

平成 29 年度卒業論文

高エネルギー原子核衝突における  
ハドロン質量状態変化の  
 $\mu$  粒子対崩壊を介した検出感度評価

広島大学理学部物理科学科  
クォーク物理学研究室  
学籍番号 B144480

吉川 和樹

平成 30 年 2 月 20 日  
指導教官 杉立 徹 教授  
主査 志垣 賢太 准教授  
副査 栗木 雅夫 教授

## 概要

カイラル対称性の破れはハドロン質量の獲得機構である。カイラル対称性が破れることにより粒子の周りの空間をクォーク凝縮と呼ばれる場が埋め尽くし、このクォーク凝縮による抵抗が粒子に質量を与えると考えられている。極初期宇宙に存在したクォーク・グルーオンプラズマ相 (QGP 相) と呼ばれる高温高压状態において、このカイラル対称性の破れが部分回復し、それに伴う質量状態変化が予言されている。ヨーロッパ原子核機構 (CERN) によって建設された LHC 加速器を用いて行なっている ALICE 実験では主に高エネルギー重イオン衝突実験を行い、この高温高压状態を再現することによる QGP の性質の研究を進めている。本研究では LHC 加速器 ALICE 実験での原子核相互衝突で生成する低質量ベクトル中間子の  $\mu$  粒子対を介した質量状態変化探索の第一段階として陽子相互衝突を用いて低質量ベクトル中間子の実データに基づく質量分布を作成し、質量状態変化が起こった場合に考えられる不変質量や崩壊幅の変化をシミュレーションすることで質量状態変化の検出感度を評価をした。今回の解析では不変質量変化においては  $\omega$  中間子 2010 年 RUN1  $\sqrt{s} = 7TeV$  で 0.089% 以下の質量変化で  $\sigma$ 、 $\omega$  中間子 2016 年 RUN2  $\sqrt{s} = 13TeV$  で 0.015% 以下で  $1\sigma$  のずれを検出できるという結果が得られ陽子相互衝突では質量状態変化が起こった場合、非常に高い感度で検出されることがわかった。陽子相互衝突では衝突系が小さく QGP 相は生成されないか、粒子が QGP 相内で崩壊する前に通過してしまうため、質量状態変化は検出されないという理論予想がされているが、今後、QGP 相生成のより現実的なモデルである鉛相互衝突における質量状態変化の探索に本研究の結果が基準となると期待している。

# 目次

<b>1</b>	<b>序論</b>	<b>8</b>
1.1	標準模型	8
1.2	量子色力学	9
1.3	クォーク・グルーオンプラズマ (QGP)	9
1.4	カイラル対称性の破れ	10
1.5	低質量ベクトル中間子	10
1.6	高エネルギー原子核衝突実験	10
1.7	考慮する物理量と変数	11
1.7.1	横運動量	11
1.7.2	ラピディティ	11
1.7.3	擬ラピディティ	12
1.8	研究目的	12
<b>2</b>	<b>実験背景</b>	<b>13</b>
2.1	LHC 加速器	13
2.2	ALICE 実験	13
2.3	ミュオンスペクトロメーター	14
2.3.1	フロントアプソバー	14
2.3.2	トラッキングシステム	14
2.3.3	ダイポールマグネット	14
2.3.4	フィルター	15
2.3.5	トリガーシステム	15
2.4	V0 検出器	15
2.5	ミュオン・フォワード・トラッカー (Muon Forward Tracker, MFT)	16
<b>3</b>	<b>解析手法</b>	<b>17</b>
3.1	実データ解析	17
3.1.1	データ	17
3.1.2	事象選別	17
3.1.3	不変質量再構成	17
3.1.4	バックグラウンド	18
3.1.5	フィッティング関数	20
3.2	期待される質量分布の作成	24
3.2.1	生成断面積	24
3.2.2	質量分布作成	24
3.3	質量分布解析	26
3.3.1	質量状態変化モデル	26

3.3.2	検出感度評価方法 . . . . .	27
<b>4</b>	<b>結果</b>	<b>28</b>
4.1	mass 変化モデル . . . . .	28
4.1.1	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV . . . . .	28
4.1.2	$\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV . . . . .	32
4.1.3	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV . . . . .	34
4.1.4	$\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV . . . . .	36
4.2	崩壊幅変化モデル . . . . .	38
4.2.1	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV . . . . .	38
4.2.2	$\omega$ 中間子 2016 13 TeV . . . . .	43
4.2.3	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV . . . . .	46
4.2.4	$\phi$ 2016 年 13 TeV . . . . .	49
<b>5</b>	<b>考察、結論</b>	<b>52</b>
5.1	考察、結論 . . . . .	52

## 目 次

1	標準模型での素粒子の分類 [1] . . . . .	8
2	メソン バリオン . . . . .	9
3	カイラル対称性の破れの概念図 [2] . . . . .	11
4	クォーク凝縮の強度変化と密度、温度の関係 [2] . . . . .	11
5	LHC 加速器 [3] . . . . .	13
6	ALICE 実験 検出器 [4] . . . . .	14
7	ミューオンスペクトロメーター [5] . . . . .	15
8	ミューオン・フォワード・トラッカー [6] . . . . .	16
9	コンビナトリアルバックグラウンドの差し引き . . . . .	20
10	実データの $\omega, \phi$ 中間子のフィッティング . . . . .	22
11	実データのフィッティングで得られた $\omega, \phi$ 中間子の不変質量、崩壊幅とその誤差、また崩壊幅と文献値から求めた検出器分解能 . . . . .	23
12	実データのフィッティングで得られた $p_T$ 領域ごとの $\omega, \phi$ 中間子の不変質量、崩壊幅と PDG からの文献値 . . . . .	23
13	実データの統計 2010 年 $\sqrt{s}=7$ TeV, 2016 年 $\sqrt{s}=13$ TeV の $\omega, \phi$ 中間子の統計量 . . . . .	25
14	実データに基づいて作成した 2010 年 7 TeV の $\omega$ 中間子とバックグラウンドの質量分布 . . . . .	26
15	質量状態変化モデル . . . . .	27
16	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の中心値の関係 . . . . .	28
17	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : $p_T$ 領域ごとの $s/\sqrt{n}$ . . . . .	29
18	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	30
19	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表 . . . . .	30
20	$\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の中心値の関係 . . . . .	32
21	$\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : $p_T$ 領域ごとの $s/\sqrt{n}$ . . . . .	32
22	$\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	33
23	$\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表 . . . . .	33
24	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の中心値の関係 . . . . .	34
25	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : $p_T$ 領域ごとの $s/\sqrt{n}$ . . . . .	34
26	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	35
27	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表 . . . . .	35
28	$\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の中心値の関係 . . . . .	36

29	$\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : $p_T$ 領域ごとの $s/\sqrt{n}$ . . . . .	36
30	$\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	37
31	$\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表 . . . . .	37
32	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係 . . . . .	38
33	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	39
34	MFT 導入後の検出器分解能を見積もった先行研究 [8] . . . . .	40
35	MFT を考慮した $\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係 . . . . .	40
36	MFT を考慮した $\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	41
37	$\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表 . . . . .	41
38	MFT を考慮した $\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表 . . . . .	42
39	$\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係 . . . . .	43
40	$\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	43
41	MFT を考慮した $\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係 . . . . .	44
42	MFT を考慮した $\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	44
43	$\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表 . . . . .	45
44	MFT を考慮した $\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表 . . . . .	45
45	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係 . . . . .	46
46	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	46
47	MFT を考慮した $\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係 . . . . .	47
48	MFT を考慮した $\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	47
49	$\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表 . . . . .	48
50	MFT を考慮した $\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表 . . . . .	48
51	$\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係 . . . . .	49
52	$\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	49
53	MFT を考慮した $\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係 . . . . .	50
54	MFT を考慮した $\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と $\sigma$ の関係 . . . . .	50

55	$\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表 . . . . .	51
56	MFT を考慮した $\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表 . .	51
57	2010 年 7 TeV の $\omega$ での不変質量変化、崩壊幅変化、崩壊 幅変化 (MFT) の比較 . . . . .	52
58	2010 年 7 TeV の $\omega$ 、 $\phi$ 中間子の検出感度の比較 . . . . .	53
59	中間子の収量をパラメーターに加えた質量状態変化モデル	54

# 1 序論

## 1.1 標準模型

素粒子の性質を記述する理論を標準模型といい、この理論には17種類の素粒子とその間にはたらく3種類の基本相互作用がある。17種類の素粒子のうち12種類は6種類のクォークと6種類のレプトンと呼ばれる物質粒子であり、これらの物質粒子はスピン $\frac{1}{2}$ を持つフェルミオンである。クォークには $+\frac{2}{3}e$ の電荷を持つu(up アップ),c(charm チャーム),t(top トップ)クォークと、 $-\frac{1}{3}e$ の電荷を持つd(down ダウン)s(strange ストレンジ)b(bottom ボトム)クォークがある。レプトンには電荷を持つものと持たないものがあり、電子(e)、ミューオン( $\mu$ )、タウ( $\tau$ )の3種類は $-e$ の電荷をもち、電子ニュートリノ( $\nu_e$ )、ミュー・ニュートリノ( $\nu_\mu$ )、タウ・ニュートリノ( $\nu_\tau$ )の3種類は電荷を持たない。4種類はゲージ粒子と呼ばれる素粒子間の相互作用を伝える粒子である。ヒッグス粒子は光子とグルーオン以外の素粒子に質量を与える粒子である。またクォークとレプトンはともに符号が反対の電荷を持つ反粒子が存在する。

