粒子以外をカットするための吸収体との多重クーロン散乱があるため挑戦的課題となるが、2つの検出器で再構成した飛跡の位置や角度の差を多重クーロン散乱を考慮し運動量で規格化・無次元化して対応づけることで飛跡を再構成する。これにより既に ALICE 実験で提案されていた同等のものより高い飛跡再構成効率を実現した。

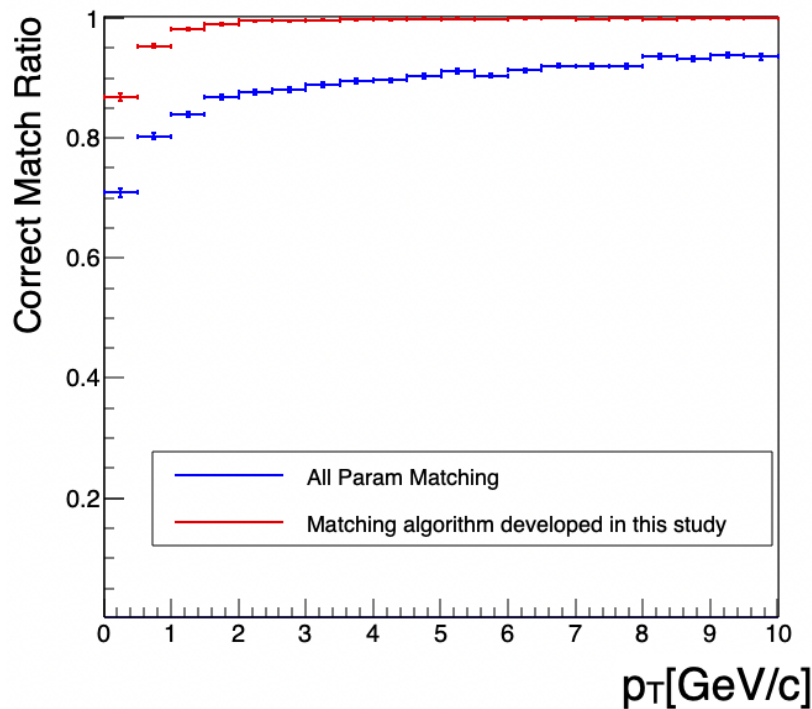


図 1: 2つの検出器で独立に再構成された粒子の飛跡のトラックマッチングの正解率。All Param Matching(ALICE 実験で既に提案されていたトラックマッチングアルゴリズム) との比較。今回開発したアルゴリズムのほうがより高い正解率を示した。

1 序論

本研究に関わる理論や現象、アルゴリズムについて紹介する。本研究は強い相互作用を起こす場での摂動論の適用できない現象の解明に関わる研究である。そのため、強い相互作用を記述する理論や、強い相互作用を起こす場で期待される現象について説明する。また、最後に飛跡再構成のために欠かせないアルゴリズムであるカルマンフィルターについても触れておく。

1.1 QCD

この宇宙に存在する物質を構成する最も基本的な粒子は図2に示すクォーク (6種類) とレプトン (6種類) と呼ばれる粒子群であると考え、それらの相互作用を電磁相互作用と弱い相互作用を統一して記述した電弱統一理論と強い相互作用を記述する量子色力学 (QCD) によって表される標準理論が現代物理学におけるもっとも基本となる素粒子理論である。

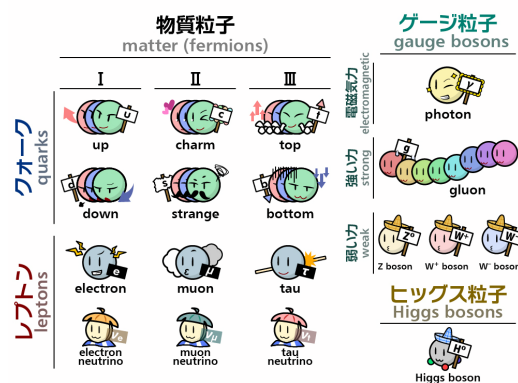


図 2: 素粒子の標準模型

標準理論では力はゲージボソンという粒子によって伝えられるとしている。電磁相互作用では光子、弱い相互作用ではウィークボソン、強い相互作用ではグルーオンとされている。クォークは電荷と色荷を持っているため、電磁相互作用と強い相互作用が働く。

QCD は強い相互作用を記述する $SU(3)$ ゲージ理論であり、クォーク場とグルーオン場の相互作用を記述する。一方 QED は電磁相互作用を記述する理論である。電磁相

相互作用を媒介する光子は電荷を持たないのに対し、強い相互作用を媒介するグルーオンは色荷を持つことが QCD と QED の大きな違いである。QCD のラグランジアン密度は次のように表される。

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_{q,a}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m_q)\psi_{q,a} + g_s\bar{\psi}_{q,a}\gamma^\mu T_C \mathcal{A}_\mu^C \psi_{q,a} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} \quad (1)$$

QCD のラグランジアン密度はクォークやグルーオンの間で起こる強い相互作用を表し、 γ^μ はディラック行列、 $\psi_{q,a}$ はフレーバー q 、質量 m_q を持つクォークのクォーク場スピノールでカラー a は $a = 1$ から $N_c = 3$ までの 3 色である。 \mathcal{A}_μ^C はグルーオン場であり、 $C = 1$ から $N_c^2 - 1 = 8$ までの 8 色ある。

第一項はディラック方程式であり、相互作用をしていない、自由なクォークを表す。第二項はクォークとグルーオンの相互作用を表し、1つの頂点が2つのクォークと1つのグルーオンにつながっており、グルーオンとの相互作用でクォークの色荷が変化する。相互作用には少なくとも1つのグルーオンが含まれている必要があり、クォークのみでの相互作用は起こらない。ゲージ場のダイナミクスを記述する場の強度を表すテンソルは第三項で記述される。第三項では、グルーオンに質量がないことや、3つまたは4つのグルーオンの相互作用などが記述され、この項が強い相互作用の漸近的自由性につながる。

自然界に存在する粒子はレプトンかハドロンと呼ばれるクォークの複合粒子である。レプトンは色荷を持たず、ハドロンはバリオンとメソンに分けられるがどれも構成するクォーク同士で色荷を打ち消し合っておりカラー一重項の状態しか観測されていない。結局現在の自然界には色荷をもつ粒子は単独では観測されていない。クォーク同士はグルーオンを介して強い相互作用でつながっており、強い相互作用には漸近的自由性という性質がある。電弱相互作用は相互作用を受ける粒子同士の距離が離れるほど相互作用は弱くなるが、漸近的自由性をもつ強い相互作用は相互作用し合う粒子間の距離が離れるほど強く作用する。そのため強い相互作用で結合しているクォークは決してハドロンから単独で取り出すことはできない。図3に QCD の結合定数を示す。高エネルギー（近距離）領域では弱結合となり、摂動論的 QCD が適用可能であるが、低エネルギー（遠距離）領域では強結合となり、摂動論が適用できない物理現象が様々起こる。クォークの閉じ込めや、カイラル対称性の自発的破れなどが摂動論が適用できない物理現象の一例である。

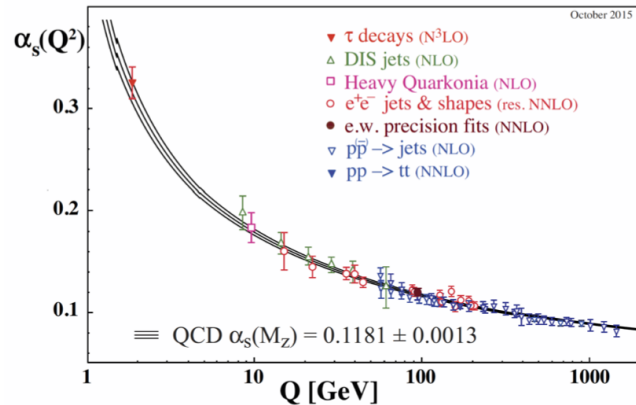


図 3: QCD の結合定数。QCD の結合定数は高エネルギー (近距離) では弱結合、低エネルギー (遠距離) では強結合となる。[1]

1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

QCD の節で述べたように、クォークはハドロンに閉じ込められている。しかし超高温・超高密度下ではクォークが閉じ込めから開放されることが予想されており、実際にこれを示唆する現象がこれまでに多く報告されている。高密度下ではハドロン同士の境界がなくなり、その系をなす基本粒子がハドロンからクォークに変わり、その系の中をクォーク同士が位置を入れ替わるように強い相互作用や電磁相互作用を受けながら自由に動く事ができる。この状態はクォークが閉じ込めから開放されたと考えることができる。

超高温下では、ハドロンの熱運動が激しくなり、ハドロン同士が非弾性散乱をする回数が増える。するとメソンが生成され粒子数が増える。結果的に高密度状態となり、先程の理由でクォークは閉じ込めから開放される。このようにクォークがハドロンからの閉じ込めから開放され、系の中にクォークやグルーオンが単独で存在している相をクォーク・グルーオン・プラズマ相と呼ぶ (図 4)。一方で我々が普段生活している自然界はハドロン相と呼ばれるクォークがハドロンに閉じ込められており、色荷をもつ粒子は単独で存在しない相である。現在クォーク・グルーオン・プラズマ相での物理を探求するために加速器を用いた高エネルギー原子核衝突実験が世界各地の研究所で行われている。クォーク・グルーオン・プラズマの研究は真空の相構造や初期宇宙の時空発展の理解につながる。

非摂動的領域の強い相互作用を記述する方法として格子 QCD が開発された。格子 QCD によるとバリオン密度が 0 の場合、ハドロン相からクォーク・グルーオン・プラズマ相への相転移の臨界温度は格子 QCD により $150 < T_C < 200$ [MeV] と予測さ

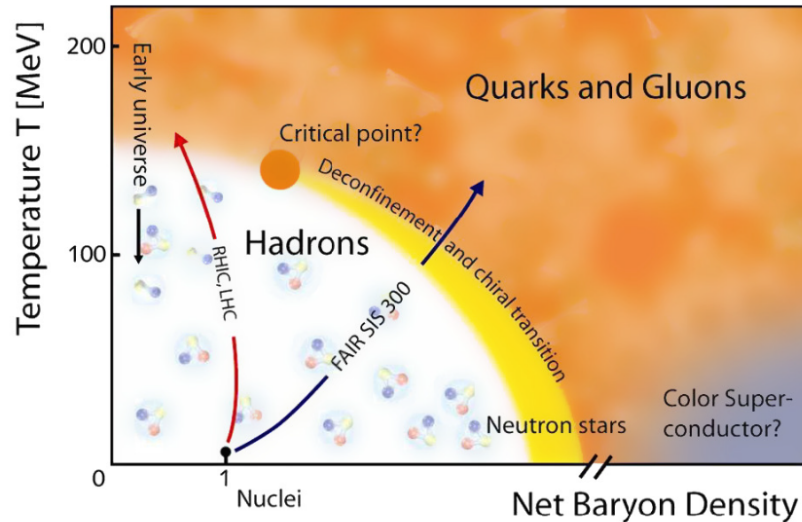


図 4: バリオン密度と温度の関数としての QCD 相図。LHC は高温側の探索が行える。[2]

れる。これは臨界エネルギー密度の $\sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ に対応する。格子 QCD の結果から、小バリオン密度領域では連続的なクロスオーバーに対応する二次相転移であるとわかった。一次相転移が二次相転移になる臨界点は格子 QCD により $\mu_B \sim 0.7 \text{ MeV}$ と予想される。QCD 相図、特にハドロン相からクォーク・グルーオン・プラズマ相への相転移は理論的にも実験的にも研究されており、アメリカのブルックヘブン国立研究所 (BNL) の加速器 (RHIC) や、欧州原子核研究機構 (CERN) の加速器 (LHC) を用いた高エネルギー原子核衝突実験でクォーク・グルーオン・プラズマの存在を示す証拠が多く見つかった。

1.3 カイラル対称性の自発的破れの部分的回復

クォークやレプトンはヒッグス機構によって質量を獲得する。しかし、ヒッグス機構で質量を獲得したクォークの複合粒子であるハドロンの質量は、単純にその構成粒子の質量の合計ではなく、合計質量よりも遥かに大きな質量を持つ。この差はカイラル対称性の自発的破れにより説明できる。カイラル対称性の自発的破れとは、カイラル極限で QCD ラグランジアンが持っているカイラル対称性 $SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$ が、真空中で $SU(N_f)_V$ に自発的に破れる現象である。すると、 $(N_f^2 - 1)$ 個の南部ゴールドストーンボソンが現れ、クォークが質量を獲得する。現実世界ではクォークはヒッグ

ス機構により質量を持つため、カイラル対称性は自発的に破れている。

$SU(N_f)_L \times SU(N_f)_R$ カイラル変換とは、フェルミオンの右巻き成分と左巻き成分

$$\psi_R = \left(\frac{1 + \gamma^5}{2} \right) \psi \quad (2)$$

$$\psi_L = \left(\frac{1 - \gamma^5}{2} \right) \psi \quad (3)$$

に対して、独立な $SU(N_f)$ 変換

$$\psi_R \rightarrow \psi'_R = U(\theta_R) \psi_R, U(\theta_R) = \exp(i\theta_R^a T^a) \quad (4)$$

$$\psi_L \rightarrow \psi'_L = U(\theta_L) \psi_L, U(\theta_L) = \exp(i\theta_L^a T^a) \quad (5)$$

を行うことである。カイラル変換は大域的な連続変換である。カイラル変換は次のように軸性と極性変換に分ける事ができる。

$$\psi \rightarrow \psi' = U(\theta_A) \psi', U(\theta_A) = \exp(i\gamma^5 \theta_A^a T^a) \quad (6)$$

$$\psi \rightarrow \psi' = U(\theta_V) \psi', U(\theta_V) = \exp(i\theta_V^a T^a) \quad (7)$$

軸性変換は右巻き成分と左巻き成分を逆符号のパラメーターで変換することに対応し、極性変換は右巻き成分と左巻き成分を同じパラメーターで変換することに対応している。理論がカイラル対称性を持つということはこのカイラル変換に対して不変であることを言う。

QCD ラグランジアンはカイラル極限においてカイラル対称性がある。クォークはカレント質量を持つためカイラル対称性は QCD の対称性ではないが、u,d クォークのカレント質量は数 MeV 程度で QCD スケール Λ_{QCD} に比べて小さく、u,d セクターに対しては近似的にカイラル対称性が成り立っていると考えられる。よって、カイラル対称性が状態のレベルで保たれていれば u,d セクターの軽いハドロンのスペクトルにもその対称性が現れると考えられる。しかし、実験により状態のレベルでは対称性は破れていることが示されている。これをカイラル対称性の自発的破れという。カイラル対称性の自発的破れの秩序変数はカイラル凝縮 $\langle q\bar{q} \rangle$ である。カイラル対称性は大域的な連続対称性であるから、南部ゴールドストンの定理により、カイラル対称性が自発的に破れると南部ゴールドストンボソンが生成される。π 中間子はこの典型的な例であり、u,d セクターの $SU(2)$ カイラル対称性の破れによる南部ゴールドストンボソンと考えられる。π 中間子は他のメソンよりも圧倒的に軽いのはそのため

あるが、有限の質量を持つのは u, d クォークがカレント質量を持っているからである。これまで述べたように、現在の宇宙ではカイラル対称性は自発的に破れており、これによりハドロンやメソンは質量を獲得している。しかし、上述の通り、クォーク・グルーオン・プラズマの中においてはカイラル凝縮 $\langle q\bar{q} \rangle$ が下がり、カイラル対称性の自発的破れが部分的に回復することが予想されている。クォークの非閉じ込め相とカイラル相転移は低バリオン密度でほぼ同じ温度で起こることがわかっており、高エネルギー重イオン衝突実験はカイラル対称性の破れと回復について有効な実験手法である。原子核中などの高密度でも同様にカイラル対称性が部分的に回復することが予想されているが、これに比べてクォーク・グルーオン・プラズマ内では動的な時空発展があり、より複雑な状況ではあるが、高温非閉じ込め相や高強度背景場の影響がカイラル対称性の破れや回復に大きな影響を及ぼす。非閉じ込め相という極限的狀況下や、バリオン数密度を考えることにより QCD 真空構造やハドロンの質量獲得機構を実験的に研究することができる。

実際に ALICE 実験においてはカイラル対称性の回復現象を捉えるために、カイラル対称性の破れによる質量獲得の割合の大きな u, d, s クォークで構成され短寿命である、軽いベクターメソン (ρ, ω, ϕ) の質量を解析する。

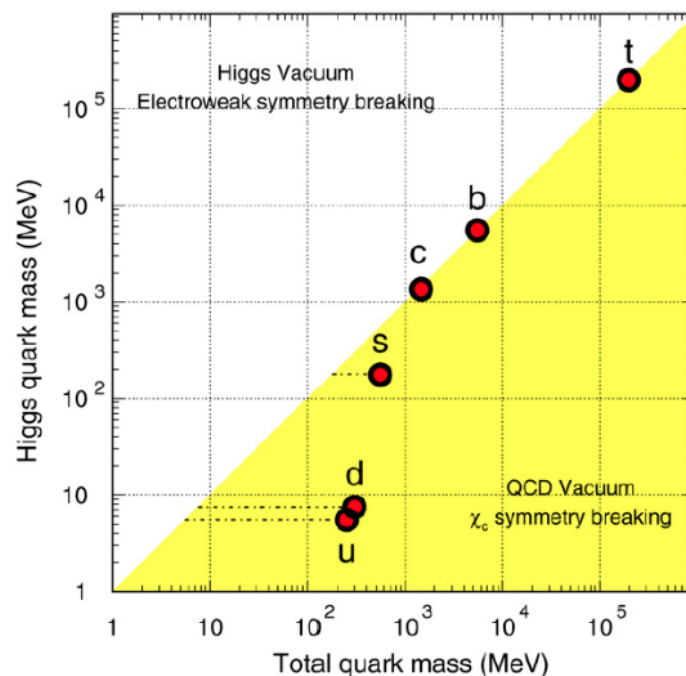


図 5: 縦軸はヒッグス機構によって得たクォークの裸の質量、横軸はハドロン中のクォークの質量を表す。ハドロン中において軽いクォーク (u, d, s) はカイラル対称性の自発的破れによる質量獲得の割合が大きい。[3]

