

広島大学大学院 先進理工系科学研究科  
先進理工系科学専攻 物理学プログラム

修士論文

ALICE 実験前方飛跡検出器を用いた  
ハドロン崩壊点再構成による  
重フレーバー粒子識別可能性評価

学籍番号 M220333  
クォーク物理学研究室  
博士課程前期2年  
副田幸暉

指導教員 志垣 賢太 教授  
主査 志垣 賢太 教授  
副査 野中 千穂 教授  
副査 高橋 徹 教授

2024年2月22日

## 概要

高エネルギー重イオン衝突実験で生成される c クォークや b クォーク (総称して重クォークと呼ぶ) の多くは、衝突初期に生成され、クォークとグルーオンが自由粒子のように振る舞うクォークグルーオン・プラズマ (QGP) 相の時空間発展と共に媒質と相互作用し、最終的に u、d などの軽いクォークと結合し、我々が測定するハドロン状態となる。つまり、重クォークは QGP 内部における物性研究において有用なプローブであると言える。現在、我々は QGP を実験的に生成することが可能であるが、QGP そのものの性質は未だ理解できていないことが多い。その中でも QGP 内部でのクォークのエネルギー損失機構とそのクォーク質量依存性は理解が進んでいない重要な課題の一つである。理論的には高横運動量領域では輻射などの非弾性散乱、低横運動量領域では弾性散乱によるエネルギー損失が大半を占めると考えられているが、二つのシナリオの運動量依存性はわかっていない。また、クォーク質量が軽いほどエネルギー損失が大きくなると予想されているが、u、d などの軽いクォークは熱的対生成などの背景事象が多く、重クォークは c と b の統計量や分離精度的制限があることから、QGP 内でのクォークのエネルギー損失機構とそのクォーク質量依存性の理解には多くの課題がある。

我々は欧州原子核研究機構 (CERN) の QGP 性質理解を主な目的とした ALICE 実験において、ALICE 検出器前方領域に荷電粒子飛跡検出に特化した Muon Forward Tracker (MFT) を衝突点近傍に導入した。MFT 導入により衝突点近傍の空間分解能が向上し、既存のミュオン飛跡検出器 (MUON) と組み合わせることでミュオン飛跡再構成がより高精度となる。これにより ALICE 前方領域におけるミュオンを用いた重クォークの間接的測定精度が向上することが期待できる。前方領域では背景事象の少ないミュオンを測定でき、QGP 生成初期に敏感であるが、これまで高精度の重フレーバー粒子測定は技術的に困難であった。故に、MFT 導入後の前方領域における重フレーバーを用いた物理では、重イオン衝突での検証のために、陽子-陽子衝突実験での高精度なデータ解析を行うことが直近の課題と言える。

そのため本研究では、陽子-陽子衝突シミュレーションにおける ALICE 前方領域検出器群での重フレーバー粒子崩壊点再構成手法の基礎的開発と、重フレーバー粒子の分離精度評価を行った。本研究における重フレーバー粒子崩壊点再構成手法は、まず MFT と MUON で飛跡再構成・同定したミュオンと、MFT で飛跡再構成したハドロンの幾何的情報を用いて 2 つの飛跡の最近接点計算を行う。その後、最近接点計算から得られる特徴量に対し、c クォーク、b クォークそれぞれの閾値によるカットをかけ重フレーバー粒子崩壊点らしい点を選択することで粒子崩壊点再構成

とする手法を用いた。粒子崩壊点を再構成したのち、モンテカルロ情報を用いて各重フレーバー粒子の検出効率・検出純度を計算することで重フレーバー粒子分離精度を評価した。その結果、現在のALICE実験前方領域で使用する、一様磁場を想定した飛跡再構成アルゴリズムでは、崩壊点再構成による顕著な重フレーバー粒子分離精度向上は見られなかった。しかし、今後ALICE検出器中心部にかかる磁場を考慮した飛跡再構成を正確に行うことで重フレーバー粒子分離精度向上が期待できることを示唆する結果を得た。

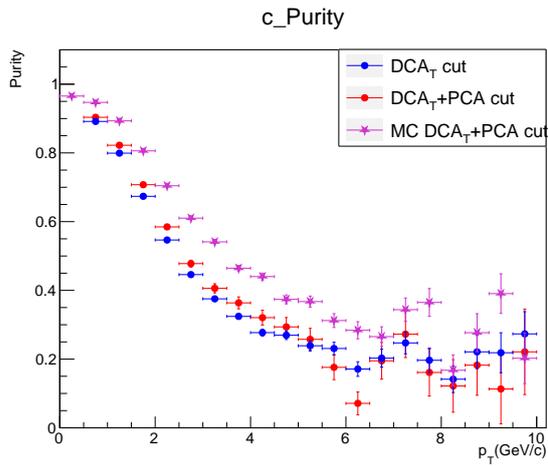


図 1: c クォーク検出純度

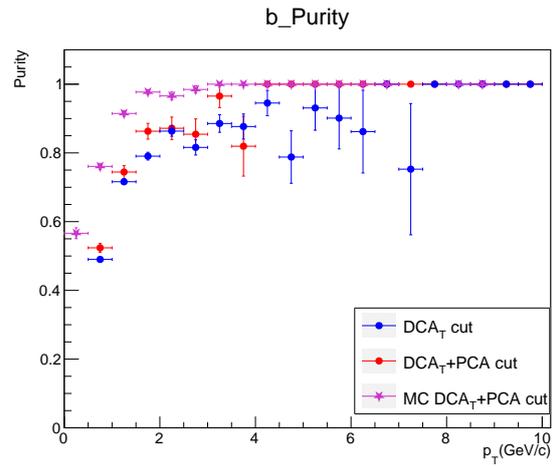


図 2: b クォーク検出純度

# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>3</b>
1.1 標準模型	3
1.2 量子色力学 (QCD)	5
1.2.1 クォークの閉じ込め	6
1.3 クォークグルーオン・プラズマ (QGP)	8
1.4 高エネルギー原子核衝突実験	10
1.4.1 重クォークと高エネルギー原子核衝突実験	11
1.5 研究目的	14
<b>第2章 実験セットアップ</b>	<b>15</b>
2.1 LHC 加速器	15
2.2 ALICE 実験と ALICE 検出器	17
2.2.1 ALICE における座標系	17
2.2.2 Muon Forward Tracker(MFT)	18
2.2.3 O <sup>2</sup> computing system	20
2.2.4 ALICE 前方領域におけるミュオン飛跡の定義	21
<b>第3章 研究手法</b>	<b>23</b>
3.1 DCA と PCA	23
3.2 DCA を用いた重フレーバー分離	25
3.3 PCA 探索手法	26
3.4 PCA を用いた重フレーバー分離	29
3.5 実験・評価方法	30
<b>第4章 結果と考察</b>	<b>32</b>
4.1 実験結果	32
4.1.1 閾値となる特徴量の解析	33
4.1.2 カットによるハドロン分離精度	44
4.2 考察	51
4.2.1 ALICE 検出器中心部ソレノイドによる磁場の影響	51
<b>第5章 結論と将来展望</b>	<b>55</b>
<b>謝辞</b>	<b>56</b>

参考文献	60
付録	61
I シミュレーションデータ . . . . .	61

# 第1章 序論

ここでは本研究に必要な物理背景及び課題点について説明する。

## 1.1 標準模型

標準模型は素粒子間の相互作用を記述する理論である。私たちの宇宙では強い相互作用、弱い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用の4種類があり、それぞれを媒介するゲージ粒子が存在すると考えられている。現在の標準模型では17個の素粒子と重力相互作用以外の3つの相互作用が記述されており、さらに素粒子は図1.1のように12種類のクォーク、レプトンと5種類のゲージ粒子に分類することができる。

		物質粒子 Matter (fermion)			ヒッグス粒子 Higgs boson	
		I	II	III		
クォーク Quark	Name:	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs
	Mass:	2.16 MeV	1.27 GeV	173 GeV	0	125 GeV
	Charge:	2/3	2/3	2/3	0	0
	Spin:	1/2	1/2	1/2	1	0
		<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> beauty	<b>γ</b> photon	
		4.67 MeV	93.4 MeV	4.18 GeV	0	
		-1/3	-1/3	-1/3	0	
		1/2	1/2	1/2	1	
レプトン Lepton		<b>e</b> electron	<b>μ</b> muon	<b>τ</b> tau	<b>Z</b> z boson	
		0.511 MeV	105 MeV	1.78 GeV	91.2 GeV	
		-1	-1	-1	0	
		1/2	1/2	1/2	1	
	<b>ν<sub>e</sub></b> electron neutrino	<b>ν<sub>μ</sub></b> muon neutrino	<b>ν<sub>τ</sub></b> tau neutrino	<b>W</b> w boson		
	< 1.1 eV	< 0.19 MeV	< 18.2 MeV	80.4 GeV		
	-1	-1	-1	±1		
	1/2	1/2	1/2	1		
					ゲージ粒子 Gauge boson	

図 1.1: 標準模型における素粒子

素粒子の中でもクォークやグルーオン(以後、総称してパートンという)は色荷と呼ばれる自由度をもち(1.2節)、光の三原色に倣って赤、緑、青の三つの色荷を定義する。自然界では色荷を重ね合わせた状態が無色である複合粒子しか観測されておらず、このような安定して存在している粒子をハドロンという。一般的には色荷の異なるクォーク3つから成るバリオンと、クォークとその補色の色荷をもつ反クォークから成るメソンに分類できる(図1.2)。

本研究は重クォークと呼ばれるチャームクォークとビューティクォーク(ボトムクォークともいう)を用いた研究である。重クォークを含むメソンのうち、 $c$ と $\bar{c}$ や $b$ と $\bar{b}$ で構成されるものはチャーモニウム及びボトモニウムと呼ばれ、重クォーク量子数をもたない。一般的にチャーモニウムとボトモニウムを総称してクォーコニウムといい、例として $J/\psi(c\bar{c})$ や $\Upsilon(b\bar{b})$ などがある。一方で、 $c$ と $\bar{u}$ や $\bar{c}$ と $d$ のように重クォークと他のクォークで構成されるメソンはオープンチャーム及びオープンビューティと呼ぶ。D中間子やB中間子がこれにあたる。

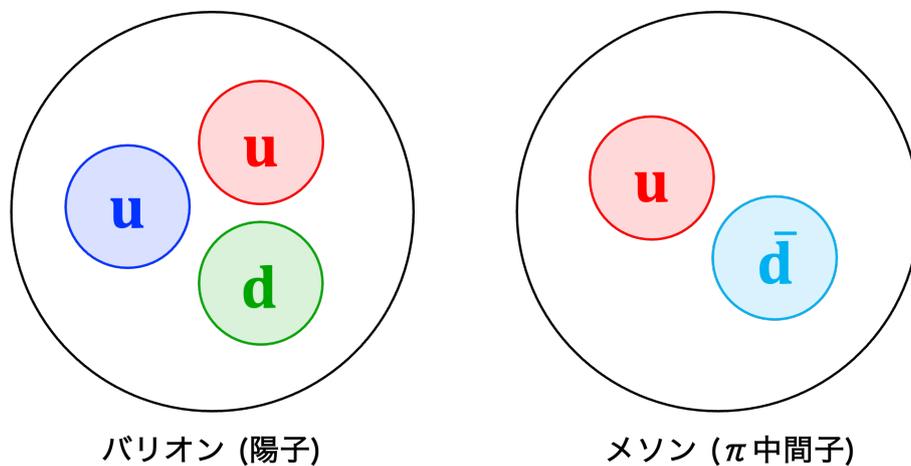


図 1.2: バリオンとメソンの例

## 1.2 量子色力学 (QCD)

量子色力学 (Quantum Chromodynamics) はクォークとグルーオン間における相互作用を記述するゲージ理論である。先述の通り、4つの基本的相互作用のうち強い相互作用は色荷 (赤、緑、青) と呼ばれるものをもつ素粒子間においてグルーオンを媒介することで生じる。また、グルーオン自身も色荷をもつためグルーオンによる自己相互作用も可能であるという特徴をもつ。このような強い相互作用を記述する QCD において重要な特徴のひとつは漸近自由性というものである。これは運動量移行 ( $Q^2$ ) の大きい反応では強い相互作用は弱くなるという特徴である。QCD では結合定数  $\alpha_s$  は運動量移行 ( $Q^2$ ) の関数として式 1.1 のように表される [1]。

$$\alpha_s(Q^2) \approx \frac{12\pi}{(33 - 2n_q) \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (1.1)$$

ここで  $n_q$  は  $m_q$  をクォーク質量としたとき、 $2m_q < Q$  となるクォークの数であり、 $\Lambda_{QCD}$  は QCD スケールと呼ばれる QCD の結合強度を特徴づける運動量スケールで、おおよそ 200MeV の値をもつ。式 1.1 から、 $Q$  が大きくなると  $\alpha_s$  が小さくなることがわかる。 $\alpha_s$  が小さいエネルギー領域では摂動論的計算を用いることが可能であり、図 1.3 のようにさまざまな反応において  $Q$  が大きい領域で摂動論的理論計算は計算手法によらずよく一致していることが知られている。

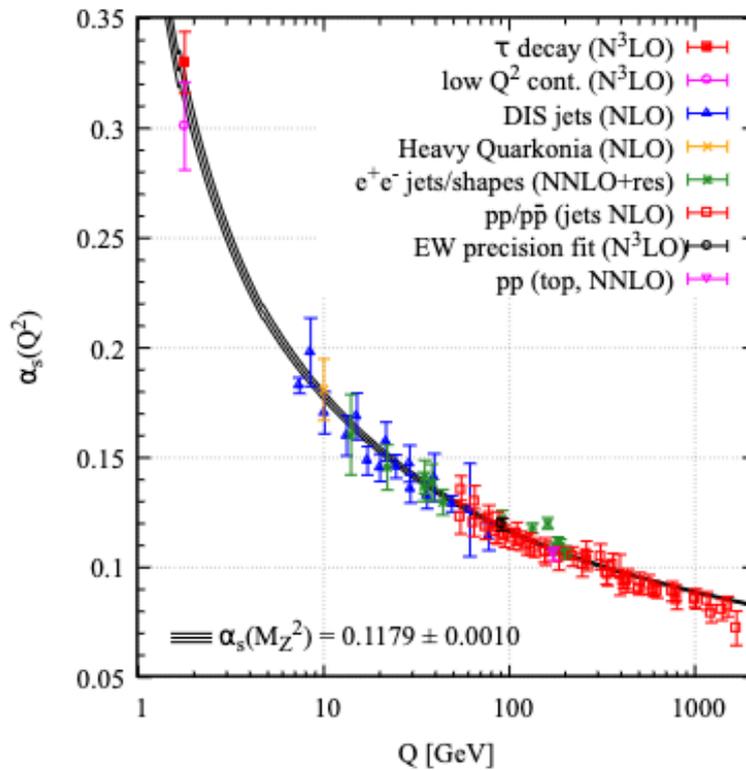


図 1.3: エネルギースケール  $Q$  の関数としての  $\alpha_s$  理論予測 [2]

図 1.3 は様々な反応においての  $\alpha_s$  の測定結果をエネルギースケール  $Q$  の関数として表したものである。ここでの黒線は摂動論的理論計算によるエネルギースケール  $Q$  の関数としての  $\alpha_s$  予想である。図 1.3 から、小さい  $Q$  領域は  $\alpha_s$  が発散してしまい摂動論的に説明ができないことがわかる。そのため摂動論的説明が困難な領域については格子 QCD 理論による近似的解法が現在主流となっている。このように QCD の重要な課題の一つである強い相互作用の結合定数について明確な  $Q$  による境界は定まっていない。したがって、摂動論的理論計算が有用であるエネルギー領域の下限値を理解することは我々が強い相互作用を理解するために重要な研究の一つであると言える。

### 1.2.1 クォークの閉じ込め

ハドロンを構成するパートンは現在単体での存在は確認されていない。つまりパートンはハドロン内部に閉じ込められていると考えられる。これをクォークの閉じ込めという。前節の通り、QCD によるとエネルギースケール  $Q$  が小さい領域では結合定数  $\alpha_s$  は大きくなる。すなわち量子力学が説明するように  $Q$  が小さいことは相互作用距離が大きいことに対応する。このことから、強い相互作用は距離が大きくなるほど強くなると考えることができる。しかし、 $Q < 1\sim 2$  GeV の領域は摂動論が適用できず長距離でのパートン間に働く力の振る舞いを計算できない。そこで格子 QCD による計算を用いることで  $Q$  が小さい領域でのパートン間に働く力の理解を深めることが可能である。

図 1.4 は格子 QCD 計算によるクォークと反クォークの間に働く静的ポテンシャルをプロットした図である。また、赤線でフィットされた関数は式 1.2 である。

$$V(r) = V_0 - \frac{\alpha}{r} + \sigma r \quad (1.2)$$

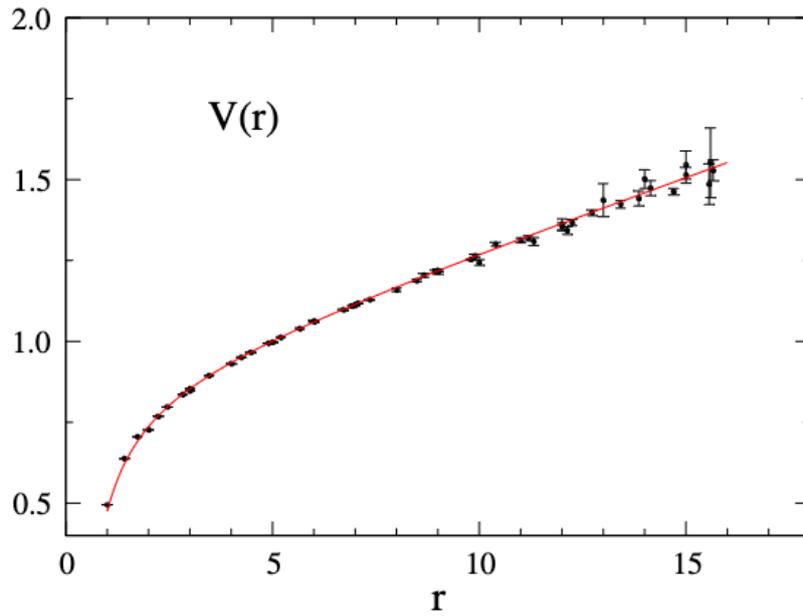


図 1.4: 格子 QCD 計算におけるクォーク・反クォーク間に働く静的ポテンシャル [3]

図 1.4 において格子 QCD 計算の値はフィット関数によく合っていることがわかる。これは  $r$  が小さい、すなわちクォーク・反クォーク間の距離が短いときは  $r$  に反比例するが、 $r$  が大きい領域では  $r$  に比例するということが格子 QCD は示している。つまり、クォーク・反クォークを引き離すためには無限のエネルギーを与える必要があるということを同時に示しており、格子 QCD の計算結果はクォークが単独で引き離せない、すなわちクォークの閉じ込めが起こることを示している。

### 1.3 クォークグルーオン・プラズマ (QGP)

QCDが強い相互作用を説明する理論として提唱されて間もなく、パートンは相構造をもち、核子密度が超高密度状態や超高温状態ではパートンが閉じ込めから解放された状態となる相が存在するという理論が提言された [4],[5]。このパートンが解放された状態をクォークグルーオン・プラズマ (QGP) という。

QGP 状態へクォークやグルーオンが相転移を起こすことは格子 QCD 計算によって示唆されていた [7]。図 1.5 はエネルギー密度  $\epsilon(T)/T^4$  を温度の関数として計算した結果である。温度  $T = 150$  MeV 付近でエネルギー密度が急激に増加していることがわかる。しかし連続的に変化していることから厳密な相転移温度というものを定義することは困難であり、付近でパートンの物質相変化が起こることだけが予想できる。

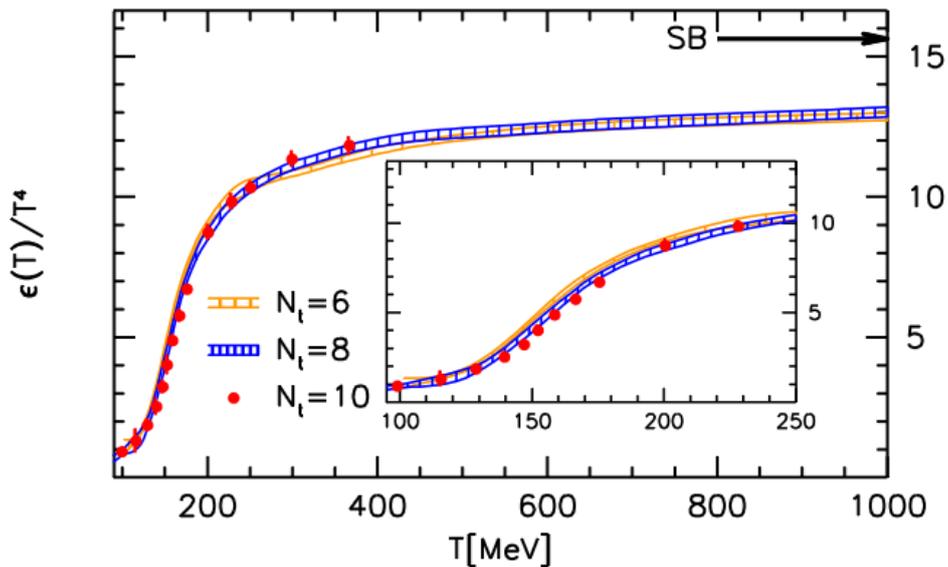


図 1.5: 格子 QCD 計算による有限温度でのクォーク・グルーオン場のエネルギー密度 [7]

