

平成 29 年度修士論文

ALICE 実験前方ピクセル検出器導入時の  
物理性能評価

広島大学理学研究科物理科学専攻  
クォーク物理学研究室  
学籍番号 M164003

黒田 真未

February 9, 2018  
指導教官 志垣賢太 准教授  
主査 志垣賢太 准教授  
副査 植村誠 准教授

## Abstract

CERN(欧州原子核研究機構)のALICE実験において、LHC加速器を用いた高エネルギー重イオン衝突実験により極初期宇宙状態「クォーク・グルーオン・プラズマ」を再現し、その媒質中での物理現象を研究している。広島グループでは、約4兆度の超高温媒質中における低質量ベクトル中間子の質量変化測定により、カイラル対称性の自発的破れに起因した質量機構の研究を主眼としている。同測定の実現のために、2021年のALICE実験高度化計画において、新たな前方ピクセル検出器MFT(ミューオン・フォワード・トラッカー)を導入することで、不変質量分解能や信号感度の向上を目指している。

本研究では、シミュレーションを用いてMFT導入後の質量変化測定の実現性を評価した。質量変化の要因の1つであるカイラル対称性の自発的破れに起因する機構は、軽クォークほど強く影響を受けると考えられている。そこで本研究では、軽いクォークで構成され、衝突で生成された媒質中で崩壊が可能な短寿命粒子である $\omega$ 、 $\phi$ 中間子に着目する。本研究では、MFT導入による $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分解能の評価、更に質量変化測定の実現性評価を行った。右の図は、MFT導入後の実験で期待されるミューオン対の不変質量分布で、 $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の生成断面積とルミノシティから収量を見積もった。MFTを導入することにより、不変質量分解能は最大約3倍向上し、信号感度は最大10倍向上することが分かった。これらの結果より、ALICE高度化計画において、質量変化測定が実現可能であることを示した。

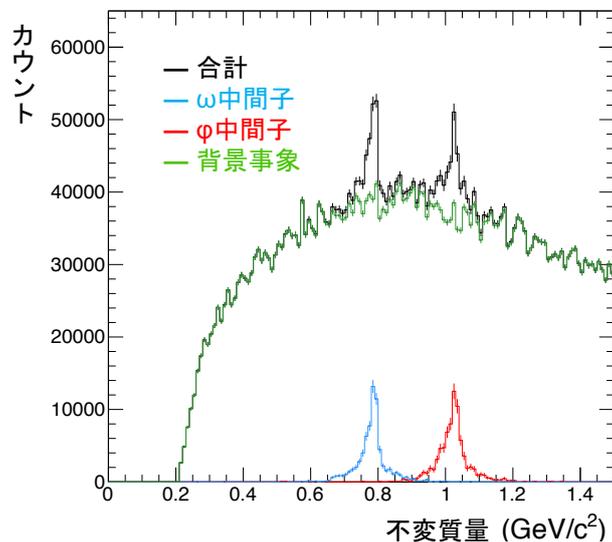


Figure 1: MFT 導入後に期待される横運動量  $p_T=2.5-3.0\text{GeV}/c$  の不変質量分布。青が  $\omega$  中間子、赤が  $\phi$  中間子、緑が背景事象である。背景事象に対して  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の不変質量分布が鋭いピークを持つことが分かる。

# Contents

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>8</b>
1.1	量子色力学	8
1.2	高エネルギー原子核衝突実験	8
1.2.1	これまでの高エネルギー原子核実験	8
1.2.2	高エネルギー原子核衝突実験の時空発展	9
1.3	クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)	10
1.4	カイラル対称性の自発的破れと回復による質量変化	10
1.4.1	低ベクトル中間子の質量	12
1.4.2	先行研究	12
1.5	本研究の動機	15
<b>2</b>	<b>実験背景</b>	<b>16</b>
2.1	LHC 加速器	16
2.1.1	実験計画	17
2.2	ALICE 検出器	17
2.2.1	ミューオンスペクトロメータ	18
2.2.2	ITS	19
2.2.3	V0、ZDC	20
2.3	ALICE 実験高度化計画	22
2.3.1	ミューオン・フォワード・トラッカー	22
<b>3</b>	<b>解析手法</b>	<b>28</b>
3.1	ミューオン飛跡再構成	28
3.1.1	ミューオン識別	28
3.1.2	運動量再構成	28
3.2	次期実験計画における $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の収量	29
3.2.1	$\phi$ 中間子の横運動量分布	29
3.2.2	$\omega$ 中間子の横運動量分布	33
3.3	不変質量再構成	35
3.4	測定実現性の評価方法	38
3.4.1	ブートストラップ法を用いた誤差評価	38
<b>4</b>	<b>結果</b>	<b>40</b>
4.1	MFT とミューオンスペクトロメータ間の飛跡再構成	40
4.2	次期実験計画で期待される $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分布	41
4.3	$\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分解能	44
4.4	信号対背景比と信号感度	44
4.4.1	信号対背景比 (S/B)	44
4.4.2	信号感度 (S/ $\sqrt{N}$ )	46

<b>5 考察、展望</b>	<b>48</b>
5.1 不変質量分解能の評価 . . . . .	48
5.2 信号対背景比と信号感度の評価 . . . . .	49
5.3 今後の展望 . . . . .	50

## List of Figures

1	MFT 導入後に期待される横運動量 $p_T=2.5-3.0\text{GeV}/c$ の不変質量分布。青が $\omega$ 中間子、赤が $\phi$ 中間子、緑が背景事象である。背景事象に対して $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分布が鋭いピークを持つことが分かる。 . . . . .	2
2	高エネルギー原子核衝突実験の時空発展の様子 [3] . . . . .	9
3	QCD 相図 [4] . . . . .	10
4	温度や密度に依存してクォーク凝縮度が変化する様子 [6] . . . . .	11
5	ヒッグス機構により獲得したクォークの質量 . . . . .	12
6	E325 実験で測定された原子核中で崩壊した $\phi$ 中間子の質量分布。斜線は原子核中で質量変化した $\phi$ 中間子の分布 [10][11] . . . . .	13
7	PHENIX 実験金原子核同士衝突における電子対測定による不変質量分布と各成分の予想値 [13] . . . . .	14
8	欧州合同原子核研究機構にある LHC 加速器の概略図 [14] . . . . .	16
9	LHC 加速器の実験計画 [15] . . . . .	17
10	ALICE 実験検出器 [16] . . . . .	18
11	ミュオンスペクトロメータの概略図 [19] . . . . .	19
12	ITS の概略図 [20] . . . . .	19
13	V0 検出器の概略図 [22] . . . . .	20
14	V0 検出器で測定した粒子多重度分布。横軸は V0 検出器により測定された粒子多重度、縦軸はそのイベント数。右上のパネルは観測量の少ない事象を拡大している [21] . . . . .	21
15	ALICE 検出器の前方に設置されている ZDC。1:ZN、2:ZP、3:ビームパイプ [24] . . . . .	22
16	MFT のハーフディスク [17] . . . . .	23
17	(左) 横運動量に対する飛跡検出効率、(右) 運動量に対する飛跡検出効率。実線の Cellular Automaton(CA) と点線の Liner Track Finding(LTF) 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検出効率の比較 [17] . . . . .	25
18	MFT とミュオンスペクトロメータ間の飛跡再構成。左:MFT とミュオンスペクトロメータの飛跡再構成のフローチャート。右:MFT とミュオンスペクトロメータ間で飛跡探索の概略図 [17] . . . . .	26
19	鉛原子核同士衝突 $\sqrt{s_{NN}}5.5\text{TeV}$ における最中心衝突 0-5% での、横運動量に対する MFT とミュオンスペクトロメータ間の正しい飛跡結合率。[?] . . . . .	27
20	ALICE 実験鉛原子核同士衝突 $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$ 前方測定における $\phi$ 中間子の横運動量分布。紫が 0-10%、赤が 10-20%、青が 20-40%、緑 40-60%、マゼンタが 60-80% の衝突中心度を表す [29]。 . . . . .	30
21	ALICE 実験鉛同士原子核衝突の最中心衝突事象 0-10% における Run2 の $\phi$ 中間子の生成量 (青) と Run3 で期待される $\phi$ 中間子の生成量 (赤)。 . . . . .	31

22	(上) $\phi$ 中間子の横運動量に対する生成量。赤が Run3 の鉛原子核同士衝突の最中心衝突 0-10% で期待される $\phi$ 中間子の生成量、青がモンテカルロシミュレーションを用いて生成した $\phi$ 中間子の生成量。(下) モンテカルロシミュレーションで生成した $\phi$ 中間子の生成量に対する Run3 で期待される $\phi$ 中間子の生成量の比。 . . . . .	32
23	(上) $\omega$ 中間子の横運動量に対する生成量。赤が $m_T$ スケールリングと全生成断面積の比を用いて見積もった Run3 の鉛原子核同士衝突の最中心衝突 0-10% で期待される $\omega$ 中間子の生成量、青がモンテカルロシミュレーションを用いて生成した $\omega$ 中間子の生成量。(下) モンテカルロシミュレーションで生成した $\omega$ 中間子の生成量に対する Run3 で期待される $\omega$ 中間子の生成量の比。 . . . . .	34
24	不変質量再構成の例。実際の測定では、崩壊前の粒子の情報を得ることが出来ないため、取りうる全ての組み合わせで不変質量再構成を行う。 . . . . .	36
25	MFT 導入後の Run3 で期待される全横運動量 $0.0 < p_T < 3.5[\text{GeV}/c]$ における不変質量分布。青が $\omega$ 中間子、赤が $\phi$ 中間子、緑が背景事象、黒が総和である。 . . . . .	37
26	ブートストラップ法により導出した各運動量領域における信号対背景比のサンプリング結果。 . . . . .	39
27	ブートストラップ法により導出した各運動量領域における信号感度のサンプリング結果。 . . . . .	39
28	(上) シミュレーションで生成したミューオンの横運動量分布。青が MFT とミューオンスペクトロメータを組み合わせで再構成した横運動量分布、赤が吸収体前後で正しく再構成できたミューオンの横運動量分布。(下) 1 イベント内で再構成した全てのミューオンの飛跡に対する正しく再構成出来たミューオンの飛跡の割合 . . . . .	40
29	鉛原子核同士衝突での最中心衝突事象 0-10% における Run2 測定の $\omega$ 、 $\phi$ 中間子と背景事象不変質量分布の再現 . . . . .	42
30	鉛原子核同士衝突での最中心衝突事象 0-10% における Run3 の測定で期待される $\omega$ 、 $\phi$ 中間子と背景事象の不変質量分布の予想値 . . . . .	43
31	鉛原子核同士実験での最中心衝突事象 0-10% における MFT 導入前後の不変質量分解能。青： $\omega$ 中間子、赤： $\phi$ 中間子。四角がミューオンスペクトロメータのみで再構成した場合の不変質量分解能、三角が MFT とミューオンスペクトロメータを組み合わせで飛跡を再構成した場合の不変質量分解能、丸が MFT とミューオンスペクトロメータを組み合わせで再構成した飛跡の内、前方の吸収体の前後で正しく組まれた飛跡のみを使用した場合の不変質量分解能。 . . . . .	45

32	鉛原子核同士実験での最中心衝突事象 0-10%における MFT 導入前後の信号対背景比。青： $\omega$ 中間子、赤： $\phi$ 中間子。四角がミューオンスペクトロメータのみで再構成を行った場合の信号対背景比、三角が MFT とミューオンスペクトロメータを組み合わせる再構成を行った場合の信号対背景比。 . . . . .	46
33	鉛原子核同士実験での最中心衝突事象 0-10%における MFT 導入前後の信号感度。青： $\omega$ 中間子、赤： $\phi$ 中間子。四角がミューオンスペクトロメータのみで再構成を行った場合の信号感度、三角が MFT とミューオンスペクトロメータを組み合わせる再構成を行った場合の信号感度。 . . . . .	47
34	MFT 導入前後の不変質量変化分布の検証。青：PDG 値を中心値とした $\phi$ 中間子の不変質量分布、緑：原子核密度中における質量と崩壊幅を持った $\phi$ 中間子の不変質量分布、赤：青と緑の不変質量分布の合計。 . . . . .	49
35	Run3 で期待される再構成したミューオンの横運動量分布。黒：全ての飛跡、赤：ボトムクォークを含むハドロン由来のミューオン、青：チャームクォークを含むハドロン由来のミューオン、水色：軽いハドロン ( $\pi$ , K 中間子) 由来のミューオン。 [17] . . . . .	51
36	シミュレーションを用いたミューオン対による不変質量分布と各成分の予想値 [36] . . . . .	52
37	最近接距離：Distance Closest Approach(DCA) . . . . .	52

## List of Tables

1	ITS の各レイヤーの特徴 [20] . . . . .	20
2	MFT の各ディスクの構成 [17] . . . . .	23
3	Run2 と Run3 における衝突エネルギーと積分ルミノシティの比較 [17] . . . . .	29
4	PHENIX 実験陽子同士衝突における横運動量 $p_T=5\text{GeV}$ での $\omega$ , $\phi$ 中間子の $\pi^0$ 中間子に対する収量比 [32] . . . . .	33
5	$\omega$ , $\phi$ 中間子のミューオン対への崩壊比 [12] . . . . .	35

# 1 序論

## 1.1 量子色力学

自然界には4つの基本的な相互作用が存在し、それらは「強い相互作用」、「電磁相互作用」、「弱い相互作用」、「重力相互作用」と呼ばれる。強い相互作用の基本となる理論を量子色力学(QCD, Quantum Chromo Dynamycs)という。強い相互作用はクォークとグルーオンに働き、クォークの持っている3つの色荷の交換をグルーオンが担っている。色荷は3つの色を重ねあわせるか、補色を重ねあわせることで無色になり安定に存在することが可能となる。そのため通常、クォークやグルーオンは単体で存在できない。その安定となった複合粒子はハドロンと呼ばれ、バリオンとメソンに分類される。バリオンは色荷の異なるクォーク3つから構成され、陽子や中性子などが例に挙げられる。また、メソンは互いに補色となるようなクォークと反クォークの対で構成され、 $\pi$ 中間子やK中間子などが例に挙げられる。通常、これらのようにクォークやグルーオンはハドロンに閉じ込められている。しかし、1973年に漸近的自由性 [1] という高エネルギーになるとクォーク間を結びける強い相互作用が弱くなる効果が発見されたことで、高エネルギーではクォークやグルーオンが自由に振る舞うような、ハドロンから開放された物質層の存在が考えられるようになった。この物質層は極初期宇宙に存在したと考えられ、実験的にこの層にアプローチすることにより宇宙の誕生から発展への解明が期待された。

## 1.2 高エネルギー原子核衝突実験

### 1.2.1 これまでの高エネルギー原子核実験

宇宙誕生から現在の宇宙に至るまでの過程は未だ解明されておらず、漸近的自由性によるハドロン閉じ込めからクォークやグルーオンが開放された物質層の予言を受け、我々は実験的検証を試みてきた。過去に、1986年米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)のAGS加速器、欧州原子核研究機構(CERN)のSPS加速器を用いてクォークやグルーオンが自由に振る舞う物質層の探索が開始された。当時は固定標的実験を行っており、最大衝突エネルギーは核子対あたりAGSでは約5GeV、SPSでは約17GeVであった。このエネルギー領域で探索が行われたが、当時は物質層の再現の確たる証拠は得られなかった。これらの実験を活かして、2000年からBNLでRHIC加速器を用いた実験が開始された。RHICでは $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ の金原子核同士衝突が行われ、衝突により極初期宇宙に存在したとされる媒質が生成されたと考えられている。この実験により、宇宙誕生から約 $10\mu$ 秒後の状態にアプローチすることが可能となったとされており、生成媒質の温度や粘性などが測定された。また、2009年からCERNでLHC加速器を用いた実験では、RHICより高い衝突エネルギーを用いた実験が行われており、更なる結果が期待されている。

### 1.2.2 高エネルギー原子核衝突実験の時空発展

図2のように衝突によって生成される媒質は時間に伴い変化していく。衝突直前から衝突により生成された粒子の時間変化を以下に示す。

#### 1. 2. 3. 原子核衝突前、衝突によるパートン同士の散乱

原子核は光速に近い速度まで加速されているため特殊相対論で記述されるようなローレンツ収縮を起こし、進行方向の厚さが縮み、薄い円盤状になる。原子核がすれ違うことにより原子核を構成するパートン(クォーク・グルーオン)が相互作用を起こす。すれ違った空間にはエネルギー密度の高い反応領域が生成され、このエネルギーにより励起されたクォーク対やグルーオンが散乱を起こす。

#### 4. QGP の生成

反応領域でクォーク対やグルーオンが散乱を繰り返すことで系の温度が相転移温度を超えると、ハドロン内のクォークやグルーオンが閉じ込めから解放され自由に飛び回るプラズマ状態となる。実際に RHIC での金原子核同士衝突によって、約 4 兆度の高温物質が作り出していることが確認されている。ビッグバンが起こってから数  $\mu$  秒までの宇宙はこの状態で満たされていたと考えられている。[2]

#### 5. QGP 相からハドロン相へ相転移

衝突後、時間の経過と共に系の温度が下がることにより化学凍結が起こり、パートンからハドロン粒子組成が決定される。その後、更に温度が下がることで運動量凍結が起こり、反応が終了する。

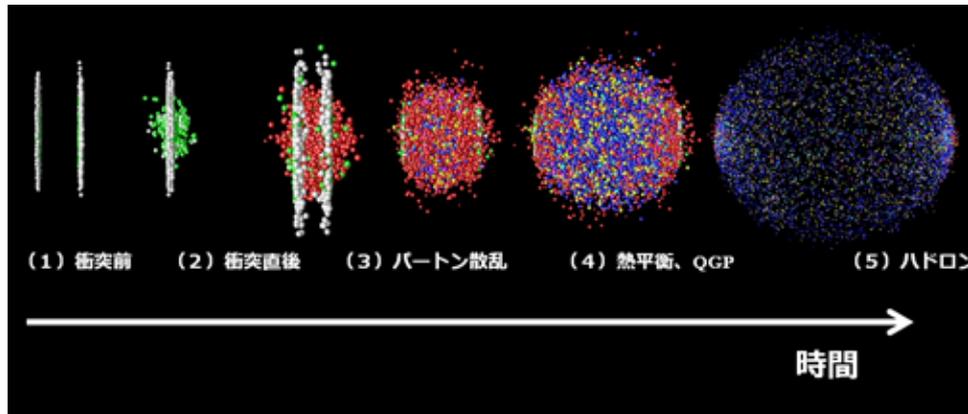


Figure 2: 高エネルギー原子核衝突実験の時空発展の様子 [3]