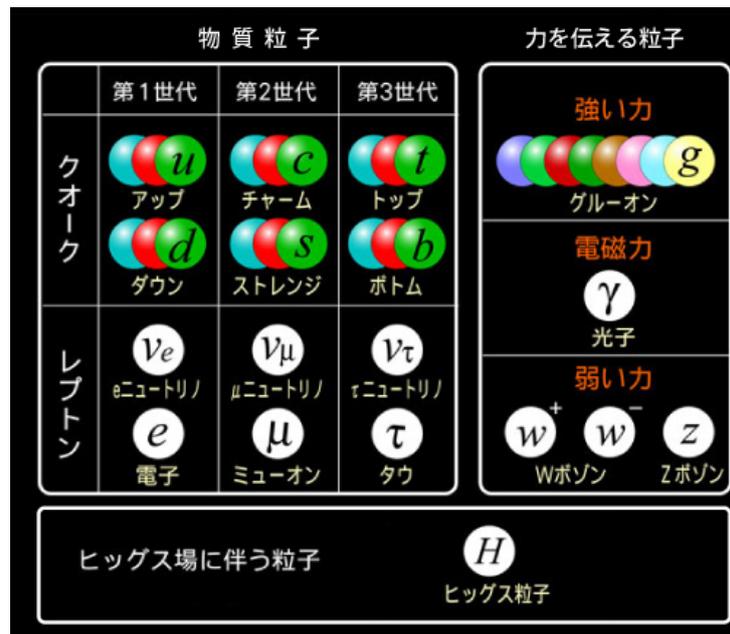


図 1: 標準模型での素粒子の分類 [1]

## 1.2 量子色力学

自然の相互作用には標準模型の基本相互作用である電磁相互作用、強い相互作用、弱い相互作用に加え重力の4つの基本的な相互作用がある。このうちの強い相互作用を記述す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はたらき、グルーオンが媒介粒子となりクォークの持つ3つの色荷の交換がおこなわれている。色荷とはクォークとグルーオンの持つ強い相互作用の電荷に相当するものである。クォークやグルーオンは色荷が無色になるように重ね合わされることで、安定な複合粒子として存在できるようになるため通常単体では存在できない。このような複合粒子をハドロンという。ハドロン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反クォークから成るメソンの2つがあり、バリオンには陽子や中性子、メソンには $\pi$ 中間子やK中間子などがある。QCDには漸近的自由性と呼ばれる、高エネルギーであるほど結合が弱くなりクォークが自由に振る舞う性質や、逆に低エネルギーではクォークを単体で取り出せない性質がある。

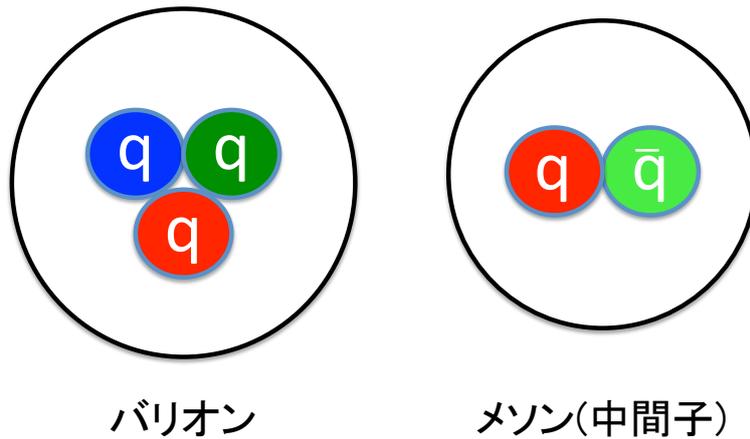


図 2: メソン バリオン

## 1.3 クォーク・グルーオンプラズマ (QGP)

QCD から、クォークやグルーオンは陽子や中性子の中に閉じ込められているので単体では存在できない。しかし高温高密度な状態下ではハドロン同士が重なり合うことでハドロンは存在できなくなりクォークやグルーオンが自由に動ける状態になる。このような状態をクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) と呼びビッグバン直後の極初期宇宙での高温高圧状態に存在していたと考えられている。

## 1.4 カイラル対称性の破れ

素粒子はヒッグス場との相互作用により質量を獲得する。しかしこの相互作用で  $u$  クォークと  $d$  クォークが獲得する質量は数  $\text{MeV}/c^2$  であり、 $u$  クォークと  $d$  クォークが3つから成る核子の質量が約  $1\text{GeV}/c^2$  であるのとは比べると非常に小さく、ヒッグス機構では核子質量の大半が説明できない。この大部分を説明するのが「クォーク凝縮」という機構である。クォーク凝縮とは物質の周りを埋め尽くしている媒質で、物質とこの媒質の間に生まれる抵抗力が物質に質量を与えるという機構である。クォーク凝縮で埋め尽くされた空間への相転移を「カイラル対称性の破れ」という。クォークはフェルミオンであり  $\frac{1}{2}$  のスピンを持っている。このスピンの向きが運動方向と同じ場合を「右巻き」、逆向きの場合を「左巻き」という。質量が0の粒子を考えた時、この粒子は光速で運動するためどの慣性系からでも右巻きか左巻きかは変わらない。右巻きか左巻きかは粒子固有の属性となっており、このような属性を「カイラリティ」と呼び、この場合ではカイラリティが保存しているためカイラル対称性が保たれている。一方、質量を持つ粒子を考えた時、この粒子は光速では運動できないのでその粒子より速い速度で運動する系からは見かけの運動方向が変化する。この場合にはカイラリティは保存せず、カイラル対称性は破れている。QGPのような高温高压状態ではクォーク凝縮が融解して粒子が質量を失いカイラル対称性の破れが回復すると考えられている。

## 1.5 低質量ベクトル中間子

カイラル対称性の破れの回復による質量状態変化の測定において  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  中間子といった低質量ベクトル中間子は獲得する質量が他の中間子に比べて相対的に大きく  $\mu$  粒子への崩壊モードを持つため適していると言える。 $\mu$  粒子への崩壊モードが重要なのは、QGP中で低質量ベクトル中間子が崩壊してできた  $\mu$  粒子対は強い相互作用による散乱を受けないため崩壊前の低質量ベクトル中間子の情報を持っていることと、 $\mu$  粒子は電子に比べ透過性が高く  $\mu$  粒子だけを取り出せるためである。

## 1.6 高エネルギー原子核衝突実験

金や鉛などの重原子核同士を超高エネルギーで衝突させることにより、宇宙初期と同じ高温状態を再現し QGP を作り出すことを目的とした実験が高エネルギー原子核衝突実験である。

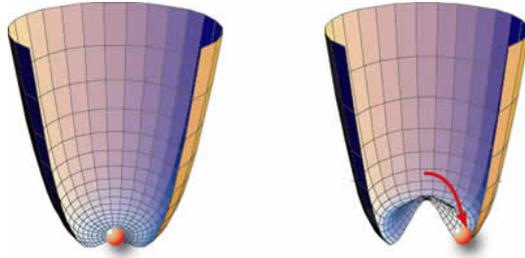


図 3: カイラル対称性の破れの概念図 [2]

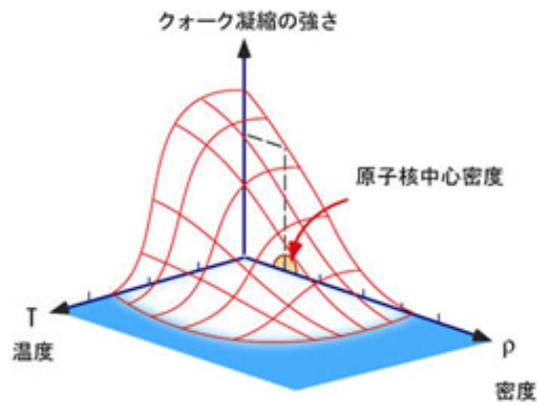


図 4: クォーク凝縮の強度変化と密度、温度の関係 [2]

## 1.7 考慮する物理量と変数

### 1.7.1 横運動量

横運動量とは原子核衝突実験において生成される粒子の運動量をビームラインに対して垂直な平面に射影した運動量のこと、この横運動量は  $p_T$  と表記し、ビーム軸方向のローレンツ変換の影響を受けず粒子の性質を示すのに重要な変数である。

### 1.7.2 ラピディティ

ラピディティとは原子核衝突実験において粒子の運動を記述するのに用いられる変数で、 $y$  と表記し次のように定義される。

$$y = \frac{1}{2} \log \frac{E + p_z}{E - p_z} = \log \frac{E + p_z}{\sqrt{m^2 + p_T^2}} = \tanh^{-1} \frac{p_z}{E} \quad (1)$$

$p_z$  は  $z$  軸をビームラインの方向とした  $z$  軸方向の運動量である。 $y$  が小さい時  $y = \frac{p_z}{E}$  となり、 $z$  軸方向の速度  $\beta_z$  は  $\beta_z = \frac{v_z}{c}$  に等しくなる。また  $z$  軸方向に  $\Delta y = \tanh^{-1} \beta$  で動く系に対してローレンツ変換を行うと、 $y \rightarrow y - \Delta y$  となりラピディティ  $y$  は  $z$  軸の速度に対応しその変換が単純な加減算になることがわかる。