図 1.6 は格子 QCD 計算による QCD 物質の相概念図である。図からもわかるように低温・低密度の領域はハドロン状態であり、高温あるいは高密度の領域は QGP であると考えられる。

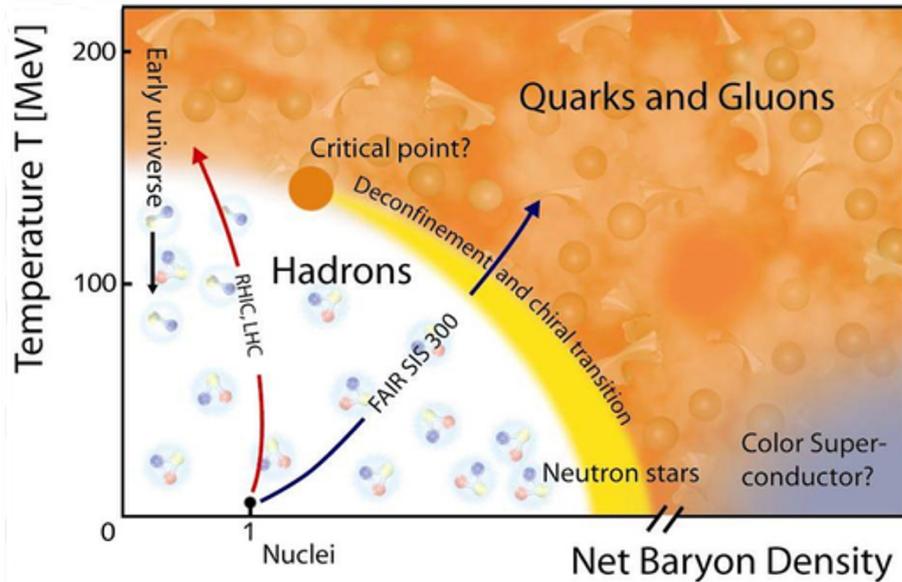


図 1.6: QCD 相の概念図。バリオン密度と温度の関数として表している。横軸は現在の原子核密度を基準にした値である。[6]

ビッグバン直後の極初期宇宙 ( $10^{-6} \sim 10^{-5}$  秒) では宇宙は QGP 相にあったと考えられている。つまり QGP 研究は宇宙初期を理解することに繋がり、現在の宇宙におけるクォークの閉じ込めや質量獲得機構などの様々な課題を解決するためにも非常に重要な研究であると言える [8]。

現在、我々は QGP を実験的に生成することが可能である。2000 年代頭にアメリカ・ブルックヘブン国立研究所 (BNL) における高エネルギー重イオン衝突型加速器である RHIC で行われたいくつかの実験から QGP 生成証拠が報告され [9],[10],[11],[12],[13]、高エネルギー原子核衝突実験は QGP 探索実験から QGP 精密測定実験へと移り変わっていくこととなった。QGP 発見前は QGP 内でパートンは自由気体のように振る舞うと考えられていたが、測定の結果パートンは完全流体のような振る舞いをすることがわかった [10]。また、QGP を通過する際にパートンのエネルギー損失が生じていることも実験から明らかになっている [14],[15]。しかし、現在でも QGP 相の性質は理解できていないことが多く重要な研究課題の一つとなっている。

## 1.4 高エネルギー原子核衝突実験

現在、QGPはRHICの他にLHC[2.1節]でも実験的に生成することが可能である。RHICやLHCでは金(Au)や鉛(Pb)などの重イオン同士を衝突させることでQGPを生成する。このような相対論的な重イオン衝突実験においては時間経過とともに空間的な発展が起きていると考えられている(図1.7, 図1.8)。その時間スケールは $10\text{ fm}/c \sim 10^{-23}\text{ s}$ ほどである。図1.8において横軸と縦軸の交点で原子核同士が衝突したとすると、 $0 < t < t_0$ ではパートン同士の散乱が微小体積内部で起き、高温・高密度の物質が局所的に平衡となる。その後 $t = t_0$ でQGPが生成すると、その後時間経過とともに系は冷えていく。系の温度が $T_C$ (化学的凍結温度という)に達するとハドロン化が起き始め、QGPとハドロンとの混合状態となる。ハドロン化は系の温度が $T_H$ で終了するがハドロン同士の弾性散乱が続き、 $T_F$ (運動学的凍結温度という)でハドロン同士の相互作用も終了し、以降の粒子を我々は捉えて測定を行う。

以降はAuやPbのような重イオンをA、陽子をpとし、陽子-陽子衝突をpp衝突、重イオン-重イオン衝突をAA衝突と表現する。

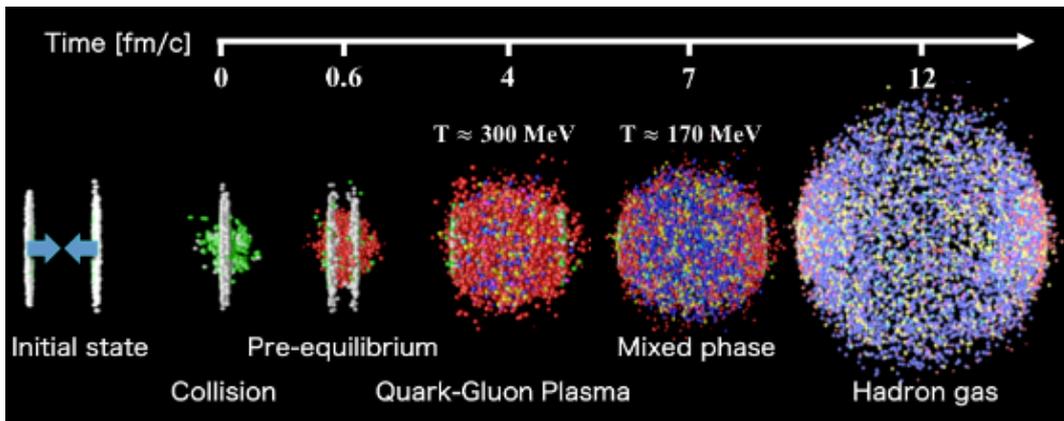


図 1.7: 重イオン衝突における時間経過の概念図 [16]

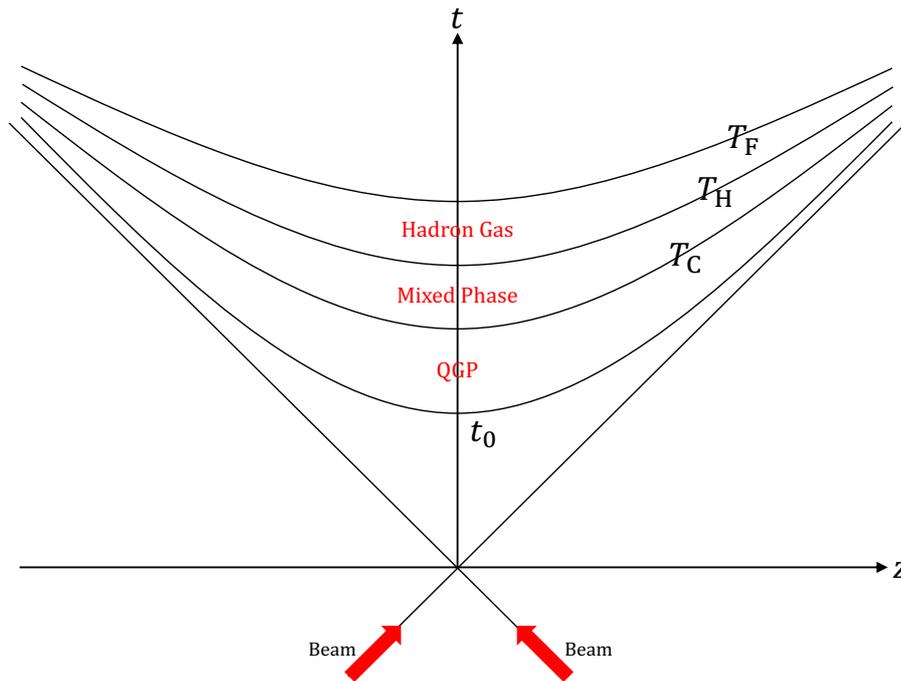


図 1.8: 時空発展概念図。横軸はビーム進行方向、縦軸は時間を表す。

#### 1.4.1 重クォークと高エネルギー原子核衝突実験

重クォーク (c,b,t) の質量はそれぞれ約 1.3GeV、4.2GeV、173GeV であり、QCD のエネルギースケール  $\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$  よりかなり重い。したがって、重クォークの生成量やオープンチャームの性質などは摂動論的 QCD が良い精度で成り立つと考えられる。また、重クォークはその質量の大きさから、ほぼ反応初期の高エネルギーをもったパートン同士の相互作用で生成されることが多い。ここで生成される重クォークは  $g+g \rightarrow c\bar{c}$  のように常にクォーク・反クォーク対で生成される。したがって、c クォーク対の生成には約 2.6GeV、b クォーク対の生成には約 8.4GeV 以上のエネルギーが必要とされる。重イオン衝突実験で QGP を生成したときは、QGP の温度  $T \sim 300 \text{ MeV}$  に対して重クォークは重いため、重クォークの熱的生成は起こりにくい。つまり衝突初期に生成された重クォークは熱平衡後生成される可能性が低く、QGP 内部で相互作用をしながら輸送されハドロンとなり、ハドロンが崩壊した後のより軽いハドロンやレプトンを測定することで我々は QGP の内部構造を調べることが可能であるという特徴をもち、これは QGP 生成初期に QGP 物性探索プローブとして重クォークを打ち込んでいともいえる。

以下では重クォークを用いた QGP、QCD の物理について説明する。

### 1.4.1.1 高エネルギー重イオン衝突実験における重クォークの物理

1.3節で述べた通り、パートンはQGPを通過する際にエネルギー損失が生じているということがわかっている。しかし、パートンがどういった機構でQGP内部でエネルギーを失っているのかは未だ理解されていない。現在は横運動量(2.2.1参照)の領域別にいくつかのメカニズムが考えられている。低横運動量領域ではパートン同士の衝突などの弾性散乱によるエネルギー損失が支配的であり、高横運動量領域ではグルーオン放射などの非弾性散乱によるエネルギー損失が支配的であるとされている。また、これら二つのエネルギー損失機構の理論はどちらもクォーク質量に依存すると予想されている [17],[18],[19]。

図1.9はクォークの種類別に、エネルギーの関数としてQGP内部でのエネルギー損失を計算したものである [20]。黄色の帯の領域は弾性散乱によるエネルギー損失を表し、破線はクーロン対数の項による系統誤差を示している。この結果はクォーク質量が小さいほどQGP内部でのエネルギー損失が大きくなることを示唆しており、bクォークは他のクォークと比較すると異なるエネルギー損失の振る舞いをしていることがわかる。u、dクォークはエネルギー損失の割合が最も大きい、QGP内での熱的生成などの要因があるため測定にあまり適していない。c、bクォークは先述の通りQGP内部での生成や消滅はあまり起きないため、QGP内部でのエネルギー損失機構を理解するために有用なプローブであるといえる。

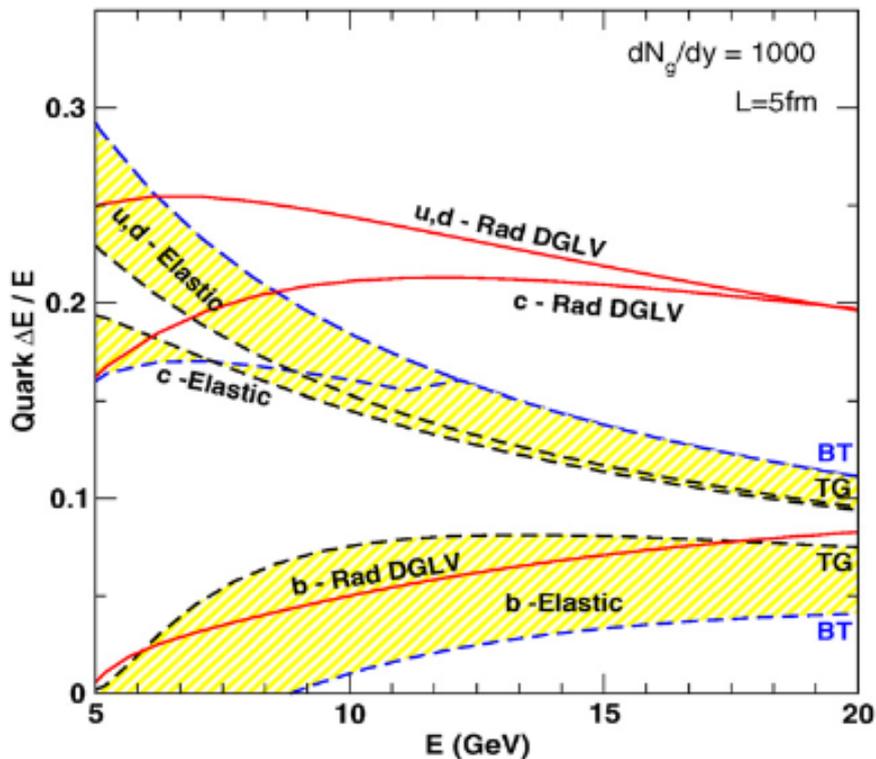


図 1.9: エネルギーの関数としてのクォーク別 QGP 内エネルギー損失の理論計算。 [20]

### 1.4.1.2 高エネルギー陽子・陽子衝突実験における重クォークの物理

重クォークはQGP内部を探る有用なプローブであるが、そこから得られた物理的情報は陽子・陽子衝突実験で得られたベースラインとなる結果との比較が重要である。これは現在pp衝突ではQGP生成の証拠が少なく、一般的にはQGP生成は起きていないと考えることができるため、QGP性質研究の参考となるからである。よく用いられる指標として原子核効果比 (Nuclear Modification Factor) がある。原子核効果比はAA衝突とpp衝突それぞれにおけるハドロン収量の比であり、一般的には横運動量  $p_T$  の関数として  $R_{AA}$  と表され、式 1.3 で与えられる。

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \cdot \frac{dN_{AA}/dp_T}{dN_{pp}/dp_T} \quad (1.3)$$

ここで  $\langle N_{coll} \rangle$  は核子間平均衝突数である。式 1.3 は AA 衝突において QGP が生成されていない場合  $R_{AA} = 1$  となる。したがって、 $R_{AA}$  が 1 以外の値をとるということは QGP が生成されたことによってハドロン収量が変化したということであるため、QGP 内部で起きている現象を探る手がかりの一つとなる。現在、重クォークの  $R_{AA}$  が高横運動量領域において収量が抑制されるという結果が報告されている ([21])。この結果は重クォークの QGP 内部でのエネルギー損失を示しており、QGP が生成されていない系での結果との比較があつてわかつたことである。このことから pp 衝突実験は  $R_{AA}$  の値を決定するためには欠かせない実験であり、pp 衝突での重クォークの生成量を正確に理解することは節 1.4.1.1 で述べたような物理を理解することにつながる。また、図 1.10 は摂動論的 QCD 計算のいくつかのモデルとの比較も示されており、それぞれのモデルにおいて良く一致している横運動量領域とそうでない領域が様々なことから、実験での測定値と理論予測値双方からの検証が重要であることも示唆されている。

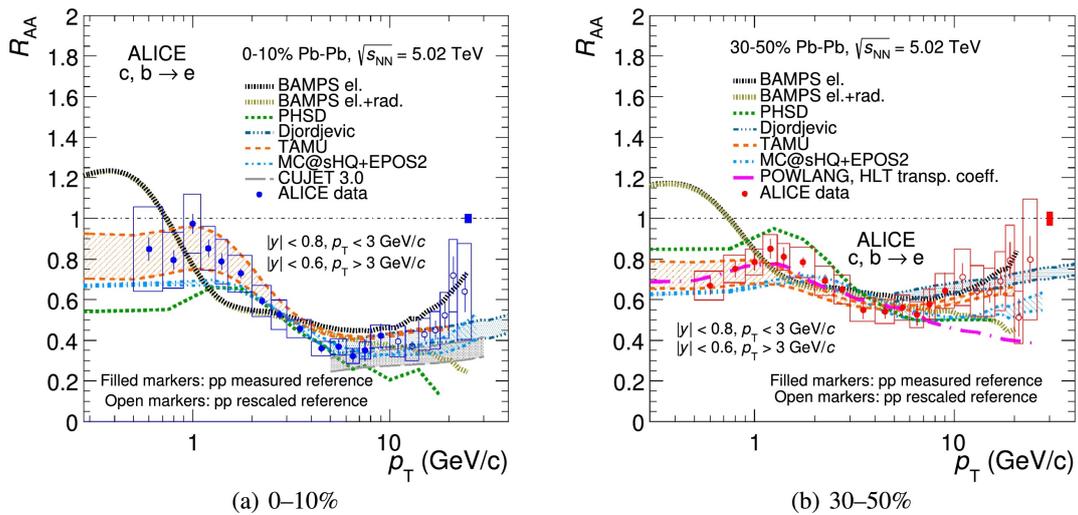


図 1.10: Pb-Pb 衝突  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV における、衝突中心度別の原子核効果比の理論予測との比較。 [21]

## 1.5 研究目的

我々は宇宙初期に存在していたとされるクォークとグルーオンの解放された状態である QGP を実験的に生成することが可能である。しかし、QGP の性質は未だ理解できていないことが多い。先述の通り、QGP 内部でのクォークのエネルギー損失機構とクォーク質量依存性は未だ理解されていないことの一つである。この問題を解決するために有用なプローブのひとつは重クォークであり、重クォークの測定精度向上は QGP 性質理解に繋がる。ALICE 前方領域は背景事象の少ない重フレーバー崩壊ミューオンが測定でき、QGP 初期に敏感なラピディティ領域であるため、前方領域での重クォーク測定が QGP 相性質理解の重要な鍵である。しかし、重クォーク測定にあたり軽フレーバーハドロン崩壊からのミューオンが背景事象として多く低横運動量領域までの拡張が困難であることや、クォーク質量依存性検証のための  $c$  と  $b$  の分離が困難であるなど多くの課題がある。本研究の目的は、ALICE の前方領域に導入した MFT を用いることによる重クォークの崩壊点再構成手法の開発をし、オープンチャームとオープンビューティーの崩壊長の違いから重クォークの分離精度を向上させることである。これにより低横運動量領域への重フレーバー測定 of 拡張と  $c$ 、 $b$  クォーク分離によるクォーク質量別の高精度な測定を可能とし、QGP 内部におけるクォークのエネルギー損失機構とクォーク質量依存性の理解の進歩、低横運動量領域まで拡張した包括的な重クォークの測定を可能とすることを期待する。

## 第2章 実験セットアップ

### 2.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider)[22],[23],[24] は欧州原子核研究機構 (CERN) にある世界最大の加速器である。LHC はフランスとスイスの国境にまたがって位置し、ATLAS 実験、ALICE 実験、CMS 実験、LHCb 実験の 4 つの実験グループがある。また、LHC では式 (2.1) で表される重心エネルギーにおいて、pp 衝突で  $\sqrt{s} = 14$  TeV、Pb-Pb 衝突で  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV の世界最高エネルギーで衝突させることのできる加速器でもある。

$$\sqrt{s} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1c + \mathbf{p}_2c)^2} \quad (2.1)$$

図 2.1 は LHC 加速器を含む CERN における加速器をまとめた図である。陽子や鉛は LHC 加速器に挿入される前にいくつかの加速器で加速されてから最終的に LHC で加速され、衝突実験が行われる。加速される順序は、まず水素から電子を引き剥がし陽子を取り出したのち、その陽子は LINAC2(LINEar ACcelerator 2) で加速される。その後、PS(Proton Synchrotron)、SPS(Super Proton Synchrotron) を経て、最終的に LHC にて加速、衝突させる。鉛イオンは LINAC3(LINEar ACcelerator 3) でまず加速されたのち、LEIR(Low Energy Ion Ring)、PS、SPS を経て LHC にて加速、衝突させる [35]。

LHC は現在第 3 期運転 (Run3) を行っているが、2009 年-2013 年にかけて第 1 期運転 (Run1)、2015-2018 年にかけて第 2 期運転 (Run2) を行っていた。Run1 では pp 衝突で  $\sqrt{s} = 8$  TeV、p-Pb 衝突で  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV、Pb-Pb 衝突で  $\sqrt{s_{NN}} = 2.75$  TeV で実験を行い、Run2 では pp 衝突で  $\sqrt{s} = 13$  TeV、p-Pb 衝突で  $\sqrt{s_{NN}} = 8$  TeV、Pb-Pb 衝突で  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV にて実験を行っていた。