### 1.3 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

QGPとはクォークやグルーオンが常に様々な組み合わせで安定に存在する状態を指す。QCDのクォークの閉じ込めにより1つの色荷を持った状態でクォークを取り出すことは出来ないが、高温高密度状態では閉じ込めから解放され、クォークやグルーオンは自由に動くことが可能になる。これは漸近的自由性によるもので、エネルギーの増加に伴って結合定数 $\alpha$ が減少することによりクォーク間の結合が弱くなるためである。また、クォークが多数存在することで、瞬間にはある安定な無色の状態をとるが、クォーク間の結合が弱いために別の瞬間には別の安定な無色の状態をとりうる。図3は横軸密度、縦軸温度でクォークとグルーオンの温度と密度に依る振る舞いを表している。

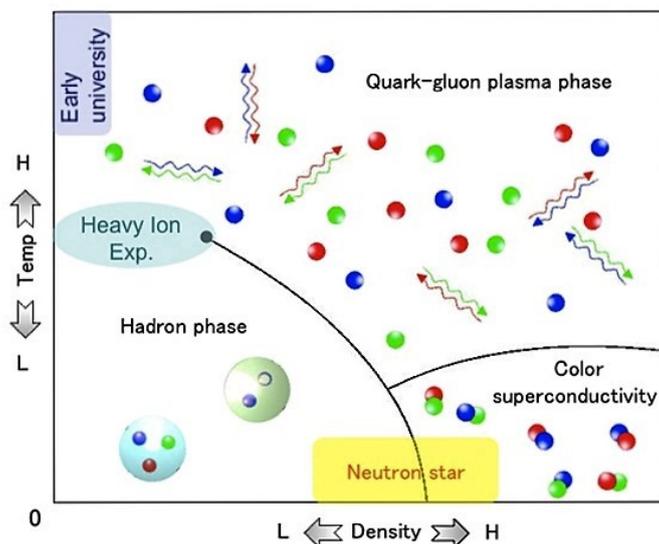


Figure 3: QCD 相図 [4]

### 1.4 カイラル対称性の自発的破れと回復による質量変化

我々の世界に存在する物質は全て、粒子の最小単位である素粒子で構成されており、原子は原子核と電子から、その原子核は陽子と中性子から構成され、さらに陽子と中性子は3つのクォークから構成されている。これらの質量は粒子によって全て異なっており、陽子を例にとると質量は  $M_p \sim 938\text{MeV}/c^2$  である。しかし、陽子を構成する u、dクォークの質量全てを足しあわせても陽子の質量の約2%にしかならない。2%のクォーク質量の獲得は、宇宙が冷えたことにより真空中に凝縮したヒッグス粒子との相互作用に起因するものと予言されていた。そしてCERNのLHC加速器でヒッグス粒子が発見されたことから、ヒッグス場との相互作用によるクォークの質量獲得が確かなものになりつつある。では、どのようにして残りの98%の質量を獲得できた

のか。それは、宇宙が更に冷えてクォークと反クォークの対がボーズアインシュタイン凝縮により真空中に凝縮することによって、クォーク対と原子核内部のクォークやグルーオンとの相互作用に起因して質量を獲得すると予言されている。これがカイラル対称性の自発的破れに起因する質量獲得機構である。

以下に、カイラル対称性について示す。まず、対称性とは、どの観測系から見ても方向に特別な意味が無いこと指し、対称性が破れるということはそれが観測系によって方向に意味を持つことを指す。これをカイラル対称性に当てはめてみると、カイラル対称性は右巻きスピン成分と左巻きスピン成分で独立に変換する近似的な対称性を指すため、カイラル対称性が破れるということは右巻きと左巻きが独立に考えられず観測系によってスピン方向に意味を持つ状態を指す。質量がないと仮定した場合には粒子は光速で動くことが出来るのでスピン方向はどの観測系から見ても独立に考えられるが、質量があると仮定した場合には光速で動くことが出来ない所以スピン方向は独立に考えることが出来ない。このカイラル対称性の自発的破れの度合いはクォーク対凝縮度で表すことが出来る。凝縮しているクォーク・反クォーク対と陽子内のヴァレンスクォークや海クォークが相互作用することにより、質量が獲得されたと考えられており、凝縮度が大きいほど獲得する質量が増えると言える。この相互作用の結果、陽子の残り約98%の質量が獲得されたと考えられている。図4のようにクォーク凝縮度の強さは温度と密度に反比例し、高温高密度状態では凝縮度が低下する。超高温では凝縮度が0となり、ハドロンの閉じ込めから解放されたクォークやグルーオンがプラズマ状態になる。原子核衝突実験により生成された媒質は、クォーク対凝縮度が低下したカイラル対称性の回復した状態であると考えられている。通常の原子核密度においてもカイラル対称性が部分的に回復していると考えられているが、高温高密度の媒質中では凝縮度がより低下し、カイラル対称性の回復による質量変化が顕著に現れると言える。[5]

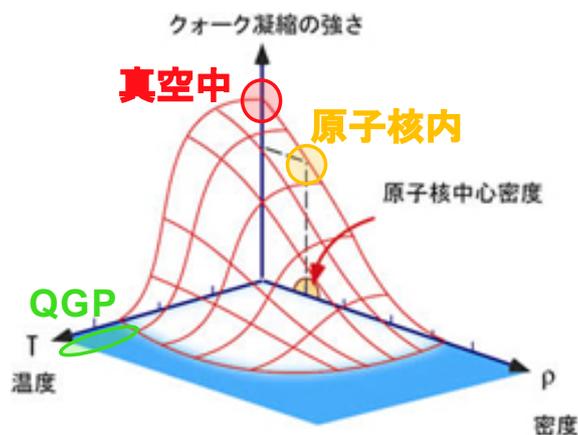


Figure 4: 温度や密度に依存してクォーク凝縮度が変化する様子 [6]

### 1.4.1 低ベクトル中間子の質量

カイラル対称性の回復による質量変化の測定において、低質量ベクトル中間子の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子が重要である。図5は横軸にクォークの質量、縦軸にクォークの質量のうちヒッグス機構により獲得した質量を表している。黄色と白の境界は、クォークの質量をヒッグス機構のみにより獲得したことを示している。図5より、c、b、tクォークはヒッグス機構によりその質量の殆どを獲得し、一方で、u、d、sクォークはヒッグス機構によって獲得された質量は少なく、カイラル対称性の自発的破れに起因する機構により質量のほとんどを獲得していると考えられている。このことから、u、d、sクォークで構成されている粒子は質量変化が他の粒子に比べ顕著に現れると言える。更に、寿命の短い粒子ほど衝突により生成された媒質中で崩壊しやすい。本研究では、u、d、sクォークで構成された短寿命な粒子である  $\omega$ 、 $\phi$  中間子に注目する。

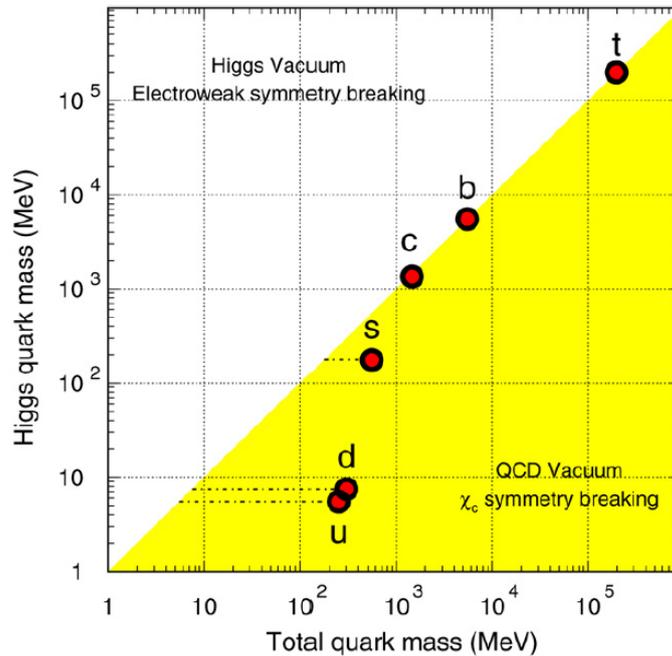


Figure 5: 横軸はクォークの総質量、縦軸はヒッグス機構により獲得した質量を表している [7]。

### 1.4.2 先行研究

この章では、過去の実験について紹介する。最初に、通常原子核中での  $\phi$  中間子の変質量変化測定を行った E325 実験について記す。2007 年に J-PARC の 12GeV の陽子銅固定標的の実験において、原子核中で電子、陽電子に崩壊した  $\phi$  中間子の質量変化が測定された。図6は  $\phi$  中間子の質量分布で、エネルギー損失などを考慮した BreitWigner 分布では再現できない超過がピーク

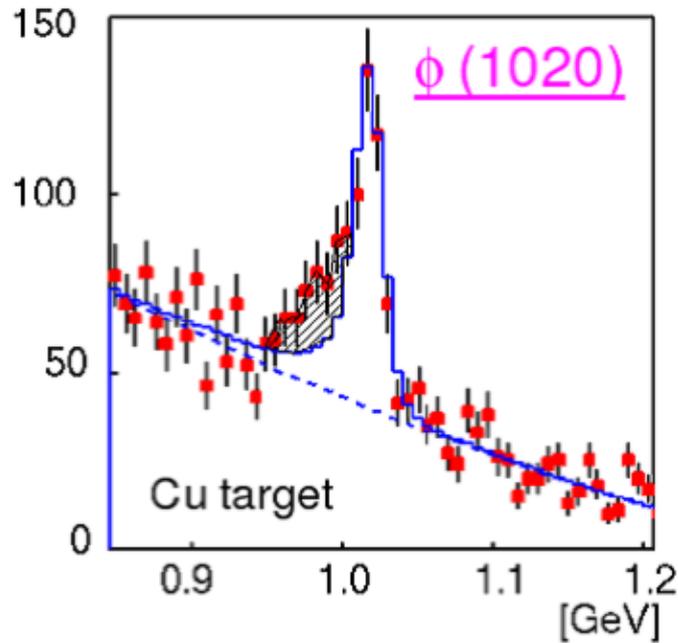


Figure 6: E325 実験で測定された原子核中で崩壊した  $\phi$  中間子の質量分布。斜線は原子核中で質量変化した  $\phi$  中間子の分布 [10][11]

の低質量側に見えており、それを斜線で表している。これは質量変化の理論的な予想を考慮したモデル計算により再現出来たため、原子核中で  $\phi$  中間子の質量が変化したと考えられている。現在は、E325 実験に比べ統計量が 100 倍が予想される追加実験 E16 で原子核中での質量変化測定が期待されている [8][9]。次に、PHENIX 実験での金原子核同士衝突について記す。2016 年に PHENIX 実験金原子核衝突実験において、電子対測定における不変質量分布が測定された。図 7(上) は実験により測定された不変質量分布とシミュレーションを用いて再現した不変質量分布で、(下) がシミュレーションを用いて再現した不変質量分布に対する測定された不変質量分布の比を表している [13]。電子対を用いた測定では背景事象が多いため、十分な  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の信号感度  $S/\sqrt{N}$  が得られなかった。そのため ALICE 実験前方測定では、電子より重いミューオンを用いることで  $\pi^0$ 、 $\eta$  ダリツ崩壊による背景事象が減少し、且つ統計量の増加から信号感度の向上が期待できる。

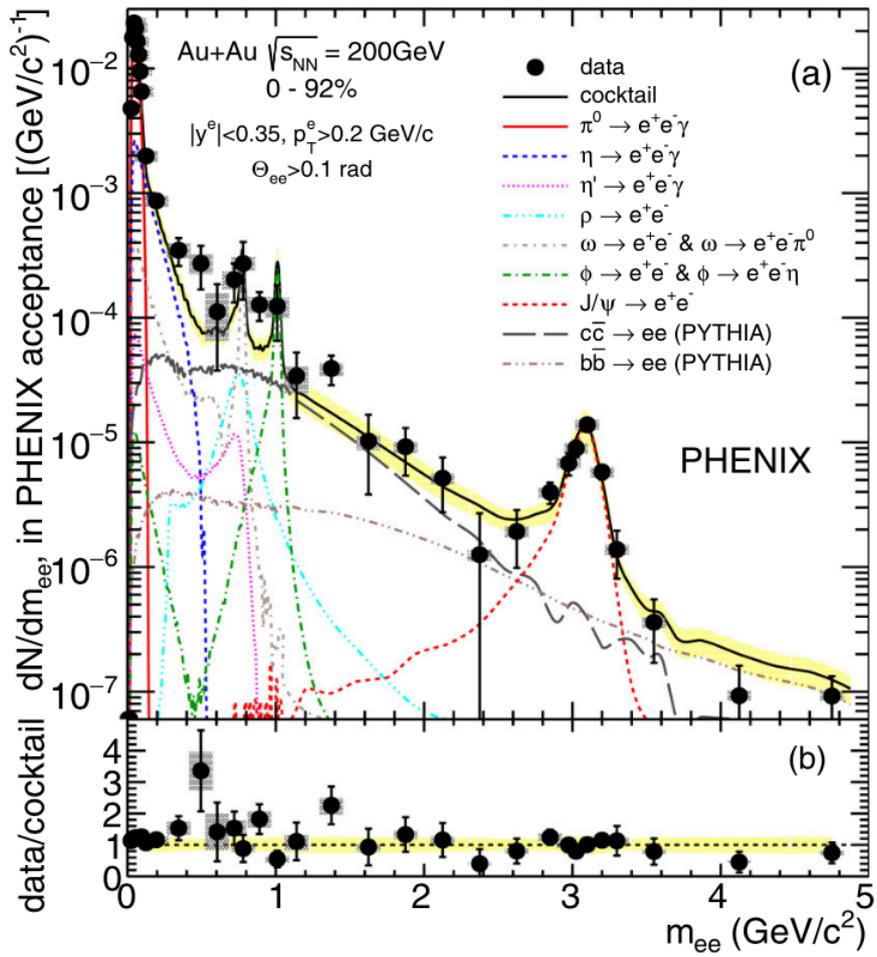


Figure 7: PHENIX 実験金原子核同士衝突における電子対測定による不変質量分布と各成分の予想値 [13]

## 1.5 本研究の動機

ALICE 実験の広島グループでは高温度媒質中での不変質量変化測定によるカイラル対称性の自発的破れの解明を目標としている。既に通常原子核密度領域の探索が行われており、 $\phi$  中間子の質量変化が測定された。一方で、現在超高温領域でのカイラル対称性の回復による不変質量変化は未だに測定されておらず、ALICE 実験次期高度化計画で導入が予定されている前方ピクセル検出器 MFT (Muon Forward Tracker) を用いて解析を行う予定である。その研究に先駆けて、本研究では不変質量変化測定の実現性評価をシミュレーションを用いて評価した。

## 2 実験背景

この章では、ALICE 実験とその主要装置について記す。

### 2.1 LHC 加速器

Large Hadron Collider(LHC) はスイス・ジュネーブにある欧州合同原子核研究機関 (CERN) に設置されている世界最大かつ最高エネルギーの粒子加速器であり、地下約 100m の位置に約 27 キロの 2 種類のリングが設置されている。LHC 加速器によって陽子や原子核を光速近くまで加速し、加速された高エネルギー粒子の塊は、高真空で保たれたそれぞれのビームパイプ中を反対方向に進み、決められた場所で衝突させている。現在、陽子同士衝突では最高エネルギー  $\sqrt{s_{NN}}=13\text{TeV}$ 、原子核同士衝突では最高エネルギー  $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$  の実験が行われており、高エネルギー原子核同士衝突実験により太陽中心部の温度より約  $10^5$  倍もの超高温媒質、QGP が生成されると考えられている。このような超高温媒質を生成可能な LHC 加速器を用いて複数の実験を行っており、ALICE 実験、ATLAS 実験、CMS 実験、LHC b 実験がある。2012 年には、陽子同士衝突を用いて CMS、ATLAS 実験から物質の質量起源の謎を解き明かす鍵となるヒッグス粒子が発見された。我々が所属している ALICE 実験では、主に高エネルギー原子核同士衝突実験を行うことで、QGP のような超高温媒質中での物理現象を解明しようとしている。

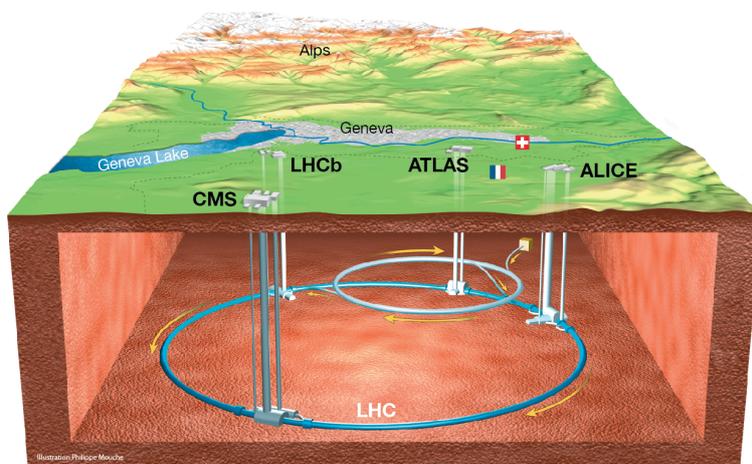


Figure 8: 欧州合同原子核研究機構にある LHC 加速器の概略図 [14]

### 2.1.1 実験計画

2009年からLHCは稼働しており、現在は二回目の実験期間 (Run2:2015-2018) である。1回の実験期間中に複数の衝突系 (陽子同士、陽子鉛、鉛同士衝突) の実験が行われる。Run2の後の2年間 (2019-2020年) は long shutdown (LS2) に入り、高度化計画のための新しい検出器の設置などを行う。本研究で導入予定の前方ピクセル検出器ミュオン・フォワード・トラッカー (MFT) はこのLS2に設置予定であり、その後に予定されている3回目の実験期間 (Run3:2021-) にMFTが実装された実験を行う予定である。

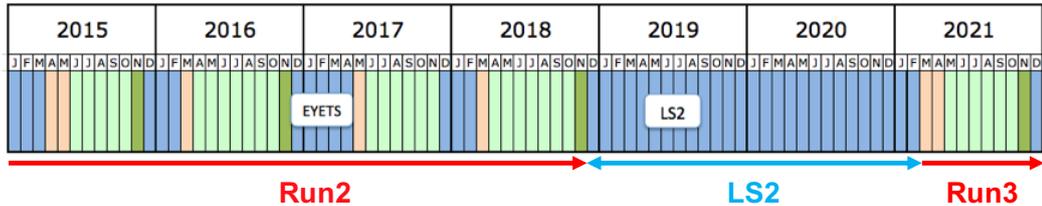


Figure 9: LHC 加速器の実験計画 [15]