これらのメソンがクォーク・グルーオン・プラズマ中でカイラル対称性が回復することによって質量が軽くなった状態でミュオン対に崩壊すると、このミュオン対から再構成される親粒子の質量スペクトルはカイラル対称性が回復していないときに測定される質量に比べて軽くなる様子を示すはずである。

1.4 J/ ψ 生成の抑制

クォーク・グルーオン・プラズマではクォークが閉じ込めから開放され、色荷を持った粒子が単独で存在する。電荷を持つ粒子が存在するとその周りに電場を生じ、他の荷電粒子はその電場を感じて力を受けることと同様に、色荷をもつ粒子が存在するとカラー電場がその周りに生じ、他の色荷をもつ粒子はそのカラー電場を感じて力を受ける。クォーク・グルーオン・プラズマの中は色荷をもつ粒子が単独でたくさん存在するため、その中に存在する色荷をもつ粒子は周りに存在する色荷をもつ粒子の作るカラー電場を感じ、周りの粒子と強い相互作用をする。高エネルギー原子核衝突実験や高エネルギー陽子-陽子衝突実験ではJ/ ψ というcクォークと反cクォークからなるメソンが稀に生成される。cクォーク自体、クォークの中でも重いクォークで、u,dクォークなどの軽いクォークに比べると生成される数は少なく、cクォークと反cクォークが結合してJ/ ψ を形成することは、 π 中間子が衝突によって生成されるよりも遥かに少ない。クォーク・グルーオン・プラズマが存在すると、先述の通りカラー電場が生じるため、cクォークと反cクォークとの間に他の粒子が作るカラー電場の影響が入り、cクォークと反cクォークが結合しづらくなってしまふ。このことをカラーデバイ遮蔽と呼ぶ。このJ/ ψ の生成について、クォーク・グルーオン・プラズマが作られない陽子-陽子衝突に対して、クォーク・グルーオン・プラズマが作られる重イオン衝突実験のほうが核子対あたりのJ/ ψ 生成量が少なくなることが予想・観測されている。

1.5 カルマンフィルター

カルマンフィルターは本研究や本研究と比較に用いたアルゴリズムなどにとどまらず、幅広い分野で用いられているアルゴリズムであり、飛跡探索や再構成において非常に重要な役割を果たす基本的なアルゴリズムであるが複雑であるため簡単に紹介する。カルマンフィルターはある状態の不確かな情報から、状態のより正確な情報を

得るためのアルゴリズムで、この状態の不確かな情報とは、測定して得られた状態と、過去の状態から推測される現在の状態である。測定値には測定誤差が含まれ、過去の状態からの推測は使用する数学モデルと現実の乖離があるため、どちらも不確かである。この2つをそれぞれどれだけ信用するかを重み付けを行うカルマンゲイン K_t という行列を用いて2つの不確かな情報を合成する。

$$q_t^{est} = (I - K_t H_t) q_t^{odo} + K_t q_t^{obs} \quad (8)$$

なお、 q_t^{est} が時刻 t において推定される状態で、 q_t^{odo} は時刻 $t-1$ から推測される時刻 t での状態、 q_t^{obs} は時刻 t における状態の測定値である。なお、 H_t は時刻 t において、数学モデルで推定される状態 q^{odo} を測定値と同様に扱えるようにするためのヤコビアンのような行列である。これをはじめの時刻から順に各時刻で繰り返していくことで、各時刻における状態が推定される (図6)。

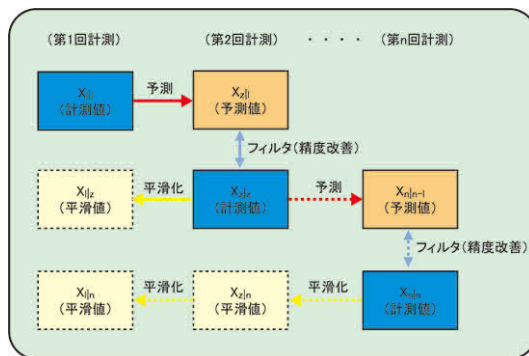


図6: カルマンフィルターの流れ。[4]

2 ALICE 実験及びその検出器

2.1 ALICE 実験

ALICE 実験とは、CERN(欧州合同原子核機構) が建設した LHC 加速器 (Large Hadron Collider) という世界最大の衝突型円形加速器を用いた実験の一つで、この加速器はスイスとフランスの国境上に、地上から約 100 m 地下のトンネルに設置されており (図 7)、周長は約 27 km あり、Run2 ではビーム重心系での衝突エネルギーは陽子-陽子衝突で $\sqrt{s} = 13$ TeV、鉛-鉛衝突で核子対当たり $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV の衝突エネルギーに到達でき、世界最高の衝突エネルギーが実現できる。Run3 では、陽子-陽子衝突で $\sqrt{s} = 14$ TeV、鉛-鉛衝突で $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV での実験が計画されている。



図 7: LHC 加速器の位置と航空写真。周長 27km もの円形ビームパイプがこの地下に埋まっている。写真:CERN

ALICE 実験は LHC 加速器で唯一クォーク・グルーオン・プラズマの研究に特化した検出器を備えており、その性質解明を目的としている。特に ALICE 実験は低い横運動量領域での粒子測定に特化している。2021 年現在 LHC はアップグレードのためにシャットダウン期間中であり、ALICE 実験もこの期間中にアップグレードを行っている (図 8)。

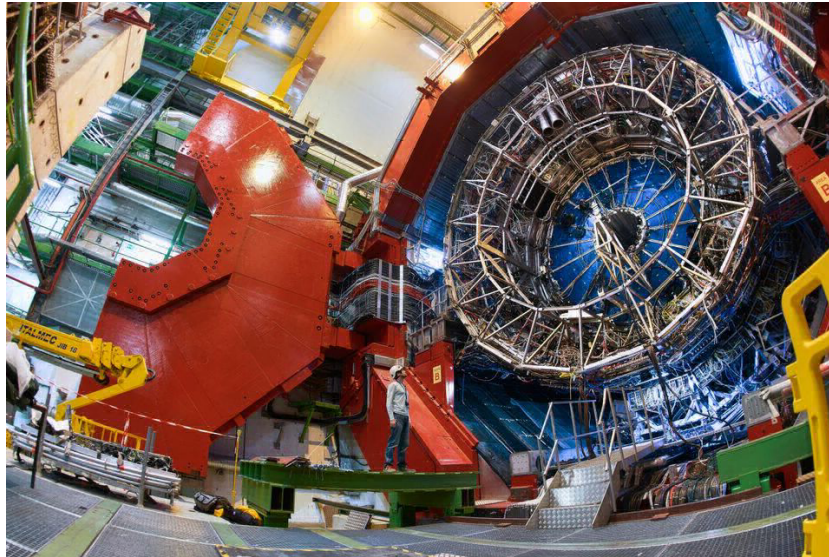


図 8: Long shutdown 中の ALICE 実験の検出器の様子。写真:CERN

2.2 ALICE 実験における座標系

以下に ALICE 検出器群の全体図を載せる。ALICE 実験においては、図 10 のよう

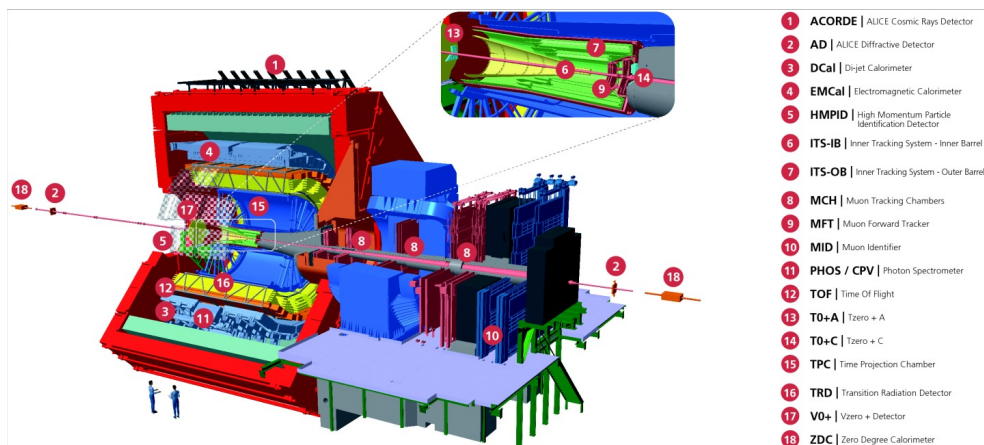


図 9: Run3における ALICE 検出器©2017 CERN, for the benefit of the ALICE Collaboration

な座標系を設定しており、擬ラピディティ $\eta = -\ln \left[\tan \frac{\theta}{2} \right]$ の大きな領域 ($-3.9 < \eta < -2.5$) を前方と呼ぶ。

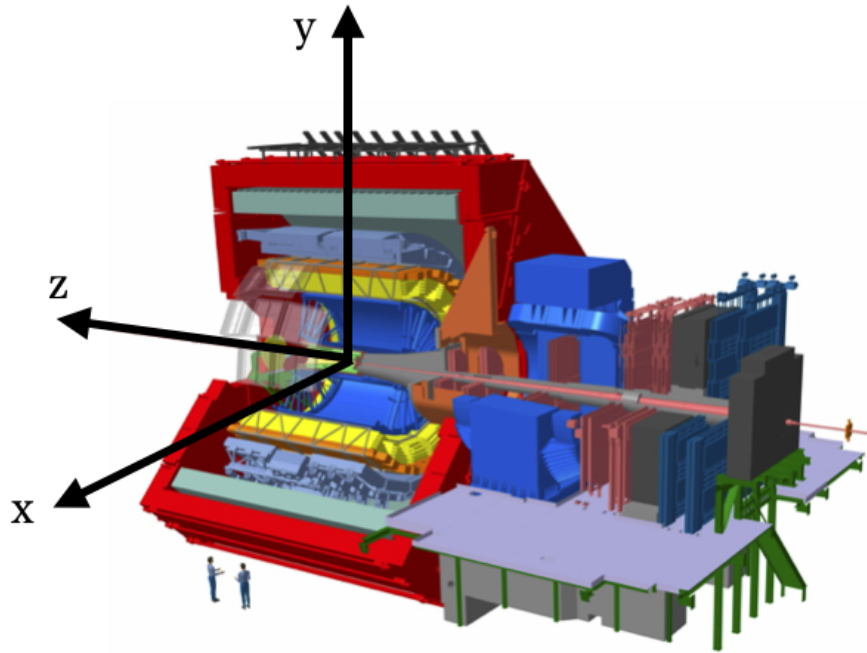


図 10: ALICE 実験における座標系。衝突点を原点とする。©2017 CERN, for the benefit of the ALICE Collaboration

2.3 ミューオンスペクトロメーター

前方領域では低横運動量と高運動量を満たすことで、低横運動量ミュオン粒子の粒子識別が可能になるため、ALICE 実験実験では前方領域にミュオン粒子の検出器群が設置されている。まずは Run2 までの既存検出器群ミュオンスペクトロメーターについて説明する。

ミュオンスペクトロメーターのカバーする擬ラピディティ領域は $-4 < \eta < -2.5$ であり、ミュオンスペクトロメーターは、フロントアブソーバー、ダイポールマグネット、トラッキングシステム (ミュオンチェンバー、MCH)、ミュオンアブソーバー、トリガーシステム (ミュオントリガー、MTR) で構成されている [10]。フロントアブソーバーはコンクリートや鉄、カーボンからできた 4 m ほどの長さを持つ巨大なブロックで、原子核衝突によって生成された様々な粒子がこのフロントアブソーバーによって止められ、透過力の高いミュオン粒子のみが通過し、検出されるようになっている。MCH と MTR の間に設置されたミュオンアブソーバーはフロントアブソーバーで吸収しきれなかった粒子を除去している。フロントアブソーバーを抜けた粒子は 3 T/m のダイポールマグネットで軌道を曲げられ、その軌道を MCH で測定し、MTR で検出される。アブソーバーを抜けて MTR で検出された粒子はミュオン粒子と

決定される。なお、図 11 のように MCH は 5 ステーションのチェンバーから構成される。それぞれのステーションは 2 つのチェンバーを持っており、Ar/CO₂(80/20) で満たされたカソードパッドチェンバーが用いられている [10]。MCH には様々な大きさのパッドが用いられており、最も小さいパッド ($4.2 \times 6.3 \text{ mm}^2$) は占有率が最も高いため、第一ステーションの最も内側の周辺部に使用されている。薄い板状のカソードパッドチェンバーが第 3、4、5 ステーション目にインストールされており、最後のステーションには $5 \times 100 \text{ mm}^2$ と最も大きなカソードパッドを使用している。MTR ではストリーマーモードの抵抗膜チェンバー (RPC) を使用している [10]。MTR は 2 つのチェンバーを持つ 2 つのステーションから構成されており、1 つのチェンバーに 18 個の RPC モジュールが使われている。RPC モジュールの典型的なサイズは $70 \times 300 \text{ cm}^2$ となっており、Ar/C₂H₂F₄/i-buthane/SF₆(50.5/41.3/7.2/1) を 2 mm のガスギャップで充填した RPC を用いることで、約 1 cm の位置分解能を実現する [10]。なお横運動量は MTR で測定された点と衝突点との直線から MCH の第 3 ステーションでの測定点との距離から計算される。

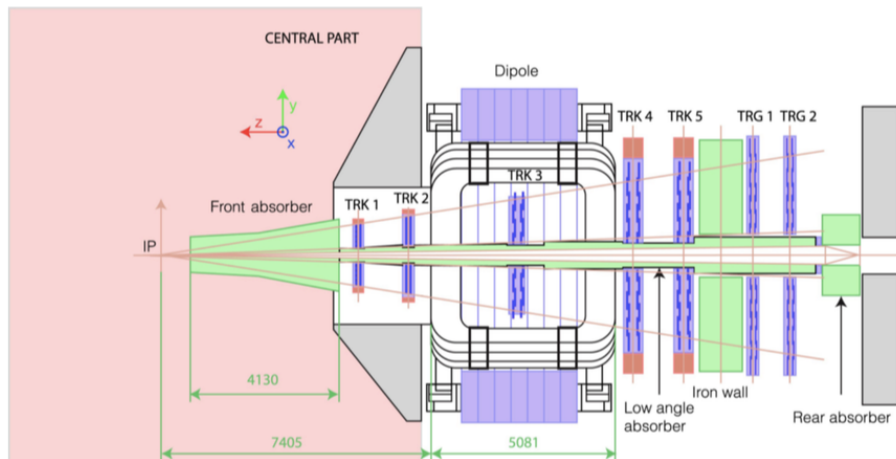


図 11: ミューオンスペクトロメーター。ミューオンスペクトロメーターは z が負の領域に配置されている。 [7]

2.4 ALICE アップグレード計画

ALICE 実験は LHC Run3 に向けて検出器及びデータ収集用コンピューティングシステムをアップグレードする。Run3 では最高ルミノシティを $6 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、平均ルミノシティを $2.4 \times 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に向上させる予定である [5]。それに従い、ALICE 実験ではより精密な測定を目的とした、検出器の高度化を計画している。

検出器は Muon Forward Tracker(MFT、新規インストール)、Inner Tracking System(ITS、アップグレード)、Time Projection Chamber(TPC、アップグレード)が主なアップグレード対象である。

2.4.1 Muon Forward Tracker

Muon Forward Tracker(MFT)については3章で詳しく述べる。

2.4.2 Inner Tracking System

Inner Tracking System(ITS) は、衝突点の最も近くに存在し、粒子の飛跡検出や衝突点測定、及びトリガーに用いられる。Run2 から Run3 の間のロングシャットダウン (LS2) において、現在のものに代わる新しいシリコンピクセル検出器 ALPIDE(3.1 節で詳しく説明) を導入する。新しい ITS では Pb-Pb 衝突において 100 kHz、pp 衝突において 200 kHz の速さで読み出すことができるようになる [6]。

2.4.3 Time Projection Chamber

Time Projection Chamber(TPC) は ITS の外側にある検出器であり、飛跡再構成、粒子識別、運動量測定を行う。ガスで満たされた内部に電場をかけることで、荷電粒子が通過した際にガスから電離した電子をドリフトさせ、この電子を検出することで、荷電粒子の飛跡を決定できる。Run2 から Run3 の間のロングシャットダウン (LS2) の間に信号増幅部をワイヤーチェンバーから GEM(Gas Electron Multiplier) 検出器に置き換えることで、50 kHz で Pb-Pb 衝突時に連続読み出しを行う [6]。

2.5 ALICE Software

2.5.1 AliPhysics と AliROOT

CERN では LHC で生成したデータは CERN ROOT(.root) 形式で保存される。ROOT は CERN で開発されているオープンソースオブジェクト指向データ解析フレームワークである。ROOT は C++ インタプリタ兼コンパイラフロントエンドに独自のクラスライブラリが追加されたものになっている。