## 2.2 ALICE 実験と ALICE 検出器

ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment)[26],[27] とは、CERN にある LHC 加速器を用いた実験のひとつであり、LHC で行われている実験の中では、唯一高エネルギー重イオン衝突実験に特化した実験である。図 2.2 は LHC Run3 での ALICE 検出器である。

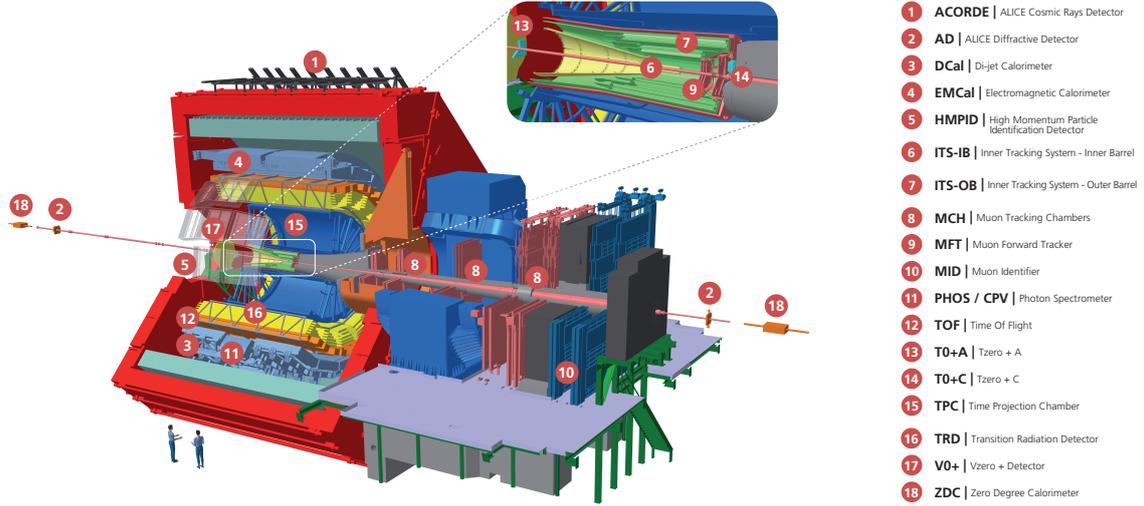


図 2.2: Run3 での ALICE 検出器概要 [28]

### 2.2.1 ALICE における座標系

ALICE 実験では LHC のビームパイプを  $z$  軸として右手系を座標軸として定義している。原点である  $(x,y,z)=(0,0,0)$  は ALICE 検出器の中心であり、図 2.2 において検出器⑧,⑨,⑩などからなる領域は  $z < 0$  の領域に位置する。

また、極座標  $(r,\theta,\phi)$  における  $\theta$  の代わりに、ローレンツ不変な角度を表す量としてラピディティ  $y$  を定義する。ラピディティ  $y$  は以下の式で与えられる。

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.2)$$

しかし、ラピディティ  $y$  は粒子の質量に依存するため、統一的な角度の表現が困難である。そこで相対論的極限 ( $E \gg m$ ) においてラピディティ  $y$  を擬ラピディティ  $\eta$  という量で定義する [29]。擬ラピディティ  $\eta$  は以下の式で与えられる。

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (2.3)$$

同様に運動量についてもローレンツ不変な物理量を定義する。ローレンツ不変な運

動量は横運動量 ( $p_T$ ) と呼ばれ、ローレンツブーストの影響を受けない x-y 平面の運動量より得られる。横運動量は以下の式で表すことができる。

$$p_T = p \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (2.4)$$

## 2.2.2 Muon Forward Tracker(MFT)

前節の 2.1 でも述べた通り、LHC は現在第 3 期運転 (Run 3) を行っている。ALICE は Run3 から擬ラピディティ領域  $-3.6 < \eta < -2.45$  の前方領域に Muon Forward Tracker(MFT)[30],[31] を導入した。図 2.3 は MFT のイメージ図である。

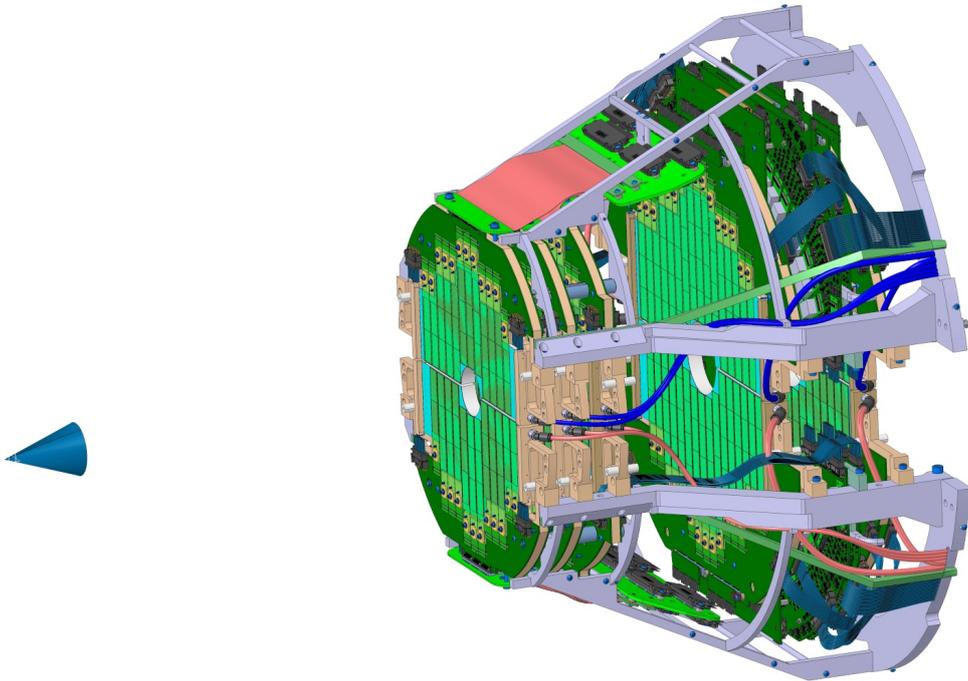


図 2.3: Muon Forward Tracker[32]

Run2 まで前方領域におけるミュオン検出器は、ハドロン吸収体、Muon Tracking Chambers(MCH)、Muon Identifier(MID) からなるミュオンスペクトロメーターであった。この検出器群はハドロン吸収体によってバックグラウンドとなるハドロンを止めることが可能であり、通過した粒子をミュオンとして測定を行っていた。しかし、ミュオンもハドロン吸収体による多重クーロン散乱を起こしてしまうため、ハドロン吸収体より衝突点方向における飛跡が不鮮明であった。この問題が引き起こす課題として、軽いベクトル中間子がミュオン対へ崩壊する際の崩壊角が曖昧となり、ミュオン対から不変質量を再構成した時の質量分解能が悪くなるなどの課題があった。そこでミュオンが多重クーロン散乱を起こす前に全ての荷電粒子の飛跡を検出するシリコンピクセル検出器の MFT を導入した。これによ

り、頂点分解能が向上しハドロン吸収体による多重クーロン散乱の影響を少なくすることが期待できる (図 2.4)。

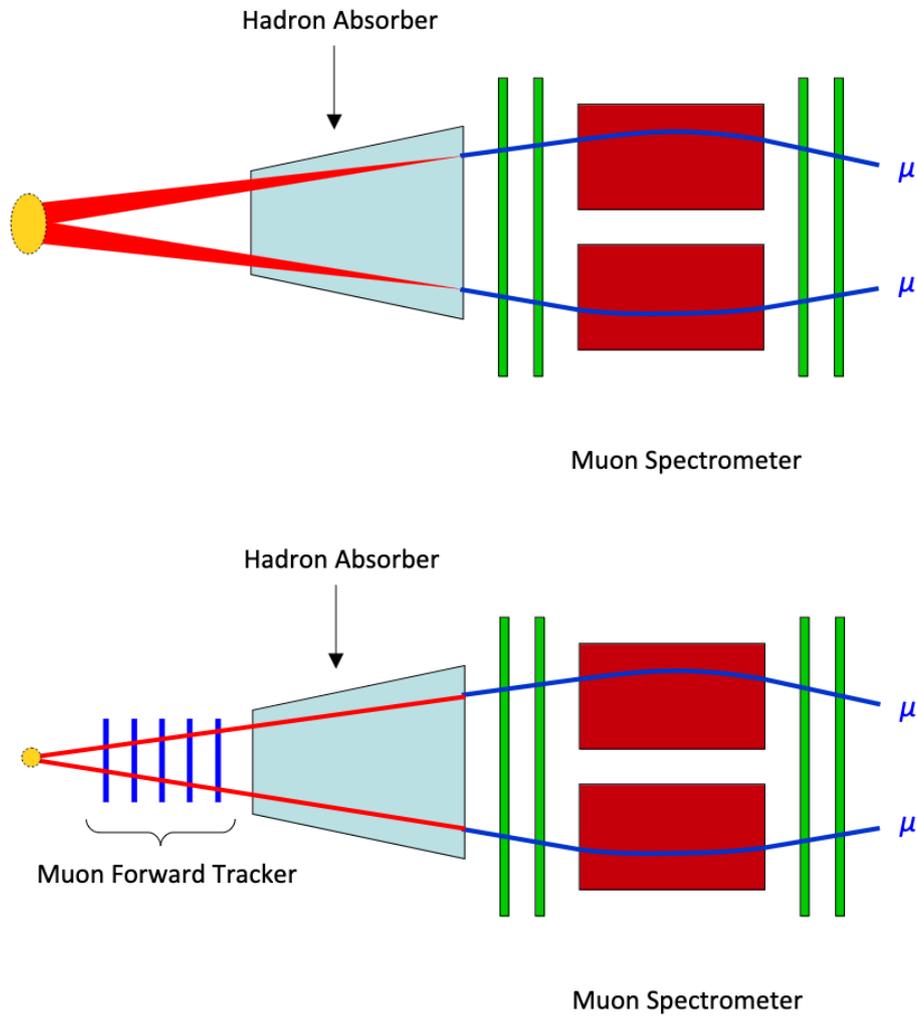


図 2.4: (上図)Muon Spectrometer で再構成された飛跡を衝突点まで外挿したとき、衝突点付近は不明瞭になる。  
(下図)MFT 導入後は衝突点付近までミューオンの飛跡を鮮明に再構成することができる。[33]

MFTは5枚のディスクで構成され、各ディスクは半円のハーフディスク(図2.5)2枚で構成されている。ディスクは衝突点に近いところから、 $z=-460, -493, -531, -687, -768\text{mm}$ に設置している。検出素子はALPIDEと呼ばれるシリコンピクセルセンサーで、画素ピッチ $27 \times 27\mu\text{m}$ 、空間分解能は約 $5\mu\text{m}$ 、電荷集積時間は $30\mu\text{s}$ のALPIDEを合計936個使用している。

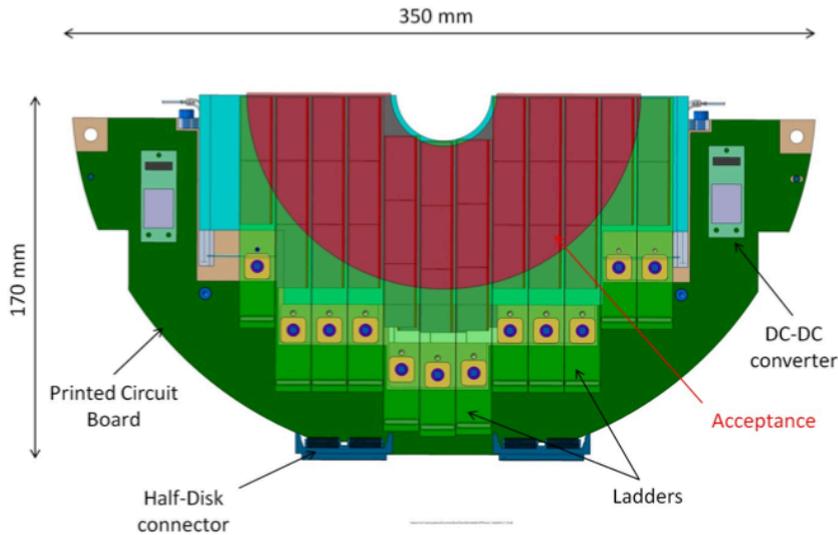


図 2.5: MFT のディスク。図は衝突点に最も近い Disk 0 のもの。[30]

### 2.2.3 $O^2$ computing system

$O^2$  とは Online-Offline という意味であり、ALICE で Run3 から導入した新しいデータ収集・処理システムである [34]。Run3 では ALICE の検出器からの単位時間あたりのデータ転送量は最大で  $3.5 \text{ TB/s}$  に達する。したがって、実験で得られたデータ全てを保存することは現実的ではない。 $O^2$  はこの課題を解決するため、データ較正と飛跡再構成等をオンラインで処理することでデータ量削減を行う。オンラインでデータ量を削減したのち、データは保存され我々はオフラインでデータ解析を行うことが可能となる。図 2.6 は  $O^2$  のフローチャートを表している。

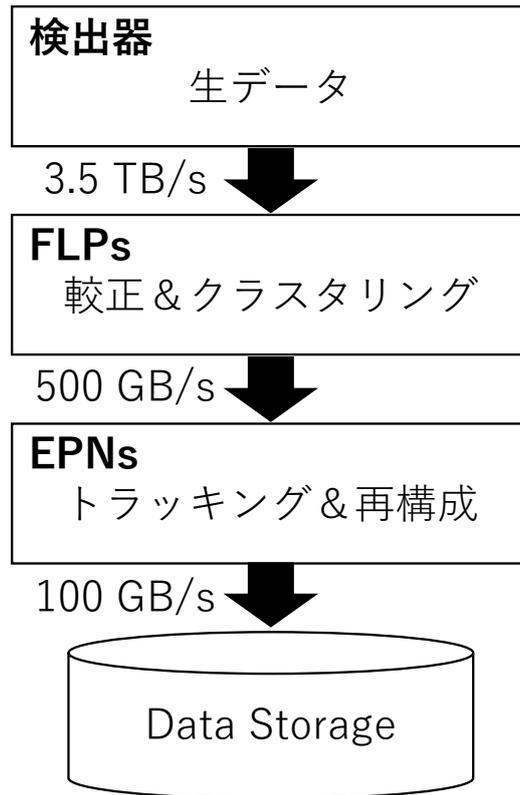


図 2.6: O<sup>2</sup> のデータ処理フロー

図 2.6 において、まず検出器から生データとして検出器の状態や物理データ数 TB/s を First Level Processors (FLPs) に送る。FLPs はサーバーにあるコンピュータであり、ここで校正とクラスタリングが行われる。FLPs で検出器から送られてきたデータはおおよそ 500 GB/s 程度まで削減される。その後、Event Processing Nodes (ENPs) にてトラッキングなどのイベント再構成が行われ、さらにデータ量が 100 GB/s 程度まで削減される。このように最適化されたデータが最終的に保存される [35]。

#### 2.2.4 ALICE 前方領域におけるミュオン飛跡の定義

ALICE の前方領域にはミュオンを検出することのできる検出器がいくつかあり、それぞれ検出した飛跡同士を組み合わせミュオン飛跡を再構成する。一方で、すべての検出器で同一ミュオンが測定できるとは限らないため、ミュオン飛跡にはいくつかの種類に分けることができる。図 2.7 は粒子飛跡種ごとの概念図であり、この節ではそれぞれの飛跡の定義について説明する。

- MFT Standalone Track

MFT のみで飛跡再構成したトラックのことである。この飛跡には MFT を通過した全粒子の再構成された飛跡が含まれるため、必ずしもミュオンとは限らない。また、MFT の粒子識別能が低いため、MFT Standalone Track のみでの粒子識別は困難である。

- MCH Standalone Track  
MCHのみで飛跡再構成したトラックのことである。ハドロン吸収体を通過した粒子がMCHで検出されるため、MFTと比べて飛跡数は少なくなる。また、MCHでは磁場をかけ粒子の運動量を測定することが可能である。
- MUON Standalone Track  
MUONとはMCHとMIDの2つの検出器をまとめて呼ぶ際に用いられる。MIDとMCHの間には2つ目のハドロン吸収体があり、MIDに到達した粒子はミュオンとみなしている。MUON Standalone TrackはMCHとMIDでそれぞれ再構成した飛跡をマッチングさせ、1つの飛跡として再構成されたものを指す。
- GlobalForward Track  
MFTとMCHで飛跡がマッチングされたトラックのことである。MFT Standalone Trackで粒子の電荷を区別することは難しいため、MCHで測定した物理量をもって、MFT Standalone Trackとマッチングさせる。
- GlobalMuon Track  
MCH、MIDで検出され、飛跡再構成された粒子はMFTとマッチングをする。その後MFT-MCH-MIDすべてにおいて再構成した飛跡をGlobalMuon Trackと呼ぶ。

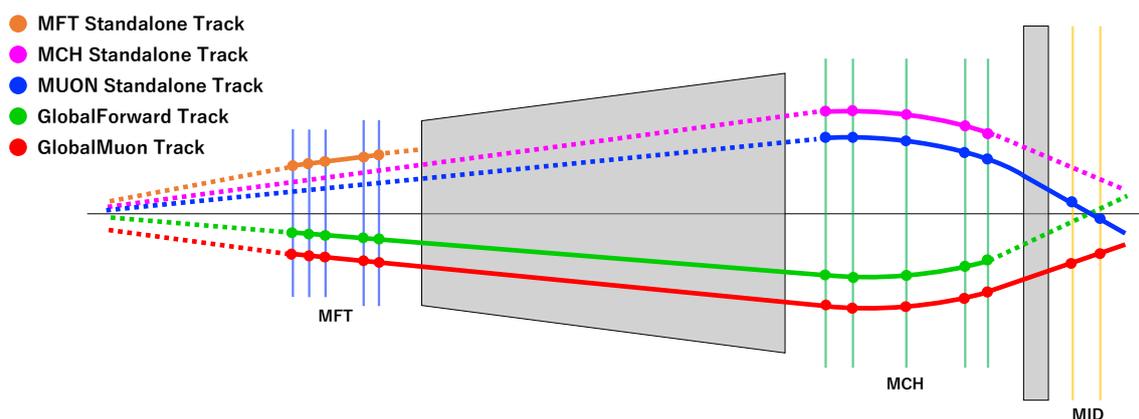


図 2.7: 粒子飛跡の定義

## 第3章 研究手法

本研究は $O^2$ を用いたシミュレーション研究であり、データはALICEが提供している Official Monte Carlo Data を用いた。ここでは本研究の目的である重フレーバー粒子識別可能性評価のために重要な物理量の計算・評価方法の説明をする。

### 3.1 DCA と PCA

本研究ではミューオンがどの粒子崩壊からのものなのかを判断するための物理量として Distance of Closest Approach(DCA) と Point of Closest Approach(PCA) というものを用いる。

#### Distance of Closest Approach(DCA)

DCA とは検出された粒子の飛跡を外挿した際に、衝突点と最も近づく点と衝突点との距離のことである (図 3.1)。この値は崩壊元の粒子寿命に依存しており、寿命が長い親粒子から崩壊した粒子の DCA は比較的寿命の短い親粒子から崩壊した粒子に比べて大きくなるという特徴をもつ。

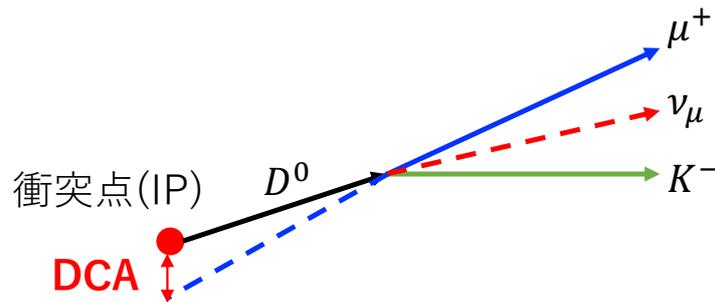


図 3.1: DCA のイメージ図

本研究では衝突点における x-y 平面に飛跡を外挿した際に生じる衝突点との差を  $DCA_T$  と定義する。(式 3.1)

$$DCA_T = \sqrt{(DCA_x - IP_x)^2 + (DCA_y - IP_y)^2} \quad (3.1)$$

## Point of Closest Approach(PCA)

PCA とは2つの粒子飛跡が最も近づく点間の距離のことである (図 3.2)。同一粒子から崩壊した粒子のペアは同一点から生じるため、正しいペアの飛跡は比較的小さいPCAをもつはずである。崩壊後の粒子全ての運動量が測定できるのであれば、再構成した運動量は衝突点付近に外挿できる。しかし、本研究で測定を目指す重フレーバー粒子の崩壊モードはニュートリノを含むモードが多いため、運動量の再構成が非常に困難である。したがって、本研究ではPCAから得られる物理量のうち運動量を含むものは用いていない。また、同様に質量再構成分解能も良いとは言い難いため本研究では用いてない。