## 2.2 ALICE 検出器

ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) の主な目的は、極初期宇宙に存在していたとされる超高温媒質を実験的に再現し、その媒質中で起こっている物理現象を解明することである。高エネルギー原子核衝突は、QGP が生成されるような高温高エネルギー密度に到達することが可能な唯一の実験である。ALICE 実験は重イオン衝突実験を主眼とした実験であり、究極の目的は、QCD 相図の理解である。

高エネルギー原子核同士衝突によって生成された粒子を検出するために、様々な検出器を設置している。ALICE 実験検出器の全体の概略図を以下の図 10 に示す。検出器全体として、高さが 16m、長さが 20m もあり、これらの検出器により衝突位置や生成粒子の運動量などを測定することができる。以下の章では、本研究に関わりのある主要検出器について紹介する。ここではビーム軸を  $z$ 、それに垂直な方向を  $xy$  とし、検出器の中心を  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$  とする。

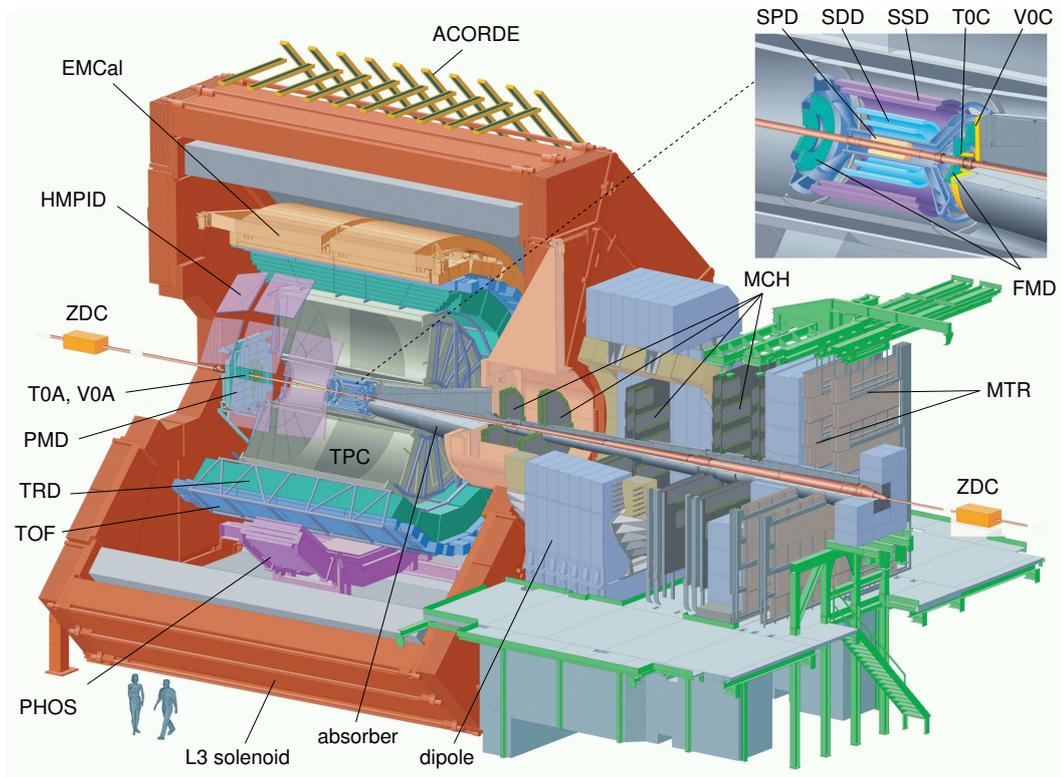


Figure 10: ALICE 実験検出器 [16]

### 2.2.1 ミューオンスペクトロメータ

$-4.0 < y < -2.5$  の範囲で、5層のパッドチェンバーでミューオンの飛跡再構成を行う。この領域には0.7Tの磁場がかかっており、3.2章で説明する方法で横運動量の測定を行う。ミューオンの識別は更にその後ろにある2層のカソードパッドチェンバーを用いて決定する。ミューオンスペクトロメータを用いたミューオン検出において、ミューオンの高い透過力を利用するため、質量数の大きい吸収体を2箇所に設置し、透過した粒子をミューオンと識別している。1つ目の吸収体は、4m( $\sim 10\lambda$ )のカーボンで構成されており、ミューオンスペクトロメータがあるラピディティ方向の $z = -0.9 - s - 5.03$ mの領域に設置されている。ここでは運動量 $p = 4\text{GeV}/c$  ( $p_T \geq 0.5\text{GeV}/c$ )以上のミューオンのみが通過することができる。2つ目の吸収体は、1.2m( $\sim 7\lambda$ )の鉄の薄い吸収体で、更に後方の5層と2層のチェンバーの間に設置されている。この吸収体では、前方の吸収体で出現したハドロン由来の第二次粒子を除去している [18]。

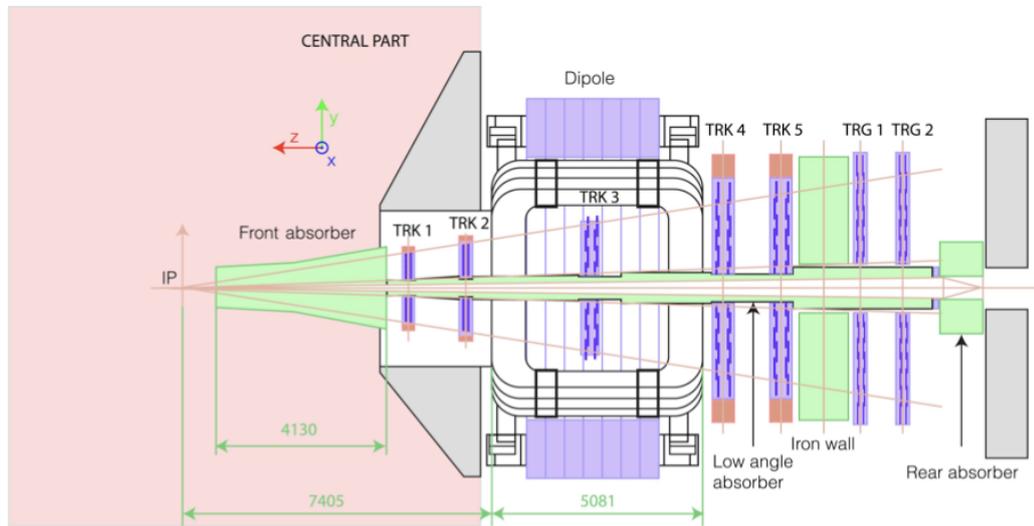


Figure 11: ミューオンスペクトロメータの概略図 [19]

### 2.2.2 ITS

インナー・トラッカー・システムを指し、再構成した複数の飛跡の最近接距離からビーム衝突点を特定している。ITSは、6層の円筒状のシリコン検出器から構成されており、ビームパイプを中心に半径  $r=39-430\text{mm}$ 、 $|\eta| < 0.9$ 、 $|z| < 60\text{mm}$  の領域に設置されている。ITSの内、最内層の2層は Silicon Pixel Detectors (SPD)、次の2層は Silicon Drift Detectors (SDD)、最外層の2層は Silicon micro-Strip Detectors (SSD) とそれぞれ異なる [20]。ITSの概要を以下の図12と表1に示す。

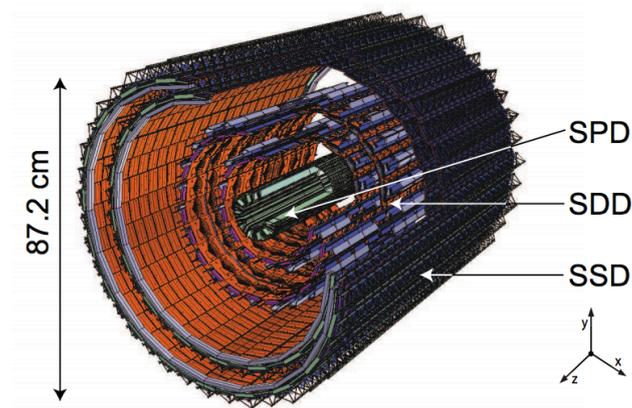


Figure 12: ITSの概略図 [20]

Table 1: ITS の各レイヤーの特徴 [20]

Layer	Type	r [cm]	$\pm z$ [cm]
1, 2	Pixel	3.9, 7.6	25.0
3, 4	Drift	15.0, 23.9	22.2, 29.7
5, 6	Strip	37.8/38.4, 42.8/43.4	43.1, 48.9

ALICE 検出器の内、最内層に設置されている検出器で、 $100\mu\text{m}$  以上の高位置分解能によって衝突点付近の高精度な飛跡再構成が可能である。Time Projection Chamber(TPC) と組み合わせることで、最近接法を用いて、D、B 中間子の粒子崩壊点を決定することが可能となる。更に、ITS の最内層と前方に設置されている Forward Multiplicity Detectors(FMD) とを組み合わせ、荷電粒子の粒子多重度の測定を行う。

### 2.2.3 V0、ZDC

V0 は 2 つのシンチレータ (V0-A、V0-C) から構成されている。それぞれ  $z=-90\text{cm}$ 、 $+340\text{cm}$  に設置されており、 $2.8 < \eta < 5.1$ 、 $-3.7 < \eta < -1.7$  を覆っている前方粒子検出器である。概略図を以下の図 13 に示す。V0 検出器は、ト

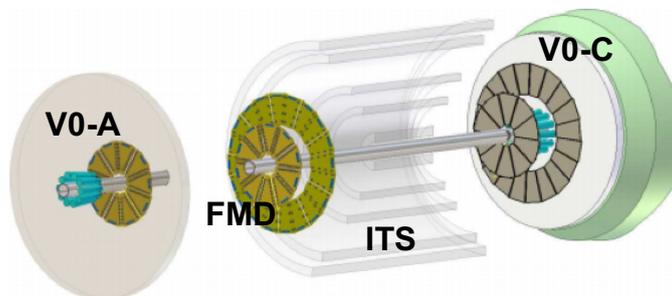


Figure 13: V0 検出器の概略図 [22]

リガー検出器であり、ビームガスイベントのような背景事象と衝突事象の選別をすることが可能である。更に、原子核同士衝突におけるビームのルミノシティや荷電粒子多重度、衝突中心度、イベント平面の測定も行っている。原子核が衝突する際に、原子核同士が正面衝突するような最も生成粒子が多い最中心衝突の事象が存在すれば、原子核同士がかするような最周辺衝突の事象も存在する。それぞれの事象から検証できる物理が異なることから、区別して測定を行うために、この検出器を用いる。V0 検出器による観測粒子が多い事象の上位 0–5% を衝突中心度 0–5%、上位 5–10% を衝突中心度 5–10% としている。V0 検出器により測定された粒子と衝突中心度の関係を以下の図

14 に示す。横軸が V0 検出器によって測定された粒子数で、縦軸がそのイベ

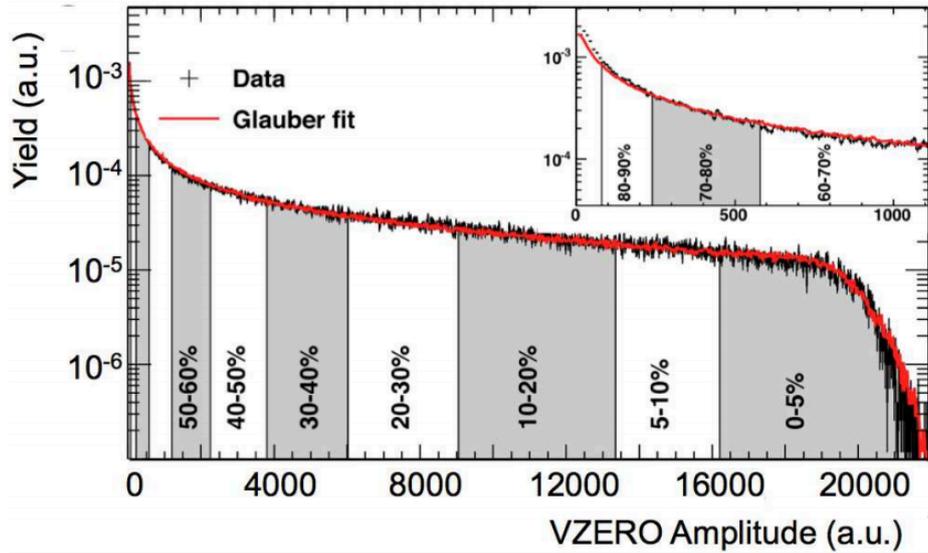


Figure 14: V0 検出器で測定した粒子多重度分布。横軸は V0 検出器により測定された粒子多重度、縦軸はそのイベント数。右上のパネルは観測量の少ない事象を拡大している [21]

ント数である。V0 検出器を用いた衝突中心度測定はオンラインの事象選別であるが、更に精度良く衝突中心度を決定するためにオフラインの事象選別を Zero Degree Calorimeter(ZDC) を用いて行う [23]。

ZDC は、2 つの neutron ZDC(ZN) と proton ZDC(ZP) から構成されており、それぞれ衝突点から  $z=\pm 115\text{m}$  の位置にビーム軸に沿って設置されている。ZN はビームパイプに対してゼロ角度で設置されており、ZP は出射ビームパイプの外側に設置されている。以下の図 15 に衝突点方向から見た実際の ZN と ZP の設置を示す。ZN と ZP を用いて、衝突に関与しなかった核子を検出することができ、ビームガスとの相互作用などの背景事象を減らすことが可能である。

このように ALICE 実験では、V0 検出器と ZDC を用いて衝突中心度を決定する。本研究では、Run3 以降にこれらの検出器により獲得できる最中心衝突 0-10% の事象に焦点をあてる。

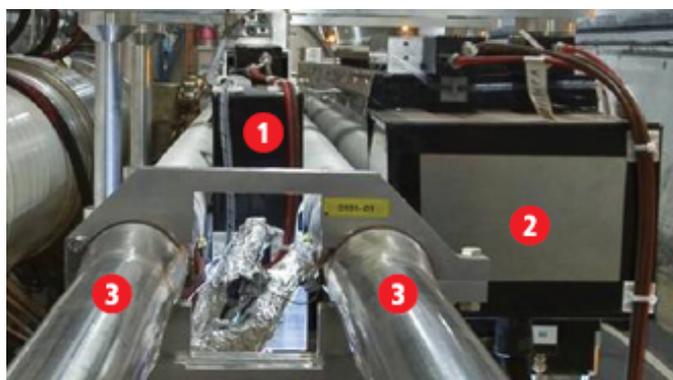


Figure 15: ALICE 検出器の前方に設置されている ZDC。1:ZN、2:ZP、3:ビームパイプ [24]

## 2.3 ALICE 実験高度化計画

2021 年から開始される次期高度化計画である Run3 に向けて、検出器の改良と新検出器導入を行う予定である。ALICE 実験では Run3 からデータ取得量を増やし、飛跡再構成精度を向上させることを目的としている。目標は、Pb-Pb 衝突前方方向においてのミューオン対トリガーの積分ルミノシティ  $10nb^{-1}$  を蓄積することであり、これは現実 Run2 の約 45 倍である。この章では導入予定である前方シリコンピクセル検出器 MFT について記す。

### 2.3.1 ミューオン・フォワード・トラッカー

ミューオン・フォワード・トラッカー (MFT) とは、衝突点付近の飛跡再構成精度の向上を目的に、衝突点と前方吸収体の間に設置されるシリコンピクセル検出器である。既に設置されているミューオンスペクトロメータに衝突点付近の飛跡再構成精度を向上させるためにデザインされており、前方領域における QGP 特性のより正確な測定が期待されている。ビーム軸に沿って設置されており、 $460 < z < 768\text{mm}$  の範囲で  $-3.6 < \eta < -2.45$  の擬ラピディティを覆っている。以下の図 16 に MFT 全体の概略図を示す。MFT は 5 層のハーフディスクから構成されており、それぞれ  $z = -460, -493, -531, -687, -768\text{ mm}$  の位置に設置されている。前方の 2 層のハーフディスク (Half-Disk-0、Half-Disk-1) は、同数のセンサーが使用されている。一方で、後方の 3 層のハーフディスク (Half-Disk-2、Half-Disk-3、Half-Disk-4) は全て異なっている。各ハーフディスクの詳細を表 2 に示す。各ハーフディスクは、5 種類のラダー (1 センサー、2 センサー、3 センサー、4 センサー、5 センサー) を複数組み合わせ、全 280 ラダーで構成されている。各センサーは  $25 \times 25 \mu\text{m}$  のピクセルで構成されている。1 センサーにピクセルは数百万個取り付けられている。

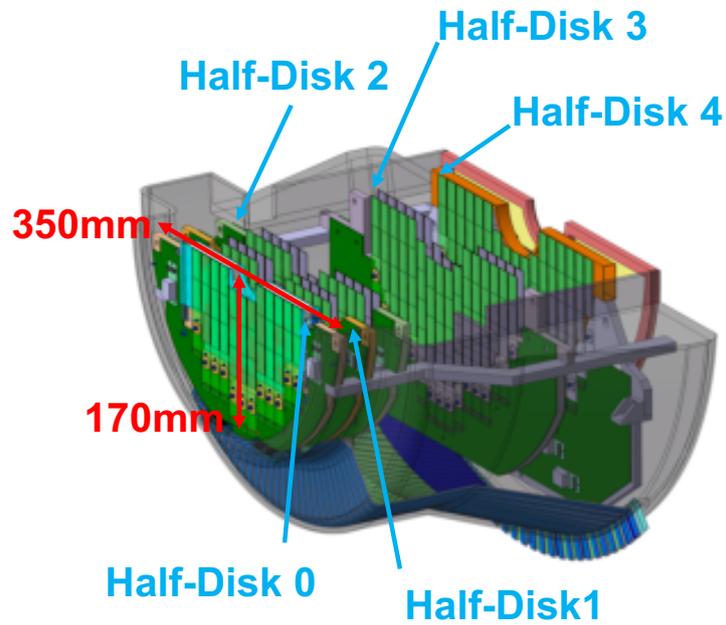


Figure 16: MFT のハーフディスク [17]

Table 2: MFT の各ディスクの構成 [17]

Half-Disk	0	1	2	3	4	全 MFT
内径 [mm]	25.0	25.0	25.0	38.2	39.2	–
外径	92.6	98.0	104.3	130.1	143.5	–
センサー数	64	64	76	112	132	896
ラダー						
1 センサー	2	2	2	2	0	16
2 センサー	4	4	4	2	4	36
3 センサー	18	18	14	6	4	120
4 センサー	0	0	6	22	18	92
5 センサー	0	0	0	0	8	16

### MFT 内のミュオン飛跡再構成

MFT のトラック探索は、ハドロン相互作用で生成された荷電粒子と、低エネルギー QED 電子のような背景事象の粒子の両方から来るヒットの高多重度に対処しなければならない。さらに、読み取りによって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偽のクラスターも考慮する必要がある。MFT 内の飛跡を再構成する際に、2つの方法が用いられる。Cellular Automaton アルゴリズムと、Liner Tracking Finder アルゴリズムである。第2の方法では ALICE ソレノイド磁石によって飛跡の曲率を無視出来るほど小さいということを仮定している。