### 1.7.3 擬ラピディティ

擬ラピディティとはラピディティに近い変数で次のように定義される。 $\theta$  はビームラインと粒子の放出方向のなす角である。擬ラピディティは  $\theta$  だけの関数であるので、放出角  $\theta$  を擬ラピディティを用いて記述することができる。また  $p \gg m$  のとき  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$  なので  $y = \eta$  となりラピディティと擬ラピディティはほぼ等しい値となる。

## 1.8 研究目的

前述したように QGP 相においてカイラル対称性の破れの回復による質量状態変化が予想されている。私たちは低質量ベクトル中間子 ( $\omega, \phi$ ) から  $\mu$  粒子対への崩壊チャンネルに着目し  $\mu$  粒子対から再構成した不変質量分布を解析することによる質量状態変化の観測を目指している。本研究では原子核相互衝突での質量状態変化探索を行う前段階として陽子相互衝突で質量状態変化を想定したシミュレーションからその検出感度評価を行い、原子核相互衝突での解析への基準を算出し、またこれらに必要な解析手法の習得することを目的とする。

## 2 実験背景

### 2.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) は欧州原子核研究機構 (CERN) の世界最大の加速器でスイスのジュネーブにスイスとフランスの国境をまたいで設置されている。LHC には ALICE 実験、CMS 実験、ATLAS 実験、LHCb 実験、LHCf 実験、TOTEM 実験の 6 つの実験グループがあり、それぞれが異なる研究目的を持って実験を行なっている。

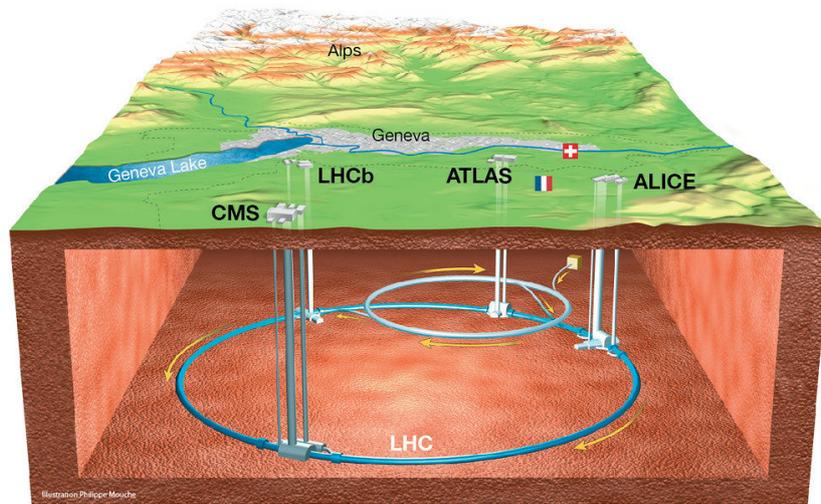


図 5: LHC 加速器 [3]

### 2.2 ALICE 実験

前述したように LHC では 6 つのグループが各々異なる目的の研究をしており、ALICE 実験 (A Large Ion Collider Experiment) では重イオンの衝突実験を行い、QGP を生成し、その性質を明らかにすることを目的としている。ALICE 実験検出器は大きく分けて次の 3 つの部分が存在する。

- (1) 衝突点付近を覆うセントラルバレル ( $-0.9 < \eta < 0.9$ )
- (2) 前方方向の  $\mu$  粒子を検出するミュオンアーム ( $-4 < \eta < -2.5$ )
- (3) 衝突事象を選別するグローバル検出器

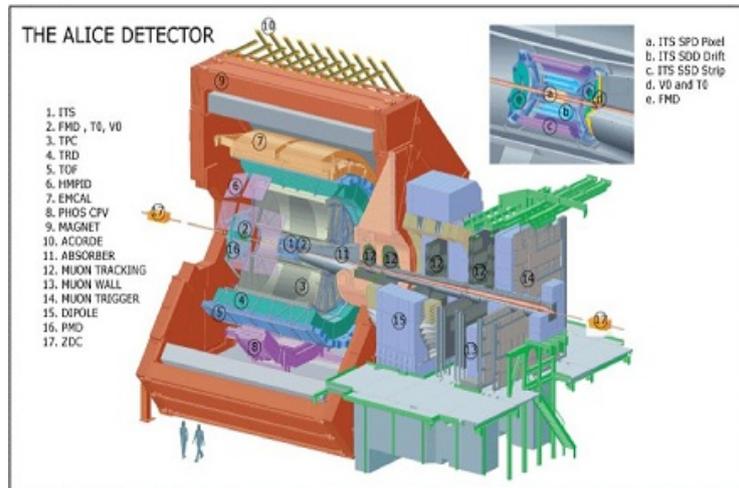


図 6: ALICE 実験 検出器 [4]

## 2.3 ミューオンスペクトロメーター

ミューオンスペクトロメーターは ALICE 実験における  $\mu$  粒子検出器であり、擬ラピディティー範囲  $-4 < \eta < -2.5$  を覆っている。ミューオンスペクトロメーターは、フロントアブソーバー、トラッキングシステム、ダイポールマグネット、フィルター、トリガーシステムの5つから成る。フロントアブソーバーを抜けた粒子をダイポールマグネットで飛跡を曲げ、トラッキングシステムで飛跡を検出し粒子の運動量を測定する。

### 2.3.1 フロントアブソーバー

フロントアブソーバーはカーボン、鉄、コンクリートなどから成り、原子核衝突により生成される粒子の中から様々な粒子を取り除き、 $\mu$  粒子のみを検出するためのもの

### 2.3.2 トラッキングシステム

トラッキングシステムは5枚のステーションからなる飛跡検出器

### 2.3.3 ダイポールマグネット

ダイポールマグネットはミュー粒子の飛跡をローレンツ力で曲げるための双極子磁石

### 2.3.4 フィルター

フィルターはフロントアブソーバー内での反応で生じたハドロンなどを除去する厚さ 1.2m の鉄製の壁

### 2.3.5 トリガーシステム

トリガーシステムはフィルターを通過し到達した粒子をミュー粒子と決定する 2 枚のステーションからなる。

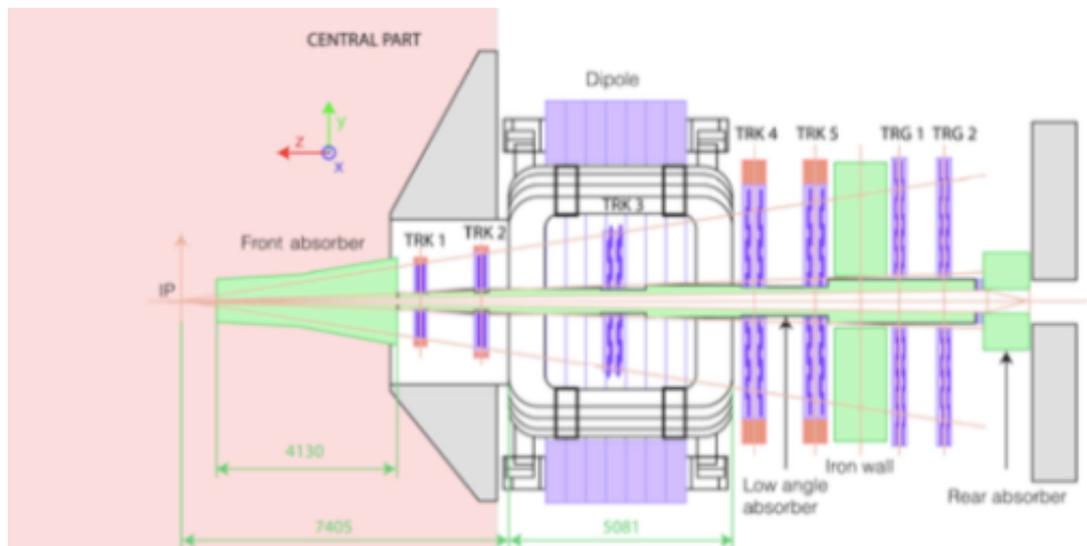


図 7: ミューオンスペクトロメーター [5]

## 2.4 V0 検出器

V0 検出器は 2 枚のディスクのプラスチックシンチレータユニットから成り V0C は  $z = -88\text{cm}$  にあり、 $-3.7 < \eta < -1.7$  の範囲を覆っており、V0A は  $z = 329\text{cm}$  にあり、 $2.8 < \eta < 5.1$  を覆っている。衝突で生成した荷電粒子を数を測定する。この衝突点からみた CMS のある方向を C 方向、ATLAS のある方向を A 方向と呼ぶ。

## 2.5 ミューオン・フォワード・トラッカー (Muon Forward Tracker, MFT)

2021 年から運用が予定されている新たな検出器である。MFT はアブソーバーの前方に設置されるのでアブソーバー内での多重散乱の影響を受けない。そのため  $\mu$  粒子の飛跡検出精度向上を期待している。

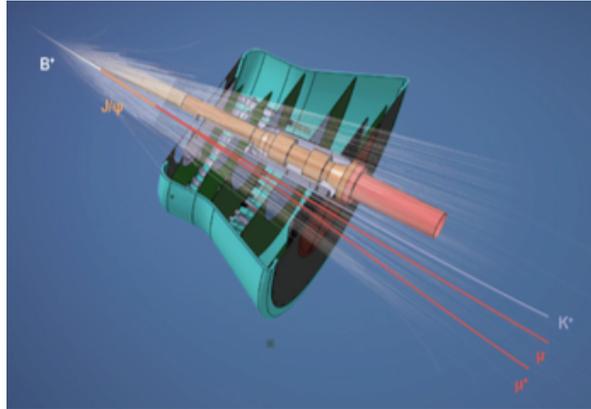


図 8: ミューオン・フォワード・トラッカー [6]