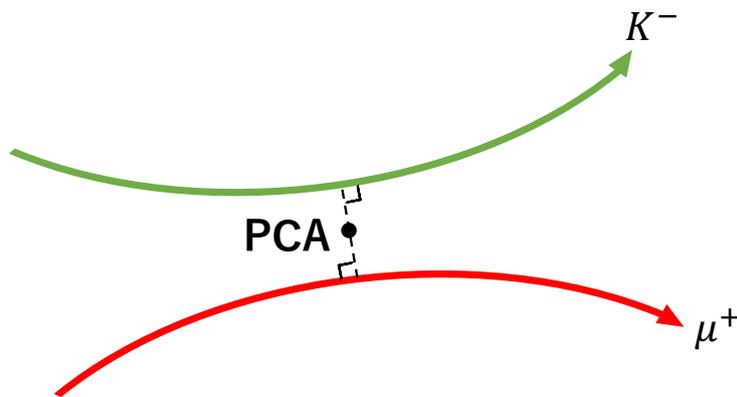


図 3.2: PCA のイメージ図。本研究では直線同士の PCA を考えるが、簡単のため曲線で示す。

2粒子のPCAは、ビーム衝突点で生成された重フレーバー粒子が崩壊した点であると考えられることができる。すなわち、PCAはビーム衝突点からの崩壊長と考えることができる。また、正しいペアの飛跡間における角度は間違ったペア間における角度と比較して小さいはずである。そのため、2粒子の成す角度の $\cos$ が1に近くなることも要求する。本研究ではこの崩壊長、2粒子間の $\cos$ の値も重フレーバー粒子分離のための特徴量の一つとして扱う (図 3.3)。

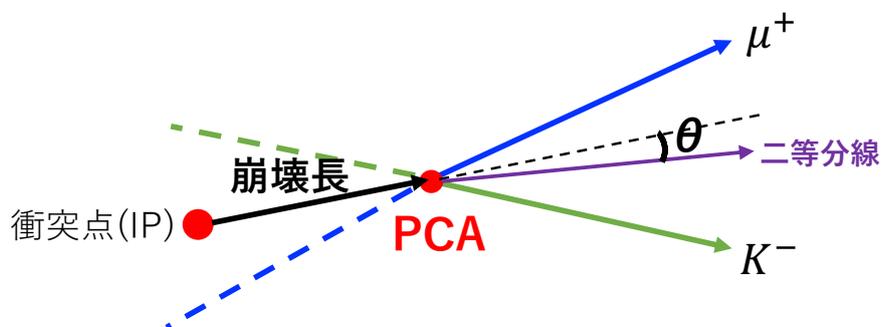


図 3.3: 崩壊長と2粒子間角度。

### 3.2 DCA を用いた重フレーバー分離

チャームハドロンとビューティハドロンは寿命の違いからそれぞれ平均的な崩壊距離が異なることが知られている。チャームハドロンは  $c\tau \sim 150\mu\text{m}$ 、ビューティハドロンは  $c\tau \sim 500\mu\text{m}$  ほど飛んでから崩壊する。したがってこの違いは DCA 分布に現れる。また、MFT を導入したことにより衝突点付近における分解能向上が実現するため、DCA によるチャームハドロン由来のミュオンとビューティハドロン由来のミュオンの分離が高精度で行うことが期待できる。

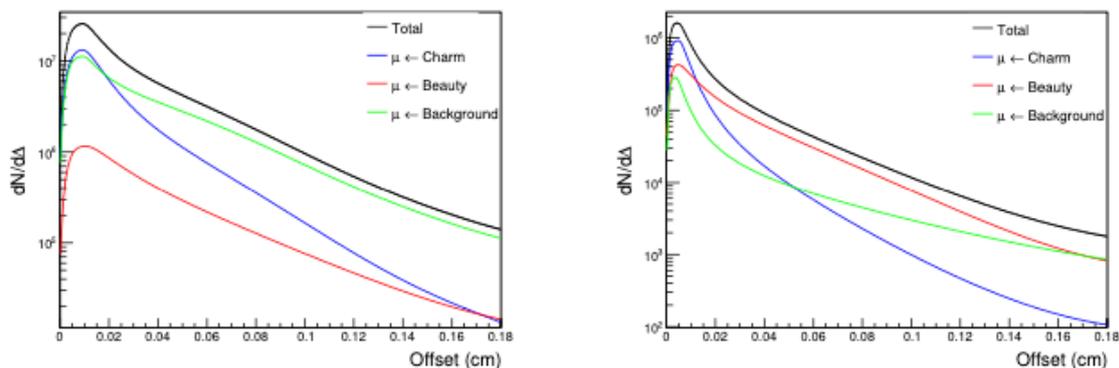


図 3.4:  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5 \text{ TeV}$  の中心度 0-10 % における Pb-Pb 衝突のシングルミュオン  $\text{DCA}_T$  分布。(左図)  $1.0 < p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$ 。(右図)  $4 < p_T < 6 \text{ GeV}/c$  [30]

図 3.4 は MFT Collaboration で発表した Pb-Pb 衝突におけるミュオンの  $\text{DCA}_T$  分布で、この横運動量領域では統計的不確かさが 0.5 % 以下であると報告している。左図の横運動量領域では、ほぼ全ての  $\text{DCA}_T$  領域でバックグラウンドからのミュオンが支配的である。一方で、右図の横運動量領域では小さい  $\text{DCA}_T$  ではチャームからのミュオンが支配的であり、大きい領域ではビューティからのミュオンが支配的であることがわかる。また、分布形状の違いから統計的にバックグラウンドを差し引くことで見たいミュオンを解析することも可能である。本研究では統計的に差し引く前の  $\text{DCA}_T$  カットにおけるシグナルミュオン収量効率とその純度を横運動量の関数として評価する。

### 3.3 PCA 探索手法

本研究における PCA の定義は、GlobalMuon Track として検出したシングルミュオンと MFT Standalone Track として検出したハドロンがそれぞれ再構成された飛跡で最も近づく点のことである。MFT Track Parameter のうち、MFT における検出位置  $(x,y,z)$  と再構成した粒子飛跡の  $\eta$ 、 $\varphi$  から直線で Collision Vertex に外挿する。直線で外挿する理由は、MFT を設置している領域においては磁場の影響が小さいことを前提に MFT Standalone Track を再構成していることに起因する [30]。

原理的には同一粒子から崩壊した二つ以上の粒子は三次元空間において崩壊点で交わる。しかし、これはモンテカルロシミュレーションのように検出器などによる分解能の影響を受けない場合においては成り立つと考えられるが、現実での測定は同一粒子からの崩壊粒子同士であっても必ず一点で交わるというわけではなく、多くは三次元空間における直線同士のねじれの関係にあると考えられる。したがって、PCA 探索手法は三次元空間におけるベクトル同士の最近接点を求めることである。以下では二つの再構成された粒子飛跡から PCA を求める手法を説明する [37]。

MFT におけるミュオンの検出位置ベクトルを  $\mathbf{A}(\text{mft}X_\mu, \text{mft}Y_\mu, \text{mft}Z_\mu)$ 、Collision Vertex まで外挿した DCA を  $\mathbf{B}(\text{dca}X_\mu, \text{dca}Y_\mu, \text{dca}Z_\mu)$  とする。また、ここでの  $\text{dca}Z_\mu$  は Collision Vertex の  $z$  座標と一致する。同様にミュオンとペアとなる MFT Track のハドロンもそれぞれ、 $\mathbf{C}(\text{mft}X_h, \text{mft}Y_h, \text{mft}Z_h)$ 、 $\mathbf{D}(\text{dca}X_h, \text{dca}Y_h, \text{dca}Z_h)$  とする。このとき、単位ベクトルは  $\mathbf{N}_\mu(N_{x\mu}, N_{y\mu}, N_{z\mu})$ 、 $\mathbf{N}_h(N_{xh}, N_{yh}, N_{zh})$  とする。二つの直線は  $\overrightarrow{AB}$  と  $\overrightarrow{CD}$  であるが最近接点は各直線上に存在するため、それぞれ任意の点  $\mathbf{P}(x_p, y_p, z_p)$ 、 $\mathbf{Q}(x_q, y_q, z_q)$  と定義すると、媒介変数  $s, t$  を用いて以下のように表すことができる。

$$(x_p, y_p, z_p) = (\text{mft}X_\mu + sN_{x\mu}, \text{mft}Y_\mu + sN_{y\mu}, \text{mft}Z_\mu + sN_{z\mu}) \quad (3.2)$$

$$(x_q, y_q, z_q) = (\text{mft}X_h + tN_{xh}, \text{mft}Y_h + tN_{yh}, \text{mft}Z_h + tN_{zh}) \quad (3.3)$$

ここで明瞭性を高めるために

$$(\text{mft}X_\mu, \text{mft}Y_\mu, \text{mft}Z_\mu) = (x_\mu, y_\mu, z_\mu)$$

$$(\text{mft}X_h, \text{mft}Y_h, \text{mft}Z_h) = (x_h, y_h, z_h)$$

とする。また、二つの直線上のそれぞれの任意の点間の距離を計算すると、式 3.2、

式 3.3 より、

$$\begin{aligned}
\overrightarrow{PQ}^2 &= (x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2 + (z_p - z_q)^2 \\
&= (x_\mu - x_h)^2 + (y_\mu - y_h)^2 + (z_\mu - z_h)^2 \\
&\quad + (N_{x\mu}^2 + N_{y\mu}^2 + N_{z\mu}^2)t^2 + (N_{xh}^2 + N_{yh}^2 + N_{zh}^2)s^2 \\
&\quad + 2t\{N_{x\mu}(x_\mu - x_h) + N_{y\mu}(y_\mu - y_h) + N_{z\mu}(z_\mu - z_h)\} \\
&\quad + 2s\{N_{xh}(x_h - x_\mu) + N_{yh}(y_h - y_\mu) + N_{zh}(z_h - z_\mu)\} \\
&\quad - 2st(N_{x\mu}N_{xh} + N_{y\mu}N_{yh} + N_{z\mu}N_{zh})
\end{aligned} \tag{3.4}$$

式 3.4 を 2 変数方程式  $f(s, t)$  とおくと、 $f(s, t)$  が最小となる際の  $s$  と  $t$  に対して、 $\nabla f(s, t) = 0$  となる。したがって、それぞれ偏微分をすると、

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f(s, t)}{\partial s} &= (N_{xh}^2 + N_{yh}^2 + N_{zh}^2)s \\
&\quad - (N_{x\mu}N_{xh} + N_{y\mu}N_{yh} + N_{z\mu}N_{zh})t \\
&\quad + N_{xh}(x_h - x_\mu) + N_{yh}(y_h - y_\mu) + N_{zh}(z_h - z_\mu) \\
&= 0
\end{aligned} \tag{3.5}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial f(s, t)}{\partial t} &= (N_{x\mu}^2 + N_{y\mu}^2 + N_{z\mu}^2)t \\
&\quad - (N_{x\mu}N_{xh} + N_{y\mu}N_{yh} + N_{z\mu}N_{zh})s \\
&\quad + N_{x\mu}(x_\mu - x_h) + N_{y\mu}(y_\mu - y_h) + N_{z\mu}(z_\mu - z_h) \\
&= 0
\end{aligned} \tag{3.6}$$

となり、式 3.5、式 3.6 にて

$$\begin{aligned}
u_1 &= N_{xh}^2 + N_{yh}^2 + N_{zh}^2 \\
u_2 &= -(N_{x\mu}N_{xh} + N_{y\mu}N_{yh} + N_{z\mu}N_{zh}) \\
u_3 &= N_{xh}(x_h - x_\mu) + N_{yh}(y_h - y_\mu) + N_{zh}(z_h - z_\mu) \\
v_1 &= N_{x\mu}^2 + N_{y\mu}^2 + N_{z\mu}^2 \\
v_2 &= u_2 \\
v_3 &= N_{x\mu}(x_\mu - x_h) + N_{y\mu}(y_\mu - y_h) + N_{z\mu}(z_\mu - z_h)
\end{aligned}$$

とおき、連立方程式を解くと  $s$  と  $t$  は

$$s = \frac{-(u_2t + u_3)}{u_1} \quad (3.7)$$

$$t = \frac{u_3v_2 - u_1v_3}{u_1v_1 - u_2v_2} \quad (3.8)$$

となる。式 3.7 は 3.8 を代入することで値を得る。また、式 3.2、式 3.3 に代入すると二つの直線上の最近接点がそれぞれ求めることができる。本論文ではここで求めた 2 点の平均座標を PCA の座標と定義し今後扱う。

### 3.4 PCA を用いた重フレーバー分離

前述の  $DCA_T$  カットは衝突点におけるローレンツ不変な方向である  $x$ - $y$  平面でのカットである。しかし、Run3 から ALICE の前方領域に MFT を導入したことによる頂点分解能向上は  $z$  軸方向に対する可能性を拡大したとも考えることができる。

本研究ではその  $z$  軸方向の分解能向上に着目した PCA から得られる幾何的情報を先述の  $DCA_T$  カットと兼ねて用いることによる重フレーバー粒子の識別可能性を議論する。 $DCA_T$  カットに用いた粒子は GlobalMuon Track や GlobalForward Track として検出されたミュオンのみであり、同親の重フレーバー粒子崩壊由来のハドロンは MFT を通過後ハドロン吸収体内部にて停止してしまう。しかし、ハドロンは MFT Standalone Track として検出されているためミュオン同様に衝突点付近まで外挿した飛跡を再構成することが可能である。したがって、前節の PCA 探索手法を用いて GlobalMuon Track や GlobalForward Track のミュオンと MFT Standalone Track のハドロンの二つの飛跡の最近接点を求めた時に、同じ重クォーク崩壊イベントからの粒子であった場合は  $z$  方向に衝突点より離れた最近接点をもつと考えられる。また、チャームハドロンとビューティーハドロンの寿命の違いから、 $DCA_T$  同様にそれぞれ親ハドロンのフレーバー毎に  $z$  方向に数 mm 程度の差が生じると考えられる。

PCA から得られる幾何的情報について以下の表にまとめる。ここで、特徴量は本研究での呼び方を指す。表 3.1 に示した特徴量は重フレーバー分離のカット値として用いる。

表 3.1: PCA から得られる幾何学的情報

特徴量	
PCAX	PCA における $x$ 座標。
PCAY	PCA における $y$ 座標。
PCAZ	PCA における $z$ 座標。
PCAR	2 粒子飛跡間の最短距離。
PCAD	PCA とビーム衝突点との距離 (崩壊長)。
Cos 類似度	2 粒子飛跡の向きの類似度。 $-1 < \text{cos 類似度} < 1$ の値をとる。

### 3.5 実験・評価方法

2.2.3で説明した通り、ALICEではRun3からO<sup>2</sup>という新しいデータ収集・処理システムを導入した。O<sup>2</sup>はALICE検出器を想定したモンテカルロシミュレーションを行うことが可能であり、ALICE Userが自由に使用できるモンテカルロシミュレーションデータが提供されている。本研究では提供されているデータのうち、pp衝突(13.6 TeV)におけるMinimum Biasモンテカルロシミュレーションデータと重クォークであるcc $\bar{c}$ 、bb $\bar{b}$ を生成するように重み付けされたMinimum Biasモンテカルロシミュレーションデータを用いた(付録Iを参照)。これらはALICE検出器中央部のソレノイドによる磁場も考慮したシミュレーションであり、MFTに向かって飛んでくる粒子も磁場の影響を受ける。しかし、磁場が粒子飛跡とほぼ平行にあるためMFTでの飛跡再構成は直線近似を用いている。

本研究における解析の流れは以下の通りである。また、ハドロン分離精度評価方法については後述する。

- GlobalMuon TrackあるいはGlobalForward Trackから、ミューオンをモンテカルロ情報から抽出する。
- DCA<sub>T</sub>を計算し、MFTにおける幾何学的情報と同時に保存する。
- 同一衝突イベントにおける全てのMFT Standalone TrackのDCA<sub>T</sub>を計算する。
- 保持していたミューオン飛跡と、全てのMFT Standalone TrackでPCA計算を行う。
- ミューオン飛跡単体のDCA<sub>T</sub>とTrack  $\chi^2$ によるカットをかける。
- DCA<sub>T</sub>、Track  $\chi^2$ カットにおけるハドロン分離精度を評価する。
- 前項のカット内であった飛跡ペアにおいてPCAから得られる幾何学的情報でのカットをかける。
- カット後のハドロン分離精度を評価し、DCA<sub>T</sub>、Track  $\chi^2$ カットのみの精度と比較する。

本研究ではハドロン分離精度の評価指標を2つ定義する。1つ目はミューオン検出効率(Efficiency)、2つ目はミューオン検出純度(Purity: シグナルとして正しいミューオンを検出できた割合)である。それぞれ横運動量( $p_T$ )の関数として以下の式で定義する。

$$Efficiency(p_T) = \frac{\text{カット後の検出ミューオン数}(p_T)}{\text{ハドロン崩壊からのミューオン生成数}(p_T)} \quad (3.9)$$

$$Purity(p_T) = \frac{\text{カット後の検出ミューオンのうちシグナルミューオン数}(p_T)}{\text{カット後の検出ミューオン数}(p_T)} \quad (3.10)$$

検出効率はバックグラウンドとなる軽フレーバー粒子、シグナルである重フレーバー粒子それぞれの検出効率を計算する。検出効率が低いとカットによりミューオンが

棄却されたということであるため、軽フレーバー粒子の検出効率は低く、重フレーバーの検出効率は高いほど、用いたカットの精度は良いと言える。検出純度は検出したミューオンが重フレーバー崩壊からのミューオンであった割合であるため、高い値をとるほど精度が良いと言える。重フレーバー分離精度はc、bそれぞれのカットをかけた際に検出効率、検出純度を計算し比較する。図 3.5 はハドロン崩壊点再構成より推定したミューオンの親粒子と実際の親粒子におけるシグナルとバックグラウンドを示したものである。本研究は  $DCA_T$  のみのカットに対して PCA による幾何的情報を加えたカットを用いた際の検出効率と検出純度を比較し、ハドロン分離精度がどのように変わるかを検証する。

		真の親粒子		
		c	b	u,d
予想親粒子	c	Signal	BG	BG
	b	BG	Signal	BG
	u,d	BG	BG	BG

図 3.5: 推定親粒子と真の親粒子によるシグナルとバックグラウンド

# 第4章 結果と考察

## 4.1 実験結果

以下では本研究の結果を述べるが、まず、本研究におけるミュオン<sup>1</sup>の定義を説明する。本研究で用いるミュオンは4つの種類を定義する。

- Prompt B decay muon  
衝突によって生成されたBメソンが崩壊し、生成されたミュオン。本研究ではb崩壊ミュオンとする。
- Prompt D decay muon  
衝突によって生成されたDメソンが崩壊し、生成されたミュオン。本研究ではc崩壊ミュオンとする。
- Non Prompt D decay muon  
衝突によって生成されたBメソンがDメソンに崩壊し、そのDメソンの崩壊にて生成されたミュオン。本研究ではb→c崩壊ミュオンとする。
- Background muon  
軽フレーバー粒子である $\pi$ やKの崩壊にて生成されたミュオン。本研究ではBGミュオンとする。

上記のミュオンのうち、b崩壊ミュオン・c崩壊ミュオン・b→c崩壊ミュオンが本研究が主に対象とするシグナルである。

### 4.1.1 閾値となる特徴量の解析

#### DCA<sub>T</sub> 分布

現在、ALICE 前方領域では再構成した粒子飛跡を衝突点まで直線で外挿するアルゴリズムを用いて DCA<sub>T</sub> を計算している。ここでは本研究で用いたシミュレーションデータにおける GlobalMuon Track と GlobalForward Track ミューオンの DCA<sub>T</sub> 分布を示す。図 4.1、4.2 は粒子のモンテカルロ情報での完全な外挿を仮定し計算した DCA<sub>T</sub> 分布である。重フレーバーミューオンは DCA<sub>T</sub> < 0.1 cm の領域で支配的であることがわかる。また、b 崩壊ミューオンと b- $\bar{c}$  崩壊ミューオンは比較的同じ分布をとるが、c 崩壊ミューオンは異なる分布をとることがわかる。