- Cellular Automaton algorithm(CA)  
Cellular Automaton アルゴリズムを使用する場合、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する。MFT の衝突点に最も近い最内層のディスクのクラスターから始まり、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アルゴリズムを進めていく。この際、飛跡は、多重散乱を考慮し、クラスター間の角度崩壊が適応される [17]。
- Liner Track Finder algorithm(LTF)  
LTF では、CA アプローチとは逆に、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。しかし、MFT ディスクを通過する際の粒子の多重散乱の影響により、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 [17]。

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以下の図 17 に示す。運動量  $p > 8[\text{GeV}/c]$  では、CA と LTF の飛跡検出効率は同じ値を示すが、運動量が低くなるに連れて CA の探索効率の方が高くなることが分かった。LTF は CA に比べて、処理速度が非常に早いのが、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。最終的な飛跡探索手順は、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 [17]。

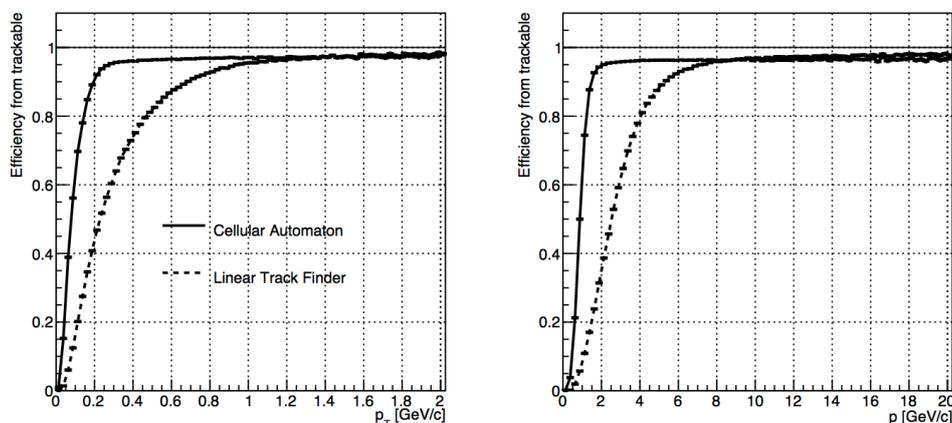


Figure 17: (左) 横運動量に対する飛跡検出効率、(右) 運動量に対する飛跡検出効率。実線の Cellular Automaton(CA) と点線の Liner Track Finding(LTF) を用いてシミュレーションにより生成したミューオンの飛跡検出効率の比較 [17]

### MFT とミューオンスペクトロメータ間の飛跡結合法

ミューオンスペクトロメータと MFT 間の飛跡再構成を行う際に、2 種類の方法で行う。

第一に、ミューオンスペクトロメータ内で再構成行った飛跡から、多重散乱やエネルギー損失を考慮して衝突点方向に飛跡を外挿する方法である。この時、MFT 内の飛跡は Kalman filter を使って再構成される。ミューオンスペクトロメータから外挿した際に複数の飛跡候補がある場合は、カイスクエアが良い飛跡を採用する。この方法には欠点が存在し、MFT のヒット情報が、衝突点から生成された粒子の情報か、低エネルギーの QED 背景事象もしくは電子ノイズによって生成された粒子の情報かを識別することが出来ない。この結果は特に低横運動量領域で、ミューオンが吸収体を通過する際に多重散乱の影響によりヒット情報の探索領域が広がるため、組み間違いを引き起こす。

第二に、上で述べた MFT 飛跡再構成法を用いて、MFT 内の飛跡とミューオンスペクトロメータ内で再構成を行ったミューオンの飛跡を組み合わせる方法である。以下の図 18(左) に飛跡再構成過程を概略的に示す。ミューオンスペクトロメータ内で再構成した飛跡は、多重散乱とエネルギー損失を考慮して衝突点方向に前方吸収体を通過して外挿する。外挿ルートは吸収体に最も近い一番外側の MFT 層のヒット情報を用いて評価する。以下の図 18(右) に飛跡探索の領域を概略的に示す。図 18(右) のように、横運動量を考慮した半径の円錐を仮定して、その円内のヒット情報を候補とする。この領域で探索された複数の飛跡の確からしさは、最外層の MFT 上の飛跡と MUON Spectrometer の飛跡の位置とそれらの勾配とを比較することで決定される。複数の MFT

飛跡候補がある場合は、最もカスケアの良い飛跡を選択する。最後に、Kalman filter を用いてミュオンスペクトロメータと MFT 間の飛跡結合のグローバルフィットを行う [17]。MFT とミュオンスペクトロメータ間の正しい組み合わせ効率を向上させるためには、MFT における飛跡の横運動量を測定し、位置および運動量空間の両方でマッチングを行うことが最適である。

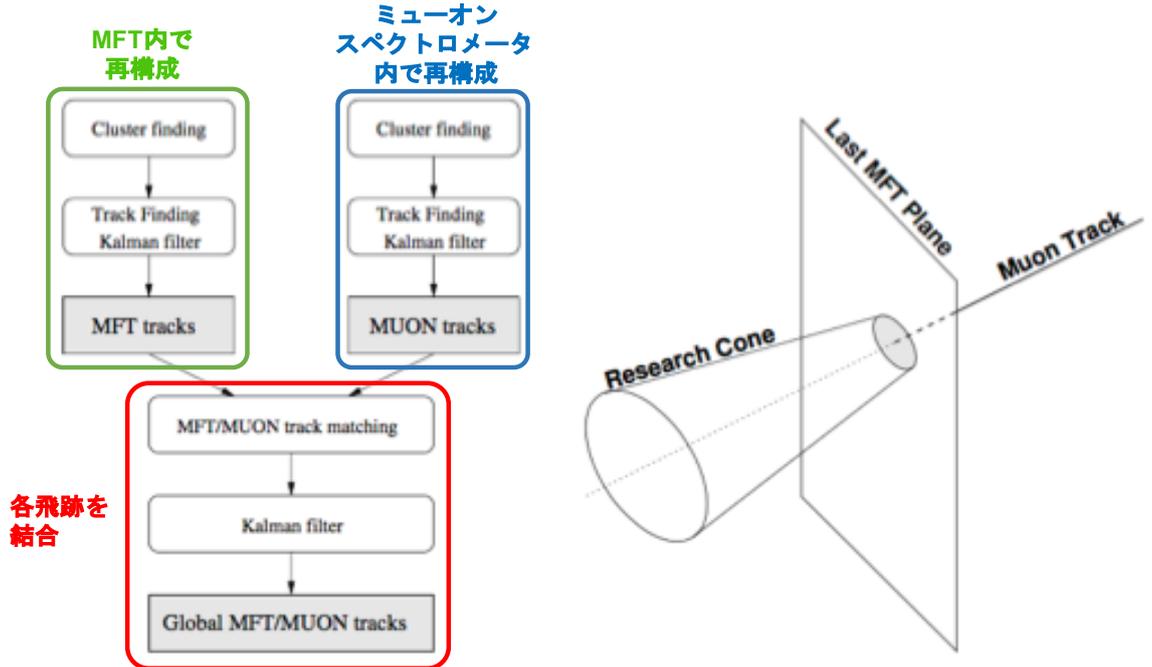


Figure 18: MFT とミュオンスペクトロメータ間の飛跡再構成。左：MFT とミュオンスペクトロメータの飛跡再構成のフローチャート。右：MFT とミュオンスペクトロメータ間で飛跡探索の概略図 [17]

二つの手法を上にしたが、どちらの手法を用いてもミュオンスペクトロメータ内で再構成された各飛跡に対して、少なくとも1つの最終外挿候補を常に見つける事が可能である。しかし、見つけた候補が正しい可能性は横運動量に強く依存することが分かっている。以下の図 19 から、 $p_T=2[\text{GeV}/c]$  以下では高粒子多重度による組間違いは、MFT とミュオンスペクトロメータ間を飛跡で組み合わせる第二の方法の方が少ないことがわかる [17]。この方法では、MFT 内で先に飛跡を再構成していることで、衝突点以外から生成された粒子を棄却することが出来るため、組み間違いが起こりにくい。本研究で使用したシミュレーションには簡単のため第一の外挿する方法が採用されているが、実際の Run3 の測定では第二の飛跡結合の方法が採用される予定である。

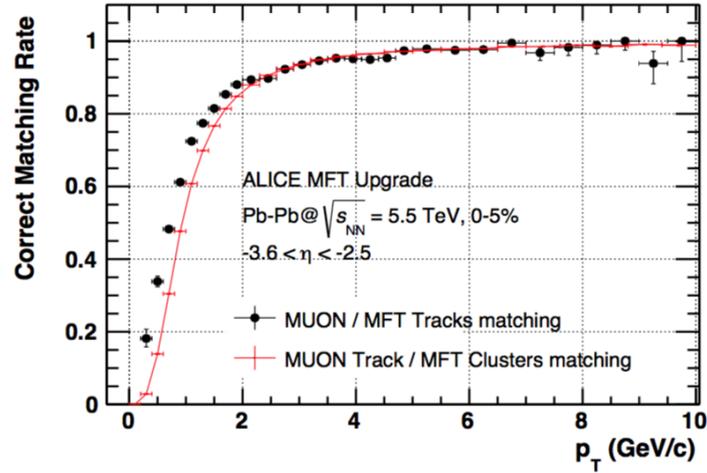


Figure 19: 鉛原子核同士衝突  $\sqrt{s_{NN}}5.5\text{TeV}$  における最中心衝突 0-5%での、横運動量に対する MFT とミュオンスペクトロメータ間の正しい飛跡結合率。[?]

#### 物理測定目的

ALICE は電磁石の磁場を弱く設定しており、横運動量  $p_T \sim 0\text{GeV}/c$  まで測定できるようにしている。これは LHC を用いて実験を行うグループの中で唯一である。MFT を用いることで ALICE 実験の前方測定で測定可能となる重要な物理学について幾つか以下に示す。[17]

- $J/\phi$ 、 $\Psi'$  生成と楕円フローを用いた媒質温度とチャーモニウム分裂と再結合の評価
- 重クォークとチャーモニウムの楕円フローを用いた媒質中の重クォークの熱化温度測定
- 以下を用いた媒質中のエネルギー密度、カラーチャージ、パートンの質量依存性測定  
 ミューオン測定でのチャームとボトムを分けた重クォーク  
 B 中間子の崩壊による  $J/\phi$
- 低質量ベクトル中間子を用いたカイラル対称性の調査

### 3 解析手法

本研究では、不変質量変化測定の実現性評価を行うために軽質量ベクトル中間子 $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分解能と信号感度の評価を行った。以下は、評価するための情報と手順を示す。

#### 3.1 ミューオン飛跡再構成

現在のミュオンスペクトロメータを使用した飛跡再構成では、衝突点付近のトラック再構成を精度良く行うことが出来ない。衝突点からミュオンスペクトロメータまで長い距離があることに加え、ミュオンスペクトロメータの前方には4mのカーボンの吸収体が存在することで、ミュオンが多重散乱を起こすことに起因する。また、 $\pi$ 、 $K$ 中間子( $\pi, K \rightarrow \mu^+ + \nu + \gamma$ )の崩壊由来のミュオンを除去することは非常に困難である。したがって、特に低質量領域や低横運動量領域でのミュオン解析において、これらは重要な背景事象となり、多重散乱することによるトラックの歪みと角度分解能の低下は、特に低質量領域の $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分布分解能に大きな影響を及ぼす。したがって、測定目的の一つである”カイラル対称性の回復解明”のための測定精度は現時点では十分とは言えない。

以下に、現在行われているミュオン識別の具体的な方法を示す。

##### 3.1.1 ミューオン識別

レプトンはQGPやハドロンガス中のクォークやグルーオンと強い相互作用をしないため、レプトンを用いた測定は、崩壊時の情報を得ることが可能である。また、制動放射の発生確率 $P$ は $P \propto 1/m^2$ で決まるため、ミュオンの質量は $m_\mu = 105.6 \text{ MeV}/c^2$ 、電子の質量は $m_e = 0.5 \text{ MeV}/c^2$ と電子に比べミュオンは約 $4 \times 10^{-4}$ 倍も制動放射を起こしにくい。これらの特徴からミュオンは透過力が高いと言えるため、物質質量が大きい吸収体を置くことで、吸収体を通過する粒子を全てミュオンと識別する。電子は透過力が高くないため、容易に識別が可能である。また、ほとんどの生成粒子はハドロンシャワーを起こすため吸収体を通過出来ない。したがって、ALICE実験の前方領域では吸収体を通過してくる粒子を全てミュオンとし、本研究では各粒子のミュオン対崩壊に着目して行う。

##### 3.1.2 運動量再構成

再構成した荷電粒子の飛跡曲率半径から横運動量 $p_T$ の再構成を行う。ミュオンスペクトロメータ内で再構成されたトラックをビーム軸に垂直な方向(x, y方向)に射影して考える。その時、粒子が射影されたトラックの半径 $r$ [m]上をある速度で運動した時の遠心力と、磁束密度 $B$ [T]の磁場中を荷電粒子がある速度で通過する時のローレンツ力が釣り合うことから、横運動量は $B$ と $r$ を用いて以下の式1のように表せる。

$$p_T[\text{GeV}/c] = 0.3rB[\text{Tm}] \quad (1)$$

## 3.2 次期実験計画における $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の収量

### 3.2.1 $\phi$ 中間子の横運動量分布

既に Run2 の銅原子核同士衝突  $\sqrt{s_{NN}}=5\text{TeV}$  の前方で  $\phi$  中間子が解析されており、その結果を用いて 2021 年から始動する Run3 の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の生成断面積を見積もった。Run2 と Run3 では衝突エネルギーや積分ルミノシティが異なるため、その相違点を以下の表 3 に示す。本研究において、 $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ 、

Table 3: Run2 と Run3 における衝突エネルギーと積分ルミノシティの比較 [17]

	Run2	Run3
衝突エネルギー	5.02 TeV	5.5 TeV
積分ルミノシティ	$225\mu\text{b}^{-1}$	$10\text{nb}^{-1}$

5.5TeV の衝突エネルギー差は収量には影響しないとした。一方で、積分ルミノシティが大きいほど、衝突によって観測されるイベント数が上昇するため、Run2 では  $1.5\times 10^9$  イベントあることから、Run3 のミューオン対トリガーでは  $10\text{nb}^{-1}/225\mu\text{b}^{-1}\sim 45$  倍の  $6.6\times 10^{10}$  イベント得られると見積もることが出来る。

以上のことを考慮して、次期計画で期待される  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の収量を見積もる。図 20 は Run2  $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$  の  $\phi$  中間子の生成断面積であり、衝突中心度によって色を分けている。

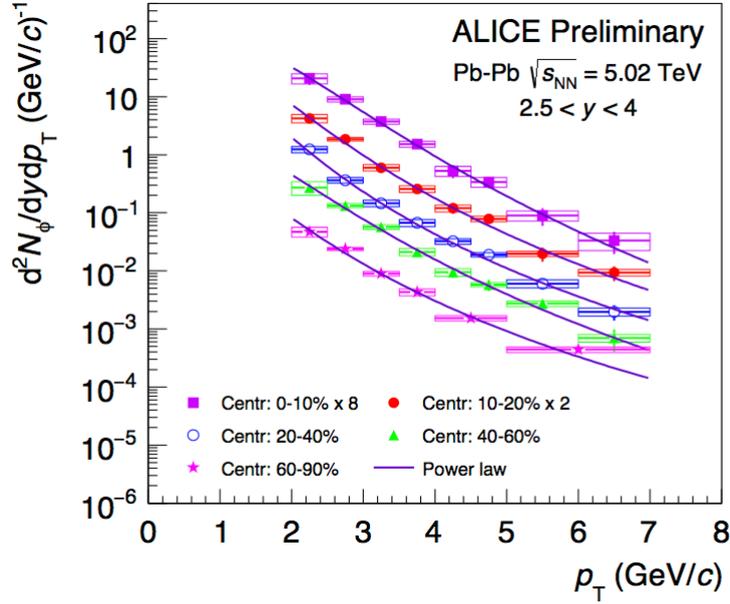


Figure 20: ALICE 実験鉛原子核同士の衝突  $\sqrt{s_{NN}}=5.02\text{TeV}$  前方測定における  $\phi$  中間子の横運動量分布。紫が 0-10%、赤が 10-20%、青が 20-40%、緑 40-60%、マゼンタが 60-80% の衝突中心度を表す [29]。

本研究では高粒子多重度環境下での評価を行うため、0-10%の分布に注目する。この分布の  $p_T=0\text{GeV}/c$  までの値を知りたいため、Levy-Tsallis 関数を用いて実験値をフィットした結果を図 21 に示す。Levy-Tsallis 関数は、以下の式 2、3 で表される [27][28]。

$$\frac{d^2N}{dp_T dy} = p_T \frac{dN}{dy} K \left(1 + \frac{m_T - m_0}{nC}\right)^{-n} \quad (2)$$

ここで

$$K = \frac{(n-1)(n-2)}{nC(nC + m_0(n-2))}$$

とする。  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$ 、  $m_0$  は粒子の静止質量、  $C$ 、  $n$ 、  $dN/dy$  は自由なパラメータである。Levy-Tsallis 関数は重イオン衝突実験で生成される横運動量分布を良く再現することが知られている。図 21 は、青が横運動量  $p_T=0[\text{GeV}/c]$  まで再現した Run2 の  $\phi$  中間子の横運動量分布で、赤がこの分布から見積もった Run3 の  $\phi$  中間子の横運動量分布である。質量変化の測定実現性を評価するためには、Run3 で期待される不変質量分布を見積もる必要があるため、以下の条件の元でモンテカルロシミュレーションを用いて  $\omega$ 、  $\phi$  中間子の生成、再構成を行った。

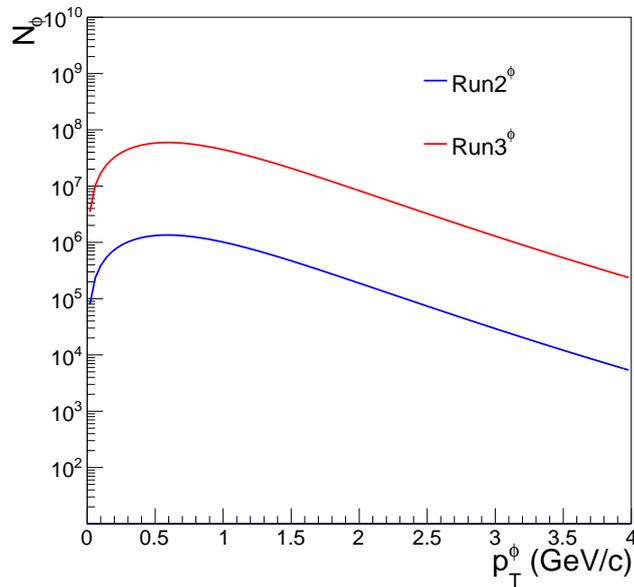


Figure 21: ALICE 実験鉛同士原子核衝突の最中心衝突事象 0-10%における Run2 の  $\phi$  中間子の生成量 (青) と Run3 で期待される  $\phi$  中間子の生成量 (赤)。