ALICE 実験ではこれに加え、ALICE 検出器のジオメトリやデータ形式への対応を追

加する AliRoot や実験データの解析及びシミュレーションを行うための AliPhysics というクラスライブラリを追加したものを Run2 まで用いてきた。これは今回のアップグレードにより次に説明する Online-Offline computing system に置き換わるが、現在 Online-Offline computing system は完全ではなく、本研究では AliRoot と AliPhysics も用いているため紹介した。

2.5.2 Online-Offline computing system

Run3 においては Run2 よりも高い衝突エネルギーでの実験になり、ミニマムバイアストリガーでは Pb-Pb 衝突で約 50kHz、p-p や p-Pb 衝突は約 200kHz で衝突が起こり、およそ 3.4TB/s のデータが生成され、これは Run1 の 100 倍になる。そこで Run2 までのデータ収集・解析フレームワークよりも高速なものが求められる [6]。そのため、ALICE 実験では新たに Online-Offline computing system(O^2)を導入する。 O^2 では生データと検出器の校正と再構成をデータを圧縮し並行処理を行う。これに伴い、First Level Processors(FLPs)と Event Processing Node(EPNs)という新デバイスを導入する [6]。これらはデータ収集および、データ容量削減のためのデバイスであり、FLPsは検出器からの生データ容量の削減を行う。ここで3.4 TB/sだった生データは500 GB/sまでに削減される [6]。EPNsではFLPsからのデータを受け取り、オンライン処理でデータから飛跡の再構成などを行いさらにデータ容量を絞る。これにより、90 GB/sまでに削減できる [6]。こうして再構成されたデータがストレージに保存される。 O^2 はまた、これまでの AliPhysics のように解析やシミュレーションのフレームワークとしても機能する。

3 Muon Forward Tracker

3.1 MFTの導入目的と概要

Run3においてALICE実験実験では新検出器 Muon Forward Tracker(MFT)を導入する(図12)。

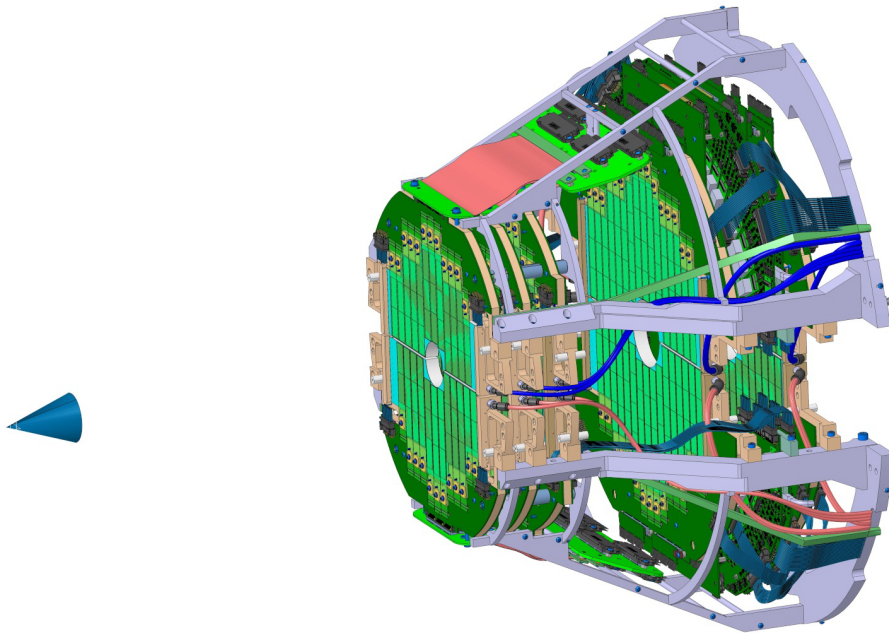


図 12: MFT 全体図

Run2 までは前方ミュオン検出器はミュオンスペクトロメーターのみであったが、このシステムはミュオン粒子選別のためにフロントアブソーバーが用いられており、多くのハドロンを排除することができるが、ミュオン粒子もフロントアブソーバーと多重クーロン散乱を起こす。多重クーロン散乱を受けたミュオン粒子の飛跡を測ることになるが、それでは多重クーロン散乱を受ける以前の衝突点付近の飛跡は不鮮明であることが課題であった。衝突点付近の飛跡が不鮮明であると軽いベクトル中間子がミュオン粒子対に崩壊した際の崩壊角が曖昧になってしまい、ミュオン粒子対から不変質量再構成した際に質量分解能に悪影響を及ぼしてしまう。また、粒子の生成点も不鮮明になることから、B 中間子が崩壊して生成された J/ψ の決定にも悪影響を及ぼす。より高い質量分解能や B 中間子の崩壊点の決定精度を実現するために、ミュオン粒子が多重クーロン散乱を受ける以前に一度前方に飛ぶ荷電粒子をすべてトラッキングできる MFT を Run3 にて新規インストールする(図13)。

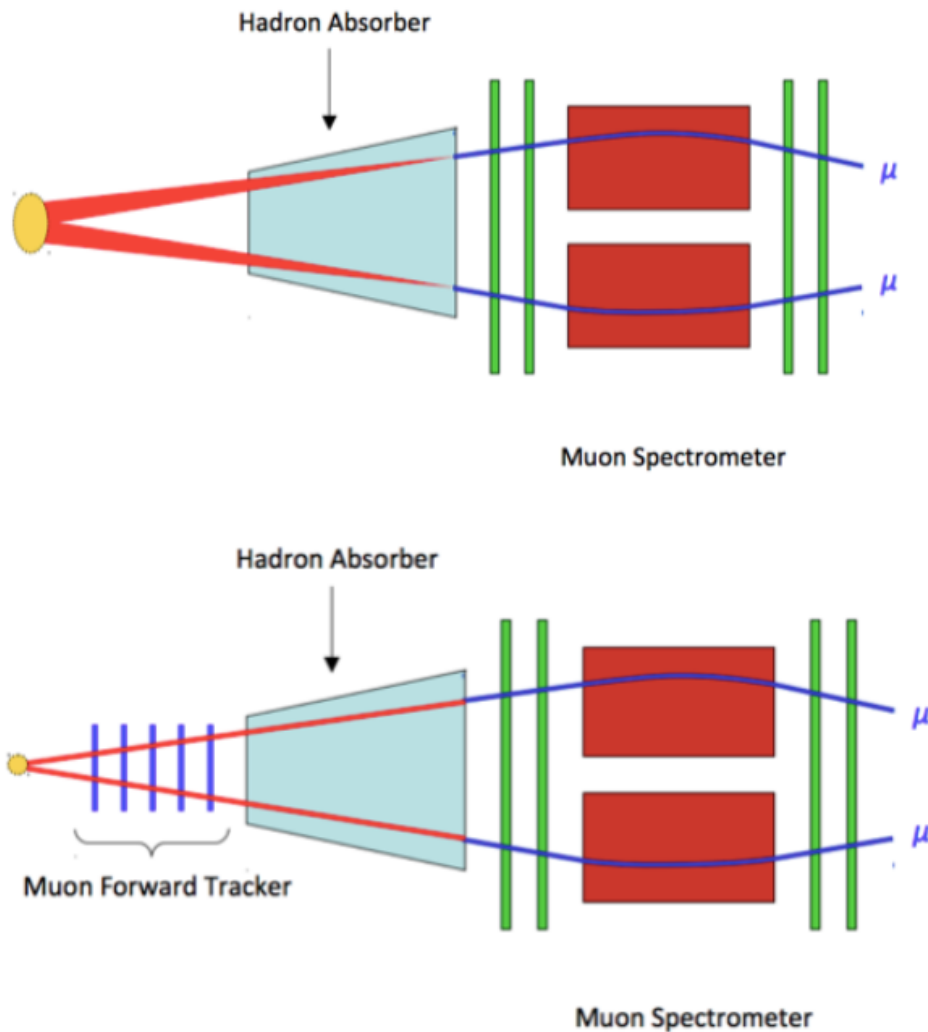


図 13: MCH で再構成した飛跡を外挿するとフロントアブソーバーでの多重クーロン散乱により、衝突点付近は不鮮明(上図)。MFT を衝突点とフロントアブソーバーの間に導入することで衝突点付近の飛跡を検出し、組み合わせることで鮮明なミュー粒子の飛跡が再構成できる(下図)。[8]

MFT は、Run2 から Run3 の間のロングシャットダウン (LS2) 後の QGP の基本特性を前方の高速領域に向けて精度よく測定するために、ミューオンスペクトロメーターの前に設置された新しい高分解能シリコントラッキング検出器である。MFT は、5枚のディスクからなり、ディスクは2つのハーフディスクから構成され、衝突点から-460mm から-768mm の間のビーム軸に沿って配置されている [9]。MCH となるべく同じ擬ラピディティ領域をカバーするために $-3.6 < \eta < -2.5$ をカバーよう設計されている [9]。検出素子は Inner Tracking System と MFT の両方のために開発され

た ALPIDE と呼ばれるシリコンピクセルセンサーである。MFT は衝突点にかなり近い位置に設置される検出器であるため高い多重度の環境にあり、検出効率及び飛跡の再構成効率はセンサーの空間分解能、ノイズによって誘発されるフェイクヒットレート率、センサー内の電荷蓄積レベルに依存する。MFT が高い性能を発揮するには、検出器の内部及び外部の熱放散を制限するためにセンサーが放射と電力に耐性があることが求められる。そのために開発されたシリコンピクセルセンサーが ALPIDE である。ALPIDE の寸法は $1.5 \times 3 \text{ cm}^2$ で画素ピッチは $27 \times 27 \mu\text{m}$ である [9]。空間分解能は約 $5 \mu\text{m}$ 、電荷集積時間は $30 \mu\text{s}$ である [9]。MFT には合計 936 個の ALPIDE チップが使用され、2～5 個の ALPIDE がラダーと呼ばれるプリント基板に取り付けられていて、MFT には合計 280 個のラダーが取り付けられている (図 14)[9]。MFT の各ハーフディスクは 4 つのゾーンに分けられており、それぞれのゾーンには配線を減らすために共通した電源が供給されており、各ゾーンは単一の読み出しユニット基盤 (RU) に接続されている。

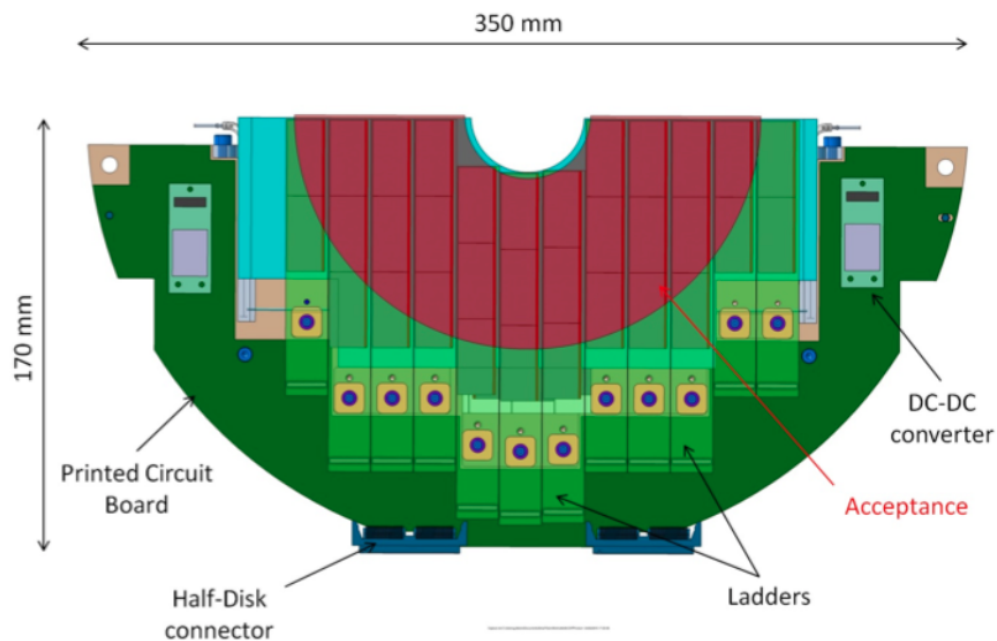


図 14: MFT のハーフディスク [9]

3.2 MFT 単体での飛跡再構成

MFT で検出される粒子は、ハドロン相互作用で生成された荷電粒子と、非常に高多重度な低エネルギー QED 電子のような背景事象である。また、読み取りの際、使用されるしきい値を超えるピクセル電子ノイズによって生成されるフェイクのクラスターも考慮する必要があるため、MFT での飛跡再構成は非常に高精度なものが求められる。MFT 内の飛跡を再構成するアルゴリズムとして、Cellular Automaton algorithm と、Liner Tracking Finder algorithm の 2つの方法がある。

- Cellular Automaton algorithm

Cellular Automaton(CA) では、1つの粒子による検出器のヒット情報は、1つにまとめてクラスターとし、クラスターはセルと呼ばれる小さな単位で事前にペアリングされる。セルは MFT において、2つの連続したディスクから2つのクラスタを結ぶセグメントとして定義される。セルはある角度の範囲内で粒子の生成点を指していなければならない。次に CA は与えられたセルを考慮し、MFT の衝突点に最も近い側のディスクから始まり、各ディスクでのクラスターを考慮して、次の MFT ディスクに粒子の進んだ方向へ計算を進めていく。この際、これまでのディスクでのセルの作る飛跡の角度と次のディスクでのセルとの成す角度からトラックの連続性の条件が適用される。セルの状態は最初は1つであるが、その端に互換性のある別のセルが加わるたびに1つずつ増加していく。多数のセルの中から特定のセルの鎖を選び出し、下流のセルのステータスが4になるようにする (図 15)。このようなセルの鎖から飛跡の候補を構築する [9]。

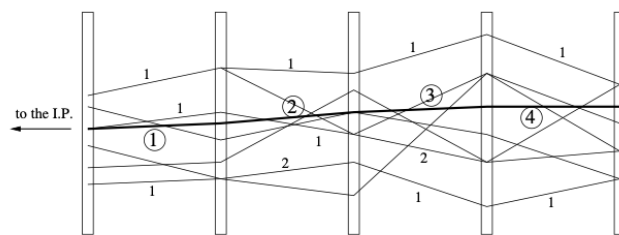


図 15: CA:飛跡は隣り合うセル (連続したディスク内のクラスタをつなぐセグメント) の連続した鎖であり、セルのステータスは1つのセルから次のセルに向かって1単位ずつ増加していく。右端のステータスが4のセルは、4つのセグメントの長さのトラック候補がそこから始まることを示している [9]。

- Liner Track Finder algorithm

Liner Track Finder(LTF)では、ALICEソレノイド磁石の磁場が前方方向に飛ぶ粒子に対してほとんど平行であり、ローレンツ力を強く受けないために正当化されている。LTFはCAとは逆に、全てのディスクのヒット情報を直線でフィットした距離を最小になることを要求している。なお、飛跡の最初の点としてMFTのなかで最も衝突点から離れたディスクのクラスタから得られる。しかし、MFTを通過する際の粒子の多重散乱や磁場の影響を受けやすく、低運動量領域ではLTFの探索効率は低下することが予想される。これは、近傍の局所条件のみを使用するCAアルゴリズムに比べ受ける影響は大きくなる。しかし計算速度がCAよりも速いという利点もある [9]。

横運動量と運動量に対するCAとLTFの飛跡検出効率の比較を図16に示す。運動量 $p > 8$ GeV では、CAとLTFの飛跡検出効率は変わらないが、運動量が低くなるに連れてCAの飛跡再構成効率の方が高くなる。LTFはCAに比べると処理速度が非常に早いですが、低横運動量領域の飛跡検出効率が低い。一方で、CAは組み合わせを選ぶ手順は、高粒子多重度環境下ではより遅くなる。飛跡再構成の手順は、LTFを使って高横運動量の飛跡を見つけ、それ以外のヒット情報をCAを用いて低横運動量の飛跡探索を行うようにしている。

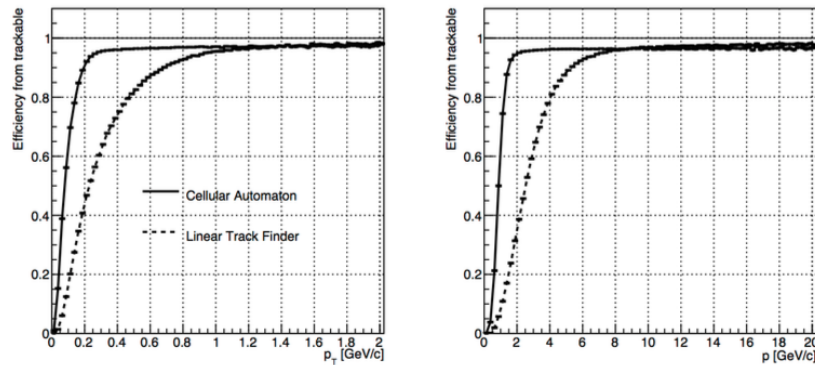


図 16: 横運動量に対する飛跡再構成効率 (左図)、運動量に対する飛跡再構成効率 (右図)。実線の Cellular Automaton と点線の Liner Track Finder を用いてシミュレーションにより生成したミュオンの飛跡再構成効率の比較 [9]。