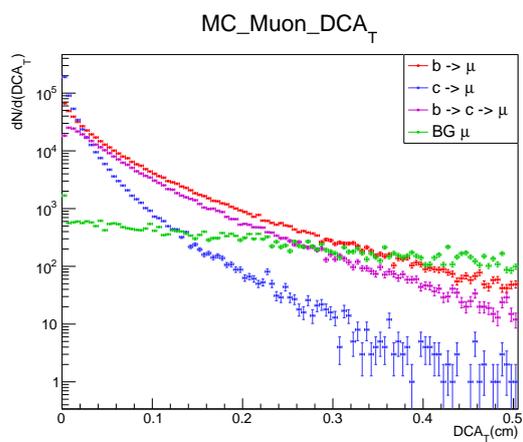


図 4.1: MC DCA<sub>T</sub> 分布

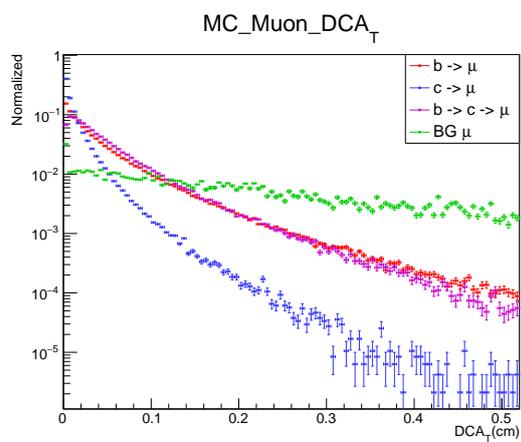


図 4.2: 規格化した MC DCA<sub>T</sub> 分布

図 4.3、4.4 は ALICE 検出器の磁場効果を入れた環境での直線近似外挿での DCA<sub>T</sub> 分布である。位置分解能にゆらぎをもつため、先述の DCA<sub>T</sub> 分布と比較すると全体的に DCA<sub>T</sub> が大きい方へシフトしていることがわかる。しかし、それぞれの粒子種の支配的領域の大小関係は変化していない。これらのヒストグラムより、各ハドロン種の DCA<sub>T</sub> の閾値はそれぞれが支配的な領域付近の値をとることとする。

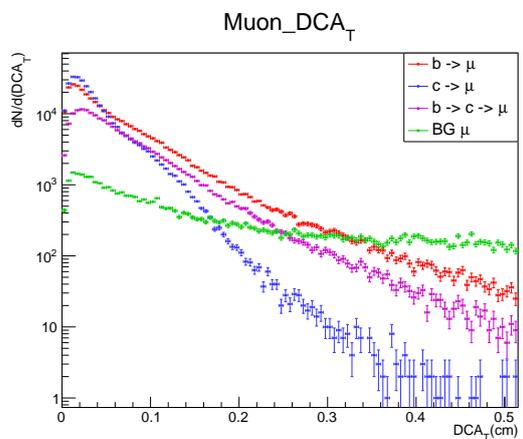


図 4.3: DCA<sub>T</sub> 分布

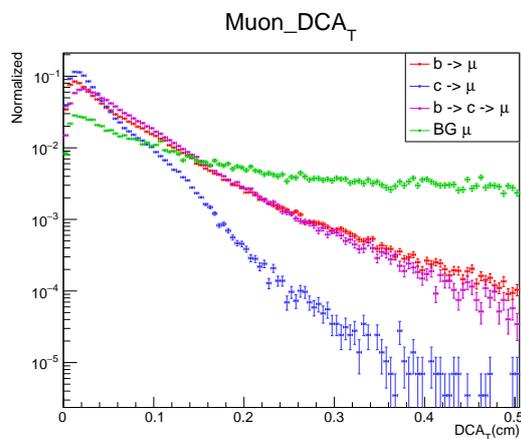


図 4.4: 規格化した DCA<sub>T</sub> 分布

## 2 粒子間最短距離 (PCAR) 分布

2 粒子間最短距離は 3.3 節で記述した手法で求める。ALICE 検出器の磁場効果を含め、モンテカルロ情報での完全な外挿をした際の PCA 探索での結果が図 4.5 である。図 4.5 は PCA 探索の結果、最も 2 粒子間距離が近かったもののヒストグラムである。図からわかる通り、この外挿では 2 粒子間最短距離はほとんどが 0 となる。また、このときのミュオンとペアを組んだ粒子が同じ重フレーバー崩壊からのものであることを図 4.6 が示している。これらの結果から、原理的には正しいペアで粒子崩壊点再構成が可能であるといえる。

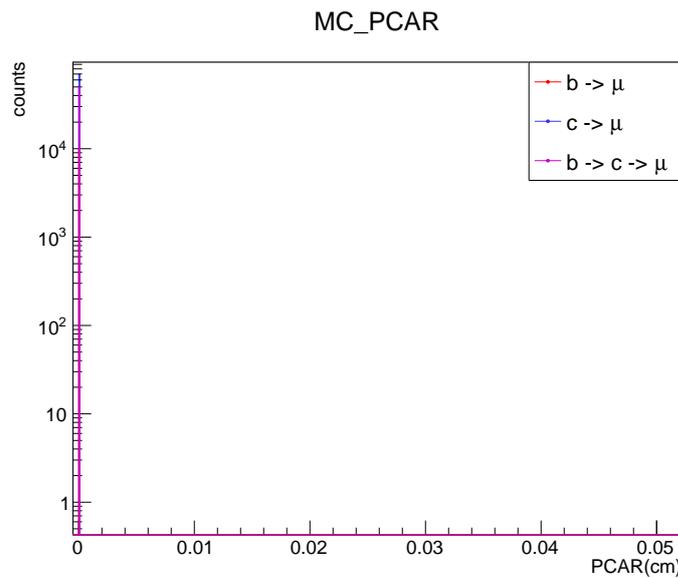


図 4.5: モンテカルロ情報における 2 粒子間最短距離分布

一方で、ALICE 検出器の磁場効果を入れたとき直線近似外挿での同親粒子からのハドロンとの PCAR と、無相関のハドロンとの PCAR 分布を図 4.7 に示す。これより  $PCAR < 0.05$  の領域は同親粒子からのハドロンとペアを組む可能性が高いといえる。

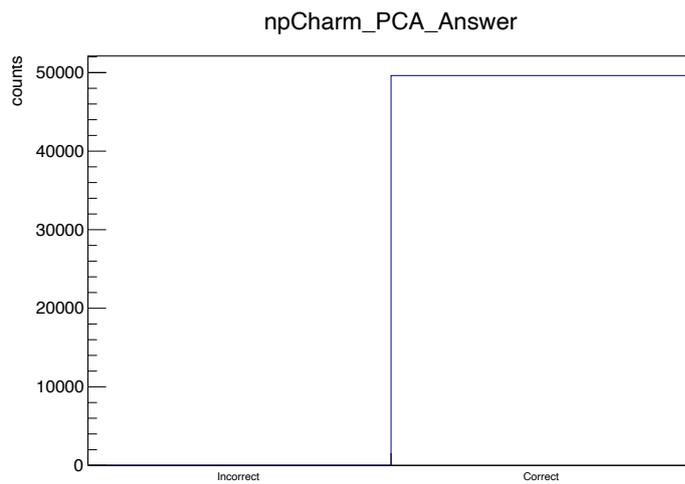
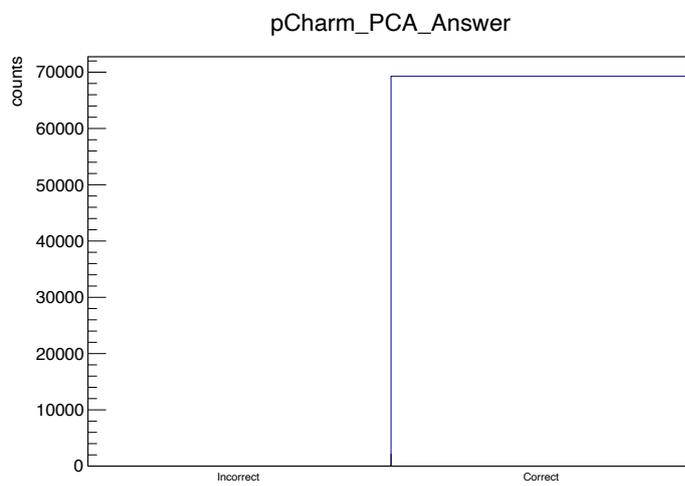
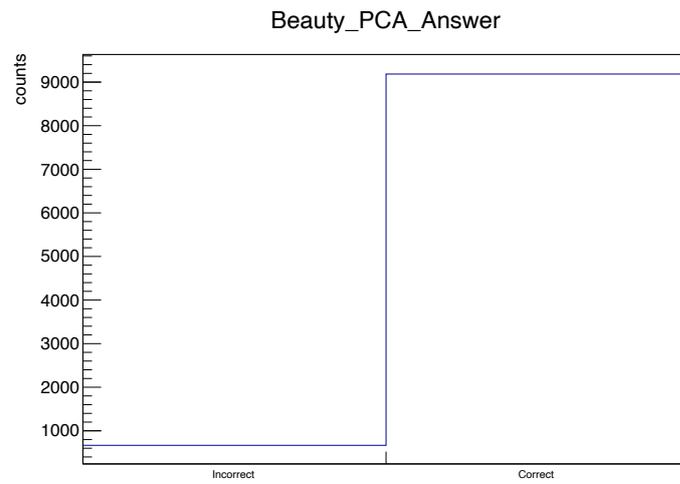


図 4.6: 同親粒子崩壊のペア選択正誤を示す。左は不正解、右は正解した数を示している。

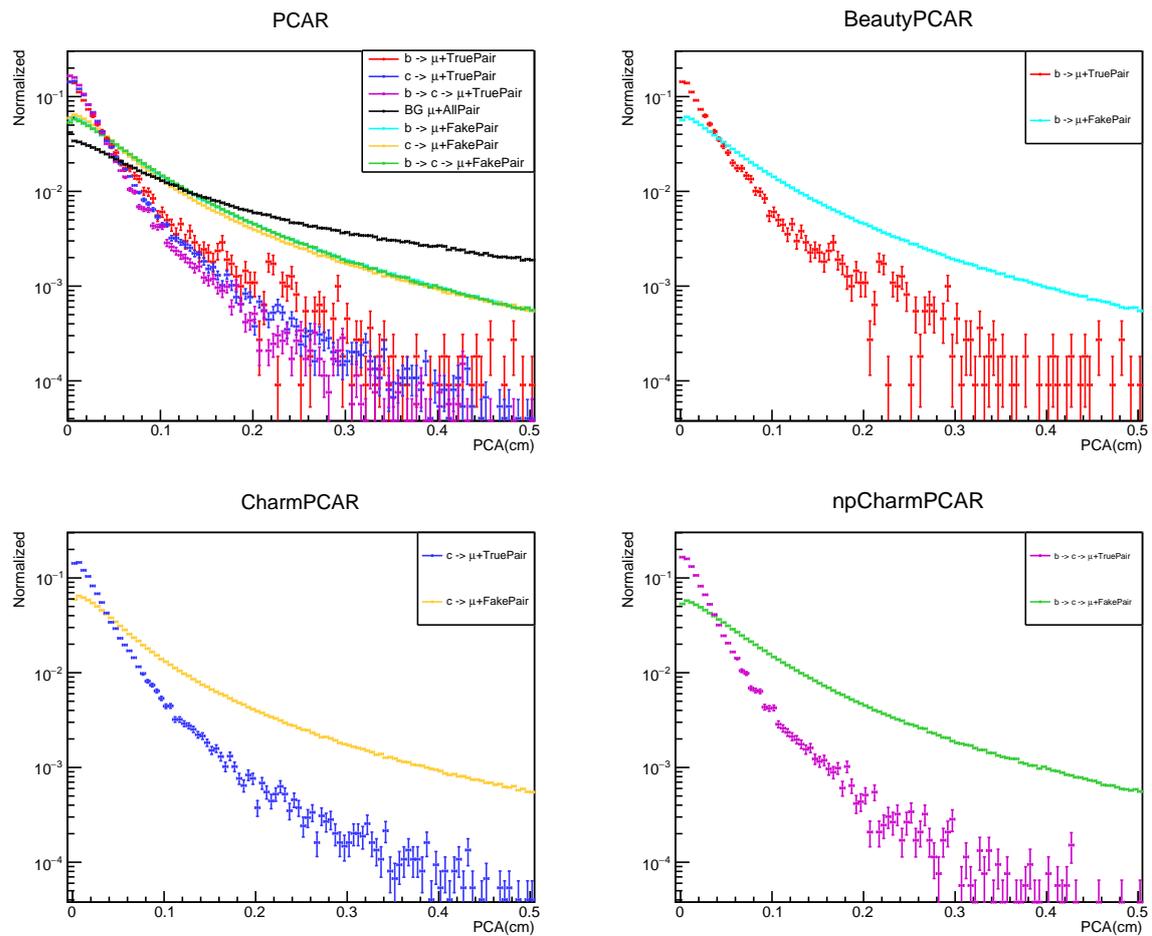


図 4.7: 粒子種別 PCAR 分布。全ミュオンの分布 (左上)、b 崩壊ミュオンの分布 (右上)、c 崩壊ミュオンの分布 (左下)、 $b \rightarrow c$  崩壊ミュオンの分布 (右下)

## 粒子崩壊長 (PCAD) 分布

2 粒子が最も近づく点を粒子崩壊点と定義するとき、ビーム衝突点からの三次元的距離を粒子崩壊長 (PCAD) とする。図 4.8 はモンテカルロ情報を用いた完全な外挿での粒子崩壊長分布である。図 4.8 のとおり、崩壊長が大きい領域では同親粒子からのハドロンとペアを組む可能性が高いといえる。

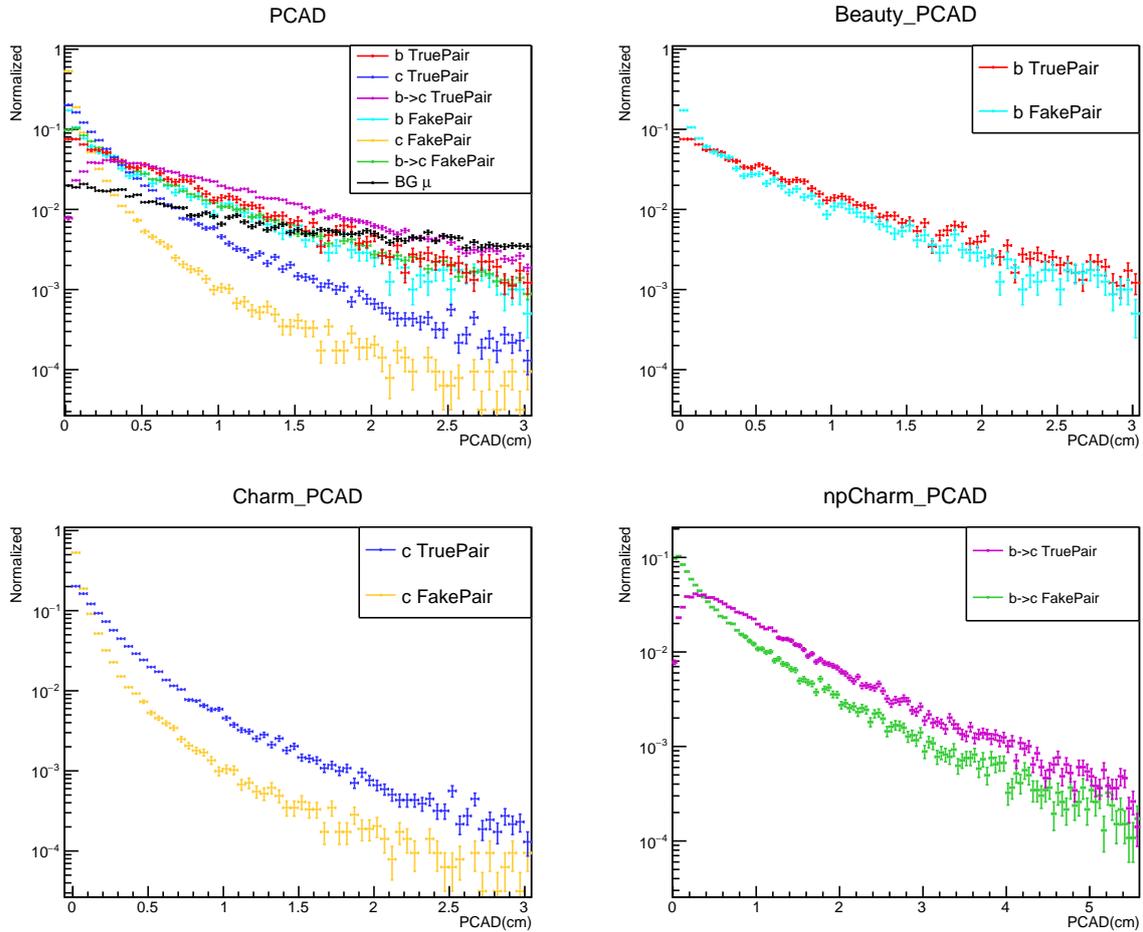


図 4.8: モンテカルロ情報を用いた外挿の粒子種別 PCAD 分布。全ミューオンの分布 (左上)、b 崩壊ミューオンの分布 (右上)、c 崩壊ミューオンの分布 (左下)、b→c 崩壊ミューオンの分布 (右下)

ALICE 検出器の磁場効果を入れた直線近似外挿の場合の粒子崩壊長分布を図 4.9 に示す。モンテカルロ情報での外挿に比べて顕著な差はないように見える。また、正しいペアでの PCAD が支配的な領域がある範囲に限られていることもわかる。

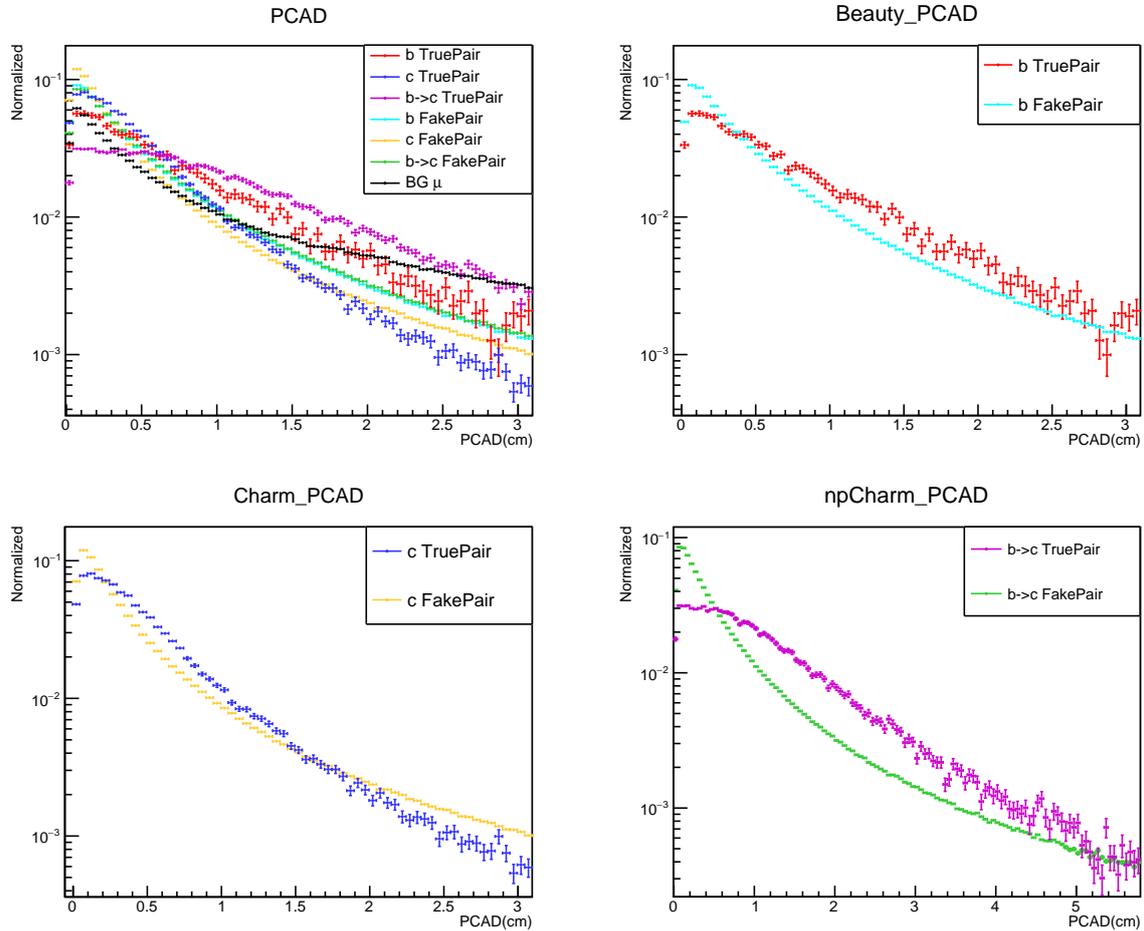


図 4.9: 粒子種別 PCAD 分布。全ミュオンの分布 (左上)、b 崩壊ミュオンの分布 (右上)、c 崩壊ミュオンの分布 (左下)、b $\rightarrow$ c 崩壊ミュオンの分布 (右下)