#### 粒子生成条件

- 崩壊事象  $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$ 、 $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
- 親粒子の横運動量  $0.0 < p_T < 3.5 [\text{GeV}/c]$
- 擬ラピディティ  $-3.5 < \eta < -2.45$
- 方位角  $0.0 < \phi < 360.0$

次に、モンテカルロシミュレーションを用いて生成した  $\phi$  中間子の横運動量分布を、図 21 青の Run3 統計量で得られる  $\phi$  中間子の横運動量分布になるように規格化させる。図 21 青の横運動量分布は検出効率や再構成効率を考慮した物理量であるため、物理量であるシミュレーションを用いて生成する際の  $\phi$  中間子の横運動量分布と比較する。以下の図 22(上) に図 21 青と同じ Run3 で期待される  $\phi$  中間子の横運動量分布とモンテカルロシミュレーションを用いて生成する際の  $\phi$  中間子の横運動量分布を示す。また、図 22(下) に不変質量分布のスケーリングの際に必要な、Run3 で期待される横運動量分布に対するモンテカルロシミュレーションの生成横運動量分布の割合を示す。

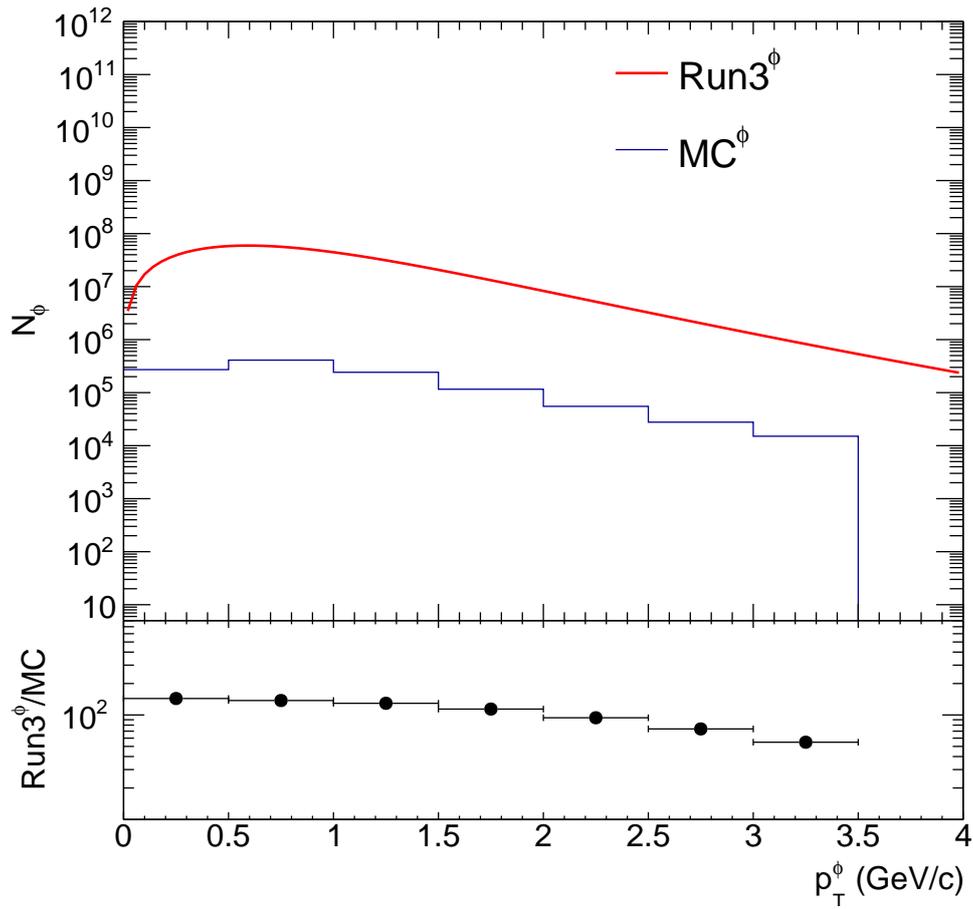


Figure 22: (上) $\phi$ 中間子の横運動量に対する生成量。赤がRun3の鉛原子核同士衝突の最中心衝突0-10%で期待される $\phi$ 中間子の生成量、青がモンテカルロシミュレーションを用いて生成した $\phi$ 中間子の生成量。(下)モンテカルロシミュレーションで生成した $\phi$ 中間子の生成量に対するRun3で期待される $\phi$ 中間子の生成量の比。

### 3.2.2 $\omega$ 中間子の横運動量分布

$\phi$  中間子と同様に、 $\omega$  中間子の横運動量を見積もりたいが、実験結果がないため  $\phi$  中間子の横運動量から  $\omega$  中間子の横運動量分布を見積もる。Run3 で期待される  $\omega$  中間子の横運動量分布を見積もるために、 $m_T$  スケーリング法と  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の生成断面積の比を用いる。 $m_T$  スケーリングとは、メソンのスペクトルの形状を見積もる際に使用される方法である。WA80 実験の結果より、 $m_T$  の関数としてスペクトルをプロットすると、 $\pi$  中間子と  $\eta$  中間子のスペクトルの形状が一致していることが示された [30]。  $\pi^0$ 、 $\eta$ 、 $\omega$ 、 $\phi$ 、 $K^+$ 、 $K^-$  中間子などの粒子は、質量差に依存した横運動量分布の形状を示すことがわかっている。例えば、同じエネルギーの  $\pi^0$ 、 $\phi$  中間子を仮定した場合、 $\pi^0$  中間子に比べ  $\phi$  中間子は質量が重いため、横運動量は  $\phi$  中間子の方が低くなる。そのために、横運動量スペクトルは  $\phi$  中間子の方が低横運動量側にシフトする。この方法は、中間子のスペクトルの形状を算出する際に非常に有用であることがこれまでの実験結果より経験的に知られているため、本研究でも  $\omega$  中間子のスペクトルの形状を見積もるために用いる [31]。  $\phi$  中間子と同様に、式 2 の Levy-Tsallis 関数を用いる。式 ?? に  $m_T = \sqrt{p_T^2 + (m_\omega - m_\phi)^2}$  を代入することで、質量差を考慮した  $\omega$  中間子の横運動量の形状を得ることが出来る。更に、 $m_T$  スケーリング法により見積もった  $\omega$  中間子の横運動量分布の形状は Run3 で期待される統計量に直す必要があるため、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の全生成断面積の比を用いる。ALICE 実験前方測定において  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の全生成断面積の測定がされていないため、PHENIX 実験陽子同士の衝突実験の結果を使用した。以下の表 4 に PHENIX 実験の結果を示す [32]。表 4 から  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の全生成断面積の比を  $\sigma_\omega/\sigma_\phi \sim 2.25$  とした。本研究では、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子

Table 4: PHENIX 実験陽子同士の衝突における横運動量  $p_T=5\text{GeV}$  での  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の  $\pi^0$  中間子に対する収量比 [32]

粒子比	生成比
$\omega/\pi^0$	0.90
$\phi/\pi^0$	0.40

の全生成断面積を比に直して、 $m_T$  スケーリング法によって得られた  $\omega$  中間子の横運動量分布をスケールさせる。このようにして見積もった Run3 で期待される  $\omega$  中間子の横運動量分布を以下の図 23(上) の赤で示す。

次に  $\phi$  中間子と同様に、モンテカルロシミュレーションによって生成した  $\omega$  中間子の横運動量を、Run3 で期待される横運動量分布になるように変化させる。以下の図 23(上) に、 $m_T$  スケーリング法と全生成断面積の比を用いて見積もった Run3 で期待される  $\omega$  中間子の横運動量分布と、シミュレーションにより生成する際の  $\omega$  中間子の横運動量分布を示す。また、図 23(下) に不変質量分布のスケールリングの際に必要な、Run3 で期待される横運動量分布に

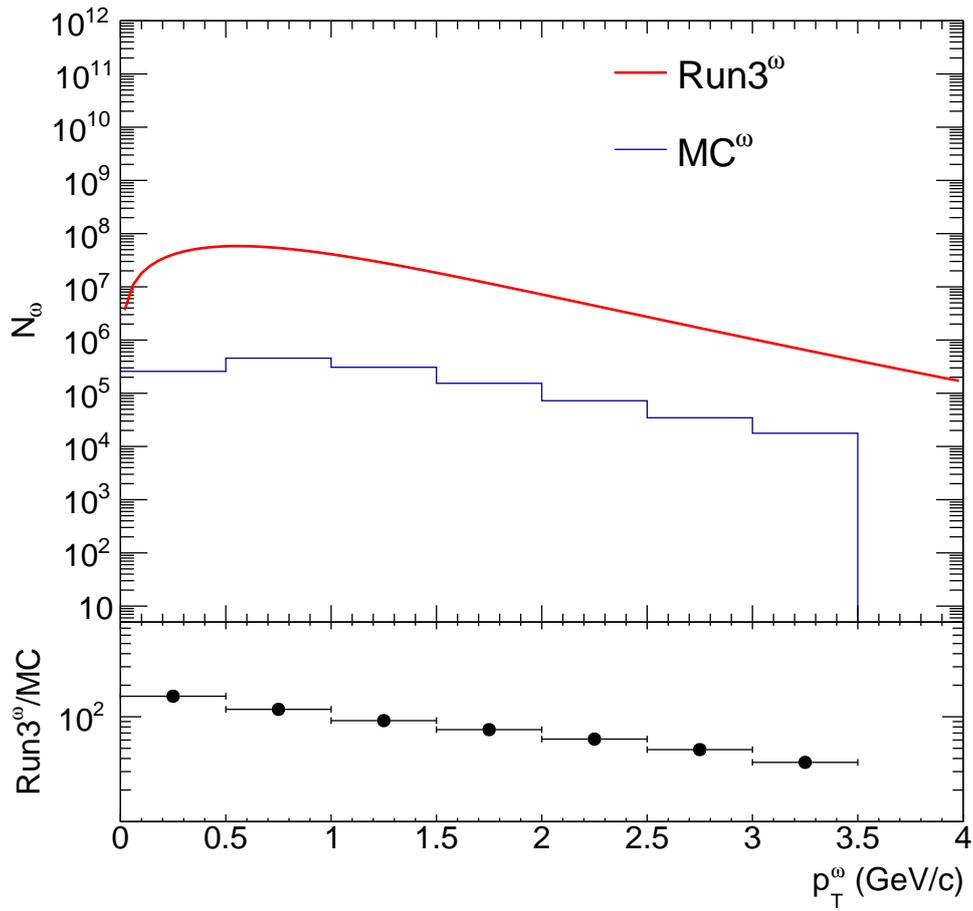


Figure 23: (上) $\omega$ 中間子の横運動量に対する生成量。赤が  $m_T$  スケールリングと全生成断面積の比を用いて見積もった Run3 の鉛原子核同士衝突の最中心衝突 0-10% で期待される  $\omega$  中間子の生成量、青がモンテカルロシミュレーションを用いて生成した  $\omega$  中間子の生成量。(下) モンテカルロシミュレーションで生成した  $\omega$  中間子の生成量に対する Run3 で期待される  $\omega$  中間子の生成量の比。

対するモンテカルロシミュレーションの生成横運動量分布の割合を示す。

図 22、23 の横運動量分布は、衝突によって前方の検出器方向に生成された  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の横運動量分布を表している。実際の実験で、ミュオンスペクトロメータを用いて測定出来る  $\omega$ 、 $\phi$  中間子はミュオン対に崩壊する場合のみである。衝突によって生成された  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の数に対するミュオン対に崩壊する  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の数の割合を以下の表??に示す [12]。

Table 5:  $\omega$ 、 $\phi$  中間子のミュオン対への崩壊比 [12]

粒子	崩壊比
$\omega$	$(9.0 \pm 3.1) \times 10^{-5}$
$\phi$	$(2.87^{+0.18}_{-0.20}) \times 10^{-4}$

### 3.3 不変質量再構成

これまでの章で、ミュオンの飛跡を再構成し、横運動量を測定する方法を示した。次にそれらの結果を用いて不変質量を再構成する。本研究では、衝突による生成粒子がミュオン対に崩壊する事象のみを考えている。実際の測定において、ミュオンの電荷、横運動量と飛跡が分かっているため、これらの情報を利用して不変質量の再構成を行う。以下の図 24 に例を示す。ここでは、簡単のために 1 イベント内で生成された粒子は 2 個 ( $P_1$ 、 $P_2$ ) とし、それぞれミュオン対に崩壊したとする ( $P_1 \rightarrow \mu_1^+ \mu_1^-$ 、 $P_2 \rightarrow \mu_2^+ \mu_2^-$ )。電荷保存により  $\mu^+$  と  $\mu^-$  に崩壊するため、必ず異なる電荷同士のミュオンを用いて再構成を行う。この条件下での全ての組み合わせは  $4C2=4$  通り ( $\mu_1^+$ 、 $\mu_1^-$ )( $\mu_1^+$ 、 $\mu_2^-$ )( $\mu_1^-$ 、 $\mu_2^+$ )( $\mu_2^+$ 、 $\mu_2^-$ ) 考えられる。この内、同じ粒子から来たミュオン同士の組み合わせは 2 通り ( $\mu_1^+$ 、 $\mu_1^-$ )( $\mu_2^+$ 、 $\mu_2^-$ ) で、これらが信号となる不変質量である。一方で、残りの 2 通りの組み合わせ ( $\mu_1^+$ 、 $\mu_2^-$ )( $\mu_2^+$ 、 $\mu_1^-$ ) は背景事象となる。

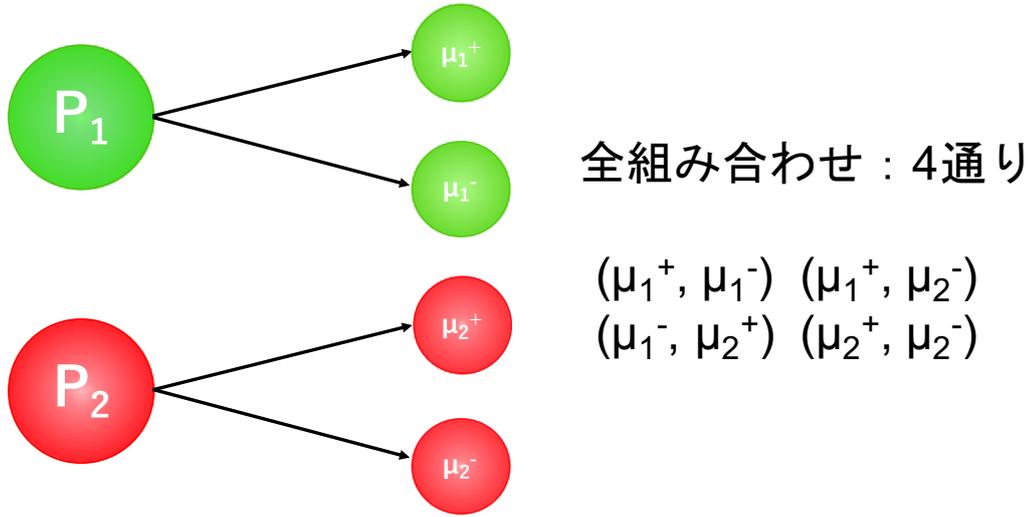


Figure 24: 不変質量再構成の例。実際の測定では、崩壊前の粒子の情報を得ることが出来ないため、取りうる全ての組み合わせで不変質量再構成を行う。

次に、不変質量再構成を式を用いて具体的に示す。ミューオン対から再構成された不変質量を  $M_{\mu\mu}$ 、正の電荷を持つミューオン  $\mu^+$  のエネルギーと運動量を  $E_{\mu^+}$ 、 $p_{\mu^+}$ 、負の電荷を持つ  $\mu^-$  のエネルギーと運動量を  $E_{\mu^-}$ 、 $p_{\mu^-}$  とする。再構成された各ミューオンの横運動量  $p_T^{\mu^+}$ 、 $p_T^{\mu^-}$  とビーム軸と飛跡のなす角度  $\theta$  から、 $\mu^+$  と  $\mu^-$  の運動量は以下の式 3、4 で表せる。

$$p_{\mu^-} = \frac{p_T^{\mu^-}}{\sin\theta_1} \quad (3)$$

$$p_{\mu^+} = \frac{p_T^{\mu^+}}{\sin\theta_2} \quad (4)$$

ミューオンの測定された各運動量と質量を元に各エネルギー  $E_{\mu^-}$ 、 $E_{\mu^+}$  は以下の式 5、6 で表せる。

$$E_{\mu^-} = \sqrt{p_{\mu^+}^2 + m_{\mu^+}^2} \quad (5)$$

$$E_{\mu^+} = \sqrt{p_{\mu^-}^2 + m_{\mu^-}^2} \quad (6)$$

以上で求めたミューオンのエネルギーと運動量から  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の不変質量  $M_{\mu\mu}$  の再構成を以下の式 7 で行う。

$$M_{\mu\mu} = \sqrt{(E_{\mu^+} + E_{\mu^-})^2 - (p_{\mu^+} + p_{\mu^-})^2} \quad (7)$$

MFT を導入することで、ミューオン対の崩壊角がより正確に得られるようになるため、不変質量  $M_{\mu\mu}$  の測定精度が向上する。MFT 導入後の Run3 で期

待される全横運動量  $0.0 < p_T < 3.5[\text{GeV}/c]$  の不変質量分布を、図 25 に示す。青が  $\omega$  中間子、赤が  $\phi$  中間子である。これらは、上の 3.2 章で見積もった図 22(下)、23(下) の値で、モンテカルロシミュレーションで生成した  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の不変質量分布をスケールさせた Run3 で期待される不変質量分布である。また、測定実現性の評価には背景事象も必要であるため、原子核同士衝突を再現できる HIJING というシミュレータを用いて Run3 で期待される背景事象を見積もり、緑で示した。黒は信号である青、赤と背景事象の緑の合計である。