4 トラックマッチングの必要性

4.1 トラックマッチングと多重クーロン散乱

MFT の導入により、フロントアブソーバー前での飛跡再構成が可能であるが、MFT は ALICE ソレノイド磁石の中に入っており、中にはビーム軸に沿って磁場がかかけられているが、MFT で検出されるような前方方向の粒子の飛跡とほぼ平行であり、磁場の強さも 0.5 T と弱いので、MFT で検出される飛跡はほとんどローレンツ力によって軌道を曲げられず、運動量が正確には測れない。また、荷電粒子はすべて検出してしまうため、どの飛跡がミュオン粒子かという識別も MFT のみではできない。そのため、既存のミュオンスペクトロメーターと組み合わせて使うことになる。MFT で衝突点付近の飛跡や粒子の生成点を正確に測り、フロントアブソーバーでミュオン粒子のみを選別する。MCH でミュオン粒子の運動量測定を行い、MTR でフロントアブソーバー内で二次的に生成されたハドロンを除去する。MFT で再構成した飛跡と MCH で再構成した飛跡をつなげてグローバルなミュオン粒子の飛跡を再構成することで運動量測定やミュオン粒子識別が可能となる。しかし、MFT と MCH それぞれで個別に再構成した飛跡を対応付けることは容易ではない。2つの検出器の間にはフロントアブソーバーがあり、ミュオン粒子はフロントアブソーバー内で多重クーロン散乱を起こす。MCH で再構成されたミュオン粒子の飛跡に対応する、MFT で再構成された飛跡を探す際、フロントアブソーバー前では多重度も高いため、間違えた組み合わせをつないでしまう可能性も大いにある。

物質に荷電粒子が以下の図 17 のように入射し、散乱が平均 20 回以上起き、エネルギー損失が小さく無視できる程度である場合は問題を統計的に扱うことができ、物質の厚さの関数として、散乱角の確率密度分布を得ることができる。

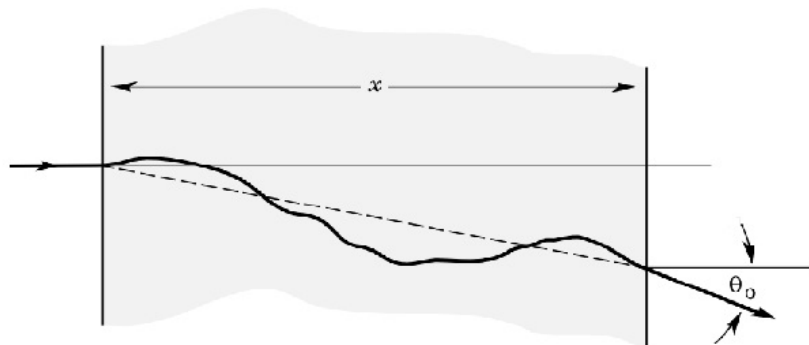


図 17: 荷電粒子の物質中での多重クーロン散乱の様子 [12]。

物質中での荷電粒子の多重クーロン散乱により、物質を通過した直後の位置と角度の変位の確率分布は統計的に以下の式で与えられる幅を持つガウス分布で近似できる。

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X_0} \right) \quad (9)$$

$$y_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_0 \quad (10)$$

ただし、 β はローレンツ因子、 c は光速、 p は荷電粒子の運動量、 z は荷電粒子の電荷数、 x は散乱体の長さ、 X_0 は散乱体の放射長を表す。

ALICE 実験のフロントアブソーバーは $x = 60X_0$ と表される。式からわかるように、運動量の低い粒子ほどより大きく散乱される。そのため低運動量領域ほど MFT と MCH それぞれで個別に再構成された飛跡のトラックマッチングは難しい。質量の軽い ρ 、 ω 、 ϕ の崩壊によるミュー粒子対は低運動量であるためカイラル対称性の回復現象を観測するには低運動量領域での高いトラックマッチング効率が必要不可欠である。

4.2 研究動機

クォーク・グルーオン・プラズマ相ではハドロン相と異なり、色荷を持った粒子が単独で存在しているため、ハドロン相では見られない物理現象が期待される。高エネルギー原子核衝突実験ではこのクォーク・グルーオン・プラズマの性質を調べることにより、摂動・非摂動論的量子色力学の検証や極初期宇宙の時空発展の理解を目的としている。しかし、先程このクォーク・グルーオン・プラズマが存在することを示唆する現象が多く報告されていると述べたように、クォーク・グルーオン・プラズマは直接観測するまでには至っていない。それは超高温・超高密度な環境を粒子検出器に粒子が検出されるほど時間的・空間的に作り出すことが現代の技術では不可能だからである。そのため、クォーク・グルーオン・プラズマの性質を理解するための手段は、クォーク・グルーオン・プラズマから出てきたハドロン、レプトンを検出するほかはない。LHC Run3 において ALICE 実験では新しく MFT がインストールされ、前方ミュー粒子の飛跡検出器群が刷新される。MFT と MCH を組み合わせて使う必要性や、その課題は 4.1 節で述べたとおりである。MFT と MCH 単体での飛跡再構成の手法は確定されているが、それぞれで独立に再構成された飛跡をつなぎ合わせる (トラックマッチング) アルゴリズムは未だ確定されていない。カイラル対称性の物理を解明するには軽いクォークからなるハドロンを見る必要があり、低運動量領域での高

いトラックマッチング効率が求められる。そこで、本研究はカイラル対称性の回復減少を測定するために低横運動量領域のミュオン粒子検出効率および純度を最大化させるアルゴリズムの開発を行うことを目的とする。

5 トラックマッチングアルゴリズムの開発

5.1 ミュー粒子の飛跡を再構成する手順

ミュー粒子の飛跡を再構成するまでの流れは以下のように行う。

1. 検出器に粒子がヒットしてできたクラスターから MCH と MFT でそれぞれ個別に飛跡を再構成する
2. MCH で再構成した飛跡 (MCHtrack) と MFT で再構成した飛跡 (MFTtrack) をトラックマッチングする
3. 最終的なミュー粒子の飛跡をトラックマッチングを行った z 座標での MCHtrack のパラメーターを用いて初期化し、トラックマッチングされた MFTtrack のヒット情報のクラスターを加えながらカルマンフィルターで飛跡のパラメーターを計算していく

5.2 シミュレーション環境

シミュレーションは AliROOT 及び AliPhysics を用いてイベント生成から MCHtrack の再構成までを行い、その際のイベントのモンテカルロシミュレーション結果から O^2 を用いて MFTtrack の再構成を行った。トラックマッチングは O^2 上で行うために、MCHtrack のデータを AliROOT で読み込める形から O^2 で読み込める形に変換を行っている。なぜこのように MCHtrack と MFTtrack で飛跡再構成に使うソフトウェアを変えているのかは、まだ O^2 が開発段階で MCH での再構成ができないからである。

MFT 及び MCH の単体での飛跡再構成のアルゴリズムについては既に ALICE 実験で確定している LTF-CA ハイブリッド法を用いた。

トラックマッチングは任意の MCHtrack を一つ選び、すべての MFTtracks 一つ一つに対して点数付けし、最も良い点数の MFTtrack とペアにするという手法を用いた。

5.3 トラックマッチングの準備

点数付けの準備として、図18から図20に示すように、粒子の飛跡をMFTとMCHそれぞれで再構成しておく。そして任意の z 座標における x - y 平面を設定し、この平面まですべてのMFTtracks、及びトラックマッチングさせたい任意のMCHtrack1本を外挿する。以下ではこの x - y 平面のことをMatching PlaneZと呼び、本研究で開発したアルゴリズムでは基本的にこのMatching PlaneZはアブソーバーのMFT側の面($z = -90.0$ cm)に設定しており、Matching PlaneZにおけるMCHtrackとMFTtracksの位置や角度の差が少ないほど一つの粒子が作った飛跡の組み合わせらしいと考え高得点を与えるようにする。

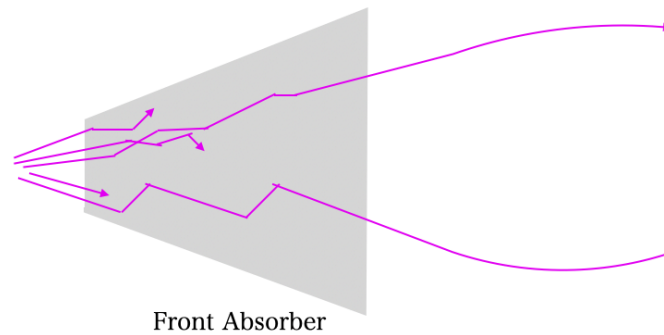


図 18: 実際に粒子が通過した位置のイメージ。図の左側が衝突点側である。

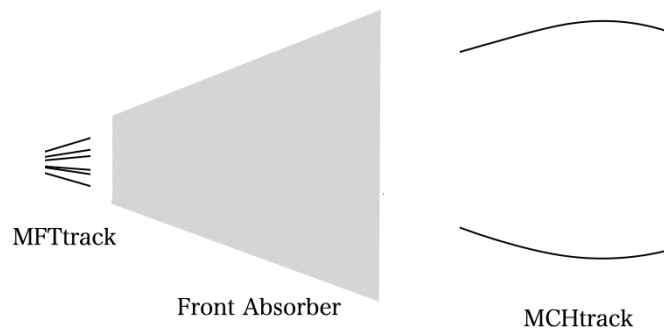


図 19: 再構成されたMFTtrack及びMCHtrack。これらを正しくトラックマッチングする必要がある。

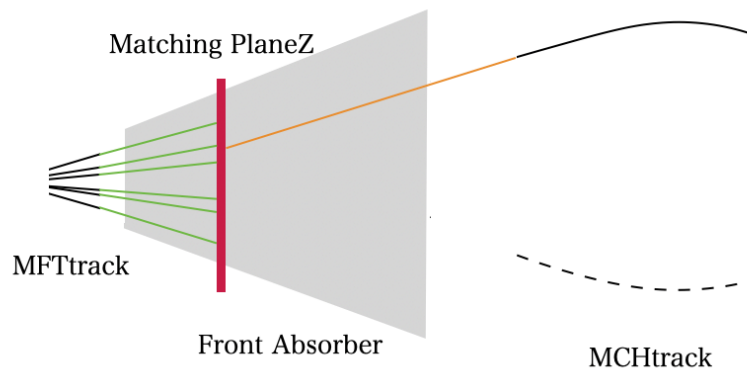


図 20: トラックマッチングは MCHtrack 及び MFTtracks を Matching PlaneZ まで外挿し、Matching PlaneZ における飛跡のパラメーターでトラックマッチングを行う。

5.4 本研究の方針

位置や角度の差について評価しようとするとき、位置と角度は次元の異なる物理量のため、次元を統一しなくては位置と角度を等価には扱えない。例えばとある MCHtrack に対して、角度は同じだが位置が 1 cm ずれている MFTtrack と、位置は同じだが角度が 45 度ずれている MFTtrack でどちらが高得点とすべきかは次元が異なるため、そのままでは比較ができない。また、様々な運動量の飛跡が存在するが、多重クーロン散乱は粒子の運動量が小さいほど大角度散乱が起こりやすく、運動量が高い場合はその逆である。そのため、位置や角度が同じだけずれていても粒子の運動量が低い場合よりも高い場合のほうが点数は低くなるようにつけなくてはならない。今回開発したアルゴリズムでは位置や角度の差を無次元化することで等価に扱った。また、運動量に依存した多重クーロン散乱による位置と角度の分散の確率密度の幅で規格化することで多重クーロン散乱の運動量依存性を排した採点基準を設けた。これについて以下で詳細を述べる。

5.5 トラックマッチングパラメーター

このトラックマッチングアルゴリズムで用いるパラメーターについて説明する。ALICE 実験の前方領域では図 21 に示すような衝突点を原点とした座標系が用いられる。MFT やミュオンスペクトロメーターは z が負の領域に配置されている。

このトラックマッチングアルゴリズムでは飛跡の位置と角度を用いる。位置とは任意の z 座標における、XY 平面上での飛跡の位置座標のことを表す。角度とは、任意

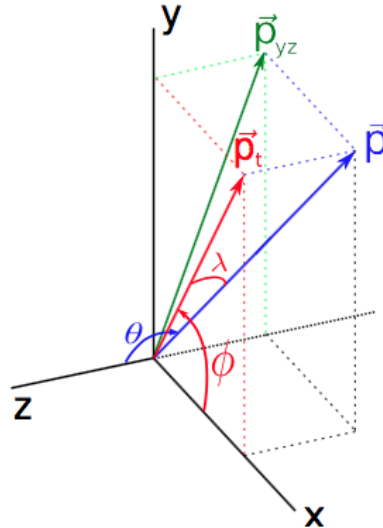


図 21: ALICE 実験前方領域における座標系 [13]

の位置において飛跡の持つ運動量ベクトルの x 成分や y 成分を z 成分と合成したベクトルと、運動量ベクトルの z 成分とのなす角度のことである。例えば、図 21 において θ_y とは p_{yz} と p_z のなす角のことである。

実際にこのアルゴリズムを開発するにあたって、Matching PlaneZ までは ALICE 検出器に存在する磁場によるローレンツ力や、フロントアブソーバーでのエネルギー損失を考慮して外挿計算を行った。また、飛跡の角度 θ_x, θ_y の計算はそれぞれの検出器で再構成された飛跡の運動量の比から計算している。

$$\tan\theta_x = \frac{p_x}{p_z} \quad (11)$$

$$\tan\theta_y = \frac{p_y}{p_z} \quad (12)$$

また、多重クーロン散乱による位置や角度の分散の幅を見積もる際には MCHtrack の運動量を用いて MCHtrack がどれほど多重クーロン散乱を受けてきたかを見積もっている。同様の考え方で MFTtrack の多重クーロン散乱を見積もることもできるが、MFT は位置分解能には優れているが、4.1 節で述べたように運動量分解能が低い。そのため MFTtrack の持つ運動量情報をトラックマッチングに使うことはトラックマッチング効率を下げることにつながるため用いていない。

5.6 MFTtrack の位置と角度の分布

MFT の 5 枚目の disk における MFTtrack の位置と角度の分布は図 22 のような正の相関を持つ分布となる。MFT を通過するほとんどの粒子が衝突点から放射状に飛んでくるため、位置が正の値であれば角度も正の値を持ち、位置が負の値であれば角度も負の値を持つ (図 23)。そのため、MFTtrack の位置と角度の分布には正の相関が表れている。

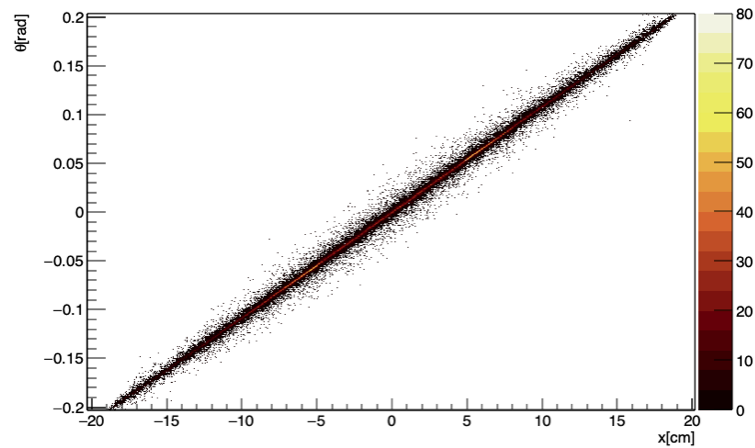


図 22: アブソーバーの MFT 側の面 ($z = -90.0$ cm) における MFTtrack の x 方向の位置と角度の分布。この分布は Pythia8 HI を用い、Pb-Pb 衝突を再現して作った。

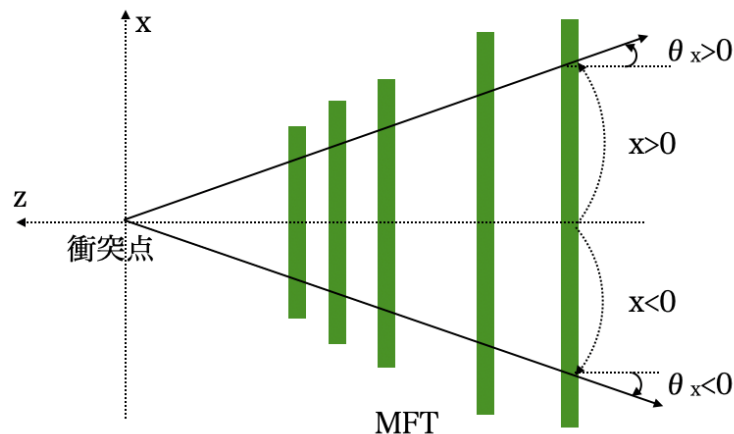


図 23: 衝突点から放射状に飛ぶ粒子の位置と角度には正の相関が生まれる。

5.7 トラックマッチングアルゴリズムの計算方法

各 MFTtrack に対して MCHtrack と位置や角度がどれだけ異なっているかを評価し、異なっているものは尤もらしくない組み合わせとして扱い、あまり異なっていない場合は尤もらしい組み合わせとして扱う。そのために、Matching PlaneZ をアブソーバーの MFT 側の面 ($z = -90.0$ cm) としたとき、任意の MCHtrack を Matching PlaneZ まで外挿したときの位置と角度を MFTtrack の位置や角度の値から引く。すると分布は形を維持したまま、MCHtrack の位置と角度が原点に来るように平行移動する。このようにして、これからトラックマッチングを行いたい任意の MCHtrack に対する、すべての MFTtrack の位置や角度の差の分布を得る。

$$dx = x_{\text{MFTtrack}} - x_{\text{MCHtrack}} \quad (13)$$

$$d\theta_x = \theta_x^{\text{MFTtrack}} - \theta_x^{\text{MCHtrack}} \quad (14)$$

$$dy = y_{\text{MFTtrack}} - y_{\text{MCHtrack}} \quad (15)$$

$$d\theta_y = \theta_y^{\text{MFTtrack}} - \theta_y^{\text{MCHtrack}} \quad (16)$$