## 3 解析手法

### 3.1 実データ解析

#### 3.1.1 データ

本研究では、ALICE 実験での 2016 年、重心系衝突エネルギー  $\sqrt{s} = 13$  TeV の陽子相互衝突で収集した  $\mu$  粒子の実データを用いて解析を行い、 $\omega, \phi$  中間子の質量分布をフィッティング関数により再現する。

#### 3.1.2 事象選別

陽子相互衝突において生成される粒子には観測対象とする粒子以外にも様々な粒子が存在する。そのため、観測した事象が陽子相互衝突によるものか、また観測対象とするものかを選別するために粒子検出に一定の制限を設ける必要がある。ALICE 実験で用いられているトリガーシステムで前者の保証をするためのトリガーにミニマムバイアストリガー、後者の保証を行うトリガーにミューオン対 トリガーがある。

##### ミニマムバイアストリガー

ミニマムバイアストリガーは、測定した事象が陽子+陽子の衝突であることを保証するためのトリガーである。本研究では V0C と V0A の両方で粒子が検出された時を衝突事象としている。V0C と V0A とは V0 検出器という衝突で生成した荷電粒子を測定する 2 枚のプラスチックシンチレータユニットから構成される検出器である。

##### ミューオン対 トリガー

陽子+陽子衝突実験では  $\omega$  中間子や  $\phi$  中間子以外にも  $J/\psi$  中間子などの粒子も多く生成する。また、 $\omega, \phi$  中間子は  $\mu$  粒子対への崩壊モード以外にも電子陽電子対やハドロンへの崩壊モードがある。このように複数ある  $\omega, \phi$  中間子の崩壊モードから検出の際に制限をかけることで、できる限り  $\mu$  粒子対に崩壊した衝突事象だけを選別している。

#### 3.1.3 不変質量再構成

前述の方法で選別した  $\mu$  粒子の運動量とエネルギー、質量から親粒子である  $\omega, \phi$  中間子の不変質量を以下のように計算する。 $\omega$  中間子の不変質量を  $M_\omega$ 、エネルギーを  $E_\omega$ 、運動量を  $p_\omega$ 、 $\mu$  粒子の不変質量を  $M_\mu$ 、エネルギーを  $E_\mu$ 、運動量を  $p_\mu$  とする。まず、 $\omega$  中間子の不変質量は

$$M_\omega^2 = E_\omega^2 - |\vec{p}_\omega|^2 \quad (2)$$

と書くことができ、崩壊前後の  $\mu$  粒子と  $\omega$  中間子のエネルギー保存則、運動量保存則より以下のような式が得られる。

$$E_\omega = E_{\mu^+} + E_{\mu^-} \quad (3)$$

$$\vec{p}_\omega = \vec{p}_{\mu^+} + \vec{p}_{\mu^-} \quad (4)$$

これら式 (2)(3)(4) より式 (3)(4) を (2) に代入して

$$M_\omega = \sqrt{(E_{\mu^+} + E_{\mu^-})^2 - |\vec{p}_{\mu^+} + \vec{p}_{\mu^-}|^2} \quad (5)$$

と表すことができる。ここでは  $\omega$  中間子について行なったが  $\phi$  中間子においても同様の計算で不変質量が求められる。

### 3.1.4 バックグラウンド

$\mu$  粒子対から再構成した不変質量には観測対象とする  $\omega, \phi$  中間子を親粒子としないものや、同一の  $\omega, \phi$  中間子由来でない  $\mu$  粒子から組まれたものがあり、このような無相関な  $\mu$  粒子が原因で生まれるバックグラウンドをコンビナトリアルバックグラウンドという。本研究では、このコンビナトリアルバックグラウンドを差し引く方法として、ライクサインメソッドという方法を用いた。

ライクサインメソッド

コンビナトリアルバックグラウンドは無相関な  $\mu$  粒子対から不変質量を再構成したことによりできたバックグラウンドである。本研究で着目する  $\omega, \phi$  中間子の崩壊モードにおいては同じ電荷を持つ  $\mu$  粒子対は無相関なので、このコンビナトリアルバックグラウンドを差し引くためには、同じ電荷を持つ (like-sign)  $\mu$  粒子対で不変質量を再構成しバックグラウンドを再現すればいい。ここで、signal をコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた後の質量分布、 $N_{+-}^{same}$  を同じ衝突事象での異なる電荷を持つ (unlike-sign)  $\mu$  粒子対の数、 $N_{++}^{same}, N_{--}^{same}$  をそれぞれ正と負の同じ電荷を持つ (like-sign)  $\mu$  粒子対の数とすると signal は

$$signal = N_{+-}^{same} - 2R\sqrt{N_{++}^{same}N_{--}^{same}} \quad (6)$$

このように表され、like-sign な  $\mu$  粒子対の正負の対の数の幾何平均である  $\sqrt{N_{++}^{same}N_{--}^{same}}$  にかかっている R を R 因子という。like-sign な  $\mu$  粒子対のアクセプタンスの異なりを補正する因子であり  $N_{+-}^{mixed}, N_{++}^{mixed}, N_{--}^{mixed}$  をそれぞれ確実に無相関な衝突事象 (mixed event) の unlike-sign, like-sign

な  $\mu$  粒子対とすると R 因子は

$$R = \frac{N_{+-}^{mixed}}{2\sqrt{N_{++}^{mixed}N_{--}^{mixed}}} \quad (7)$$

と表され、mixed event から得られた unlike-sign な  $\mu$  粒子対と like-sign な  $\mu$  粒子対の数の比を取ることで same event から得られた like-sign な  $\mu$  粒子対から組んだバックグラウンドの分布を補正することができる。図 9 に示すのがコンビナトリアルバックグラウンドとコンビナトリアルバックグラウンドを差し引く前後の実データの質量分布のヒストグラムである。このヒストグラムを見ればわかるようにコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いても質量分布の形はほぼ変わっておらず差し引けたのはバックグラウンドのほんの一部である。その他のバックグラウンドを構成するものは陽子+陽子衝突により生成した  $c\bar{c}, b\bar{b}$  によるものと考えられている。これは、 $c\bar{c}, b\bar{b}$  からは、それぞれ D 中間子と B 中間子が生成される。B 中間子のほとんどは D 中間子に崩壊し、D 中間子は K 中間子、ミューオン、ミューニュートリノへの三体崩壊をするレプトン崩壊モードを持つ。そのため相関のある  $\mu$  粒子が生じてバックグラウンドに寄与するためである。それ以外にもクォーク対が対崩壊して生じた仮想光子が  $\mu$  粒子対に崩壊するドレル-ヤン過程による寄与も存在すると考えられている。

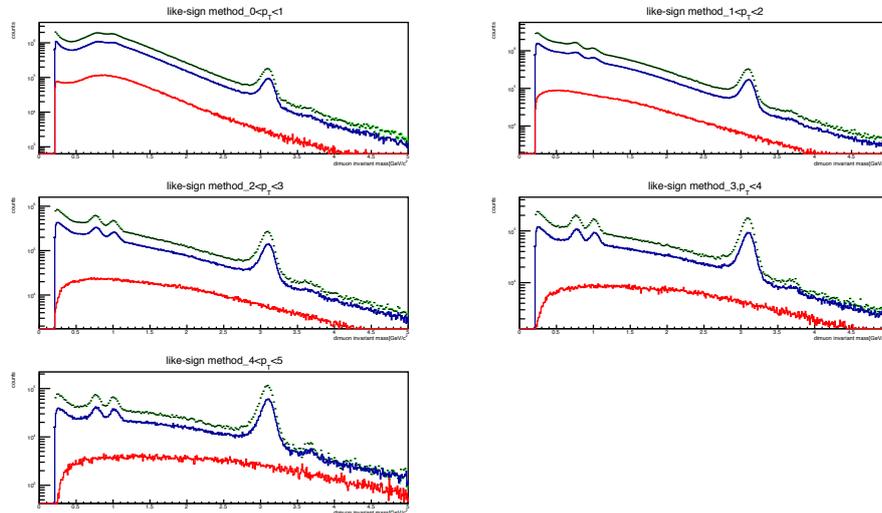


図 9: コンビナトリアルバックグラウンドの差し引き

緑 : unlike-sign な  $\mu$  粒子対の数

赤 : コンビナトリアルバックグラウンド

青 : unlike-sign な  $\mu$  粒子対の数 - コンビナトリアルバックグラウンド

### 3.1.5 フィッティング関数

本研究では実データから  $\omega, \phi$  中間子のピークとバックグラウンド（コンビナトリアルバックグラウンドを差し引いて残ったバックグラウンド）を含んだ質量分布をフィッティングするためにガウス関数と多項式を用いた。

#### ガウス関数

ガウス関数は以下のように表され、3つの parameter、 $a, b, c$  はそれぞれガウス分布の高さ、中心値、幅の値となる。

$$a \exp\left\{-\frac{(x-b)^2}{2c^2}\right\} \quad (8)$$

ガウス関数を用いたのは測定されたエネルギーと運動量から作られた質量分布には検出器の分解能に起因する揺らぎが存在するため質量分布の各点の幅は検出器の分解能であるガウス分布に従うためである。