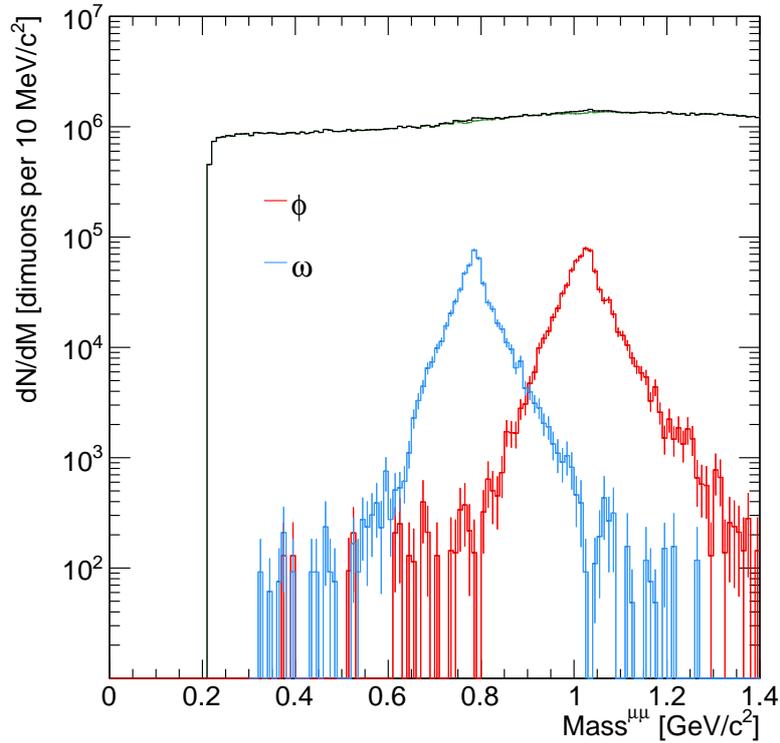


Figure 25: MFT 導入後の Run3 で期待される全横運動量  $0.0 < p_T < 3.5[\text{GeV}/c]$  における不変質量分布。青が  $\omega$  中間子、赤が  $\phi$  中間子、緑が背景事象、黒が総和である。

背景事象を見積もる際に、EventMixing 法を用いる。EventMixing 法とは、信号の不変質量再構成の時とは異なり、別のイベントの異なる電荷同士のミュオンを用いて不変質量を再構成する方法であり、無相関な組み合わせによる背景事象を再現することが可能である。同イベント内で不変質量を再構成した場合、相関のある組み合わせも存在するが、無相関な背景事象が圧倒的に多いことから、本研究で EventMixing で見積もった背景事象を採用した。

### 3.4 測定実現性の評価方法

3.3 章で見積もった不変質量分布を用いて、以下の2つの値を用いて質量変化測定の実現性評価を行う。

- 信号対背景比 (S/B)  
 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の信号に対する背景事象の割合を表す。この値は、不変質量分解能に依存し、分解能が良くなれば信号対背景比もより良い値を示す。一方で、統計の増減に影響されない。
- 信号感度 (S/ $\sqrt{N}$ )  
 $\sqrt{N}=\sqrt{S+B}$  であり、統計誤差に相当する。この値は  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の誤差に対する信号部分の統計的優位性を表すため、統計が増えることでより良い値を示す。更に、信号対背景比にも依存する。S/ $\sqrt{N}=1$  で  $1\sigma$  の 68%、S/ $\sqrt{N}=3$  で  $3\sigma$  の 99.7%の信号の背景事象に対する統計的優位性を示す。

本研究では  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の信号 S を、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の不変質量分布をフィットした結果の  $\pm 3\sigma$  の不変質量分布の積分値としている。同様に、背景事象も同じ不変質量分布の領域を積分した。積分値の幅によって各評価値は変化するが、信号を可能な限り入る範囲にするために、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の存在確率が 99.7% である  $\pm 3\sigma$  の値を採用した。

#### 3.4.1 ブートストラップ法を用いた誤差評価

信号対背景比や信号感度の評価のために、中心値だけでなくシミュレーションの統計量による誤差の評価も行う。本研究では、より正確に誤差を評価するために、誤差伝播の式ではなく、誤差同士の相関も考慮したブートストラップ法を採用した。上の 3.4 章で求めた信号 S、背景事象 B とカウント数 N を中心値として、各値の平方根を分散とした正規分布を確率分布と仮定する。それぞれの確率分布からランダムに取ってきた値で信号対背景比と信号感度を計算する。これを 1 サンプルとして、複数回サンプリングを行うことで、各誤差の相関を考慮した信号対背景比と信号感度の確率分布を作ることが出来る。本研究では、10 万回のサンプリングを行うことで生成した信号対背景比と信号感度の確率分布を以下の図 26、27 に示す。サンプリングの結果から、中心値から 34% を  $1\sigma$  とした。

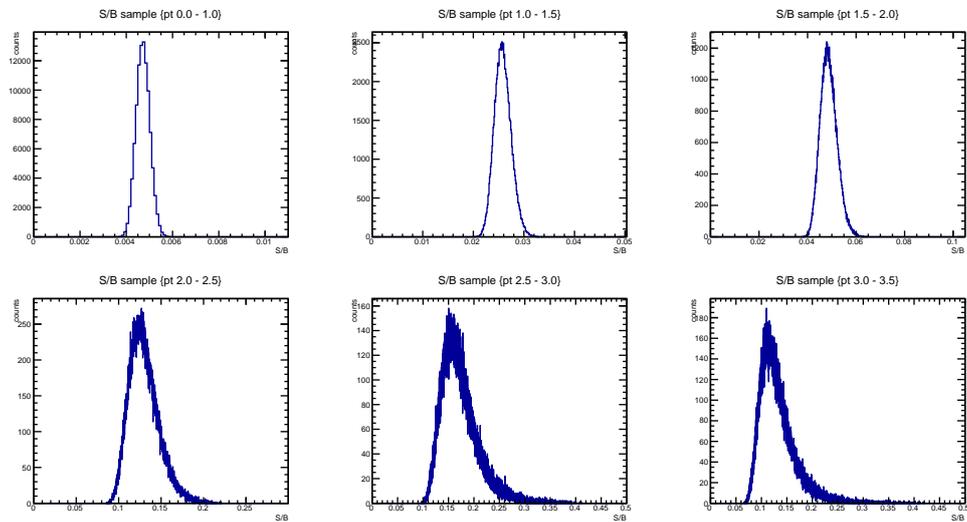


Figure 26: ブートストラップ法により導出した各運動量領域における信号対背景比のサンプリング結果。

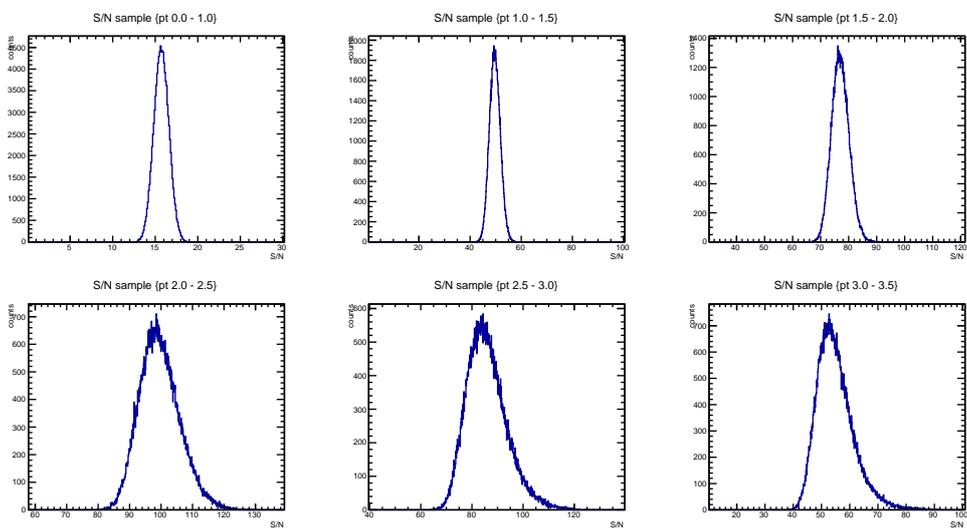


Figure 27: ブートストラップ法により導出した各運動量領域における信号感度のサンプリング結果。

## 4 結果

この章では、2021年から新たに導入される前方シリコンピクセル検出器 MFT を用いて不変質量変化測定の実現性評価をシミュレーションを用いて行った結果と、MFT の性能評価の結果を示す。

### 4.1 MFT とミュオンスペクトロメータ間の飛跡再構成

2.3.1 章で示したように、MFT とミュオンスペクトロメータ間の飛跡結合を行う際に、高粒子多重度の影響により組み間違いが生じてしまう。この 4.1 章では、高粒子多重度の影響下において正しく組めた割合を示す。以下の図 28(上) は、MFT とミュオンスペクトロメータを組み合わせる測定が期待される 1 イベントあたりのミュオンの横運動量分布である。青が MFT

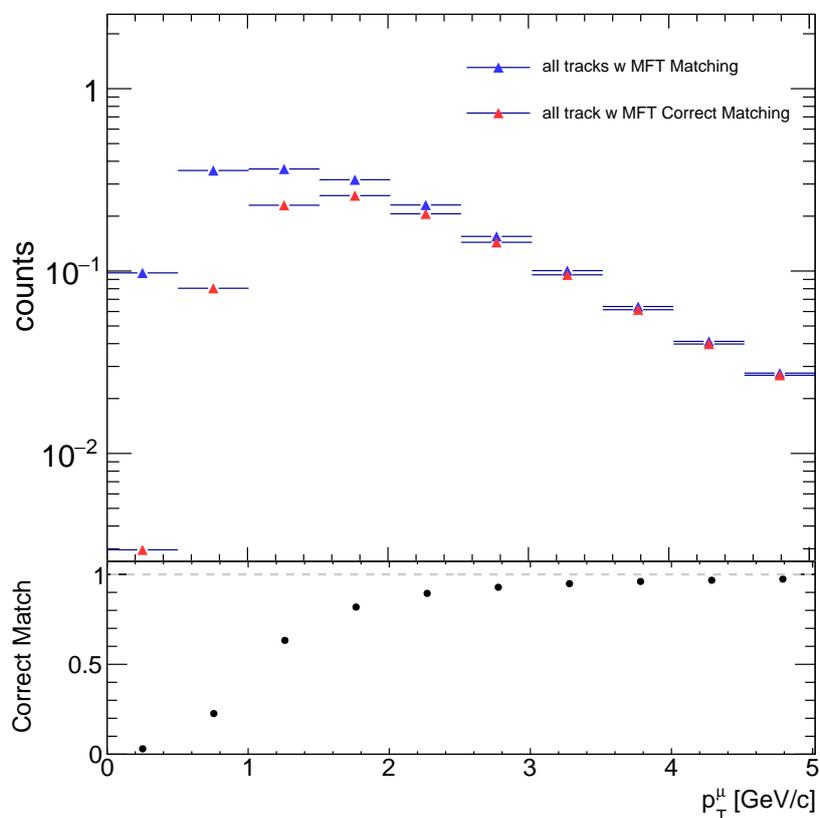


Figure 28: (上) シミュレーションで生成したミュオンの横運動量分布。青が MFT とミュオンスペクトロメータを組み合わせる測定が期待される 1 イベントあたりのミュオンの横運動量分布、赤が吸収体前後で正しく再構成できたミュオンの横運動量分布。(下) 1 イベント内で再構成した全てのミュオンの飛跡に対する正しく再構成出来たミュオンの飛跡の割合

とミューオンスペクトロメータを組み合わせて再構成したミューオンの横運動量分布を示している。赤が再構成したミューオンの内、吸収体の前後で正しい組み合わせで再構成できたミューオンの横運動量分布を示している。また、図 28(下) は、青に対する赤の割合で、1 イベント内で再構成した全てのミューオンの飛跡の数に対する 1 イベント内で正しく再構成出来たミューオンの飛跡の数の割合を表している。割合が 1 である時は、MFT とミューオンスペクトロメータを用いて再構成したミューオンの飛跡の全てが吸収体の前後で正しく組めていることを示している。図 28 から、 $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$  では、約 90% の飛跡が吸収体の前後で正しく再構成出来ていることが分かった。一方で、 $0.5 < p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$  では約 50%、 $p_T < 0.5 \text{ GeV}/c$  ではほとんどの飛跡で組み間違いが起こっていることもわかった。

#### 4.2 次期実験計画で期待される $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分布

この章では、上の 3.3 章の方法で再構成した不変質量を、3.2 章で示した図 22、23 の横運動量分布の比較により得た割合を用いてスケールさせた不変質量分布を示す。Run2 の統計での測定をシミュレーションを用いて再現した  $\omega$ 、 $\phi$  中間子と背景事象を含む不変質量分布を以下の図 29 に、Run3 で期待される  $\omega$ 、 $\phi$  中間子と背景事象を含む不変質量分布を図 30 に示す。図 29、30 は 7 つの横運動量領域 0.0–0.5、0.5–1.0、1.0–1.5、1.5–2.0、2.0–2.5、2.5–3.0、3.0–3.5  $\text{GeV}/c$  に分け、横軸が不変質量で縦軸がその収量である。青が  $\omega$  中間子、赤が  $\phi$  中間子、緑が背景事象、黒がそれらの総和である。緑で示された背景事象成分は、原子核同士衝突実験を再現するシミュレーション HIJING を用いて 3.3 章で示した Mixed Event 法を用いて再現した不変質量分布である。

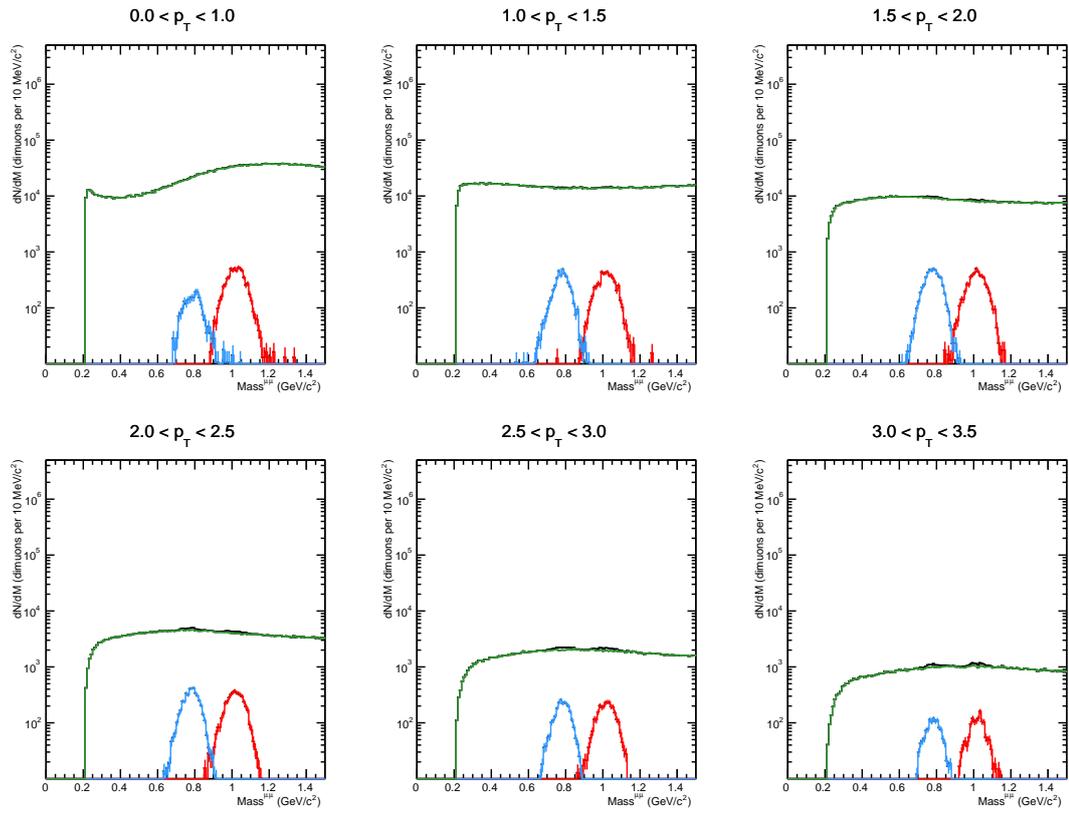


Figure 29: 鉛原子核同士衝突での最中心衝突事象 0-10%における Run2 測定  
の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子と背景事象不変質量分布の再現

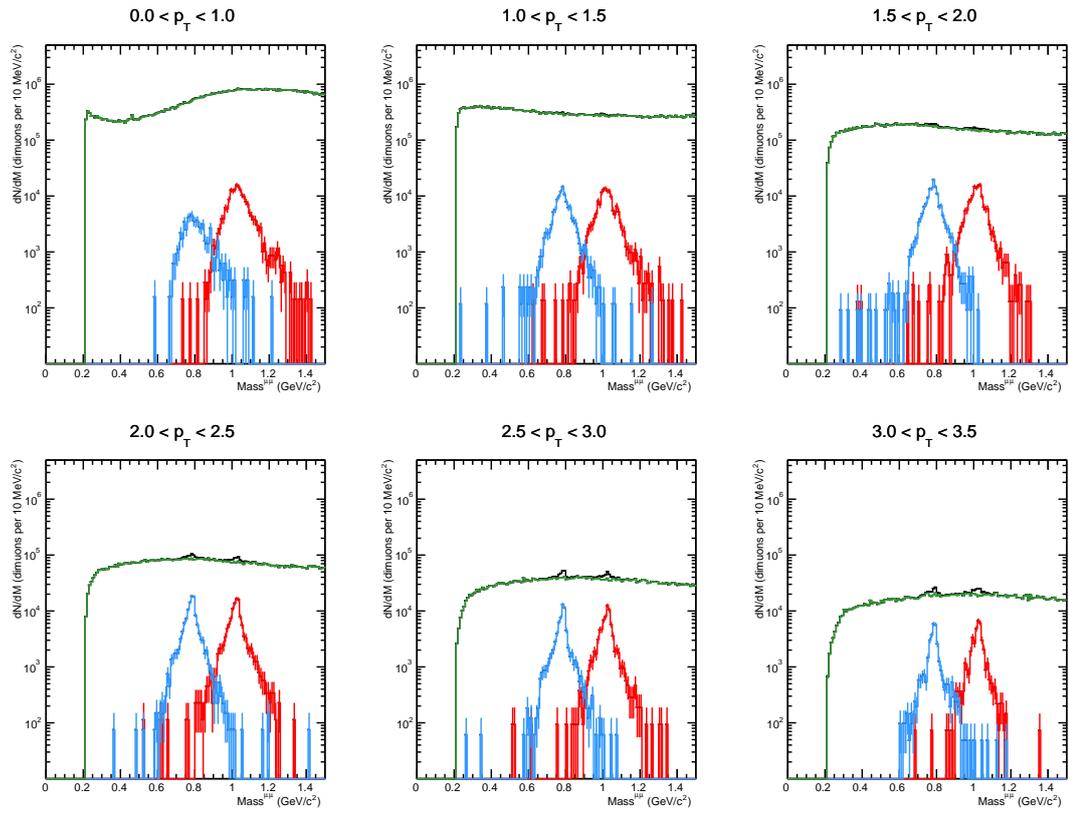


Figure 30: 鉛原子核同士衝突での最中心衝突事象 0-10%における Run3 の測定で期待される  $\omega$ 、 $\phi$  中間子と背景事象の不変質量分布の予想値