このようにして得られた分布を使い、なるべく位置や角度の差が小さい MFTtrack を高く点数付けし、位置や角度について大きく差があるような MFTtrack ほど低く点数付けする。ただし、ここで得られた分布に対して、単純に分布上の原点から最も近い MFTtrack を選ぶと、位置と角度で次元が異なることや、運動量による補正がかかっていないため、トラックマッチング効率を最大化できていない。これらの問題を解決し、単純に原点からの距離が最も近いほど尤もらしい MFTtrack の点となるように分布を変形する。このとき採点の指標となるのが粒子の多重クーロン散乱の確率密度分布である。MFTtracks と MCHtrack を Matching PlaneZ まで外挿する際、粒子が Matching PlaneZ からフロントアブソーバーを通過し終わるまでにどれだけ多重クーロン散乱を受けるのかを見積もる。そのために MCHtrack を Matching PlaneZ まで外挿したときの位置や角度を中心値として多重クーロン散乱による位置や角度の分散の確率密度分布を考える。これを粒子が Matching PlaneZ からアブソーバーを通過し終えるまでに受ける多重クーロン散乱による位置や角度の分散の確率密度分布と考える。粒子が本来通ったであろう中心値とは異なり、多重クーロン散乱を受けたあとの飛跡を中心値とするため、厳密には異なるが、Matching PlaneZ からアブソーバーを通過し終えるまでの多重クーロン散乱を見積もるということについて、MCHtrack を中心値とすることは大きな違いがなく問題ないということは先行研究で確認され

ている [14]。MCHtrack に対する MFTtrack の位置や角度の差の二次元の分布において、Matching PlaneZ からアブソーバーを通過し終えるまでに受ける多重クーロン散乱を MCHtrack を中心値として考えたとき、多重クーロン散乱による位置や角度の分散の確率密度分布は MCHtrack、つまり分布の原点を中心とした、ある形をした分布となる。この確率密度分布を考えたとき、確率密度分布の等高線上に存在する MFTtrack はすべて同じ点数となるようにし、確率密度分布が高いところにいるほど尤もらしい MFTtrack として扱い、確率密度分布が低いところにいるほど尤もらしくない MFTtrack として扱う。

まずは運動量で規格化することを考える。例えば MCHtrack と MFTtrack の位置が 1 cm ずれていた場合、この粒子の運動量が高い場合には 1 cm もずれていると評価し、運動量が低い場合には 1 cm しかずれていないというように、同じだけの位置や角度の差でも粒子の運動量を加味した点数付けを行う。そこで式 (9) 及び (10) を利用する。物質中で荷電粒子が多重クーロン散乱を起こしたとき、位置や角度がそれぞれガウス分布で与えられる確率密度分布に従い分散すると近似できるときにそのガウス分布が持つ幅 θ_0 と y_0 を表す式である。この式で表される位置や角度の幅は粒子の運動量に依存しており、同じだけの位置や角度のずれでもこの幅と比較することで運動量に応じて異なる点数をつけることが可能となる。また、この式で表される幅だけずれている場合は運動量に依存しない一定の点数が付くようにする必要がある。そのため、この幅で $dx, d\theta_x, dy, d\theta_y$ を割る。その値を $dx', d\theta'_x, dy', d\theta'_y$ とする。

$$dx' = \frac{dx}{y_0} \quad (17)$$

$$d\theta'_x = \frac{d\theta_x}{\theta_0} \quad (18)$$

$$dy' = \frac{dy}{y_0} \quad (19)$$

$$d\theta'_y = \frac{d\theta_y}{\theta_0} \quad (20)$$

これにより、どのような運動量の粒子であってもその運動量に応じた多重クーロン散乱の影響を考慮して、位置や角度のずれを正當に評価できるようになった。また、同時に位置と角度を無次元化することもできた。ただし、この段階ではまだ分布上の原点からの距離に近いほど高得点とはできない。粒子の多重クーロン散乱による分散の幅で規格化/無次元化を行ったのみで、多重クーロン散乱による位置と角度の確率密度分布はこの分布上で円形にはなっていない。どのような運動量の粒子についても分布上の縦軸方向と横軸方向で幅が無次元な 1 に揃っただけである。そのため、分布上

の原点からの距離では採点ができない。

ここで先行研究を参考にする [14]。図 24 のように ALICE 実験で用いられているフロントアブソーバーと同じ材質で z 軸方向に同じ長さの直方体の形をしたブロックを用意し、ブロックに向けてミュー粒子を飛ばす。

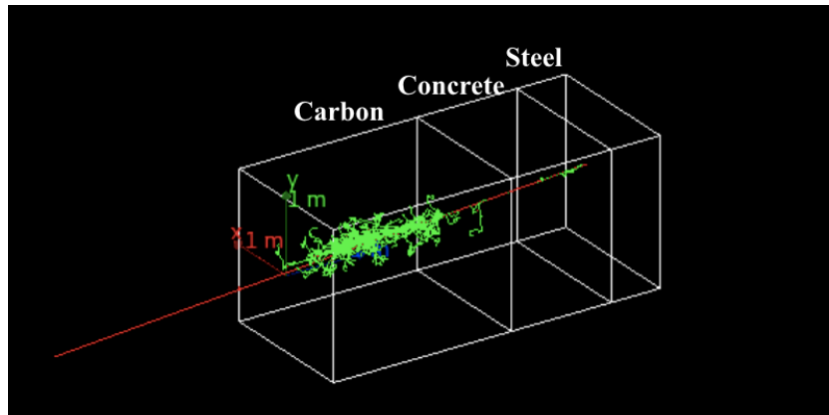


図 24: Geant4 によるシミュレーション。ミュー粒子をフロントアブソーバーと同じ材質、長さの直方体ブロックに MCH 側から MFT 側に向けて入射する様子。緑の線のように多重クーロン散乱を受ける。[14]

このときミュー粒子を飛ばす向きは固定しており、ブロック内部での多重クーロン散乱の影響によって、ブロックの出口の面で位置や角度がどのようにばらつくかをシミュレーションしたものである。ただし、このシミュレーションでは、 z 軸正の向きにミュー粒子を飛ばしているため、MCH 側から衝突点に向かって粒子を飛ばすことに相当する。その結果、図 25 のように右下下がりの楕円形のように位置や角度はばらつく。

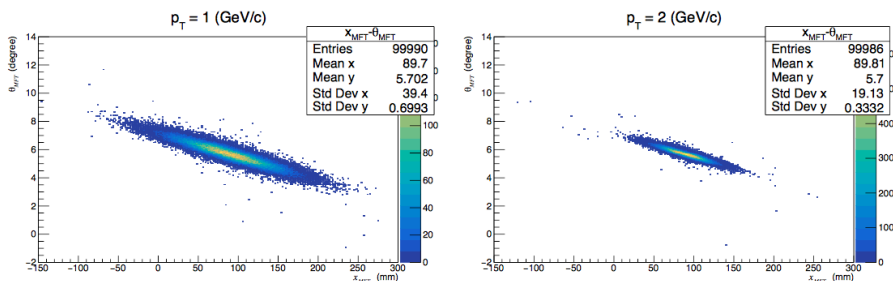


図 25: ミュー粒子をフロントアブソーバーと同じ材質、長さの直方体ブロックに MCH 側から MFT 側に向けて入射した際、MFT 側の面でミュー粒子の位置と角度の分布を表す Geant4 によるシミュレーション結果。[14]

MCH側から衝突点に向って粒子を飛ばし、どのように位置や角度がばらついているかの分布はこの先行研究の結果の図25と同じになると考えた。したがって $dx', d\theta'_x, dy', d\theta'_y$ からなる分布において Matching PlaneZ からアブソーバーを通過し終えるまでに多重クーロン散乱によって位置や角度がどのように分散するかの確率密度分布は傾き-1の楕円になることがわかる。しかし、この楕円の短軸と長軸の長さの比がわからないため、この比を k と置き、後でマッチングの結果が良くなるように最適化することとした。この楕円が採点基準となるため、この楕円を真円に変形させる。まずは楕円の長軸が分布の横軸に沿うように分布全体を45度回転させる。

$$\begin{pmatrix} dx'_{\text{rot}} \\ d\theta'_{x \text{ rot}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & -\sin \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx' \\ d\theta'_x \end{pmatrix} \quad (21)$$

$$\begin{pmatrix} dy'_{\text{rot}} \\ d\theta'_{y \text{ rot}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & -\sin \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dy' \\ d\theta'_y \end{pmatrix} \quad (22)$$

そののち、楕円を真円にするべく k を用いて長軸を短軸と同じ長さになるように縮める。

$$dx_{\text{circle}} = dx'_{\text{rot}} \quad (23)$$

$$d\theta_{x \text{ circle}} = \frac{d\theta'_{x \text{ rot}}}{k} \quad (24)$$

$$dy_{\text{circle}} = dy'_{\text{rot}} \quad (25)$$

$$d\theta_{y \text{ circle}} = \frac{d\theta'_{y \text{ rot}}}{k} \quad (26)$$

これにより、得られた分布は原点からの距離が近い MFTtrack ほど高得点とすることが可能となった。

$dx_{\text{circle}}, d\theta_{x\text{-circle}}, dy, d\theta_{y\text{-circle}}$ の四次元空間での原点からの距離をトラックマッチングスコア (Score) と定義する。

$$\text{Score} = \sqrt{dx_{\text{circle}}^2 + d\theta_{x \text{ circle}}^2 + dy^2 + d\theta_{y \text{ circle}}^2} \quad (27)$$

この Score が小さければ小さいほど高得点 (つまりマッチングさせたい MCHtrack に対して尤もらしい MFTtrack) と評価する。対応する MCHtrack と MFTtrack のペアが決まると、カルマンフィルターを用いて Matching PlaneZ における MCHtrack のパラメータと、マッチングされた MFTtrack に対応するクラスター情報から各 z 座標

における飛跡のパラメーターを計算し、最終的なミュー粒子の飛跡を再構成する。これを Global Muon Track と呼ぶ。

6 トラックマッチングアルゴリズムの性能評価

本研究で開発したトラックマッチングアルゴリズムの性能評価を行う。飛跡再構成の効率を議論するには多重クーロン散乱ともう一つ課題となる、MFT が位置する、フロントアブソーバーより衝突点側の粒子の多重度の高さがトラックマッチングの効率を左右する。この研究では1 イベントにミュー粒子対 10 組、バックグラウンドとなるパイ中間子対 50 組を用意し、衝突点から前方領域に向けて飛ばす。これを 5000 イベント行った。なお、粒子のジェネレーターについては、ミュー粒子対の運動量分布は $0.1 \sim 100 \text{ GeV}/c$ の間でフラットな分布をもつジェネレーターを使用し、パイ中間子については実際の Pb-Pb 衝突におけるバックグラウンド粒子の運動量分布に形を寄せて作ったジェネレーターを使用している。

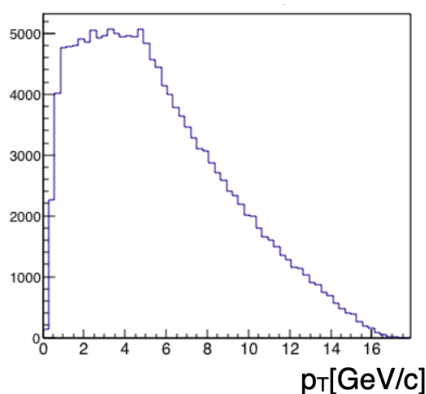


図 26: バックグラウンドパイ中間子の横運動量分布

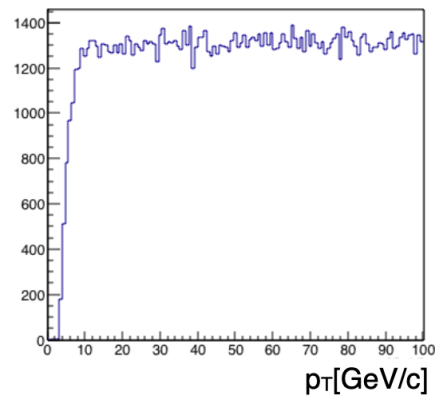


図 27: バックグラウンドパイ中間子の運動量分布

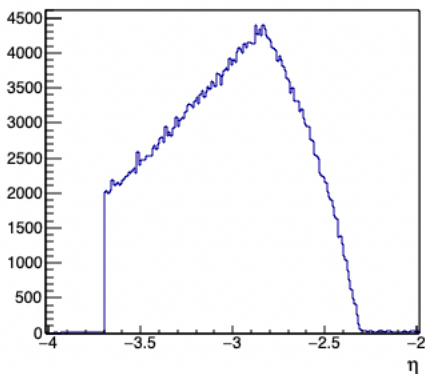


図 28: バックグラウンドパイ中間子の擬ラピディティ分布

6.1 MCH と MFT の両方で飛跡が再構成されている場合

MCH で再構成された飛跡のうち、MFT がと MCH の両方で飛跡が再構成されている数の割合を Close Match Efficiency と呼ぶ。また、ある MCHtrack に対して正解の MFTtrack が再構成されている場合のことを Close Match と呼ぶ。

$$\text{Close Match Efficiency} = \frac{N_{\text{Track reconstructed at both MFT and MCH}}}{N_{\text{MCHtrack}}} \quad (28)$$

Close Match Efficiency はトラックマッチングのアルゴリズムの内容には依存せず、MFT の単体での飛跡再構成効率や、MFT と MCH の検出可能なラピディティ範囲の違い、ジェネレーターの設定 (粒子の横運動量分布)、パイ中間子の崩壊によりミュオン粒子が生成されるなどの物理現象に依存している。図 29 は、Close Match Efficiency を横運動量を横軸に取ってプロットした図である。以下の図のように $p_T = 0.25 \text{ GeV}/c$ 付近の低横運動量領域では少し下がり、 $p_T = 5 \sim 6 \text{ GeV}/c$ 付近で段差の構造を持つ。

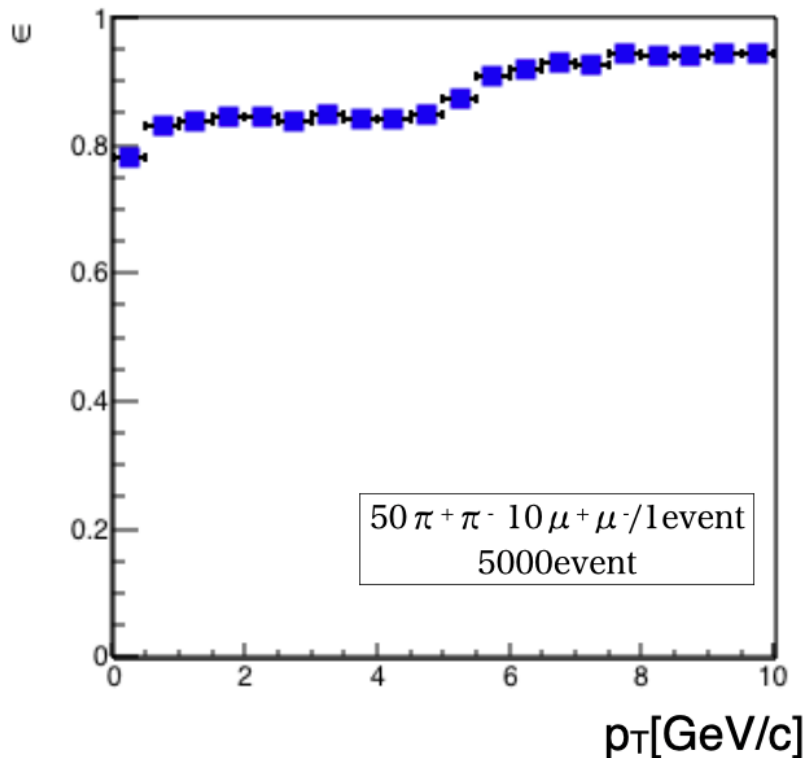


図 29: Close Match Efficiency。各 MCHtrack に対し、正解の MFTtrack が再構成されているかの割合を表す。50 組の荷電パイ中間子対と 10 組のミュオン粒子対を生成するイベントを 5000 イベント行った。

これからこれらの構造の考察を行う。MFT を通過したパイ中間子が崩壊して生まれるミュオン粒子が MCH で再構成される場合は、対応するミュオン粒子の飛跡は MFT では再構成されていないため、この割合を落とす原因となるが、図 30 はバックグラウンドとなるパイ中間子を除き、ミュオン粒子のみでシミュレーションを行ったものである。この場合も同様の構造が見えており、さほど割合も変わっていないため、パイ中間子の崩壊からくるミュオン粒子の影響は大きくないことがわかる。また、図 31、及び図 32 は MFT 単体での飛跡再構成効率を示しており、かなり低い横運動量領域では再構成効率が 8 割ほどまで下がる。