## 多項式

図9を見ればわかるようにコンビナトリアルバックグラウンドを差し引いた質量分布にはガウス分布以外のバックグラウンドが残されている。このバックグラウンドには前述したように様々な要素が含まれており  $p_T$  領域によってはかなり複雑な形をしていると考えられる。多項式は以下のように表され、本研究では徐々に次数を上げながら適切なものを探した結果、このバックグラウンドを表す関数として5次多項式を用いた。

$$f(x) = \sum_{i=0}^n p_i x^i \quad (9)$$

5次多項式なので上式で  $i = 5$  となるので変数は6つである。

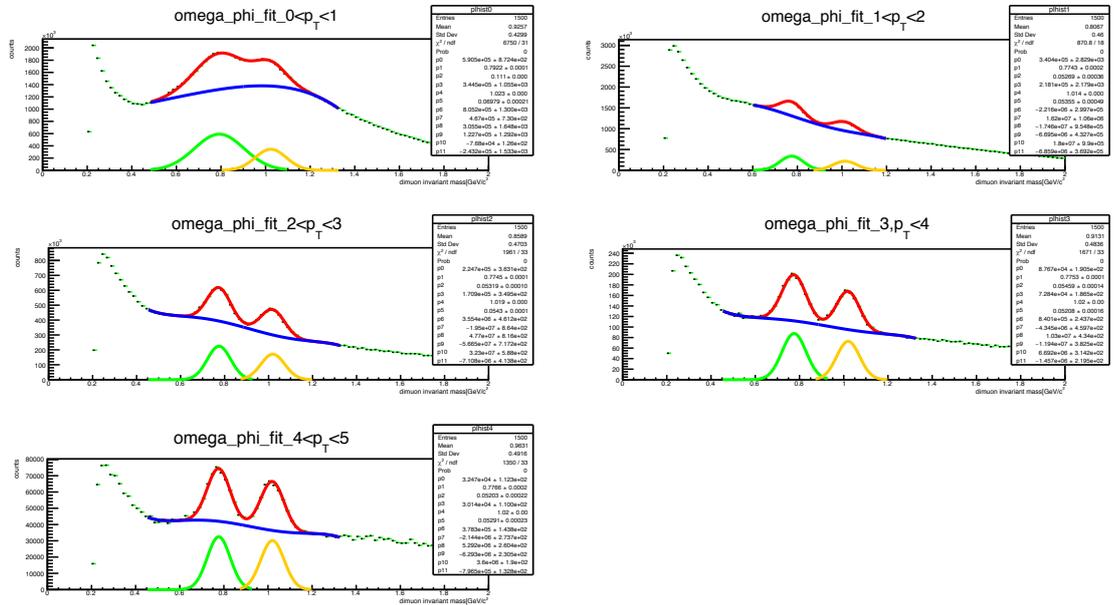


図 10: 実データの  $\omega, \phi$  中間子のフィッティング

赤 : フィッティングライン  
 緑 :  $\omega$  中間子  
 黄 :  $\phi$  中間子  
 青 : バックグラウンド

図 10 に示すのが実データをフィッティングした結果で、 $p_T$  領域  $1\text{GeV}/c$  ごとに 5 つのヒストグラムに分かれている。赤線が  $\omega, \phi$  中間子とバックグラウンドを含んだ実データをフィットしたもので、緑、黄、青がそれぞれ  $\omega, \phi$  中間子とバックグラウンドの関数を表したものである。 $p_T$  領域、 $2\text{GeV}/c \sim 5\text{GeV}/c$  までの領域はほぼ同じような質量分布をしているが  $p_T$  領域、 $0\text{GeV}/c \sim 1\text{GeV}/c$  の領域は質量分布に違いが見られる。これは他の  $p_T$  領域と形が異なるバックグラウンドに  $\omega, \phi$  中間子のを示すガウス分布が埋もれていることが原因であるとヒストグラムから読み取ることができる。

	$p_T$	mass[GeV/c <sup>2</sup> ]	error		width[GeV/c <sup>2</sup> ]	error	PDG-obs
$\omega$	0~1	0.791906	1.46E-04		1.10E-01	1.41E-04	1.20E-02
	1~2	0.774319	1.07E-04		5.27E-02	1.10E-04	2.70E-03
	2~3	0.774639	8.24E-05		5.51E-02	8.55E-05	2.96E-03
	3~4	0.775554	1.15E-04		5.55E-02	1.18E-04	3.00E-03
	4~5	0.777262	1.78E-04		5.29E-02	1.80E-04	2.72E-03
	文献値	0.78265	1.20E-04		8.49E-03	8.00E-05	
$\phi$	0~1	1.02209	1.67E-04		7.00E-02	1.40E-04	4.82E-03
	1~2	1.01374	1.56E-04		5.36E-02	1.60E-04	2.80E-03
	2~3	1.01732	1.04E-04		5.36E-02	1.07E-04	2.80E-03
	3~4	1.01921	1.25E-04		5.19E-02	1.27E-04	2.63E-03
	4~5	1.01911	1.84E-04		5.28E-02	1.84E-04	2.72E-03
	文献値	1.01946	1.60E-05		4.25E-03	1.60E-05	

図 11: 実データのフィッティングで得られた  $\omega, \phi$  中間子の不変質量、崩壊幅とその誤差、また崩壊幅と文献値から求めた検出器分解能

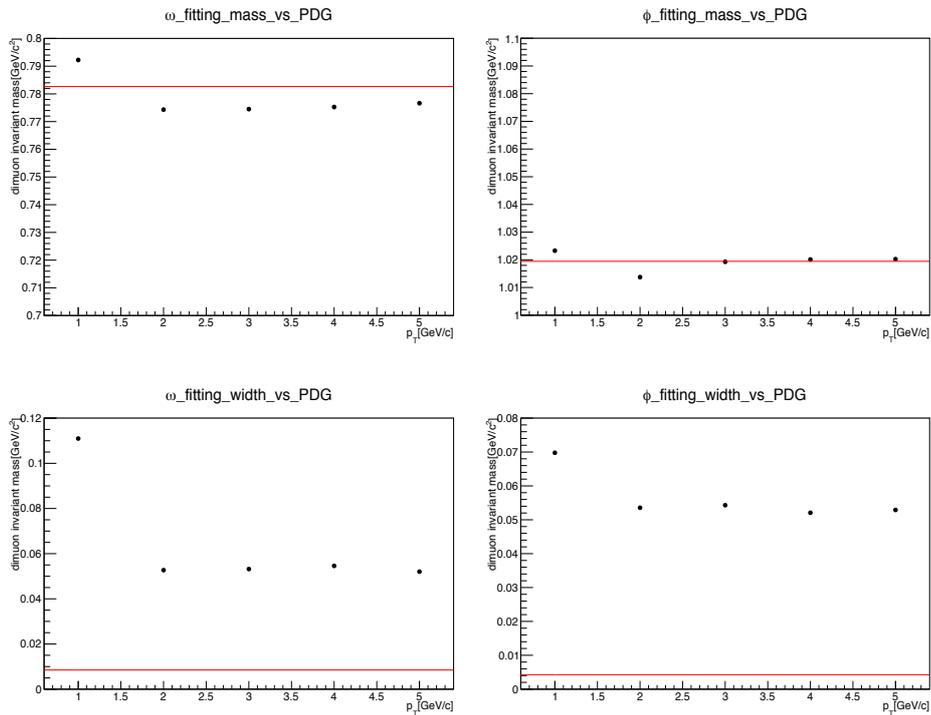


図 12: 実データのフィッティングで得られた  $p_T$  領域ごとの  $\omega, \phi$  中間子の不変質量、崩壊幅と PDG からの文献値

図 11 は実データのフィッティングで得られた  $\omega, \phi$  中間子の不変質量、崩壊幅とその誤差で、これをグラフにしたものが図 12 である。 $\omega, \phi$  中間子の不変質量、崩壊幅を文献値と比較すると  $\omega$  中間子の不変質量は  $\pm 0.01 \text{ GeV}/c^2$  で一致し、 $\phi$  の不変質量は  $\pm 0.06 \text{ GeV}/c^2$  で一致している。 $\omega, \phi$  中間子、共に崩壊幅には約  $30 \text{ MeV}/c^2$  の検出器分解能が存在することが確認できる。

## 3.2 期待される質量分布の作成

### 3.2.1 生成断面積

生成断面積  $\sigma_{MB}$  と積分輝度  $L_{int}$  と生成粒子数  $N$  には以下のような関係がある。

$$N = \sigma_{MB} \cdot L_{int} \quad (10)$$

以上のように積分輝度  $L_{int}$  と生成粒子数  $N$  には比例関係にあることがわかる。本研究ではこの関係を用いて ALICE 実験 2016 年 RUN2 陽子相互衝突  $\sqrt{s}=13\text{TeV}$  と 2010 年 RUN1  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$  の積分輝度から ALICE 実験 陽子相互衝突  $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$  の統計量をスケールしておおよそ  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$  の統計量を見積もっている。

### 3.2.2 質量分布作成

式 (8)(9) に示したフィッティング関数よりバックグラウンドと  $\omega$  中間子、バックグラウンドと  $\phi$  中間子を再現し質量分布を作成した。この際に 3.2.1 で述べたよう 2016 年 陽子相互衝突 13 TeV の実データの統計量と積分輝度を用いて求めた 2010 7TeV の統計量で質量分布を作成したため、合計で 2010 年 7 TeV  $\omega$  中間子、2010 年 7 TeV  $\phi$  中間子、2016 年 13 TeV  $\omega$  中間子、2016 年 13 TeV  $\phi$  中間子の 4 パターンの質量分布を作成した。