## cos 類似度分布

cos 類似度は 2 粒子間の角度を表す指標である。前方領域においては相対論的な速度をもつ粒子が多いため、崩壊角も小さいと考えられる。cos 類似度は -1 から 1 までの値をとる。値が 1 に近づくほど 2 粒子の飛跡のベクトルの向きが同じ方向を向いているといえる。したがって、GlobalMuon Track や GlobalForward Track のミュオンと相関がある粒子は比較的 1 に近い cos 類似度をとると考えられる。図 4.10 はモンテカルロ情報を用いた完全な外挿の場合の cos 類似度分布であり、図 4.11 は ALICE 検出器の磁場効果を入れた直線近似外挿の場合の cos 類似度分布である。PCAR、PCAD とは異なり cos 類似度分布に有意な差は見られないが、どちらも正しいペアの cos 類似度は 1 に近い値をとることがわかる。

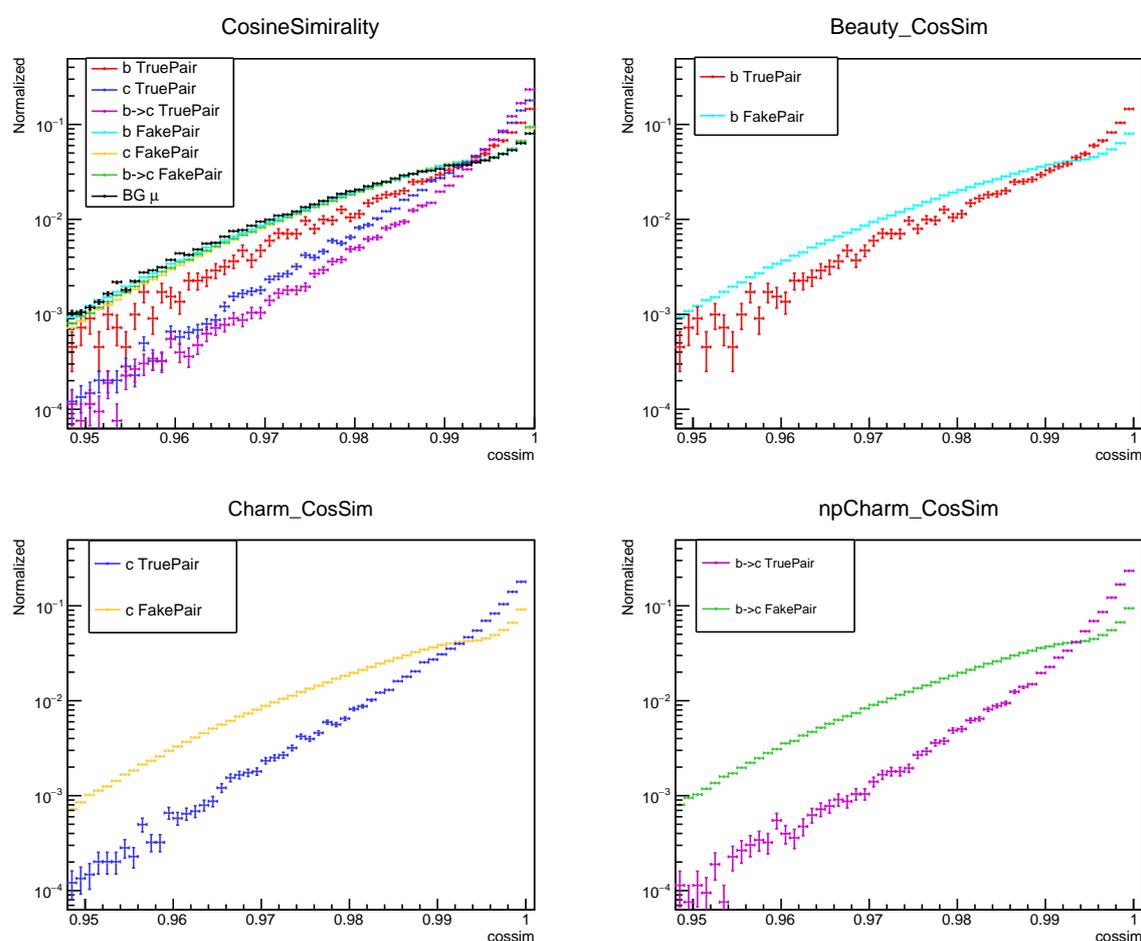


図 4.10: モンテカルロ情報での外挿の場合の粒子種別 cos 類似度分布。全ミュオンとハドロンとの cos 類似度分布 (左上)、b 崩壊ミュオンとハドロンとの cos 類似度分布 (右上)、c 崩壊ミュオンとハドロンとの cos 類似度分布 (左下)、b→c 崩壊ミュオンとハドロンとの cos 類似度分布 (右下)

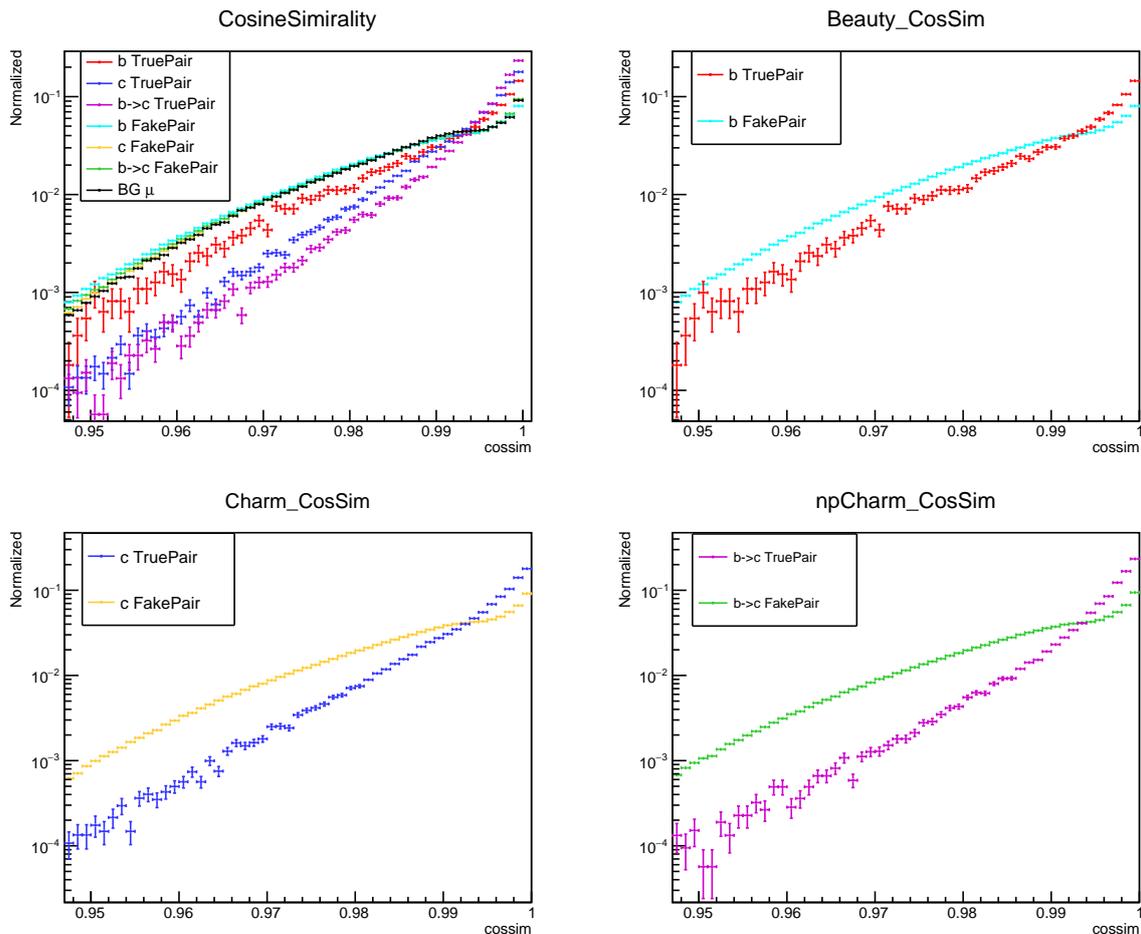


図 4.11: 粒子種別 cos 類似度分布。全ミュオンとハドロンとの cos 類似度分布 (左上)、b 崩壊ミュオンとハドロンとの cos 類似度分布 (右上)、c 崩壊ミュオンとハドロンとの cos 類似度分布 (左下)、b $\rightarrow$ c 崩壊ミュオンとハドロンとの cos 類似度分布 (右下)

もう一つの指標として衝突点から 2 粒子で再構成した崩壊点までの運動量ベクトルと、2 粒子の合成運動量ベクトルとの角度相関がある。この時の角度相関を Cosine Pointing Angle(CosPA) といい、その値を図 4.12、4.13 に示す。この角度は 2 体崩壊において運動学的に同じになるはずである。しかし、重フレーバーがミュオンに崩壊する崩壊モードは基本的に 3 体崩壊であり、検出できないニュートリノを含む。したがって、cos 類似度が必ずしも 1 に近い値をとるわけではないと考えられる。一方でニュートリノが持っていく運動量が比較的小さい場合は、この指標も用いることができる可能性がある。ただし、MFT の運動量分解能がよくないという課題もあることから本研究ではまだ用いていない。

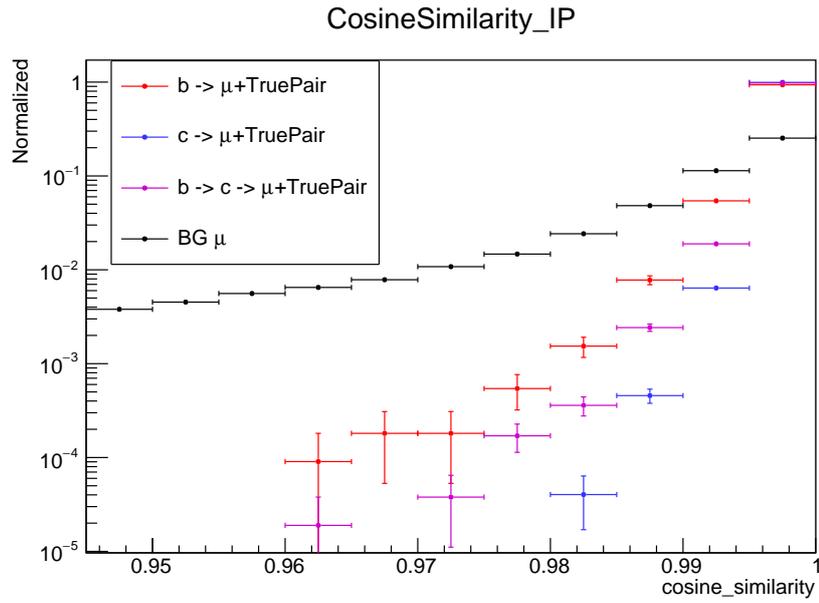


図 4.12: モンテカルロ情報での外挿の場合の衝突点-崩壊点運動量ベクトルと 2 粒子飛跡合成運動量ベクトルとの CosPA

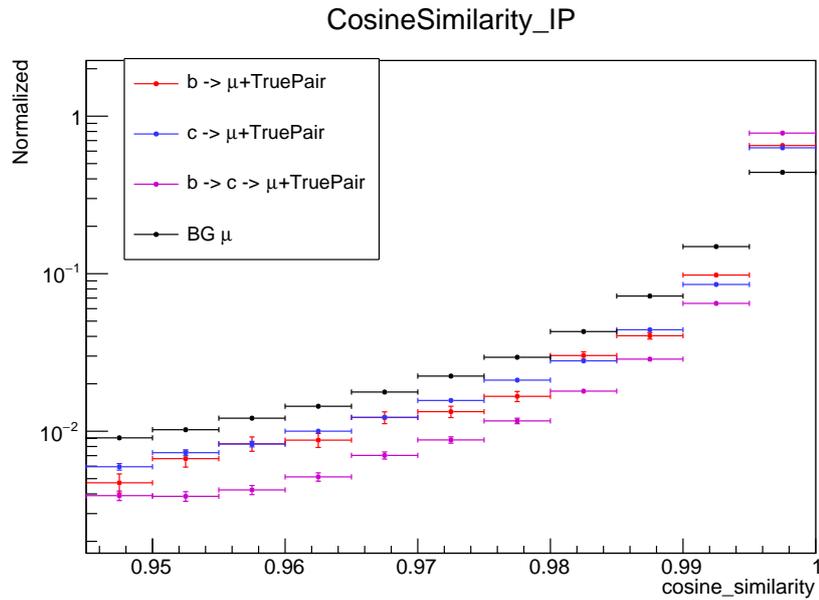


図 4.13: 直線近似外挿の場合の衝突点-崩壊点運動量ベクトルと 2 粒子飛跡合成運動量ベクトルとの CosPA

## MFTにおけるハドロン飛跡 $\chi^2$ 分布

MFTでは荷電粒子を検出した位置に対して $\chi^2$ フィットをすることでその飛跡を再構成する。また、 $O^2$ ではMFTの各飛跡に $\chi^2$ の値を保存している。図4.14はMFTにおける荷電粒子の運動量と $\chi^2$ 分布である。運動量はMFTで測定出来ないため、モンテカルロの真の運動量値を横軸にプロットしている。図4.14から、運動量が小さくなると $\chi^2$ が大きくなり、運動量が大きくなると $\chi^2$ が小さくなるという相関があることがわかる。重フレーバーは高横運動量領域で支配的であることから、運動学的には前方領域での重フレーバー崩壊からの粒子は高運動量をもつ。したがって、比較的 $\chi^2$ が小さい粒子は重フレーバー崩壊からのハドロンである可能性が高い。

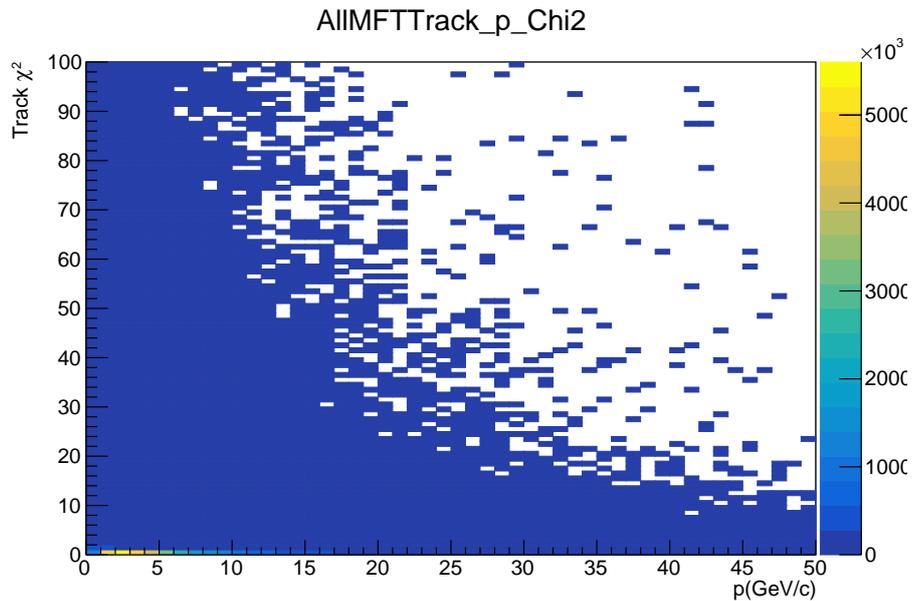


図 4.14: MFT における荷電粒子の運動量と  $\chi^2$  分布

図 4.15 は重フレーバー崩壊からのハドロンの MFTTrack  $\chi^2$  の分布である。重フレーバー崩壊からのハドロンは $\chi^2$ が小さい値をとることがわかる。したがって、 $\chi^2$ が小さいハドロン飛跡を選択することで、PCA 計算前にミュオンのペア候補の数を減らし、重フレーバー粒子崩壊点再構成の精度向上の可能性が高い。

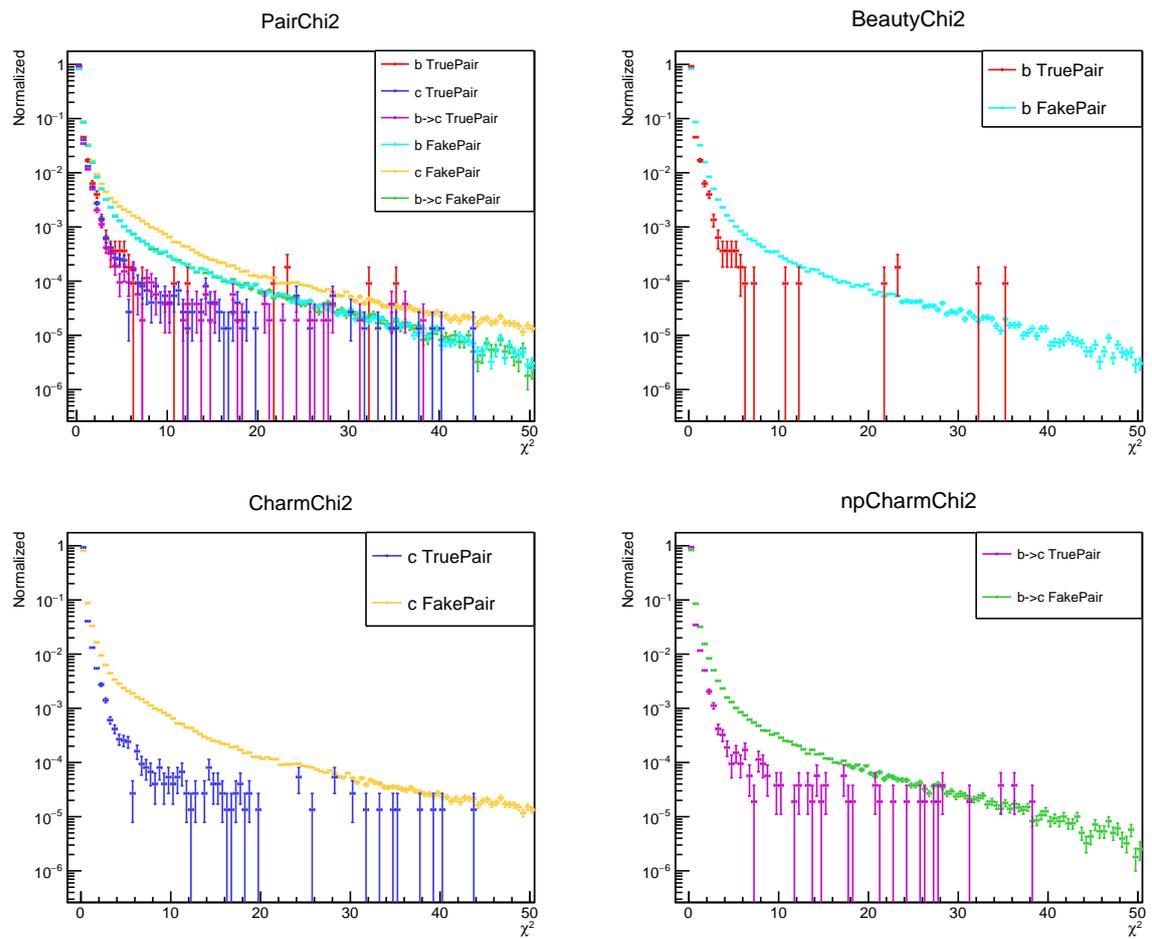


図 4.15: 粒子種別  $\chi^2$  分布。全ハドロンの分布 (左上)、b 崩壊ハドロンの分布 (右上)、c 崩壊ハドロンの分布 (左下)、b  $\rightarrow$  c 崩壊ハドロンの分布 (右下)

## 4.1.2 カットによるハドロン分離精度

本研究で用いたカットとその値を示す。表 4.1 は BG と重フレーバーの分離に用いたカット値、表 4.2 は c クォークと b クォークの分離に用いたカット値を示す。

表 4.1: BG と重フレーバーの分離に用いたカット

特徴量	カット値
ミュオン横運動量	$p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$
DCA <sub>T</sub>	$0.01 < \text{DCA}_T < 0.15 \text{ cm}$
ミュオン $\chi^2$	$\chi^2 < 3$
PCAR	$\text{PCAR} < 0.1 \text{ cm}$
PCAD	$0.15 < \text{PCAD} < 2 \text{ cm}$
CosPA	$0.99 < \text{CosPA}$
MFTTrack $\chi^2$	$\chi^2 < 5$

表 4.2: 重フレーバーの分離に用いたカット

特徴量	c クォークカット値	b クォークカット値
ミュオン横運動量	$p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$	$p_T > 0.5 \text{ GeV}/c$
DCA <sub>T</sub>	$0.01 < \text{DCA}_T < 0.15 \text{ cm}$	$0.15 < \text{DCA}_T < 0.5 \text{ cm}$
ミュオン $\chi^2$	$\chi^2 < 3$	$\chi^2 < 3$
PCAR	$\text{PCAR} < 0.1 \text{ cm}$	$\text{PCAR} < 0.1 \text{ cm}$
PCAD	$0.01 < \text{PCAD} < 0.4 \text{ cm}$	$0.4 < \text{PCAD} < 3 \text{ cm}$
CosPA	$0.99 < \text{CosPA}$	$0.99 < \text{CosPA}$
MFTTrack $\chi^2$	$\chi^2 < 5$	$\chi^2 < 5$