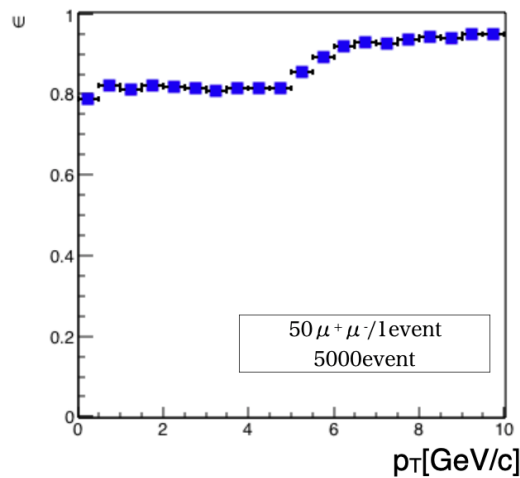


図 30: ミュオン粒子のみでのシミュレーション。1 イベントに 50 組のミュオン粒子対が生成されるシミュレーションを 5000 イベント行った。図 29 と同様に 0.25 GeV/c の bin は少し落ち、 $p_T = 5 \sim 6$ GeV/c 付近に段差の構造を持つ。

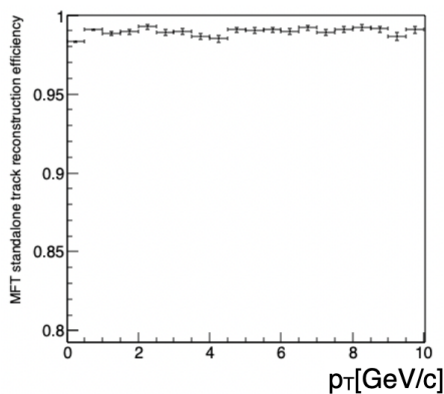


図 31: MFT 単体での飛跡再構成効率

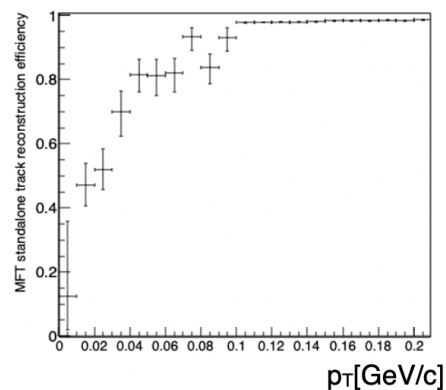


図 32: MFT 単体での飛跡再構成効率 (図 31 の低横運動量領域の拡大図)

また、以下はミュオン粒子の飛跡の(シミュレーションのため知る事のできる)真の擬ラピディティ分布であるが、MFTのカバーする擬ラピディティ領域は $-3.6 < \eta < -2.5$ であるのに対し、MCHのカバーする擬ラピディティ領域は $-4.0 < \eta < -2.5$ であり、MFTのアクセプタンスより内側を通り、MCHのみで検出される領域 $-4.0 < \eta < -3.6$ を通るミュオン粒子が存在している。

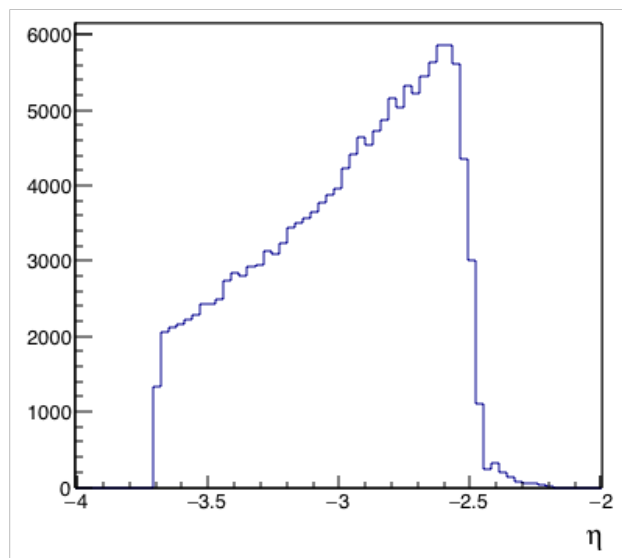


図 33: ジェネレーター (MuBoxGun) の作るミュオン粒子の擬ラピディティ分布

そして図 34、35 は MFT と MCH 両方で飛跡が再構成されている場合 (=Close Match) と、MCH で飛跡再構成されたが MFT では飛跡が再構成されていない場合 (=not Close Match) に分けて横運動量と擬ラピディティの二次元のヒストグラムにプロットした図である。ただし、これらの図はパイ中間子の崩壊による二次的なミュオン粒子が入らないよう、ミュオン粒子のみでのシミュレーションの結果である。1 イベントに 50 組のミュオン粒子対が生成されるシミュレーションを 5000 イベント行った。MCH で飛跡再構成されたが MFT では飛跡が再構成されていない場合では MFT のビームパイプを通すための穴の中を通過して MCH のみで検出されるパターンが圧倒的に多い。このような擬ラピディティ領域を通過するミュオン粒子は $p_T = 5 \text{ GeV}/c$ 付近までしか存在しない。また、それより高い横運動量領域では MCH で飛跡再構成されたが MFT では飛跡が再構成されていない場合が極端に減っていることがわかる。そのため、 $p_T = 5 \sim 6 \text{ GeV}/c$ 付近で MCHtrack に対応する正解の MFTtrack が再構成される割合に段差の構造が見られる。 η と p_T の二次元ヒストグラムに見られる斜めに走るカーブの構造

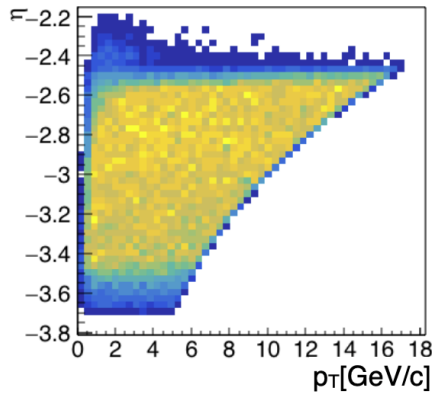


図 34: MFT と MCH 両方で飛跡が再構成されている場合 (=Close Match)

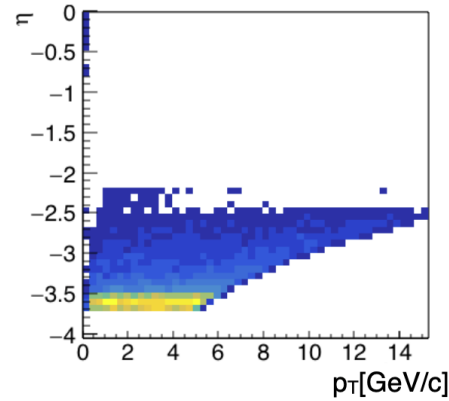


図 35: MCH で飛跡再構成されたが MFT では飛跡が再構成されていない場合 (=not Close Match)

と、 $-4.0 < \eta < -3.6$ を通過するミュオン粒子の兼ね合いでこの位置に段差が生じているが、このカーブの構造は擬ラピディティと横運動量に一定の相関を作っていて運動量が $0.1 \text{ GeV}/c$ から $100 \text{ GeV}/c$ までの上限下限を持つフラットな分布であるミュオン粒子のジェネレーターの設定がつくる構造で、 $p_T = 5 \sim 18 \text{ GeV}/c$ にかけて見られるカーブの構造は運動量が $100 \text{ GeV}/c$ の粒子が作る構造で、同様に他の運動量の作る擬ラピディティと横運動量の作る相関も同様のカーブを描くはずである。今回使用しているミュオン粒子のジェネレーターは $p = 0.1 \sim 100 \text{ GeV}/c$ でフラットな構造を持つという分布であるため、 $p = 100 \text{ GeV}/c$ という上限が作る擬ラピディティと横運動量の相関のカーブがわかりやすく見えているが、同様に下限の作るカーブの構造も見えている (図 36)。

ただしこのカーブは $p = 0.1 \text{ GeV}/c$ ではなく $p = 4 \text{ GeV}/c$ が下限となることで作られるものだと考えられる。それは粒子がアブソーバーを通過して MCH で検出されるまでの間に受けるエネルギー損失によって、運動量はおおよそ $4 \text{ GeV}/c$ 損失するため、これ以下の運動量のミュオン粒子は MCH まで到達できず検出されないためである [9]。そして、このように下限の作るカーブも右肩上がりな向きに伸びているため、運動量が低くなると、Close Match である割合より、 $-4.0 < \eta < -3.6$ の範囲の擬ラピディティであるために Close Match ではない場合の割合が増えていく (図 37)。

これと図 32 で示したように非常に低い横運動量領域では MFT 単体での飛跡再構成効率が落ちるために図 29 に示した Close Match Efficiency は $p_T = 0.25 \text{ GeV}/c$ の

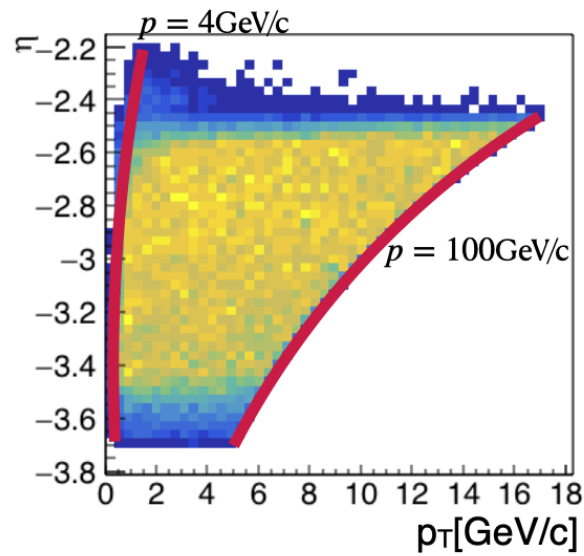


図 36: MFT と MCH 両方で飛跡が再構成されている場合 (=Close Match)。 $p = 100 \text{ GeV/c}$ (上限) と $p = 4 \text{ GeV/c}$ (下限) の作るカーブの構造が見えている。

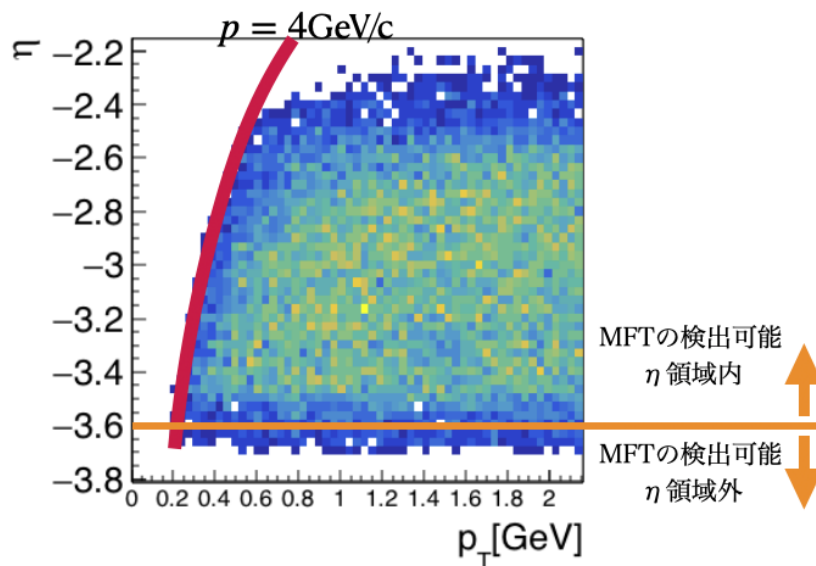


図 37: 図 36 の低横運動量領域の拡大図。低横運動量ほど、MFT の検出可能な擬ラピディティ範囲に入る粒子は減り、MFT では検出できずに MCH のみで検出される割合が大きくなる。

bin だけより下がっている。また、低横運動量領域は $-4.0 < \eta < -3.6$ の範囲では MCHtrack に対して正解の MFTtrack は存在しない割合が高いため、この擬ラピディティ領域の MCHtrack はそもそもトラックマッチングに使用しないようにカットをかければ、Global Muon Track の数自体は減るが、MCH でしか再構成されなかった粒子の飛跡が完全にではないが取り除けるため、Global Muon Track のうち同一の粒子が作った飛跡同士を正しくトラックマッチングできた数の割合を次の 6.2 節で Correct Match Ratio と定義する。 $\eta < -3.4$ の領域に入る MCHtrack をカットしたところ、段差の構造は消え、Correct Match Ratio は低い運動量領域で改善した (図 38)。

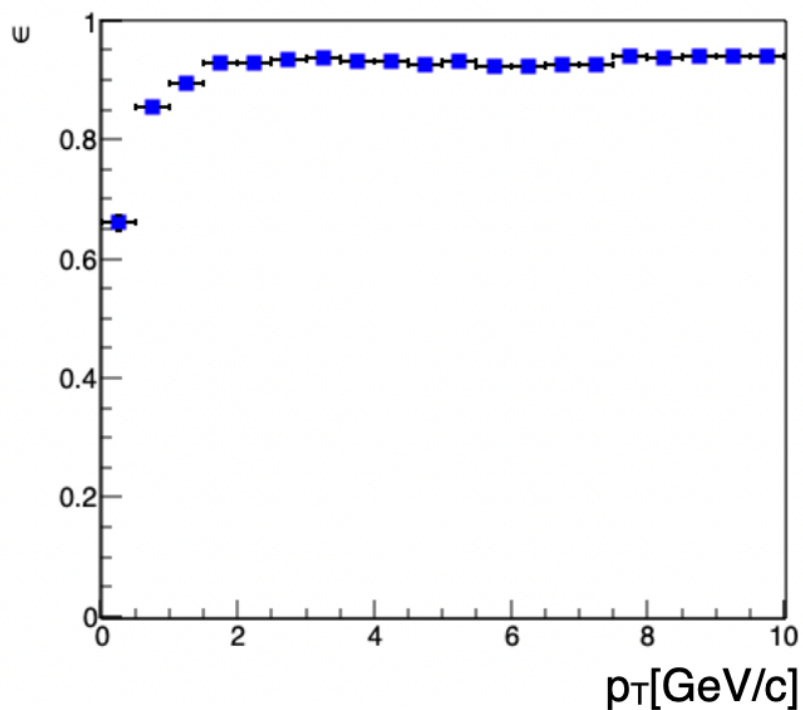


図 38: $\eta < -3.4$ の領域の MCHtrack をカットしたときの Global Muon Track における、トラックマッチングの正解率。Global Muon Track のうちトラックマッチングに正解しているトラックの純度とも言える。

6.2 トラックマッチングの正解率

MCHtrack と MFTtrack をペアにした Global Muon Track のうちトラックマッチングに正解した数の割合のことを Correct Match Ratio と呼び、ある MCHtrack を正解の MFTtrack と正しくトラックマッチングができた場合のことを Correct Match と呼ぶ。

$$\text{Correct Match Ratio} = \frac{N_{\text{Correct Matched Track}}}{N_{\text{Global Muon Track}}} \quad (29)$$

図 39 では、Correct Match Ratio を横運動量ごとに示している。この正解率は 6.1 節で述べた MCHtrack に対応する正解の MFTtrack が再構成されているかの割合と完全に重なる場合が最大限のパフォーマンスとなる。MCHtrack に対して正解の MFTtrack が再構成されていない場合はそもそもトラックマッチングは正解できないからである。そのため、再構成された Global Muon Track のうち正解の飛跡どうしをトラックマッチングできたかどうかは 6.1 節で示した図 29 の形が強く反映されている。

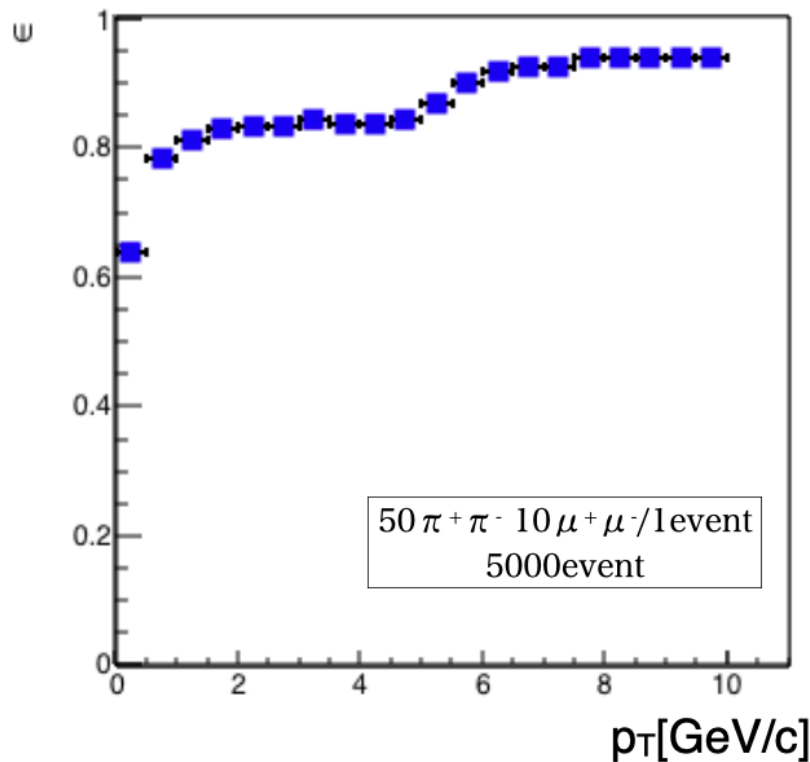


図 39: Correct Match Ratio。Global Muon Track として再構成された飛跡のうち、マッチングが成功したかどうかの割合を表す。

6.3 トラックマッチングスコアの分布

5章で定義したトラックマッチングのスコアの分布を以下に示す。

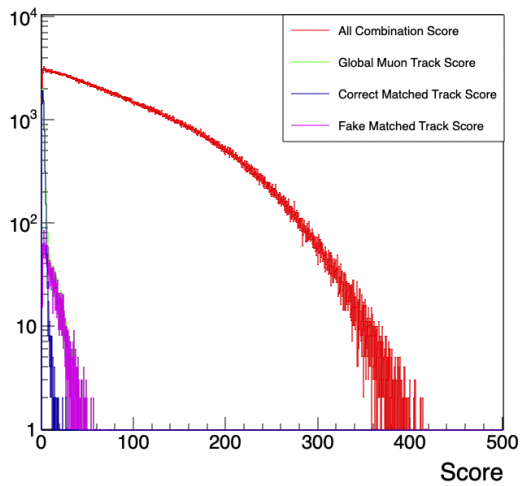


図 40: トラックマッチングスコアの分布。スコアが小さいほど尤もらしいMFTtrackとMCHtrackの組み合わせとして扱う。

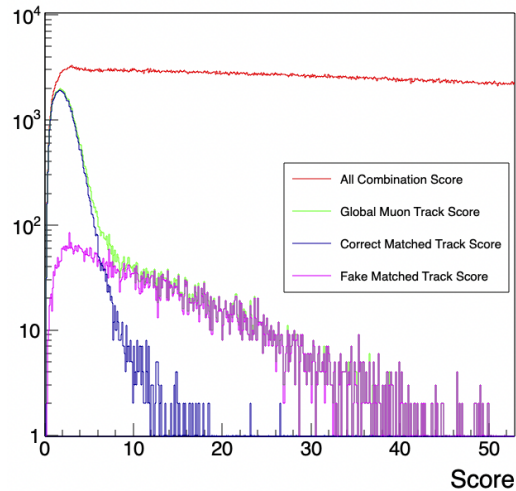


図 41: トラックマッチングスコア分布の低スコア領域の拡大図。

まず、以下では Global Muon Track のうち、同一の粒子が作った MFTtrack と MCHtrack を正しくトラックマッチングできたトラックを Correct Matched Track、異なる粒子が作った MFTtrack と MCHtrack を間違えてつないでしまった場合を Fake Matched Track と呼ぶ。