今回、質量分布の作成に用いた積分輝度は以下の通りで統計量は図 13 に示す。

2010 年 7 TeV :  $L_{int}=55.7\text{nb}^{-1}[7]$

2016 年 13 TeV :  $L_{int}=1462.7\text{nb}^{-1}$

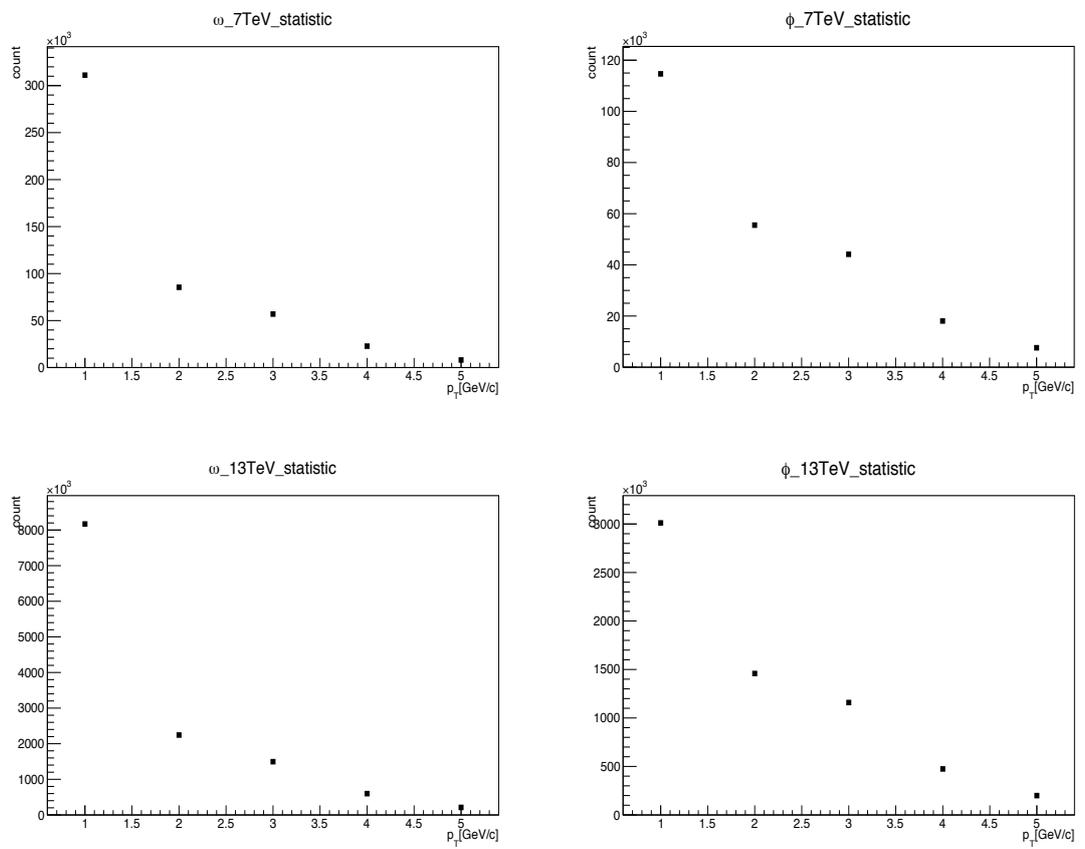


図 13: 実データの統計 2010 年  $\sqrt{s}=7$  TeV, 2016 年  $\sqrt{s}=13$  TeV の  $\omega, \phi$  中間子の統計量

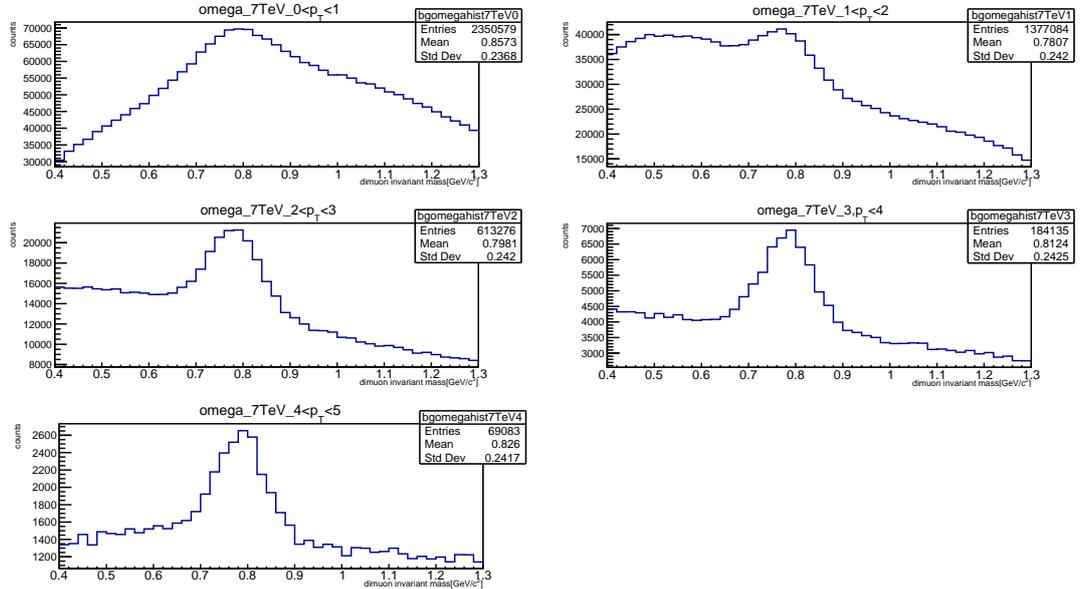


図 14: 実データに基づいて作成した 2010 年 7 TeV の  $\omega$  中間子とバックグラウンドの質量分布

### 3.3 質量分布解析

#### 3.3.1 質量状態変化モデル

本研究では QGP の生成におけるカイラル対称性の破れの部分回復に伴い質量状態変化が起こるという理論予言に基づき、以下のような簡易なモデルを想定し 3.2.2 で作成した質量分布の中心値と幅を変化させる。この変化させた質量分布を式 (8)(9) のフィッティング関数を用いて変化を検出感度を調べる。

まず不変質量について、文献値の不変質量を  $m_{\text{PDG}}$  として  $(1 - \Delta)m_{\text{PDG}}$  の位置に不変質量を変化させる。作成する質量分布の中心値の変化量を決める変数  $\Delta$  を横軸にして、不変質量を小さくした質量分布をフィットして得られた関数の不変質量を縦軸としたグラフを作成する。

次に崩壊幅について、不変質量と同様、文献値を基準に崩壊幅を大きくしていくのだが観測できる崩壊幅には検出器分解能が含まれている。図 11、12 で示した崩壊幅の値が  $\omega, \phi$  中間子でそれぞれ文献値と異なっているのもこのためである。よって、単純にフィッティングで得られたパラメータをスケールするだけでは適当でない。崩壊幅の観測値 ( $w_{\text{obs}}$ ) と文献値 ( $w_{\text{PDG}}$ ) と検出器分解能 ( $w_{\text{det}}$ ) には以下の関係がある。

$$w_{\text{obs}} = \sqrt{(s \cdot w_{\text{PDG}})^2 + w_{\text{det}}^2} \quad (11)$$

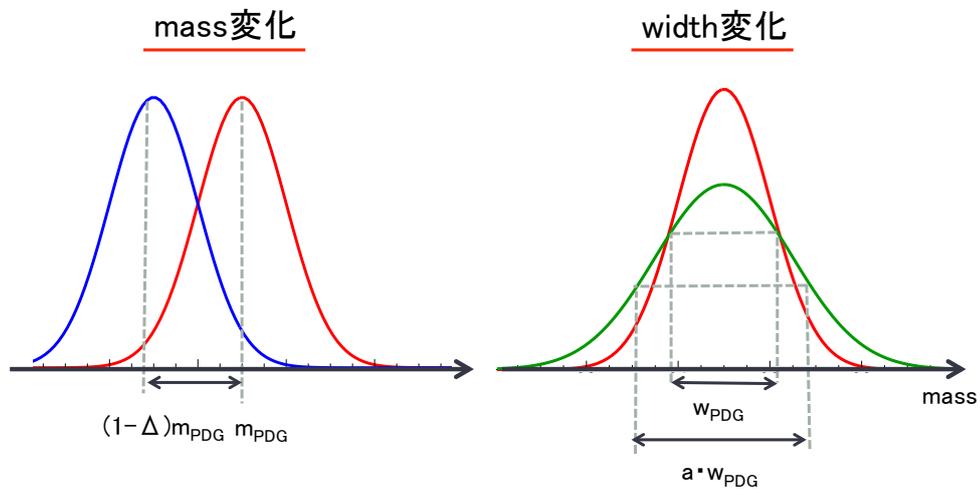


図 15: 質量状態変化モデル

この関係から文献値を定数 ( $s$ ) 倍した際の観測値を見積もることができる。このようにして大きくした崩壊幅の文献値に対する比率を横軸に、崩壊幅を大きくした質量分布をフィッティングして得られる関数の崩壊幅を縦軸にしたグラフを作成する。

### 3.3.2 検出感度評価方法

不変質量、崩壊幅の質量状態変化モデルで不変質量と崩壊幅を変化させた質量分布から得られる不変質量と崩壊幅の値の文献値からのずれを見積もることで検出感度の評価を行う。