## BG ミュオンと重フレーバーの分離

BG ミュオンと重フレーバーの分離は、GlobalMuon Track を重フレーバー崩壊からのものだと仮定し、カット後に検出できたミュオンを重フレーバー崩壊のミュオンだと考える。その後、モンテカルロ情報の真値から生成した重フレーバー崩壊ミュオンの数に対して検出できた数と、生成した BG ミュオンの数に対して検出してしまった数から検出効率を計算し、検出した粒子のうち重フレーバー崩壊ミュオンだった数も計算することで、BG ミュオンと重フレーバーの分離精度として評価する。図 4.16、4.17 はミュオン検出効率と検出純度である。本研究で開発した PCA によるカットを用いた検出効率は、従来のカットより重フレーバー崩壊ミュオンの検出効率が 60 % ほど落ちていることがわかる。一方で検出純度は低横運動量領域でわずかに向上している。

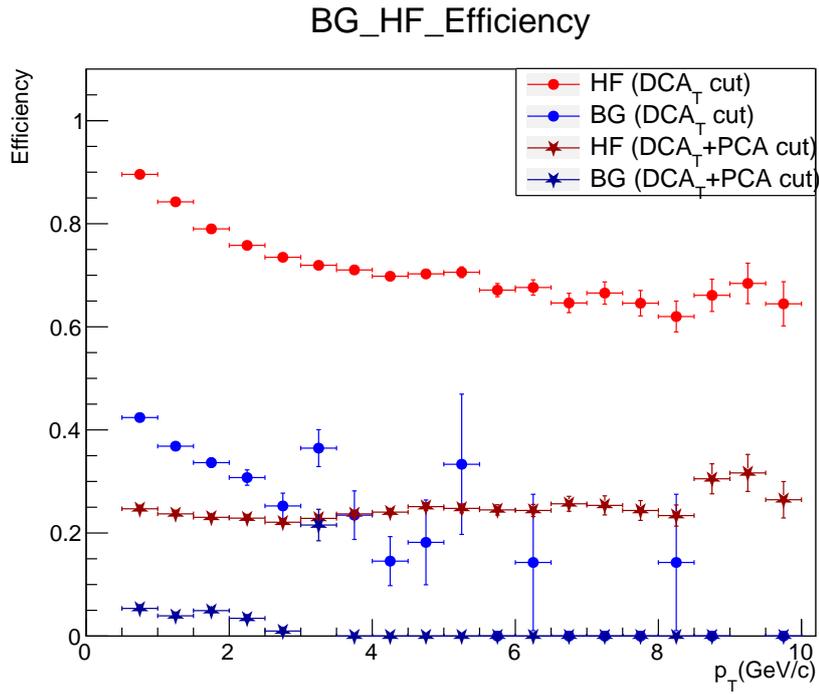


図 4.16: BG-重フレーバー分離カットにおけるミューオン検出効率を横運動量の関数として表したものの。

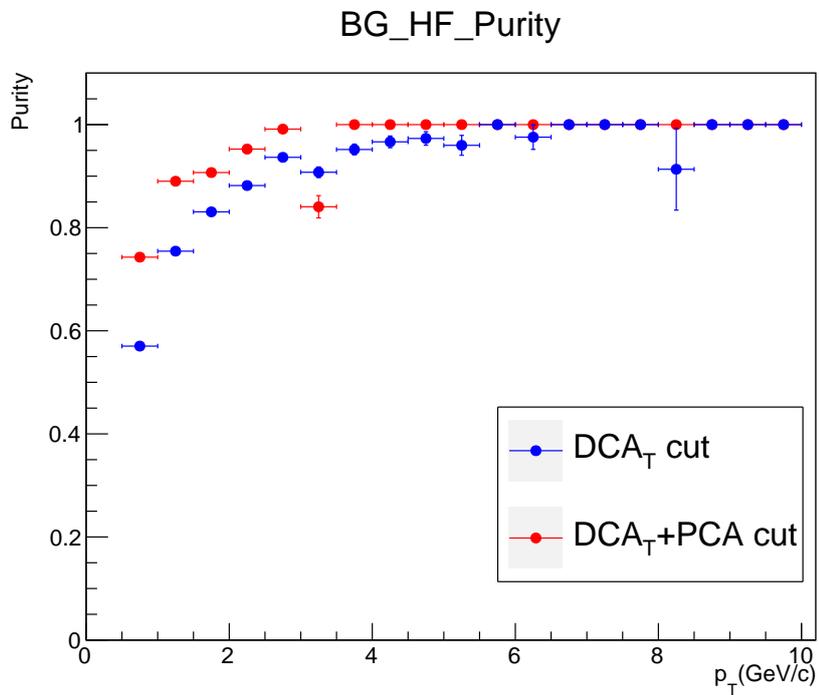


図 4.17: BG-重フレーバー分離カットにおけるミューオン検出純度を横運動量の関数として表したものの。

## 重フレーバー分離

重フレーバーの分離はcクォーク、bクォークそれぞれにカットを設け、カット後に検出したミュオンについて、どちらのカットを満たしたクォークかを選別し、検出効率と検出純度を用いて評価する。図4.18、4.19は検出したミュオンをcクォーク崩壊からのものであると仮定したときの結果である。つまり、c崩壊ミュオンの検出効率が良く、検出純度が高いほど良い。低横運動量領域では現在ALICEでの標準的カットより検出純度はわずかに向上したが、c崩壊ミュオンのためのカットでは高横運動量領域のb崩壊ミュオンの検出効率の低下がなく、その結果  $4 < p_T$  の領域は検出純度の向上は見られない。

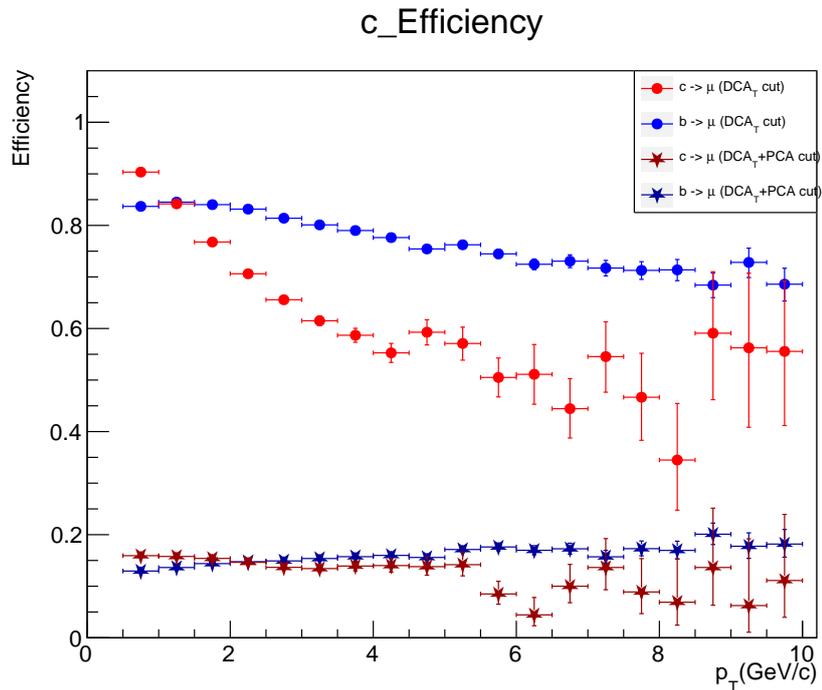


図 4.18: cクォーク分離カットにおけるミュオン検出効率を横運動量の関数として表したものの。

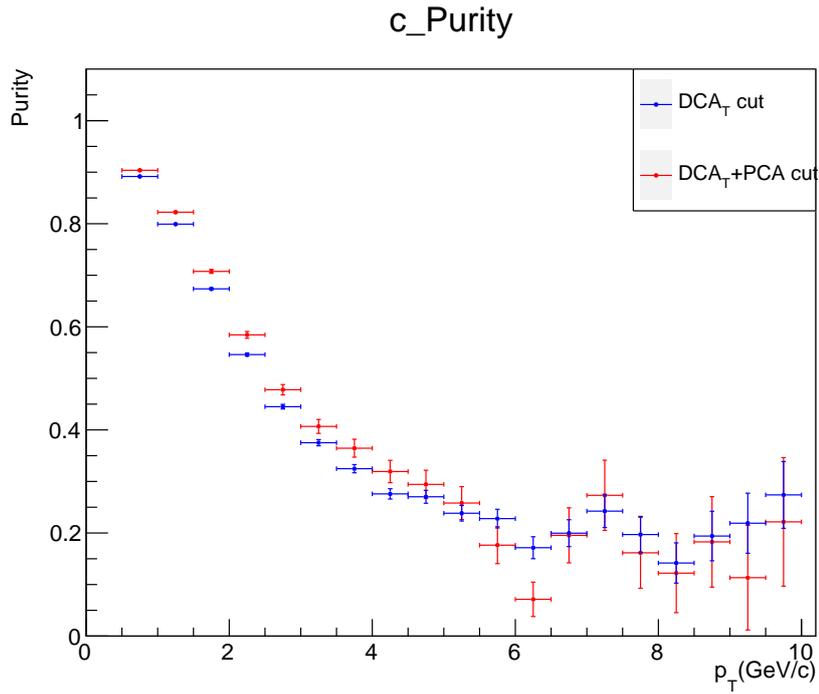


図 4.19:  $c$  クォーク分離カットにおけるミュオン検出純度を横運動量の関数として表したものの。

図 4.20、4.21 は検出したミュオンを  $b$  クォーク崩壊からのものであると仮定したときの結果である。 $c$  崩壊ミュオンとは異なり、ミュオン検出効率は数%程度である。これは  $b$  崩壊ミュオンを検出するために厳しいカット値を設けたからであると考えられる。この結果、低横運動量領域での検出純度のわずかな向上が見られる。

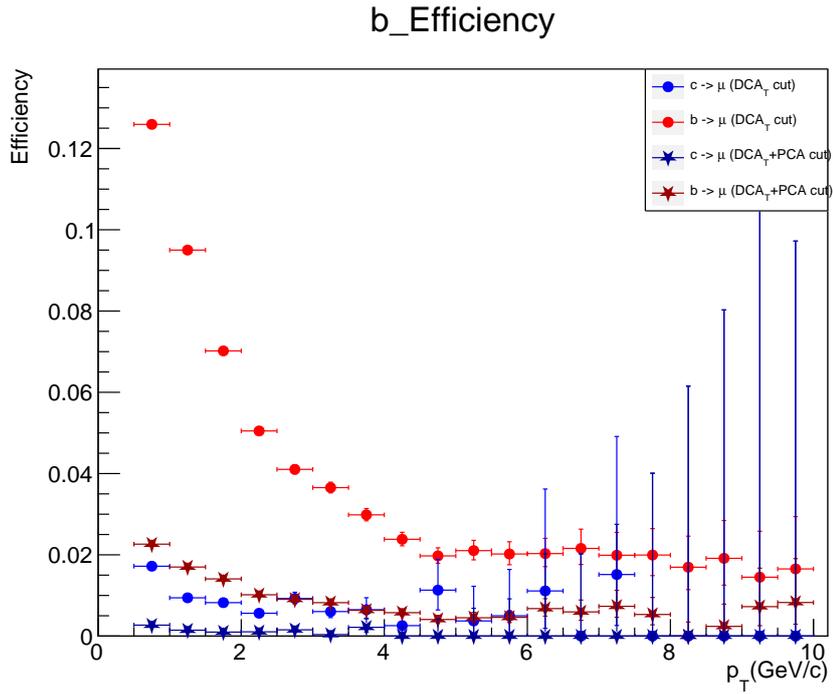


図 4.20: bクォーク分離カットにおけるミュオン検出効率を横運動量の関数として表したものの。

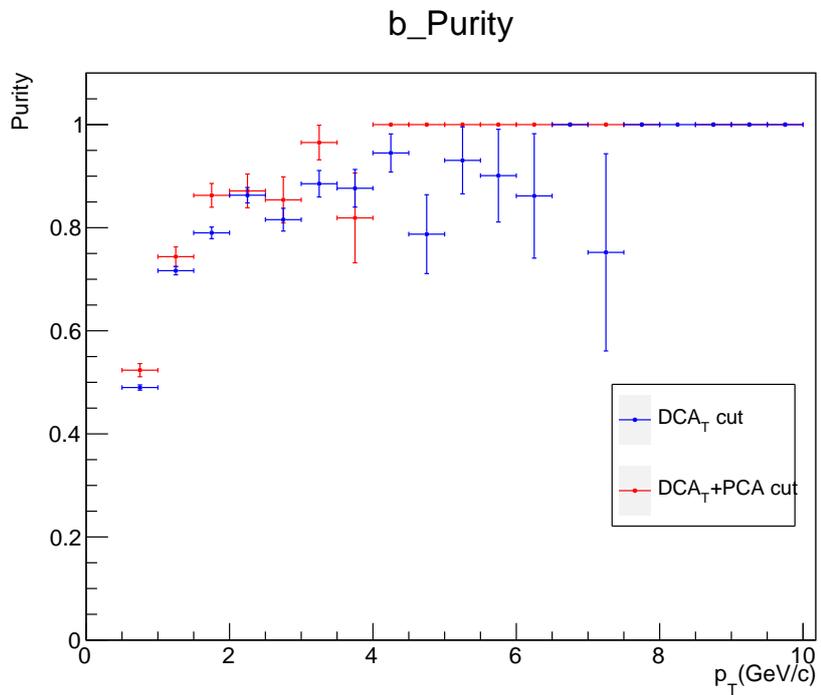


図 4.21: bクォーク分離カットにおけるミュオン検出純度を横運動量の関数として表したものの。

## モンテカルロ情報との比較

上記の結果は ALICE 検出器の分解能や磁場などの効果が含まれた環境で直線近似外挿したものである。そこで磁場を完全に考慮できたと仮定した際の外挿における検出純度と比較することで、本研究のアルゴリズム性能の評価をする。図 4.22、4.23 はそれぞれ  $c$  クォークのカットにおける検出純度と  $b$  クォークのカットにおける検出純度の理想値との比較である。図から分かる通り、本研究のアルゴリズムは本来期待できる性能に到達できていない。この原因について次節で考察する。

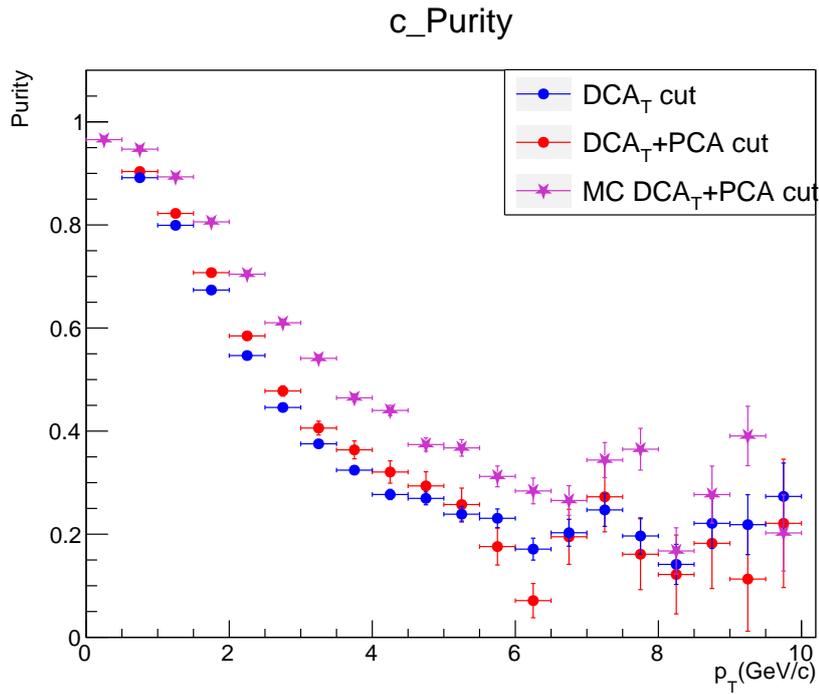


図 4.22:  $c$  クォーク分離カットにおけるミューオン検出純度を理想値と比較したもの。

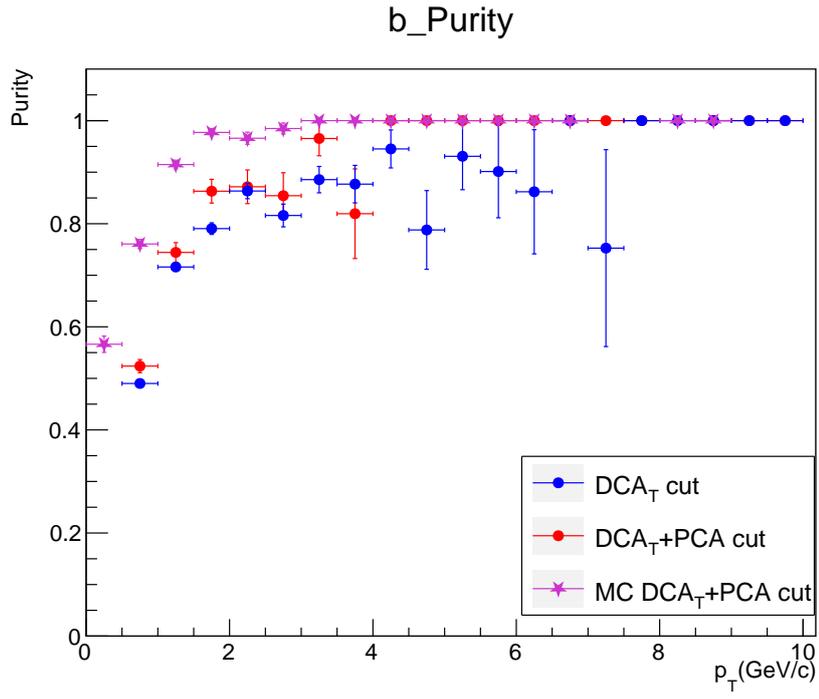


図 4.23: bクォーク分離カットにおけるミュオン検出純度を理想値と比較したもの。

## 4.2 考察

本研究の結果は、低横運動量領域においてハドロン崩壊点再構成を用いることで重フレーバー粒子の分離精度をわずかに向上させるということを示したが、理想とする精度には到達できていない。ここでは今後ハドロン崩壊点再構成による重フレーバー粒子分離精度の向上のための考察をする。

### 4.2.1 ALICE 検出器中心部ソレノイドによる磁場の影響

直線近似外挿と理想的外挿で最も大きな違いがあったものは、ハドロン崩壊点再構成のためにミュオンとペアを組む荷電粒子が同親粒子崩壊からである確率である。図 4.24 はミュオンと最も最近接し、ペアを組んだ荷電粒子が同じ親粒子からのものであった場合を正、違う場合を誤としたときのヒストグラムであるが、直線近似外挿の場合の図 4.6 と比較すると約 75 % 正解率が下がっている。これは検出器分解能の影響も考えられるが、重フレーバーが崩壊した x-y 平面での粒子間平均距離分布は pp 衝突の場合、図 4.25 のような分布をとる。この密度であるならば、MFT の低横運動量領域の空間分解能である  $\sigma \approx 100$  であれば十分正しいペアと崩壊点再構成ができるはずである。したがって MFT 分解能ではない原因の可能性があると考えられる。

現在 MFT での飛跡再構成は、ALICE 検出器中央部にあるソレノイド磁石の磁場が前方領域に飛ぶ荷電粒子に対してほとんど平行であることから、ローレンツ力を強く受けないため、高運動量領域では線形的な飛跡再構成を行い、低運動量領域では MFT の真ん中の磁場を代表値とした一様磁場を少し考慮した飛跡再構成を行っている [30]。本研究は MFT で検出した荷電粒子すべての飛跡を用いるため、低運動量の軽フレーバー粒子が背景事象として多く、それらは磁場の影響を考慮した飛跡再構成を厳密に行えていない可能性がある。これは [30] にて言及されているが、未だ解決できていない課題でもある。

そこで、モンテカルロ情報から得た真の運動量のベクトルを用いて、直線近似外挿と近似磁場を考慮した螺旋外挿をそれぞれ計算し、MFT で検出された位置と角度についての差を比較した。より現実的なモデルであるほど位置と角度の誤差は少ないと考えられる。与える磁場は MFT 中心部の磁場を代表値とした近似的な一様磁場を考える。結果は図 4.26 である。低運動量領域では螺旋外挿が検出点との差が小さいことがわかる。また、荷電粒子生成直後の角度と MFT で再構成した飛跡の角度の差を図 4.27 に示す。差が小さいほど直線的に飛来した粒子を指す。図 4.28 は MFT で検出した荷電粒子の真の運動量と粒子種毎の分布であり、衝突で多く生成される  $\pi$  は  $p < 5$  GeV/c の領域に多く分布していることから、ハドロン崩壊点再構成の大きな背景事象として磁場によるローレンツ力を受けたハドロンが分離精度に影響を及ぼしている可能性がある。