あらゆる MFTtrack と MCHtrack の組み合わせについてのスコアの分布を見てみると、400 点近くまで幅広くのスコアが出ている。また、Global Muon Track として実際に採用された MFTtrack と MCHtrack のペアのスコアの分布を見てみると 2 点付近まではほぼ Global Muon Track として採用されている。それ以上の点数のペアになると Global Muon Track として採用された数は急激に減っている。すべての組み合わせについて同じ点数を返すようではトラックマッチングはできない。しかし、本研究のアルゴリズムの結果は Global Muon Track として採用された組み合わせのスコア分布に比べて、すべての組み合わせのスコア分布のほうに十分広い範囲に分布していることが確認できた。そして Global Muon Track として採用されたペアのうち、正しい組み合わせを選んでいる場合 (Correct Match) と、異なる粒子の飛跡をつないでしまった場合 (Fake Match) に分けてスコア分布をプロットしてみると、Correct

Match の場合はスコアの低い方に偏り、Fake Match の場合は広い範囲でなだらかに分布している事がわかった。スコアの範囲が重なる部分については Fake Match を分離して切り捨てることは難しいかもしれないが、Correct Match がほとんど存在しない領域は切り捨てる事が可能である。これにより Correct Matched Track の純度は上がる。

図 42 は異なる粒子が作った飛跡同士をつないでしまった場合 (Fake Match) における、マッチングスコアと横運動量の分布である。正の相関が見られる。Fake Match の場合、低横運動量領域のスコアはトラックマッチングに正解した場合 (Correct Match) のスコアの範囲 (およそ 0 ~ 12 点までの範囲) と重なる。そのため、スコアが 12 点以上の Global Muon Track はほとんど Fake Matched Track と扱って切り捨てても低横運動量領域の Correct Matched Track の純度はあまり上がらない。しかし、中横運動量領域はカットにかかるトラックが多いため、中横運動量領域は Correct Matched Track の純度が改善される (図 44)。

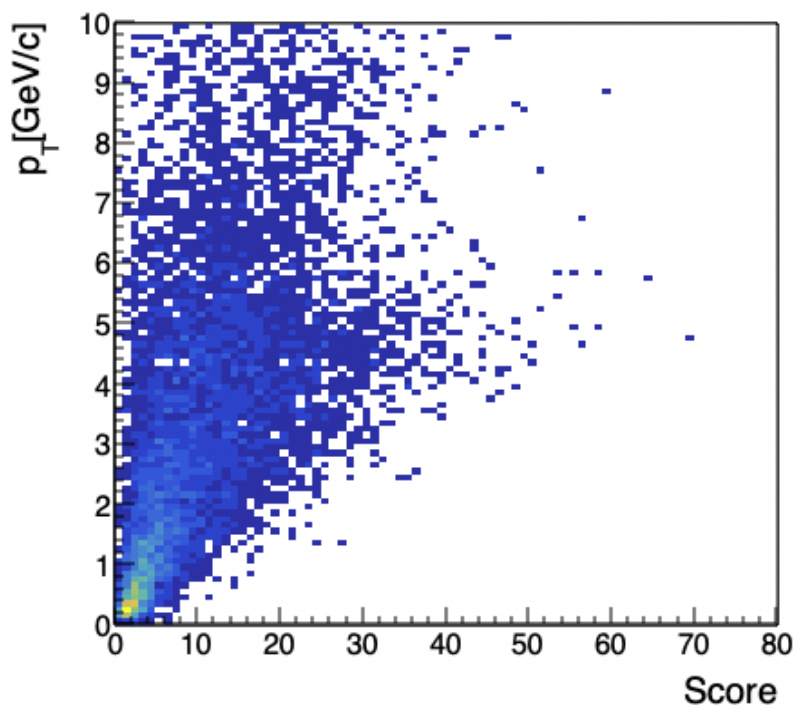


図 42: 異なる粒子が作った飛跡同士をつないでしまった場合 (=Fake Match) のマッチングスコアと横運動量の分布。正の相関が見られる。

マッチングスコアが 12 点以上となる MFTtrack と MCHtrack の組み合わせはすべて Global Muon Track に変換しないようにした結果を以下に示す。これまではカットを

かけていなかったため、MCHtrack はすべて何かしらの MFTtrack とペアにすることができていたが、マッチングスコアでカットをかけた結果、以下の図 43 に示すようなペアリング効率となった。

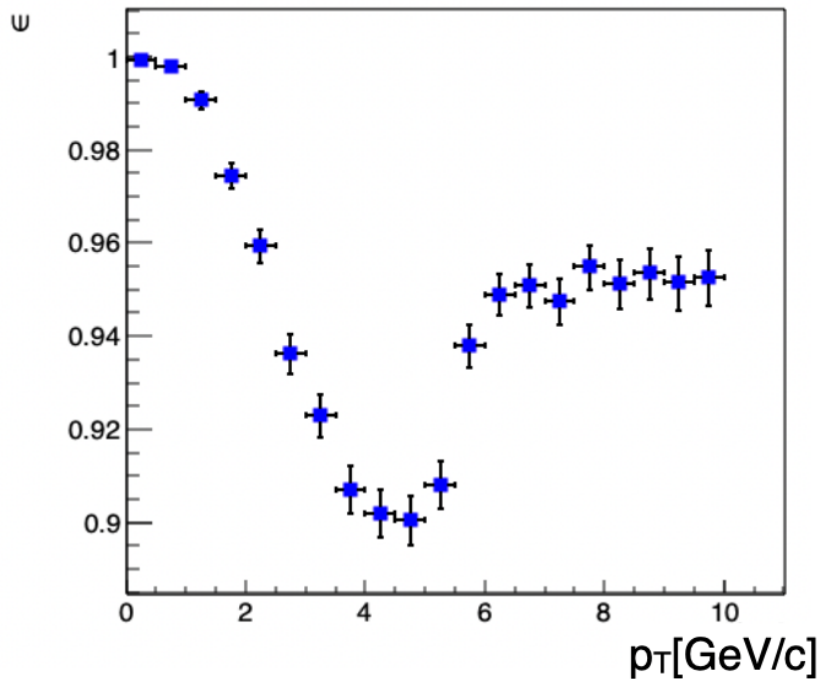


図 43: トラックマッチングスコア 12 点以上は切り捨てるカットをかけたときのペアリング効率。

中横運動量領域が Global Muon Track の数がカットをかけていない状態に比べ大きく減る結果となった。低横運動量であるほどほとんどカットをかけても Global Muon Track の数は変わっていない。減ったものはマッチングスコアが 12 点以上のため、ほとんど Fake Matched Track をカットしていることになる。そのため中横運動量領域の Global Muon Track のうちの Correct Matched Track の純度 (=Correct Match Ratio) が上がる (図 44)。Global Muon Track のうち、トラックマッチングに正解した割合 (Correct Match Ratio) は以下の図 44 に示すような結果となった。確かに中横運動量領域の正解率がカットをかけていないとき (図 39) より上がっていることが確認できた。また、擬ラピディティの範囲でカットをかけた場合 (図 38) よりも Correct Matched Track の純度は低いが、 $\eta < -3.4$ でカットをかけるとカットがきついため純度は上がるが、Correct Matched Track もカットにかかり、Score < 12 のカットよりも Correct Matched Track をカットにかけてしまう。本研究では擬ラピディティのカットは少し広めにカットしている ($\eta < -3.6$ をカットするだけでよい) ことと、ト

トラックマッチングスコアのカットは 12 点で行っているが最適化の必要があり、純度が求められる場合と Correct Matched Track の本数が求められる場合と、その両方が求められる場合と、行いたい物理の解析に合わせてカットを用いる必要がある。

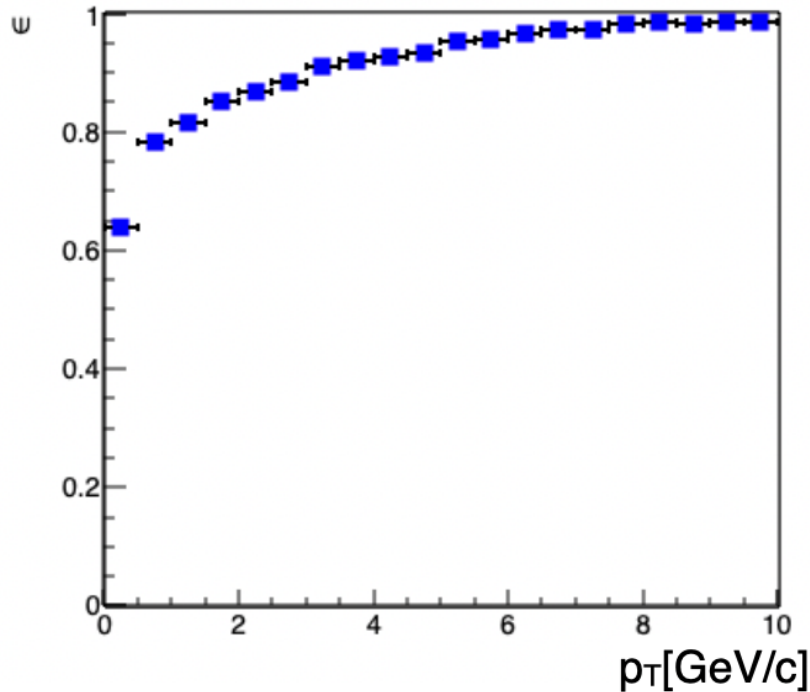


図 44: トラックマッチングスコア 12 点以上は切り捨てるカットをかけたときのトラックマッチングの正解率 (=純度)。

6.4 正解の飛跡のペアが存在する場合に限ったトラックマッチングの正解率

図 45 は粒子が MFT と MCH の両方で個別に飛跡を再構成されたときに限ったときにおける、トラックマッチングの正解率を横運動量ごとに示した図である。これまでに定義してきた言葉を使えば、Close Match である場合に限った Correct Match Ratio という表現となる。

$$\epsilon_{\text{Correct Match}} = \frac{N_{\text{Correct Matched Track}}}{N_{\text{Track reconstructed at both MFT and MCH}}} \quad (30)$$

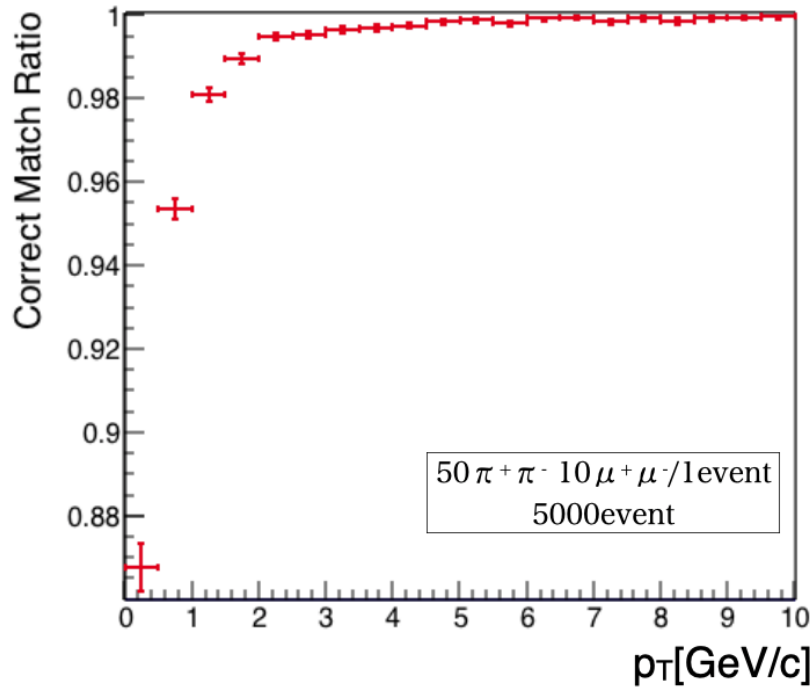


図 45: 各 MCHtrack に対し正解の MFTtrack が再構成されている場合に限ったマッチングの正解率。

高横運動量領域ではかなり高いマッチング効率を示している。反対に、低横運動量領域ではマッチング効率は落ちる。これは前述の通り多重クーロン散乱は低運動量であるほど大角度散乱が起こりやすいことが主な原因である。

6.5 パラメーターの最適化

Matching PlaneZ 及び、多重クーロン散乱の確率密度分布の形を表す楕円の長軸と短軸の長さの比 k の最適化を行う。なお、これまでに載せた結果はこの最適化を行った後に出した結果である。

Matching PlaneZ の最適化については、本研究のアルゴリズムが MCHtrack の多重クーロン散乱を見積もるものとなっている。そのため、Matching PlaneZ は MCH に近いほど、MCHtrack の多重クーロン散乱はほとんど起こしていない状態での外挿となり、MFTtrack は多重クーロン散乱を起こすにもかかわらず一切多重クーロン散乱を考慮していない外挿となるため、トラックマッチング効率は落ちるものと考えられる。MFTtrack については前述のように MFT の運動量分解能の低さから、多重クーロン散乱の考慮を行っていないため、フロントアブソーバーよりも衝突点側でトラックマッチングを行うことが好ましい。ただし、MCHtrack も角度分解能は優れていな

いため、外挿する距離が長くなるほど本来粒子が通った位置とはずれた場所へ外挿される。そのため、衝突点からフロントアブソーバーまでの間で最も MCH に近い、フロントアブソーバーの衝突点側の面 ($z = -90.0$ cm) を Matching PlaneZ とすると最も良いトラックマッチング効率が出るのではないかと予想を立てて行った。図 46 は、Matching PlaneZ を変えてトラックマッチングの正解率を横運動量ごとにプロットしたものである。Matching PlaneZ がフロントアブソーバー内部に設定されると急激に

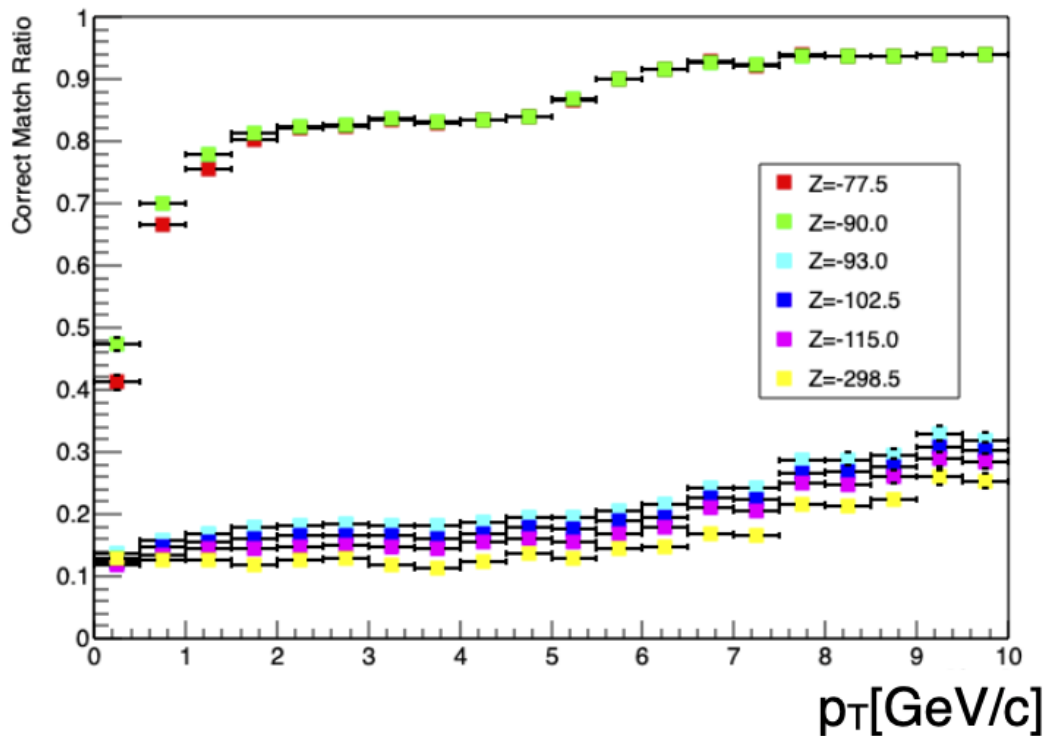


図 46: Matching PlaneZ の違いとトラックマッチングの正解率。 $z = -90.0$ cm で正解率は最大となる。(k=0.7 で固定)