### 4.3 $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の不変質量分解能

カイラル対称性の自発的破れによる質量獲得機構の解明には、不変質量の変化に対する非常に高い感度が要求される。そのため、この章では、MFT 導入による不変質量分解能の評価を行う。3.3 章で示したように、MFT を導入することでミューオン対の崩壊角の測定精度が向上するため、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の不変質量分解能が向上する。分解能の向上により、カイラル対称性の回復による質量変化測定をより精度よく測定出来るようになる。評価のために、上の 30 の不変質量分布を各横運動量ごとにクリスタルボール関数でフィットした。クリスタルボール関数とは、確率密度関数であり、高エネルギー物理における輻射過程を含む。以下の式 9 にクリスタルボール関数を示す [34]。

$$x < -|a| \frac{\left(\frac{n}{|a|}\right)^n \exp(-\frac{1}{2}a^2)}{\left(\frac{n}{|a|} - |a| - x\right)^n} \quad (8)$$

$$x > -|a| \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \bar{x}}{s}\right)^2\right) \quad (9)$$

上記フィット関数は、 $x$ 、 $\bar{x}$ 、 $s$ 、 $a$ 、 $n$  は変数で、 $x$  は不変質量、 $\bar{x}$  は不変質量分布の中心値、 $s$  は分解能、 $a$  は転移点、 $n$  は正規化因子である。

フィットにより得られた、MFT 導入前後の不変質量分解能の比較を図 31 に示す。横軸が横運動量、縦軸が粒子ごとの不変質量分解能である。四角が MFT 導入前の不変質量分解能、丸と三角が MFT 導入後の不変質量分解能である。丸が全てが正しく吸収体の前後で粒子が組み合わせられた理想の不変質量分解能を表しており、三角が高粒子多重度による組間違いを考慮した不変質量分解能を表している。色の違いは各粒子を表しており、青が  $\omega$  中間子で赤が  $\phi$  中間子である。図 31 から次のことが言える。まず、MFT 導入後の理想的な不変質量分解能は全ての横運動量において約  $15\text{MeV}/c^2$  であり、MFT 導入前の不変質量分解能が約  $45\text{MeV}/c^2$  であることから、約 3 倍向上したことがわかった。つぎに、高粒子多重度を考慮した不変質量分解能は横運動量が高くなるにつれて、良くなることが分かった。これは高粒子多重度の影響による組み間違いが減少することにより不変質量分解能が向上すると言える。

次に測定実現性を評価するために、得られた不変質量分布から  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の信号対背景比と信号感度を求め、Run2 と Run3 の結果を比較する。

## 4.4 信号対背景比と信号感度

### 4.4.1 信号対背景比 (S/B)

横運動量に対する  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の信号対背景比を 4.4 章で記述した方法で導出した。以下の図 33 は、横運動量に対する MFT 導入前後の信号対背景比の比較を示しており、横軸が横運動量、縦軸が信号対背景比 S/B である。四角が MFT 導入前の信号対背景比、三角が MFT 導入後の信号対背景比である。三角は高粒子多重度環境による組み間違いを考慮している。色の違いは各粒子を表しており、青が  $\omega$  中間子で赤が  $\phi$  中間子である。ミューオンスペクトロ

## $\rho_T$ vs. $\sigma$

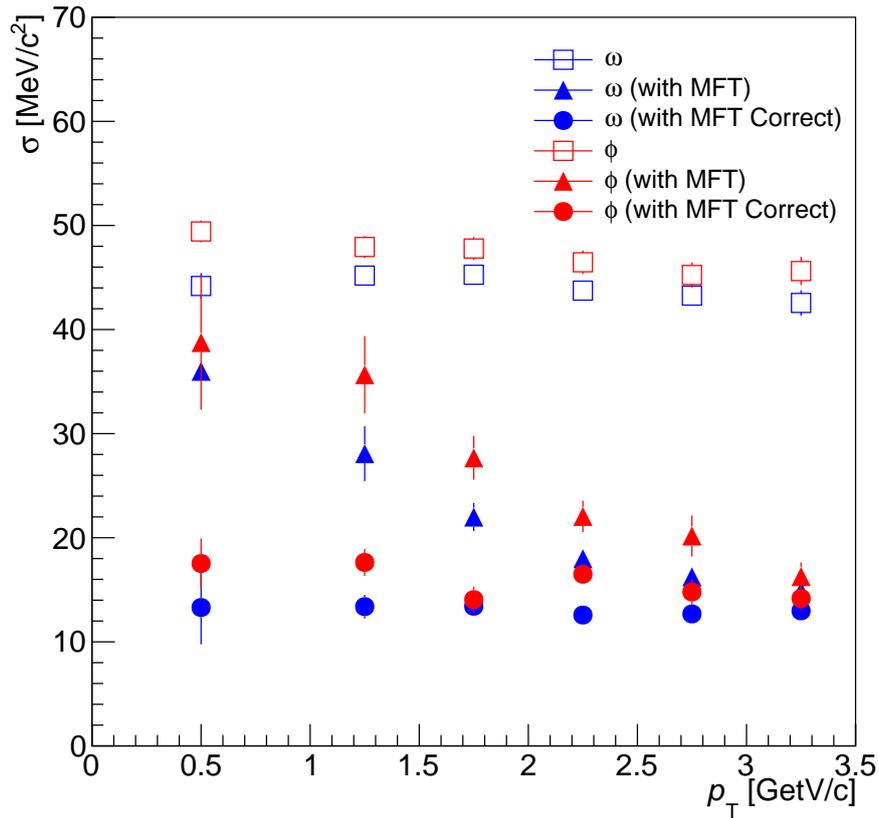


Figure 31: 鉛原子核同士実験での最中心衝突事象 0-10%における MFT 導入前後の不変質量分解能。青： $\omega$  中間子、赤： $\phi$  中間子。四角がミュオンスペクトロメータのみで再構成した場合の不変質量分解能、三角が MFT とミュオンスペクトロメータを組み合わせて飛跡を再構成した場合の不変質量分解能、丸が MFT とミュオンスペクトロメータを組み合わせて再構成した飛跡の内、前方の吸収体の前後で正しく組まれた飛跡のみを使用した場合の不変質量分解能。

メータのみで測定を行った場合の信号背景比は、横運動量が高くなるに連れて上昇し、最大  $S/B \sim 0.05$  になる。一方で、MFT と組み合わせて測定を行った場合の信号背景比は横運動量が高くなるに連れて上昇し、最大  $S/B \sim 0.15$  に到達し、高横運動量領域  $p_T = 2-3.5 [\text{GeV}/c]$  において信号背景比が約 3 倍向上することが分かった。S/B の値は統計に依存しないため、不変質量分解能の最大約 3 倍向上した不変質量分解能が影響したと言える。

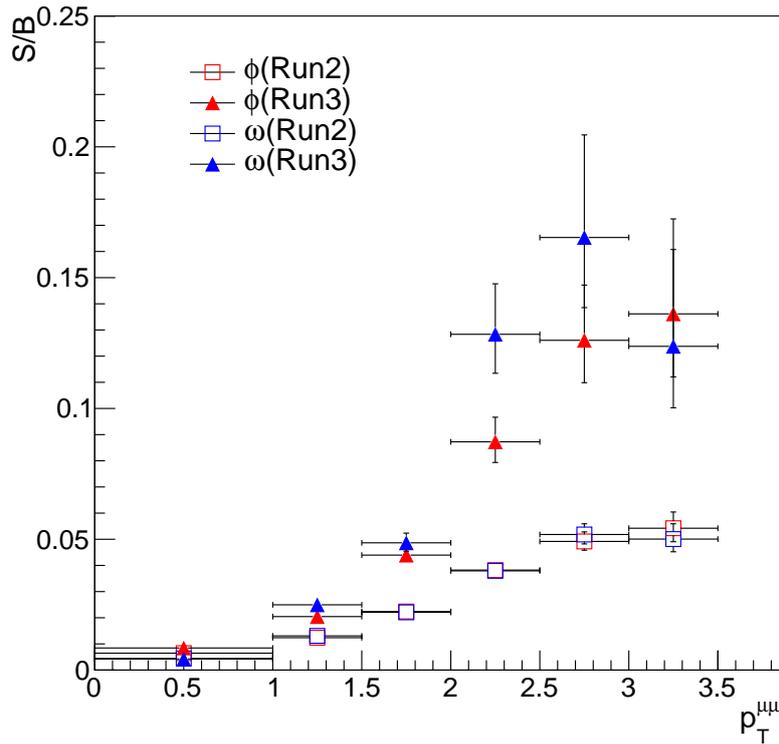


Figure 32: 鉛原子核同士実験での最中心衝突事象 0-10%における MFT 導入前後の信号対背景比。青： $\omega$  中間子、赤： $\phi$  中間子。四角がミュオンスペクトロメータのみで再構成を行った場合の信号対背景比、三角が MFT とミュオンスペクトロメータを組み合わせて再構成を行った場合の信号対背景比。

#### 4.4.2 信号感度 ( $S/\sqrt{N}$ )

以下の図 33 は、横運動量に対する MFT 導入前後の信号感度の比較を示しており、横軸が横運動量、縦軸が信号感度  $S/\sqrt{N}$  である。四角が MFT 導入前の信号感度、三角が MFT 導入後の信号感度である。三角は高粒子多重度による組み間違いを考慮している。色の違いは各粒子を表しており、青が  $\omega$  中間子で赤が  $\phi$  中間子である。ミュオンスペクトロメータのみで測定を行う Run2 統計量での信号感度は、全ての横運動量領域において  $S/\sqrt{N} \sim 10$  であることがわかる。一方で、MFT と組み合わせて測定する Run3 統計量で

の信号感度は最大  $S/\sqrt{N} \sim 100$  と、最大約 10 倍信号感度が向上することが分かった。 $S/\sqrt{N}$  は、統計量に依存する値であることから Run3 では統計量が約 45 倍になるため、 $S/\sqrt{N}$  は上昇する。加えて、4.3 章から、不変質量分解能が最大 3 倍向上することから、更に  $S/\sqrt{N}$  が向上する。これらの影響により、Run3 の  $S/\sqrt{N}$  は、Run2 に比べ  $\omega$ 、 $\phi$  中間子共に、最大 10 倍向上した。

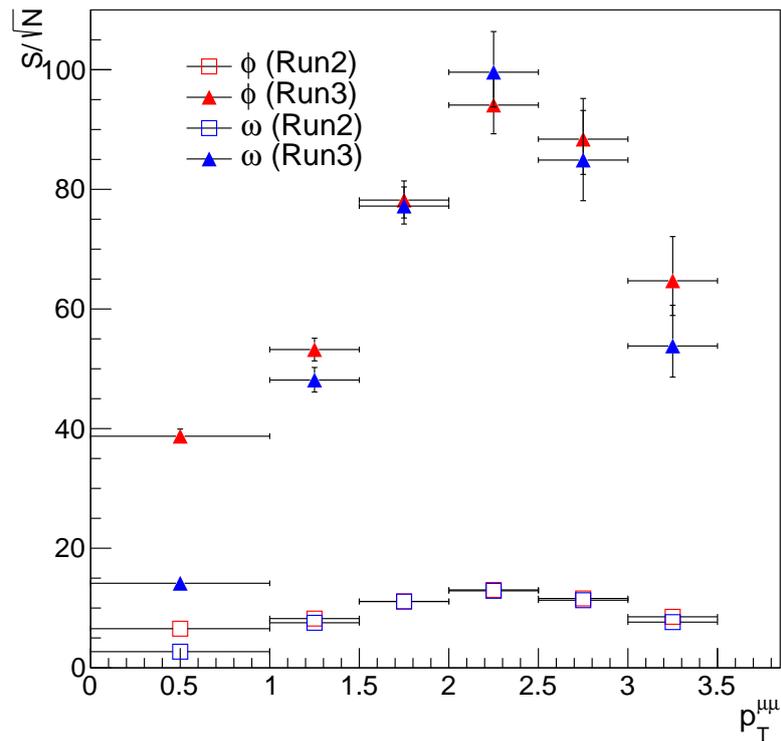


Figure 33: 鉛原子核同士実験での最中心衝突事象 0-10%における MFT 導入前後の信号感度。青： $\omega$  中間子、赤： $\phi$  中間子。四角がミューオンスペクトロメータのみで再構成を行った場合の信号感度、三角が MFT とミューオンスペクトロメータを組み合わせて再構成を行った場合の信号感度。

## 5 考察、展望

本研究では、MFT 導入後のカイラル対称性の回復による不変質量変化測定の実現性評価と MFT の性能評価をシミュレーションを用いて行った。 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の不変質量分解能は MFT を導入することで、最大で  $45\text{MeV}/c^2$  から  $15\text{MeV}/c^2$  へと約 3 倍向上することがわかった。更に、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の信号対背景比と信号感度は MFT 導入により、それぞれ約 3 倍と 10 倍向上し測定実現性が高まったと言える。以下の章では、シミュレーションにより得られた以上の結果を考察する。

### 5.1 不変質量分解能の評価

ミュオンが物質中を通過する際に、多数の原子核のクーロン散乱により受ける影響を見積もる。この影響による偏向角  $\theta_0$  は以下の式 10 と表される [33]。

$$\theta_0 \propto \frac{13.6\text{MeV}}{p\beta} \times \sqrt{\frac{x}{X_0}} \quad (10)$$

ここで、 $x/X_0$  は物質層の厚さを表している。ALICE 実験前方検出器前方  $60X_0$  の吸収体を運動量  $p=0.5\text{GeV}/c$  のミュオンが通過すると仮定すると、ミュオンの偏向角  $\theta_0 \sim 0.04\text{rad} \sim$  約 2 度となる。偏向角が 2 度の場合、約 4 m の吸収体を突き抜けると約 13cm も入射方向からずれるとわかる。このような入射方向からのずれは、式 10 より低横運動量ほど顕著に現れるため、低横運動量では正しく組み合わせることができる飛跡の割合が低下することが分かる。

次に、1.4.2 章で紹介した原子核中でのカイラル対称性の部分回復による  $\phi$  中間子の質量変化の測定を行った、E325 の実験結果を用いて検証を行う。E325 では原子核中の不変質量変化測定であり、超高温媒質中での測定に直接適応できるか自明ではないが、考察として E325 の実験結果を採用することにした。E325 では測定された  $\phi$  中間子の不変質量分布から、原子核内では質量 3.4% 減少且つ崩壊幅 3.6 倍増加するという結果が得られた [11]。この結果を元に質量変化前の収量の 25% を質量変化したと仮定して再現した結果を図 34 に示す。左の図 34(a) はミュオンスペクトロメータのみで測定を仮定した不変質量分布で、図 34(b) はミュオンスペクトロメータと MFT を用いて測定を仮定した不変質量分布である。不変質量分布には検出器による分解能  $\sigma$  の他に、崩壊幅  $\Gamma$  を考慮しなければならないため、 $\sigma' = \sqrt{\sigma^2 + \Gamma^2}$  として、ガウス分布の分散のパラメータに代入した。再現する際に、4.3 章の結果から不変質量分解能は Run2 で  $45\text{MeV}/c^2$  と Run3 で  $15\text{MeV}/c^2$ 、 $\phi$  中間子の崩壊幅  $\Gamma$  は PDG から  $\Gamma=4.247\text{MeV}$  を採用した [12]。E325 実験と同様に 2 ピークのモデルを用いて質量変化を議論する場合、図 34(a)(b) より MFT 導入後では、3.4% 質量変化した不変質量分布が PDG 中心値の不変質量分布からの変化を識別可能であることがわかる。一方、ミュオンスペクトロメータのみの測定では、2 つのピークが重なっているため識別が困難であると言える。したがって、MFT を導入することで不変質量分解能が  $\sigma \sim 15\text{MeV}/c^2$  の時、

質量変化 3.4% 減少且つ崩壊幅 3.6 倍であれば、質量変化した不変質量分布を識別することが可能であると言える。

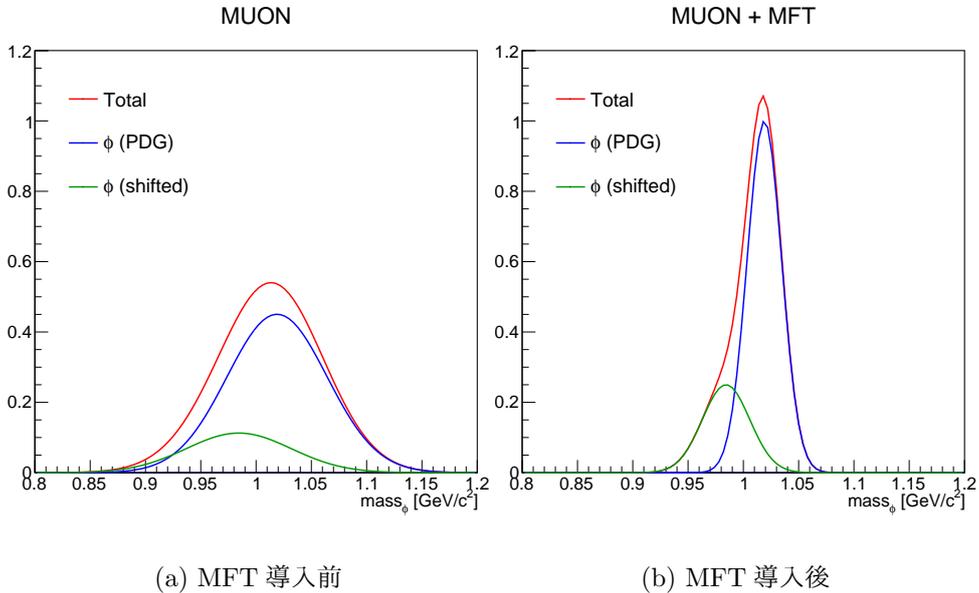


Figure 34: MFT 導入前後の不変質量変化分布の検証。青：PDG 値を中心値とした  $\phi$  中間子の不変質量分布、緑：原子核密度中における質量と崩壊幅を持った  $\phi$  中間子の不変質量分布、赤：青と緑の不変質量分布の合計。