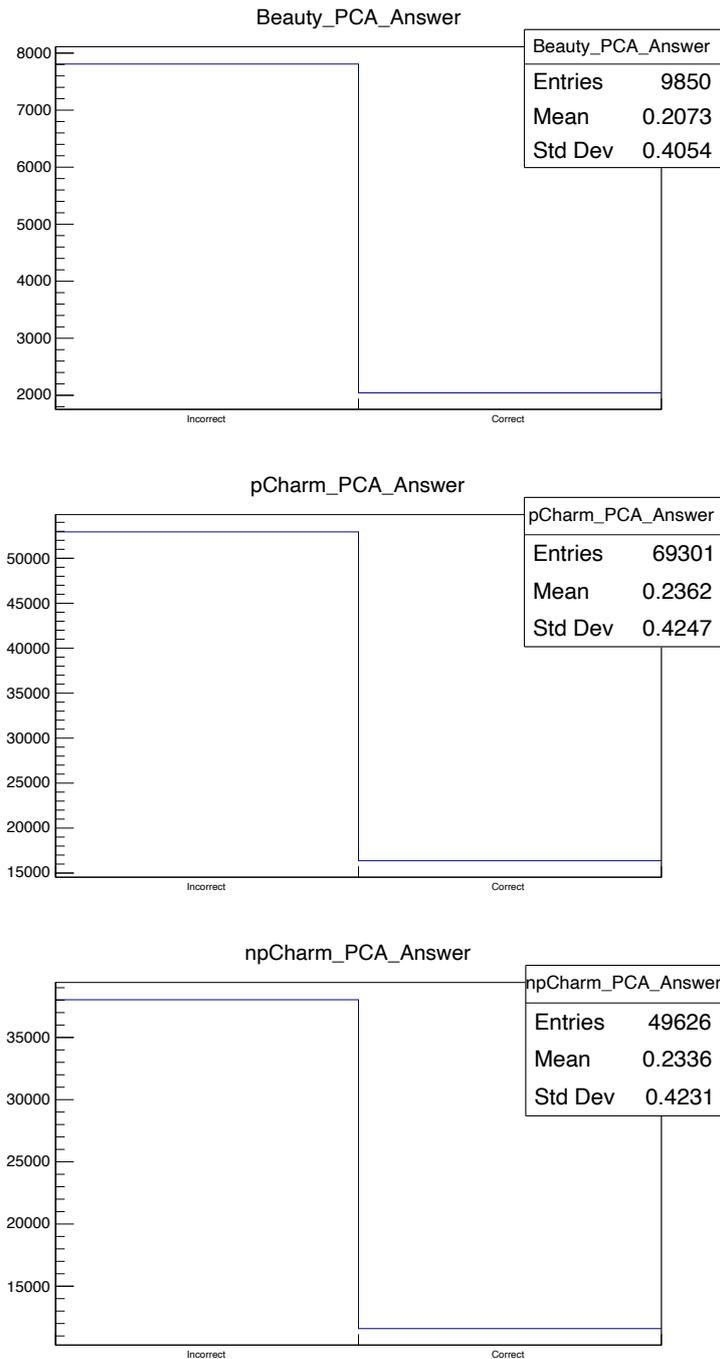


図 4.24: 直線近似外挿での同親粒子崩壊からのペア選択正誤を示す。左は不正解、右は正解した数を示している。

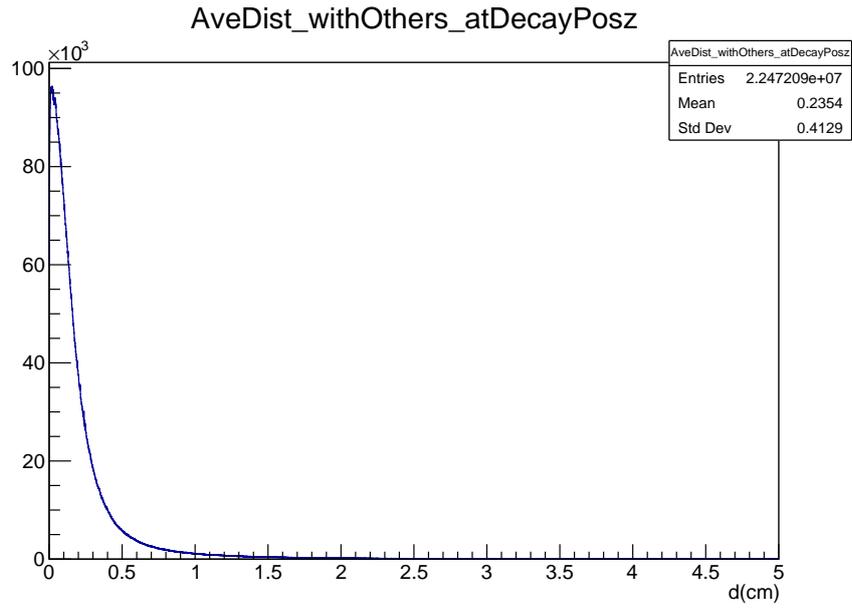


図 4.25: 重フレーバー崩壊点の x-y 平面における粒子間距離平均。

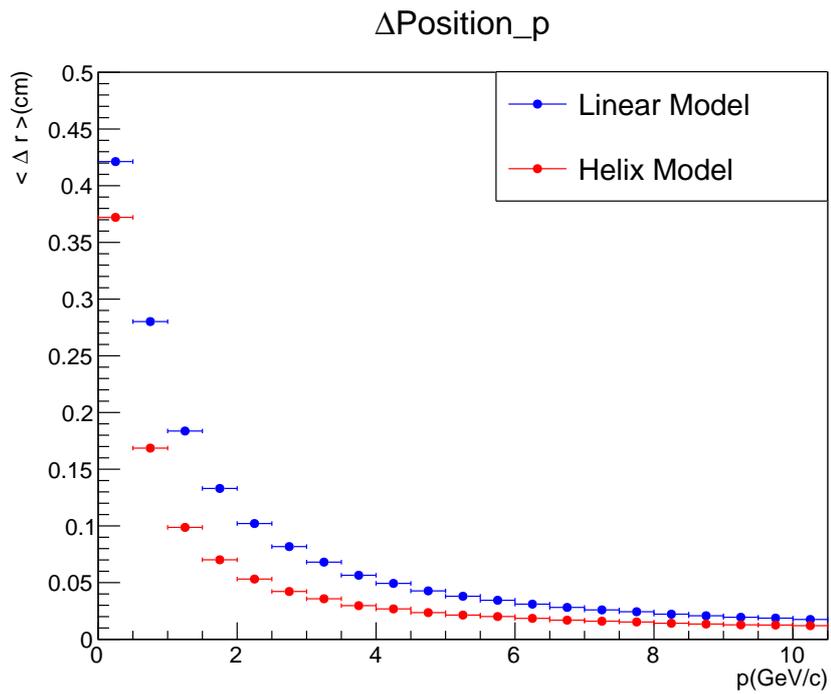


図 4.26: 直線近似外挿モデルと近似螺旋外挿モデルの検出点とのずれを示す。

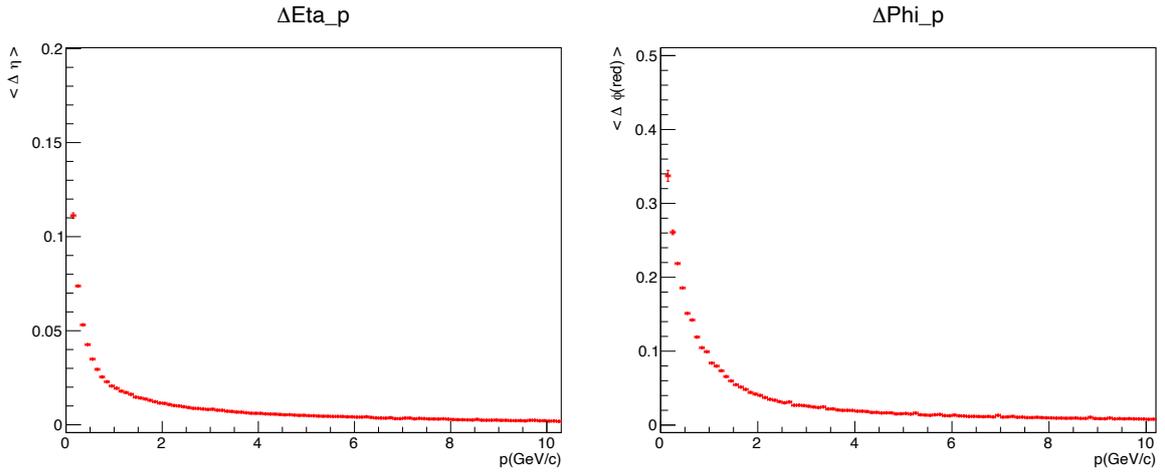


図 4.27: 再構成した飛跡角度と生成直後の角度の差を示す。

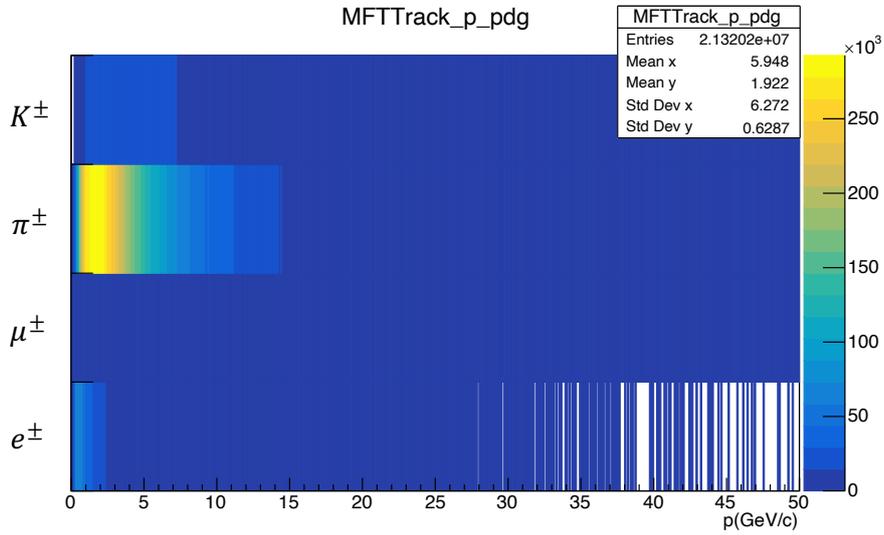


図 4.28: MFT で飛跡再構成した荷電粒子の運動量と粒子種

## 第5章 結論と将来展望

本研究はCERN ALICE実験の前方領域に新たに導入したMFTとこれまでもミュオン測定に用いていたMCH-MIDを組み合わせることで同定したミュオン、MFT単体で再構成した荷電粒子飛跡の二つの粒子飛跡を用いることによる、重フレーバー粒子崩壊点の再構成手法の開発とその粒子種識別性能評価を行った。現在の重フレーバー分離手法はミュオン飛跡をビーム衝突点におけるx-y平面に外挿し、粒子寿命の違いから生じる衝突点からの距離の差を用いて分離を行うが、本研究はMFTを導入したことによる衝突点近傍のz方向分解能向上を活かした分離手法であり、重フレーバー粒子崩壊点を再構成した際に得られる幾何学的情報をもとに、閾値を設けることでcクォークとbクォークの識別を試みた。その結果、現在の課題である低横運動量領域( $0 < p_T < 2$  (GeV/c))の重フレーバー分離精度はわずかに向上したが、重フレーバー粒子崩壊点再構成における背景事象が大きく、期待される分離精度までは到達しなかった。重フレーバー粒子崩壊点再構成の背景事象となった大きな原因の一つは、ALICE検出器中心部にあるソレノイド磁石の磁場の影響を受けた低運動量の荷電粒子であると考えられる。本研究ではソレノイド磁石の磁場の影響はほとんど考慮しない直線外挿外挿モデルでの重フレーバー粒子崩壊点再構成手法であり、本来は螺旋外挿すべき粒子を直線近似外挿している可能性がある。しかし、磁場を完全に考慮した外挿手法においては同親粒子崩壊からのペアを組むことができることから、pp衝突では重フレーバー崩壊点再構成は原理的には可能であるといえる。したがって、磁場の影響を正確に考慮した外挿モデルや、それに対応する崩壊点再構成手法を考案することで、重フレーバー識別精度向上と、さらに前方領域でのミュオンを用いた重フレーバー測定の更なる進歩が期待できる。

# 謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々にお力添えいただきましたこと心より御礼申し上げます。特に指導教員である志垣賢太教授には、その幅広い知識や経験から多くの助言と、研究が一步ずつ進むよう丁寧なご指導をいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。また本研究の初期を支えていただき、重要な場面で適切な助言をくださった八野哲助教にも感謝申し上げます。山口頼人准教授には日頃のミーティングのみならず、普段の研究活動の中でも多くの助言をいただきました。本間謙輔准教授とは物理だけではなく幅広い学問での議論ができ、学びになることがたくさんありました。三好隆博助教には研究の大事な節目で普段気づかないような視点からの助言をいただき、自身の研究を見直すきっかけになりました。荻野雅紀研究員には研究から普段の生活まで幅広い相談に乗っていただきました。皆様本当にありがとうございました。先輩方にも非常にお世話になりました。大矢さんには日頃から研究の相談に乗っていただき、CERNでの生活も支えてくださいました。木村さんには研究の相談だけでなくお酒も飲みに来ていていただきました。CERNでビールを飲みながら観たワールドカップの日本対スペイン戦は忘れられません。同期や後輩には研究外での生活を充実したものに変わっていただきました。ありがとうございました。

最後に、遠方での大学6年間を何不自由なく送らせてくれた家族には心から感謝しています。ありがとうございました。

## 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～実験室で再現する宇宙の始まり～. 共立出版, 2014.
- [2] .A. Zyla et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020).<https://academic.oup.com/ptep/article/2020/8/083C01/5891211>
- [3] S. Aoki, K.-I. Ishikawa, N. Ishizuka, T. Izubuchi, D. Kadoh, K. Kanaya, Y. Kuramashi, Y. Namekawa, M. Okawa, Y. Taniguchi, A. Ukawa, N. Ukita, and T. Yoshié (PACS-CS Collaboration). Phys. Rev. D 79, 034503 - 5 February 2009. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.79.034503>
- [4] J. C. Collins and M. J. Perry, Phys. Rev. Lett. 34, 1353 - 26 May 1975. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.34.1353>
- [5] Cabibbo, Nicola, Parisi, Giorgio, Phys. Lett. B, 59 - 13 October 1975. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269375901586>
- [6] Gauss Centre for Supercomputing. Numerical Determination of the Phase Diagram of Nuclear Matter - February 2015.
- [7] S. Borsanyi et al. The QCD equation of state with dynamical quarks. JHEP11 (2010) 077. - 16 Nov 2010. <https://arxiv.org/pdf/1007.2580.pdf>
- [8] LHC ALICE-J GROUP. <http://alice-j.org/>
- [9] K. Adcox, et al (PHENIX collaboration). Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. Nuclear Physics A757, 184 (2005). <https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410003>
- [10] I. Arsene, et al. (STAR Collaboration). Quark Gluon Plasma an Color Glass Condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment. Nuclear Physics A757, 1 (2005). <https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410020>
- [11] B. B. Back, et al. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC. Nuclear Physics A757, 28 (2005). <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005282>

- [12] J. Adams, et al. Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions. Nuclear Physics A757, 102 (2005). <https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0501009>
- [13] BNL High Energy and Nuclear Physics Directorate, Hunting the Quark Gluon Plasma Assessments by the experimental collaborations Results from the first 3 years at RHIC. - 11 Apr 2005. <https://inspirehep.net/literature/1447018>
- [14] J. Adams et al. Transverse momentum and collision energy dependence of high p(T) hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies. Phys. Rev. Lett., 91:172302, 2003. <https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0305015>
- [15] S. S. Adler et al. High pT charged hadron suppression in Au + Au collisions at psN N = 200 GeV. Phys. Rev., C69:034910, 2004 <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.69.034910>
- [16] K. Nagashima. Energy Loss of Charm and Bottom Quarks in Quark-Gluon Plasma Created in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. - March 2019. [https://www.quark.hiroshima-u.ac.jp/thesis/d201903\\_nagashima.pdf](https://www.quark.hiroshima-u.ac.jp/thesis/d201903_nagashima.pdf)
- [17] J. D. Bjorken. Phys. Rev. D27. - 1983. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.27.140>
- [18] M. H. Thoma, M Gyulassy. Phys. Rev. B351. - 1991. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321305800318>
- [19] M. Djordjevic, M. Gyulassy, Nucl. Phys. A733. - 2004. <https://arxiv.org/abs/nucl-th/0310076>
- [20] S. Wicks, et al. Elastic, inelastic, and path length fluctuations in jet tomography. Nucl. Phys. A784. 426-442 - 15 December 2006. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947406009699>
- [21] S. Acharya, et al. ALICE Collaboration. Measurement of electrons from semileptonic heavy-flavour hadron decays at midrapidity in pp and Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. - 10 May 2020. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269320301817?via%3Dihub#fg0040>
- [22] O. Buning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock. LHC1775 Design Report. 2. The LHC infrastructure and general services. 2004. <https://cds.cern.ch/record/782076>

- [23] O. Buning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock. LHC1775 Design Report. 2. The LHC infrastructure and general services. 2004. <http://cds.cern.ch/record/815187>
- [24] M. Benedikt, P. Collier, V. Mertens, J. Poole, and K. Schindl. LHC Design Report. 3. The LHC injector chain. 2004. <https://cds.cern.ch/record/823808>
- [25] CERN Document Server. The CERN accelerator complex - August 2018. OPEN-PHO-ACCEL-2018-005.
- [26] CERN ALICE Collaborartion, <https://alice-collaboration.web.cern.ch/>
- [27] ABELEV, Betty, et al. Upgrade of the ALICE experiment: letter of intent. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 2014, 41.8: 087001. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/41/8/087001/meta>
- [28] CERN Document Server. ALICE Collaboration, ALICE Schematics as during RUN3 (after upgrade), ser. ALICE-PHO-SKE-2017-001-5. <https://cds.cern.ch/record/2263642?ln=ja>
- [29] DAW, Ed. Lecture 7-rapidity and pseudorapidity. The University of Sheffield, 2012. [https://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012\\_course\\_files/phy206rlec7.pdf](https://www.hep.shef.ac.uk/edaw/PHY206/Site/2012_course_files/phy206rlec7.pdf)
- [30] ALICE Collaboration, Technical Design Report for the Muon Forward Tracker, ser. CERN-LHCC-2015-001. <https://cds.cern.ch/record/1981898?ln=ja>
- [31] ALICE Collaboration, Addendum of the Letter of Intent for the upgrade of the ALICE experiment : The Muon Forward Tracker, ser. CERN-LHCC-2013-014, LHCC-I-022-ADD-1 <https://cds.cern.ch/record/1592659?ln=ja>
- [32] ALICE, MFT Collaboration, Schematic view of the ALICE MFT detector, ser. OPEN-PHO-EXP-2020-004-13. <https://cds.cern.ch/record/2748310>
- [33] A.Uras, The ALICE MFT Project : Motivations and Expectations, 28-Sep.-2012. [https://llr.in2p3.fr/sites/qgp2012/Talks/Etretat\\_2012\\_Uras2.pdf](https://llr.in2p3.fr/sites/qgp2012/Talks/Etretat_2012_Uras2.pdf)
- [34] ALICE Collaboration, Technical Design Report for the Upgrade of the Online-Offline Computing System, ser. CERN-LHCC-2015-006. <http://cds.cern.ch/record/2011297/files/ALICE-TDR-019.pdf>
- [35] Y.Kosei, Physics Impacts of DAQ and Triggers at Large-Scale Hadron Collider Experiments and a New Detector Control and Monitoring Scheme to Achieve the Impact at ALICE, 3-Mar.-2022. [https://www.quark.hiroshima-u.ac.jp/thesis/d202203\\_yamakawa.pdf](https://www.quark.hiroshima-u.ac.jp/thesis/d202203_yamakawa.pdf)

- [36] ALICE Collaboration, O2 Analysis Framework Documentation. <https://aliceo2group.github.io/analysis-framework/docs/>
- [37] iNak Engineering. 3次元空間での2直線の最近接位置 - 2021.10.26. <https://inak-eng.jp/category/technical/vb/>

# 付録

## I シミュレーションデータ

- pp at 13.6 TeV General Purpose MC, O2-3679: LHC23d10
  - トリガー : Minimum Bias
  - Run 302000
- pp at 13.6 TeV Charm enriched MC, O2-3022: LHC22f5b
  - $1c\bar{c}$  を各イベントに PYTHIA で生成
  - トリガー : 少なくともひとつのミュオンが  $-4.3 < \eta < -2.3$  でチャーム粒子から崩壊
  - Run 302056
- pp at 13.6 TeV Beauty enriched MC, O2-3022: LHC22f5a
  - LHC22f5b と同じ条件で  $c\bar{c}$  ではなく  $b\bar{b}$  を生成
  - Run 302056