正解率は落ちることがわかった。また、予想通り $z = -90.0$ cm で正解率は最大となった。Matching PlaneZ を $z = -90.0$ cm に固定した状態で、多重クーロン散乱の確率密度分布の形を表す楕円の短軸と長軸の長さの比を表すパラメーター k の最適化を行う。Matching PlaneZ と同様に、 k の値を変えながら正解率を横運動量ごとにプロットし比較した。その結果は図 47 のように、 $k = 0.7$ で正解率は最大となった。

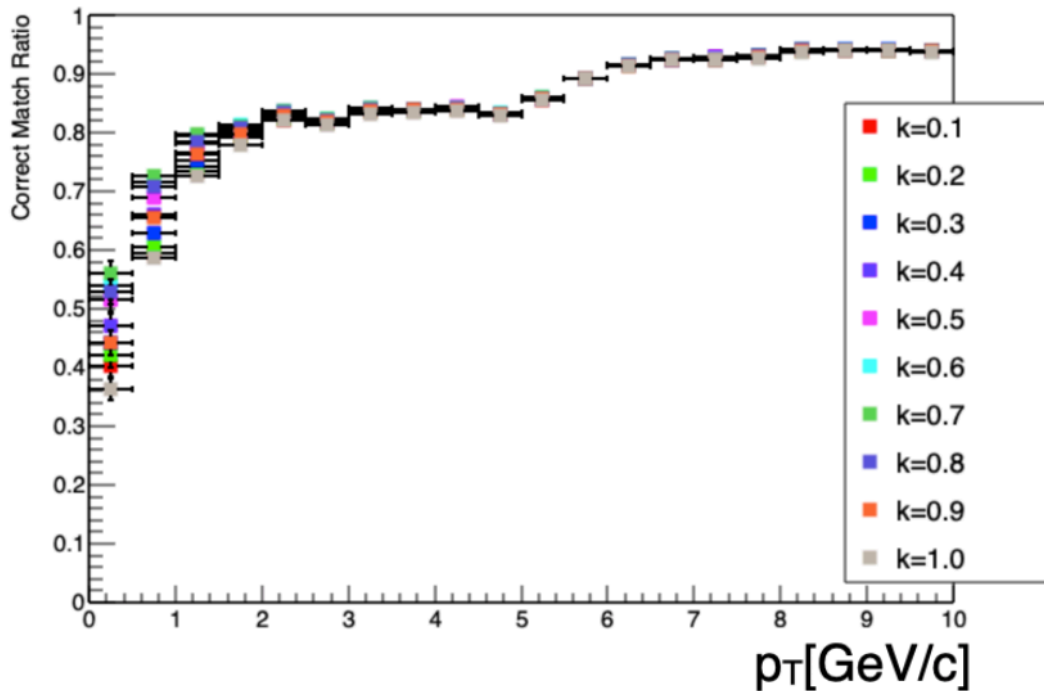


図 47: k の値ごとの正解率。 $k=0.7$ で最大となった。(Matching PlaneZ = -90.0 cm)

6.6 他のアルゴリズムとの性能比較

最後に、ALICE 実験で既に提案されていたトラックマッチングアルゴリズムとの比較を行う。既に提案されていたトラックマッチングアルゴリズムは All Param Matching と呼ばれ、本研究のアルゴリズム同様に任意の Matching PlaneZ に MCHtrack 及び MFTtrack を外挿し、トラックマッチングを行いたい MCHtrack 一つに対して、すべての MFTtrack に対し点数付けを行うものである。点数付けの方法が異なっており、この All Param Matching では Matching PlaneZ における MCHtrack と MFTtrack の、位置 (x, y) 、角度 $(\phi, \tan\lambda)$ 、charged momentum (q/p_T) の 5 つのパラメーター、及びその共分散行列に対するカルマンフィルターによるトラックフィッティングアルゴリズム [15] に基づいて MFTtrack と MCHtrack を比較し、採点を行うものである。カルマンフィルターは一つ前の状態から数学的に予測される状態と、測定された状態を組み合わせてより正確な状態を導き出すアルゴリズムであるが、All Param Matching では、MCH で再構成された飛跡から予測される Matching PlaneZ での Global Muon Track の状態として MCHtrack を Matching PlaneZ まで外挿したときの MCHtrack のパラメーター及び共分散行列を用い、MFT で測定された Matching PlaneZ での状態として MFTtrack を Matching PlaneZ まで外挿したものをを用いる。飛跡探索にお

いて、カルマンフィルタは予測値と測定値の残差の少ないものを採用しながら次の検出面に進んでいくが、All Param Matching ではこの残差の少ないものほど尤もらしい MCHtrack と MFTtrack の組み合わせとする。以下の式で表される Score が最も小さい組み合わせを選んでトラックマッチングする。

$$\text{Score} = r_{k|k-1}^T R_{k|k-1}^{-1} r_{k|k-1} \quad (31)$$

$$r_{k|k-1} = m_k - h_k(q_{k|k-1}) \quad (32)$$

$$R_{k|k-1} = V_k + H_k C_{k|k-1} H_k^T \quad (33)$$

ただし、 $r_{k|k-1}$ は MFTtrack と MCHtrack のパラメーターの残差、 $R_{k|k-1}$ は MFTtrack と MCHtrack の共分散行列の残差である。 m_k 及び V_k は Matching PlaneZ における MFTtrack のパラメーター及び共分散行列で、これは一般的なカルマンフィルタでは k における測定値に該当する。 $q_{k|k-1}$ 及び $C_{k|k-1}$ は Matching PlaneZ における MCHtrack のパラメーター及び共分散行列で、これは一般的なカルマンフィルタでは $k-1$ での状態から推測される k での状態に該当する。また、 $h_k(q)$ 及び H_k は一般的なカルマンフィルタでは予測値を測定値と同じように扱うための関数及びヤコビアンであるが、MCHtrack と MFTtrack のパラメーターや共分散行列はそのまま同じように扱うことができるため、このアルゴリズムの中では $h_k(q)$ や H_k がかかっても MCHtrack には何も変化がないよう単位行列となっている。

図 48 は各 MCHtrack に対して正解の MFTtrack が再構成されている場合に限って、正しくトラックマッチングできたかの割合を横運動量ごとに示した図である。全横運動量領域において、本研究で開発したアルゴリズムは All Param Matching より高いトラックマッチング効率を示した。

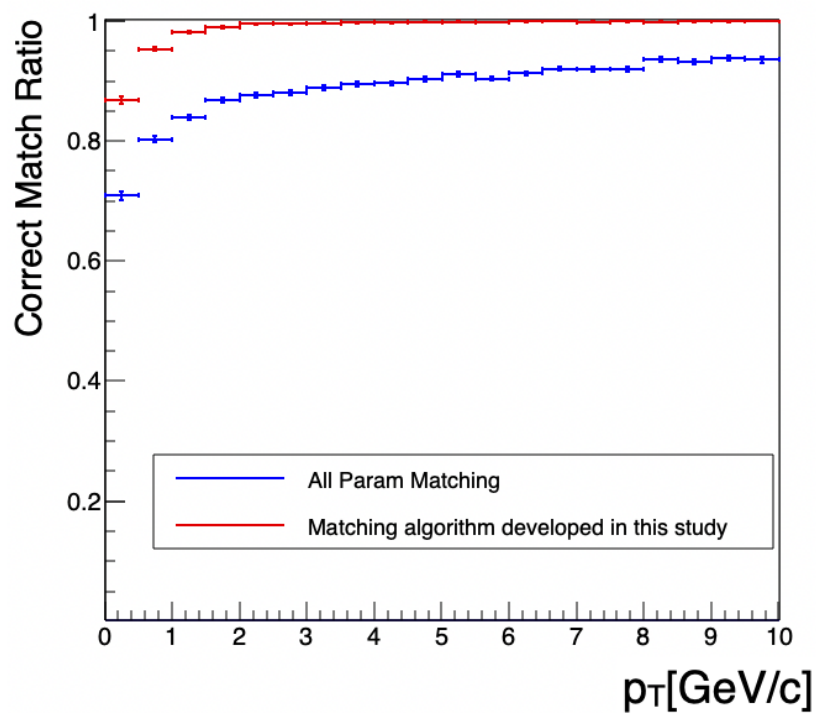


図 48: 各 MCHtrack に対し正解の MFTtrack が再構成されている場合に限ったマッチングの正解率。All Param Matching(ALICE 実験で既に提案されていたマッチングアルゴリズム) との比較。今回開発したアルゴリズムのほうがより高い正解率を示した。

7 結論と展望

CERN LHC の次期運転 Run3 に向けて新しくインストールしたミュー粒子飛跡検出器 MFT と、これまでの前方ミュー粒子飛跡検出器 MCH で、個別に再構成した飛跡をトラックマッチングさせるアルゴリズムの開発を行った。フロントアブソーバー内での多重クーロン散乱の効果を正しく考慮したアルゴリズムの開発が課題となり、多重クーロン散乱は運動量に依存するが、Matching PlaneZ における MCHtrack と MFTtrack の位置や角度の差を運動量で規格化、無次元化し、あらゆる運動量の飛跡を統一された採点基準で正当に採点を行えるようにした。その結果、各 MCHtrack に対し、正解の MFTtrack が存在している場合に限ると、低横運動量領域で大角度散乱が起りやすいことや、バックグラウンドとなるパイ中間子の多重度が高いことから、低横運動量領域 ($p_T = 0.0 \sim 2.0$ GeV/c) でトラックマッチングに失敗する割合が他の横運動量領域に比べると落ちたが、 $p_T = 0.0 \sim 0.5$ GeV/c とかなり低い横運動量であっても約 81.75 % はトラックマッチングに成功していた。 $p_T = 1.5 \sim 2.0$ GeV/c でも、より高い横運動量領域より下がるとは言っても約 99 % トラックマッチングに成功していた。 $p_T = 2.0$ GeV/c 以上の横運動量領域でトラックマッチングは誤差の範囲を考慮しても 99 % 以上成功していた。また、ALICE 実験で既に提案されていた同様のトラックマッチングアルゴリズムに比べてあらゆる横運動量領域において高いトラックマッチング効率を実現した。特に $p_T = 0.0 \sim 0.5$ GeV/c では約 15 % ほどトラックマッチングの正解率は上がった。既存のアルゴリズムよりは優れているアルゴリズムを開発できたが、このアルゴリズムの評価に用いた粒子のジェネレーターは現実の Pb-Pb 衝突とは異なった運動量/擬ラピディティ分布であり、多重度も実際より低い。Pb-Pb 衝突イベント生成ジェネレーター HIJING を用いたシミュレーションも可能だが、イベント生成に時間がかかるためこれから行い、同様の評価をしたい。また、LHCb の論文 [16] では再構成された飛跡の reduced χ^2 を使うとハドロンの種類ごとに分離がある程度可能ということが示唆されているため、これを使ってトラックマッチングの対象とする前に MFTtrack を絞ることでトラックマッチングの精度や処理速度の更なる向上が期待できる。

謝辞

本研究を行うにあたってお世話になった方々にこの場を持って深くお礼申し上げます。

まず、主指導教官である志垣賢太教授には最大限の感謝を申し上げます。アルゴリズムの開発やシミュレーション結果などに対する物理学的議論をしてくださいました。また、知見を広げるべく様々な研究会や実習などの機会を提供していただきました。副指導教官である八野哲助教にも最大限の感謝を申し上げます。AliPhysics や O^2 など非常に大規模なフレームワークを用いたシミュレーション研究であったため、技術的な面でのサポートを数え切れないほどいただきました。また、八野哲助教自身も機械学習を用いたトラックマッチングアルゴリズムの開発を行っているため、八野哲助教からの新しい情報や結果などがとても良い刺激になりました。山口頼人准教授は1日の中で最も研究室に長くいらっしやって、学生部屋にも頻繁に議論しにいらっしやるし、学生を自身と非常に対等に扱ってくれるため、気軽に議論ができて楽しかったです。本間謙輔助教や三好隆博助教には、研究室ミーティングなどで非常に鋭い指摘を頂き、見落とししていたことに気づききっかけを与えていただくことがあり、非常に助けとなりました。また、ALICE 実験の WP9 グループの Rafael Pezzi 様や Bogdan Vulpescu 様には何度かメールで技術的なサポートをしていただきました。非常に優しく細かなことまで教えていただけたので、わからないことが一気に解決したため非常に助かりました。他の WP9 グループの皆様も、オンラインミーティングでの私の拙い英語での発表を温かく見守ってくださいありがとうございました。日本原子力研究開発機構の原田寛之様には夏季休暇実習生として受け入れていただき、本研究とは直接の関係はないですが、加速器でのビームダイナミクスについて3週間つきっきりで教えていただきました。最前線で活躍する研究者のみなざるエネルギーを感じ非常に憧れたことや、原田寛之様は画期的なアイデアマンで、研究者としてのあるべき姿を示していただきました。同機構の守屋克洋様には計算結果について非常に厳しい目でみる姿勢を教えていただきました。原田寛之様のもとで研究を行う同志社大学の山田逸平様、東北大学の地村幹様も親切に議論に乗っていただき助かりました。また、同研究室の友廣圭佑様とは、トラックマッチングアルゴリズムの開発からカイラル対称性の物理まで、幅広い議論を重ねてきました。共に研究室で議論をしながら飲食寝泊まりし切磋琢磨し合う中で非常にモチベーションとなりました。大佐古拓海様にはシミュレーションを行うにあたって使用した研究室のローカル CPU クラスターの運用を行っていただき、大佐古拓海様なしでは本研究はなし得ませんでした。研究室の同期の皆様には雑談から議論まで様々な話に付き合ってくださいました。また研究内

容について興味を持って聞いてくれたり、息抜きなど精神的な支えとなってくれた恋人の坂本尚穂様のおかげで本論文を執筆することができました。また、実家を離れて大学生活を送る私を支援してくれた両親には頭が上がりません。ありがとうございます。

参考文献

- [1] Particle Data Group, “Review of QUANTUM CHROMODYNAMICS”, <http://pdg.lbl.gov>.
- [2] Gauss Centre for Supercomputing, “Numerical Determination of the Phase Diagram of Nuclear Matter”, <http://www.gauss-centre.eu>.
- [3] X. Zhu, “ DD^- correlations as a sensitive probe for thermalization in high energy nuclear collisions”, *Phys.Lett.B.* 647 (2007) 366-370.
- [4] shamen-net 研究会 “トレンドモデル (時系列統計処理技術)”, <http://shamen-net.org/detail/009.html>
- [5] ALICE Collaboration. “Upgrade of the alice experiment letter of intent”, CERN-LHCC-2012-012 / LHCC-I-022
- [6] ALICE Collaboration, “Update of the online-offline computing system technical design report”,
- [7] ALICE Collaboration, “Addendum of the Letter of Intent for the upgrade of the ALICE experiment : The Muon Forward Tracker”, CERN-LHCC-2013-014
- [8] A. Uras, “The ALICE MFT Project: Motivations and Expectations”, <http://llr.in2p3.fr/sites/qgp2012/Talks/Etretat.2012-Uras2.pdf>.
- [9] ALICE Collaboration, “Technical Design Report for the Muon Forward Tracker”, CERN-LHCC-2015-001
- [10] ALICE Collaboration, “Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer”, CERN-LHCC 99-22
- [11] K. Yamakawa, A. Augustinus, G. Batigne, P. Chochula, M. Oya, S. Panebianco, O. Pinazza, K. Shigaki, R. Tieulent, and Y. Yamaguchi, “Design and Implementation of Detector Control System for Muon Forward Tracker at ALICE”, arXiv:2006.07224v2 [physics.ins-det] 4 Aug 2020
- [12] H. Bichsel, D. Grooms, S. Klein, “27. Passage of Particles through Matter 1”, Corpus ID: 8104407
- [13] Lucas Nunes Lopes, Luis Gustavo Pereira, Rafael P. Pezzi, “Transformations between MFT and MCH coordinate systems”

- [14] K. Kamano, “Quantitative evaluation of muon track matching efficiency with Muon Forward Tracker and Muon Spectrometer at LHC-ALICE ” , Master’s thesis 奈良女子大学 , 2020
- [15] A. Strandlie, R. Frühwirth, “ Track and vertex reconstruction: From classical to adaptive methods ” , DOI: 10.1103/RevModPhys.82.1419
- [16] L. Anderlini, F. Archilli, A. Cardini, V. Cogoni, M. Fontana, G. Graziani, N. Kazeev, H. Kuindersma, R. Oldeman, M. Palutan, M. Santimaria, B. Sciascia, P. De Simone, R. Vazquez Gomez, “ Muon identification for LHCb Run 3 ” , arXiv:2008.01579v2 [hep-ex] 14 Dec 2020