## 5.2 信号対背景比と信号感度の評価

Run2 と Run3 の統計量と MFT の導入前後を考慮して、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子の信号対背景比  $S/B$  と信号感度  $S/\sqrt{N}$  を評価した結果、4.4 章の図 32 と図 33 という結果が得られた。まず、横運動量  $0-1.5\text{GeV}/c$  では MFT 導入前後で  $S/B$  の値はあまり変化が見られないが、横運動量  $2-3.5\text{GeV}/c$  では MFT 導入前後で  $S/B$  の値に変化が見られた。 $S/B$  の値は統計量に依存しない。そこで横運動量  $0-1.5\text{GeV}/c$  での  $S/B$  が向上しない理由は、高粒子多重度の影響による吸収体中での多重散乱により低横運動量ほど MFT とミューオンスペクトロメータ間の組み間違いが頻発することから、不変質量分解能があまり向上しないことが原因だと考えられる。一方で、横運動量が高くなると、高粒子多重度の影響による吸収体中での多重散乱による MFT とミューオンスペクトロメータ間の組み間違いがほとんど起こらないため、不変質量分解能が向上し、 $S/B$  もそれに反比例して向上したと言える。

次に、 $S/\sqrt{N}$  は  $S/B$  の値と信号の統計に依存する値であるため、全ての横運動量領域において Run2 から Run3 で向上が見られた。更に、横運動量が高くなるにしたがい、 $S/\sqrt{N}$  の値が向上する。 $S/\sqrt{N} \sim 1$  であれば、統計学に基づいて  $1\sigma$  の 68% の統計的有意性を表す。 $\omega$ 、 $\phi$  中間子共に  $S/\sqrt{N} \sim 5$  以上であるため不変質量を背景事象から識別可能であると言える。しかし、本研

究の目的である  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の不変質量変化測定は、数  $\text{MeV}/c^2$  の不変質量変化や数  $\text{MeV}/c^2$  の崩壊幅の変化を測定しなければならないため、 $S/\sqrt{N} \sim 5$  では十分な感度は得られない。本研究の結果では、MFT 導入により  $S/\sqrt{N}$  100 から 99% 以上の統計的有意性となり、MFT 導入前比べ測定実現性が高まったと言える。

### 5.3 今後の展望

4.4 章で示した結果より、低横運動量領域  $0-2\text{GeV}/c$  において MFT 導入後の信号感度の大幅な向上が見られなかった。その原因と解決策を以下で議論する。実験で再構成したミュオン対の背景事象には、相関を持ったミュオンの組み合わせと無相関なミュオンの組み合わせが含まれており、それぞれの差し引き方を提案する。

最初に、無相関なミュオン対について考える。以下に生成過程ごとのミュオンの横運動量分布を図 35 に示す。鉛原子核同士衝突  $\sqrt{s_{NN}}=5.5\text{TeV}$  を仮定したシミュレーション結果で、横軸はミュオンの横運動量で、縦軸が収量である。青がチャームを含むハドロンの崩壊由来、赤がボトムを含むハドロンの崩壊由来、水色が衝突により生成された主に  $\pi$ 、K 中間子などの軽いハドロンの崩壊由来、茶は主に前方吸収体内部で生成された  $\pi$ 、K 中間子などの軽いハドロンの二次粒子の崩壊由来、金はミュオンと誤識別した吸収体を通り過ぎてきたハドロンを指す。この横運動量分布から、横運動量  $p_T=1\text{GeV}/c$  付近では水色が最も多く、衝突により生成された  $\pi$ 、K 中間子などの軽いハドロンの由来のミュオンが最も多いことが分かる。しかし今後は、MFT とミュオンスペクトロメータ間の飛跡結合法が 2.3.1 章に示した第一の外挿する方法から、第二の各々の飛跡を結合する方法に変わることによって、MFT とミュオンスペクトロメータ間で崩壊するような軽いハドロンの崩壊由来のミュオンを識別することが可能となる。また、図 19 から分かるように、MFT とミュオンスペクトロメータ間の組み間違いが  $p_T=0.5\text{GeV}/c$  では約 20%、 $p_T=1\text{GeV}/c$  では 15% 減少するため、信号対背景比と信号感度の更なる向上が期待できる。

次に、相関を持ったミュオン対について考える。以下にミュオン対を用いて再構成した不変質量分布の予想値と各成分を図 36 に示す。図 36 より、マゼンタの  $c\bar{c}$  が  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の不変質量領域に最も多く存在する背景事象である。 $c\bar{c}$  とは、強散乱により生成されたチャーム・反チャームクォーク対の崩壊由来のミュオンによる組み合わせを指す。チャームと反チャームの生成時の角度が、崩壊時のミュオン対の角度相関に関係するため、不変質量分布を持っている。そこで、これらの背景事象を低減させるためには、チャームを含むハドロンの寿命 ( $\tau_{D^0} \sim 4 \times 10^{-13}$  秒、 $\tau_{D^\pm} \sim 1 \times 10^{-12}$  秒) の長さに着目して、粒子の崩壊点と衝突点の距離が離れていることを利用した Distance Closest Approach(DCA) という手法を用いる。Distance Closest Approach(DCA) とは、図 37 の示す最近接距離であり、粒子の寿命に強く依存する値である。したがって、DCA 分布を用いることで、短寿命の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子 ( $\tau_\omega \sim 7.8 \times 10^{-23}$  秒、 $\tau_\phi \sim 1.5 \times 10^{-22}$  秒) に対して長寿命の  $c\bar{c}$  を識別することが可能となり、信号対背景比と信号感度の向上が期待できる。

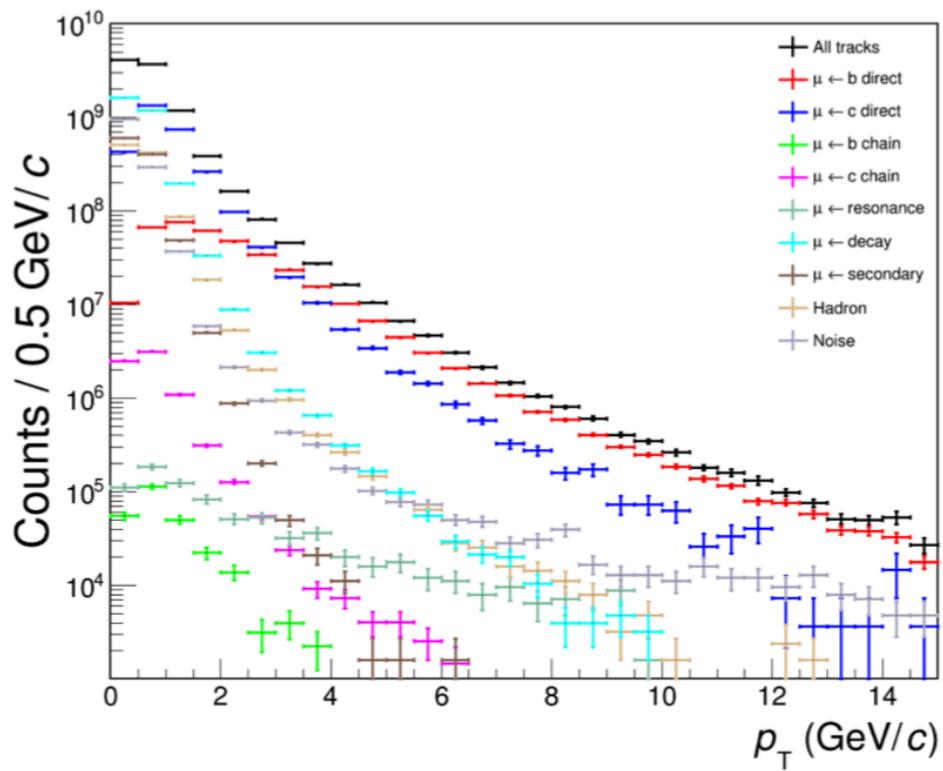


Figure 35: Run3 で期待される再構成したミューオンの横運動量分布。黒：全ての飛跡、赤：ボトムクォークを含むハドロン由来のミューオン、青：チャームクォークを含むハドロン由来のミューオン、水色：軽いハドロン( $\pi$ , K 中間子) 由来のミューオン。[17]

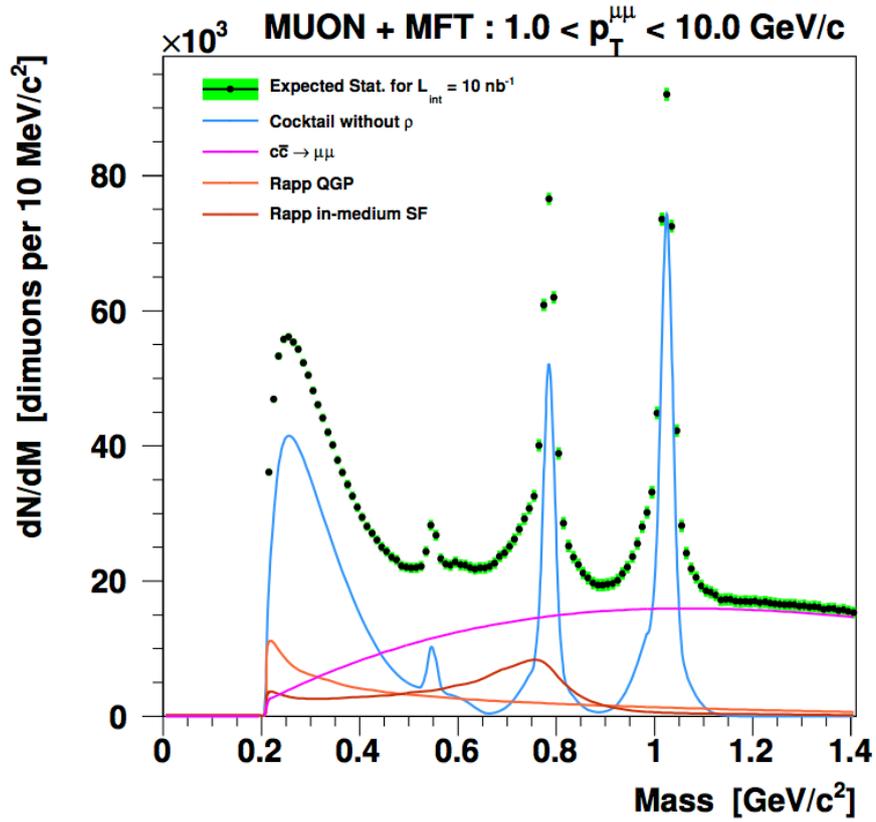


Figure 36: シミュレーションを用いたミューオン対による不変質量分布と各成分の予想値 [36]

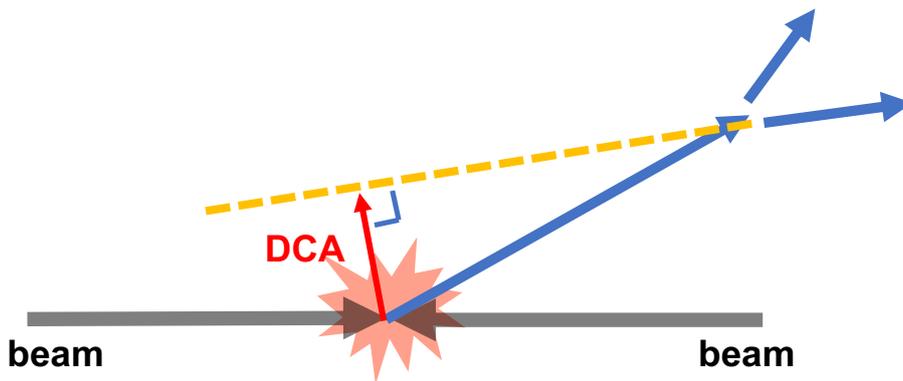


Figure 37: 最近接距離 : Distance Closest Approach(DCA)

## References

- [1] D. J. Gross and F. Wilczek, "Asymptotically Free Gauge Theories. I", Phys. Rev. D8 3633, (1973)
- [2] 独立行政法人 理化学研究所 大学共同利用機関法人 高エネルギー加速器研究機構, (2010), "米・重イオン衝突型加速器「RHIC」で、4兆度の超高温状態を実現", <http://www.riken.jp/pr/press/2010/20100216/>
- [3] ALICE Japan Official web site " <http://alice-j.org/>"
- [4] Exascale Computational Sciences, <http://www.ccs.tsukuba.ac.jp/eng/research-activities/projects/ha-pacs/sciences/>
- [5] GRAPHIC SCIENCE MAGAZINE ニュートン, (2009), 『Newton 素粒子とは何か』, NewtonPress 159pp.
- [6] "物質に質量を与えるクォーク凝縮現象を支持する実験的証拠を得ることに成功", <http://www.s.u-tokyo.ac.jp/ja/press/2004/02.html>
- [7] X.Zhu, "correlations as a sensitive probe for thermalization in high energy nuclear collisions", (2007) <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307002316>
- [8] 鈴木溪, "カイラル対称性の部分的回復に伴う核媒質中のハドロン質量増加", (2015) <http://www-conf.kek.jp/hadnucl/HadNucl2015/slides/1-2.pdf>
- [9] 佐久間史典, "物質質量の起源を実験的に探る", (2009) <http://www.th.phys.titech.ac.jp/exotic/SS09/Talks/Sakuma.pdf>
- [10] 文部科学省科学研究費補助金新学術領域研究, "カイラル対称性の破れによる質量生成機構の実験的解明", <http://www.hepl.phys.nagoya-u.ac.jp/public/newhadron/jpn/research/j-parc.html>
- [11] KEK-PS E325 Collaboration, "Evidence for In-Medium Modification of the  $\phi$  Meson at Normal Nuclear Density", Phys. Rev. Lett. 98, 042501, 2007.
- [12] C. Patrignani et al. "Particle Data Group", Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update
- [13] A. ADARE et al., (2016), Dielectron production in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV DOI: 10.1103/PhysRevC.93.014904
- [14] "CERN Accelerating science", <http://lhcbathome.web.cern.ch/about>

- [15] "Longer term LHC schedule" <https://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/schedule/LHC-long-term.htm>
- [16] <http://aliceinfo.cern.ch/node/3935>
- [17] ALICE Collaboration, (2015), "Technical Design Report for the Muon Forward Tracker" , CERN-LHCC-2015-001
- [18] ALICE collaboration, "The ALICE DiMUON Spectrometer " [http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2\\_dim\\_spec.html](http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_dim_spec.html)
- [19] ALICE Collaboration, "The Muon Spectrometer of the ALICE experiment", 10.1016/j.nuclphysa.2004.12.059, 2004
- [20] ALICE Collaboration, (2010), Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks
- [21] ALICE Collaboration, (2013), Performance of the ALICE VZERO system, arXiv:1306.3130
- [22] ALICE Collaboration, (2004), Technical Design Report on Forward Detectors : FMD, T0 and V0, ALICE-TDR-011
- [23] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al. (2011), Centrality Dependence of the Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.032301
- [24] ALICE experiment, More details on the ALICE ZDC <http://alice.web.cern.ch/detectors/more-details-alice-zdc>
- [25] ALICE Collaboration, Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System, DOI:10.1088/0954-3899/41/8/087002, (2014)
- [26] ALICE Collaboration, ITS Upgrade Project : Mechanical and Cooling Structure(WG4) [http://alicematters.web.cern.ch/?q=ITSUpgrade\\_WG4](http://alicematters.web.cern.ch/?q=ITSUpgrade_WG4), 2012.
- [27] C. Tsallis, "Possible generalization of Boltzmann - Gibbs statistics", DOI:<https://doi.org/10.1007/BF01016429>, 2012
- [28] STAR Collaboration, B .Abelev et al., "Strange particle production in p+p collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV ", in Phys. Rev. C75, 064901, 2007.
- [29] E.A.R. Casula and A.De Falco, " $\phi$  production at forward rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV ", in analysis note, 2017.
- [30] WA80 Collaboration, "Production of  $\eta$  mesons in 200 A GeV/c S+S and S+Au reactions", Phys. Rev B 361 (1995) 14-20.

- [31] P. K. Khandai, P. Shukla, and V. Singh, "Meson spectra and  $m_T$  scaling in p+p, d+Au and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", Phys. Rev. C 84, 054904, 2011.
- [32] PHENIX Collaboration, "Heavy quark production in p + p and energy loss and flow of heavy quarks in Au + Au collision at  $S/\sqrt{N} = 200$  GeV", Phys. Rev. C 84, 044905, 2011.
- [33] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), "Particle Data Group 34. Passage of particles through matter", Chin. Phys. C, 40, 100001 (2016) and 2017 update, pp. 15-17
- [34] D. Martinez Santosa · F. Dupertuisb, (2014), Mass distributions marginalized over per-event errors arXiv:1312.5000v2 [hep-ex]
- [35] Markus K Köhler, the Alice Collaboration, "Low-mass dielectron measurement in pp and Pb-Pb collisions in ALICE", Journal of Physics: Conference Series 446 (2013) 012049, doi:10.1088/1742-6596/446/1/012049
- [36] ALICE Collaboration, "Upgrade of the ALICE Experiment Addendum to the letter of Intent, Muon Forward Tracker", CERN-LHCC-2013-014, (2013)

## 参考図書

- GRAPHIC SCIENCE MAGAZINE ニュートン, (2007), 『Newton 加速器がわかる本』 NewtonPress 154pp.
- 日経サイエンス, 『ヒッグス粒子』 (通巻 495 号) 2012 年 9 月号
- 秋葉康之, (2014), 『クォーク・グルーオン・プラズマの物理』, 共立出版 pp.75-81, 111-116

## 謝辞

研究を行うにあたって関わって頂いた全ての方々に感謝の意を示します。

### 八野さん、関畑さん、永嶋さん

最初に、八野さんには大変お世話になりました。修士から ALICE 実験に参加し、技術的なことが何も分からず困っていた私に、八野さんは必要なファイルや使い方を教えて下さいました。八野さんの助けがあったからこそ、解析を出来るようになり、本研究が完遂したと思います。次に、同じ ALICE 実験に参加している関畑さんは、技術的なことに困っていた私に、親身になって教えてくれました。特にシミュレーションでは、コードまで見てくださり解決することが出来ました。最後に、PHENIX 実験に参加している永嶋さんは、毎週の解析ミーティングで、いつもの確なアドバイスをくださり、解析で迷っていた時でも道筋を作ってくださいました。卒論で行った PHENIX 実験の解析の時から大変お世話になりました。永嶋さんと一緒に研究をする中で、本分野に対する知識や解析に対する向き合い方など学ぶ事が出来ました。先輩方には、私の理解が進まない中でも、丁寧にご指導くださり本当にお世話になりました。本分野における益々のご活躍を期待しております。

### スタッフのみなさま

研究室の全体のミーティングでは、いつも異なる視点からの確なアドバイスをくださり、本研究に対する理解を深めることが出来ました。ありがとうございました。

### 同級生のみんな

修論前の忙しい時期でも、同級生のみんなと一緒にいたからこそ頑張れたと思います。5人ともこれからは、別々の道を進むけど、それぞれの場所で活躍出来ることを願っています。

最後に、研究室メンバー恵まれた、この環境で3年間研究が出来て楽しかったです。これまでに得た知識を活かして、社会に出ても努力する姿勢を忘れずに頑張りたいと思います。