## 4 結果

$\omega$  中間子 2010 年 7 TeV,  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV,  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV,  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV の 4 パターンについて  $p_T$  領域  $0 \sim 5 \text{ GeV}/c^2$  を 5 分割し、不変質量と崩壊幅の変化モデルで得られた検出した中心値と幅の値の文献値からのずれを統計学的に見積もり評価を行った。

### 4.1 mass 変化モデル

不変質量を変化させて作成した 4 パターンの質量分布からフィッティングにより得られる中心値の検出感度を評価する。

#### 4.1.1 $\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV

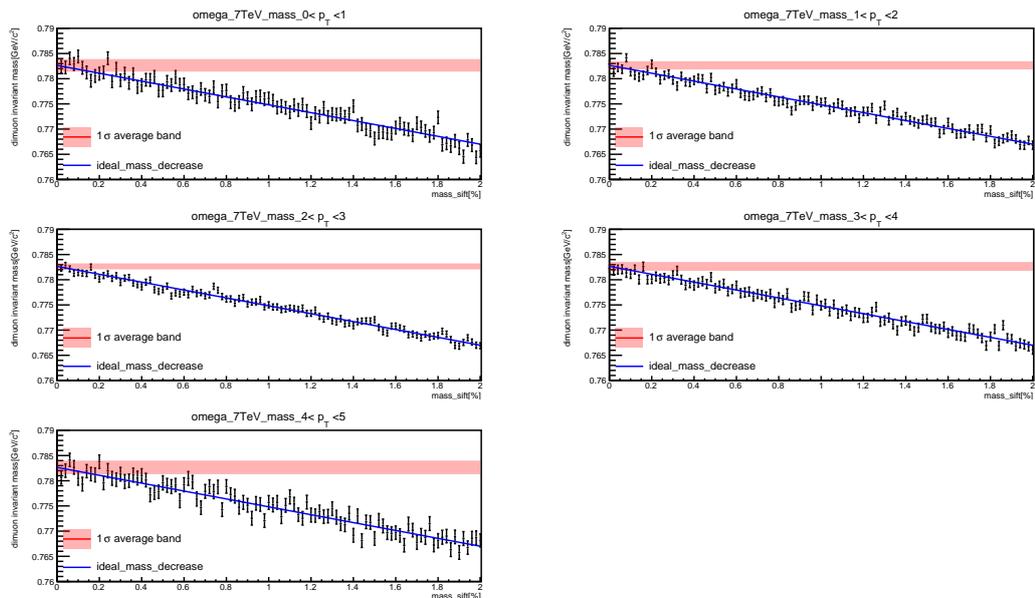


図 16:  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の中心値の関係

- 黒点 : フィッティング関数の中心値
- 青線 : 理想的な中心値減少線
- 赤帯 : 不変質量の文献値につけた、各黒点の誤差の平均

理想的に中心値の変化を検出できていれば黒点が青線上に分布し、黒点が赤帯を出れば概ね  $1\sigma$  で検出されることを表している。

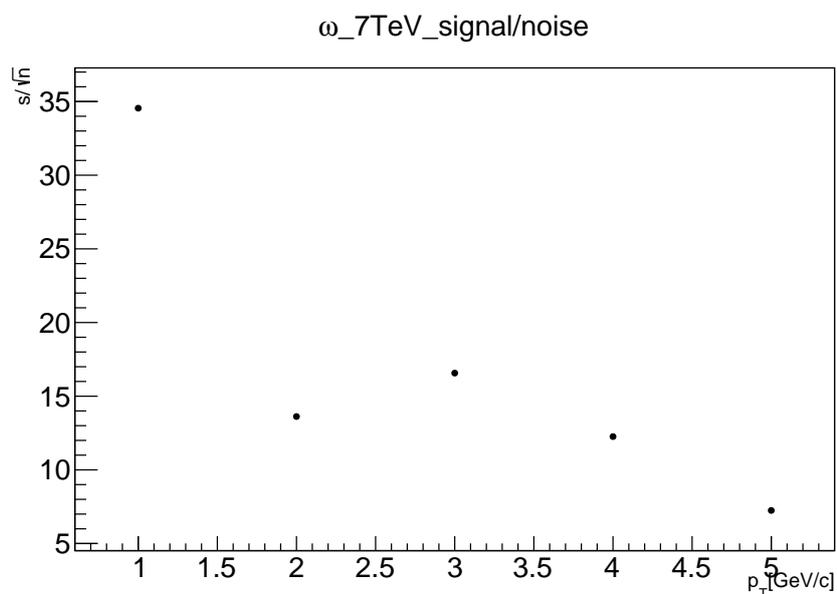


図 17:  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV :  $p_T$  領域ごとの  $s/\sqrt{n}$

2010 年 7TeV, 2016 年 13 TeV の  $\omega, \phi$  中間子の signal の count 数をバックグラウンドのエントリー数の平方根で割った値で、バックグラウンドに対して signal が検出される指標となる。

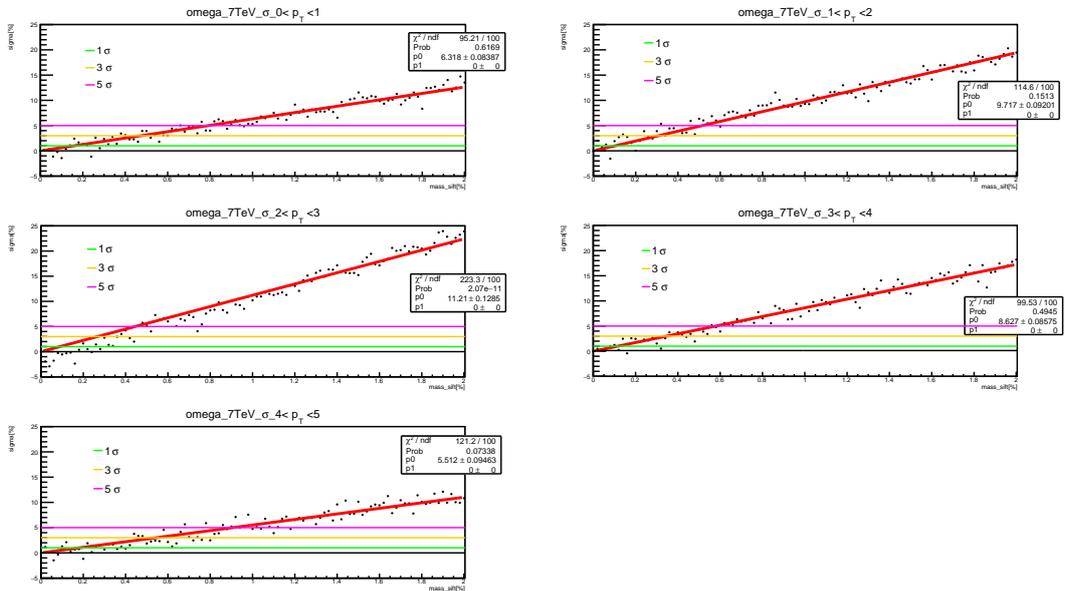


図 18:  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

- 黒点 :  $\sigma$  の値
- 赤線 : 黒点をフィッティングした線
- 緑線 :  $1\sigma$
- 黄線 :  $3\sigma$
- ピンク線 :  $5\sigma$

文献値からのずれを表して、検出の信頼度を示す基準として  $1\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $5\sigma$  を越えて検出される点を見積もる。

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5	
1 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.16	0.1	0.089	0.12	0.18
3 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.47	0.31	0.27	0.35	0.54
5 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.79	0.51	0.45	0.58	0.9

図 19:  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表

各  $p_T$  領域における  $1\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $5\sigma$  で検出される質量変化量を表している。

図 18 のフィッティング線の傾きから  $1\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $5\sigma$  の線との交点を求めると図 19 の表が得られる。また図 16 の赤帯で示した各黒点の誤差の平均の  $p_T$

分布が細くなる  $p_T$  領域では  $s/\sqrt{n}$  が良い値を示し、それぞれが検出感度の良さを表す。これが  $0 < p_T < 1 \text{ GeV}/c$  領域を除いて確認されたので両者に相関があると言える。 $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$  の領域で最も高い検出感度を測定し、約 0.0089% の不変質量変化で  $1 \sigma$  のずれを検出した。

### 4.1.2 $\omega$ 中間子 2016 年 13 TeV

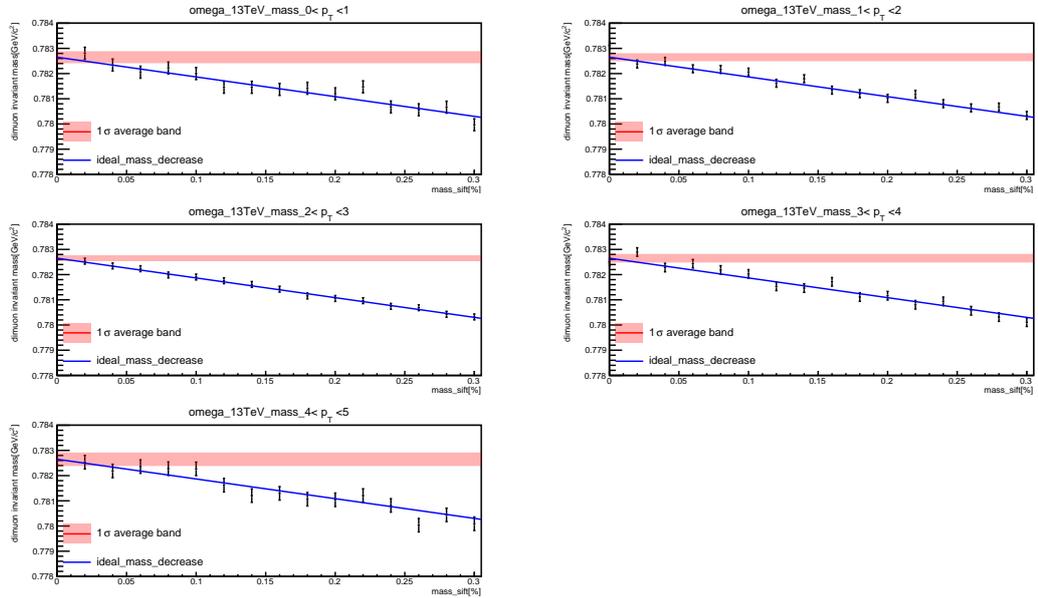


図 20:  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の中心値の関係

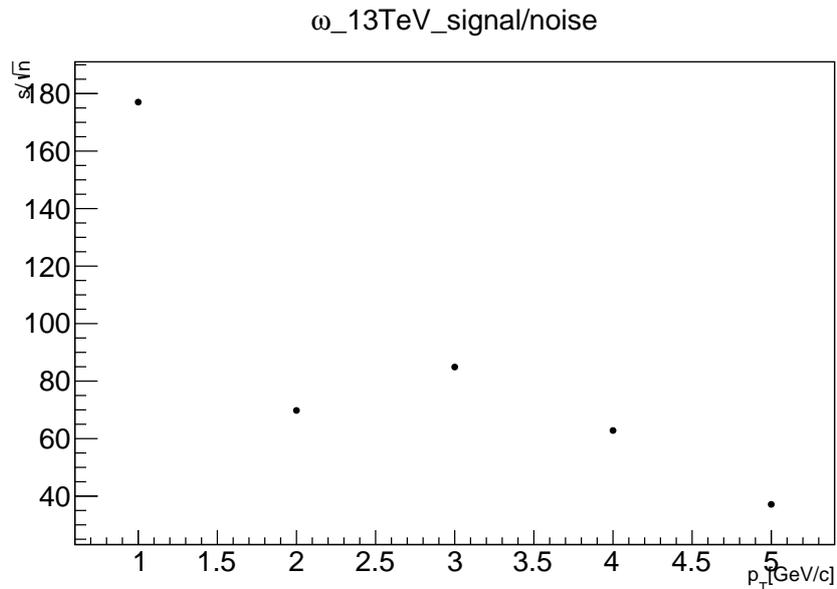


図 21:  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV :  $p_T$  領域ごとの  $s/\sqrt{n}$

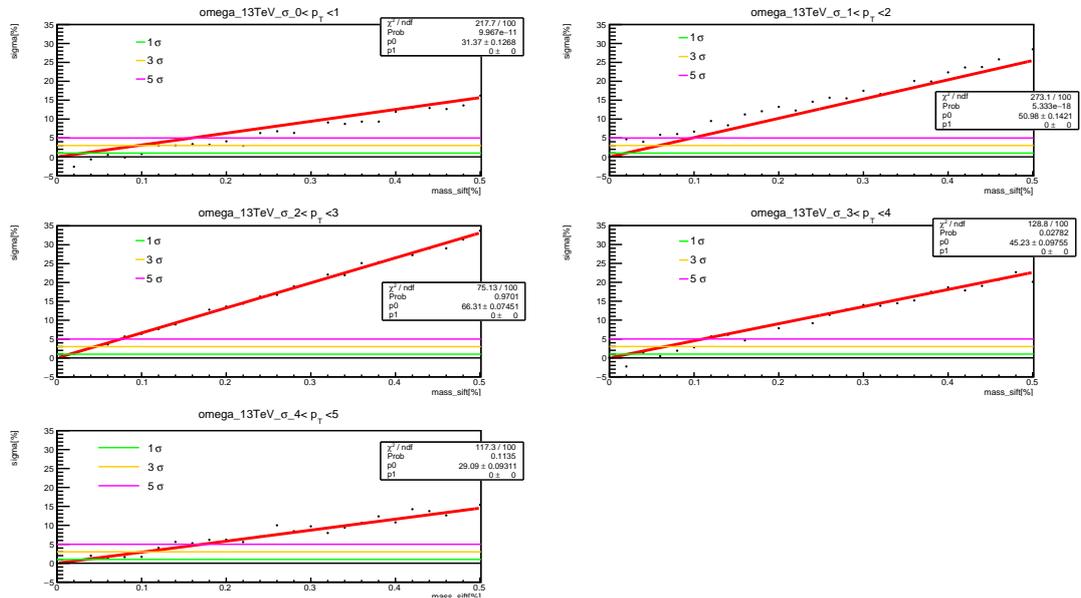


図 22:  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5	
1 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.032	0.02	0.015	0.022	0.034
3 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.096	0.059	0.045	0.066	0.1
5 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.16	0.098	0.075	0.11	0.17

図 23:  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表

図 22 のフィッティング線の傾きから  $1\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $5\sigma$  の線との交点を求めると図 23 の表が得られる。また図 20 の赤帯で示した各黒点の誤差の平均の  $p_T$  分布、 $0 < p_T < 1\text{GeV}/c$  領域を除いて図 25 の  $s/\sqrt{n}$  の  $p_T$  分布に相関を確認した。 $2 < p_T < 3\text{GeV}/c$  の領域で最も高い検出感度を測定し、約 0.015% の不変質量変化で  $1\sigma$  のずれを検出した。

### 4.1.3 $\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV

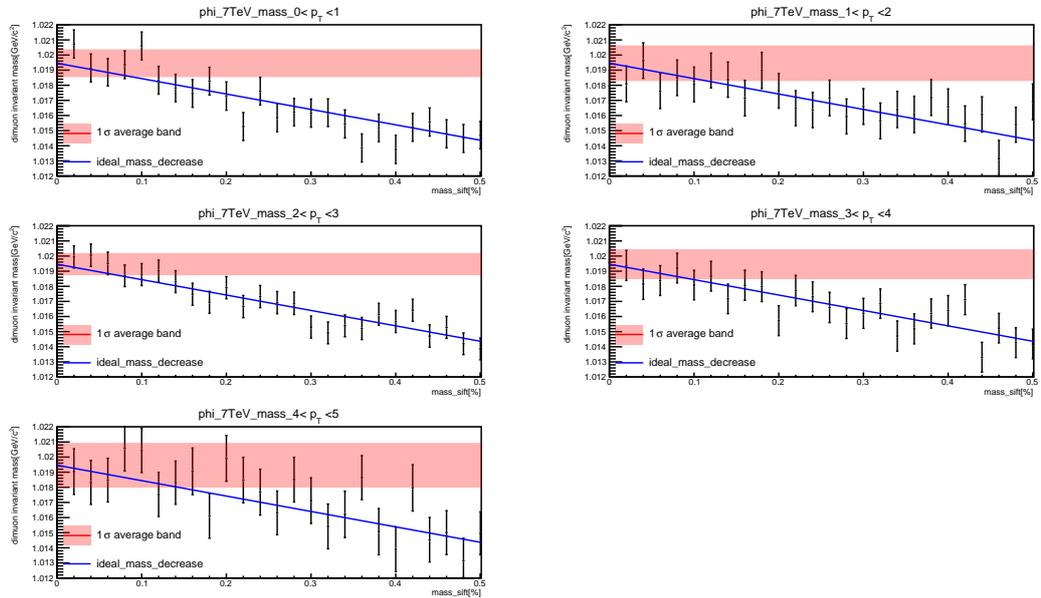


図 24:  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の中心値の関係

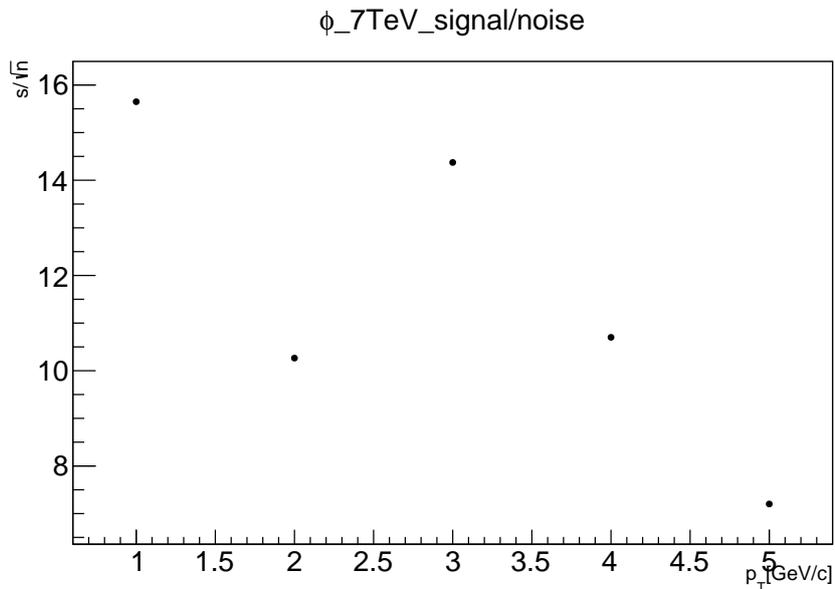


図 25:  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV :  $p_T$  領域ごとの  $s/\sqrt{n}$

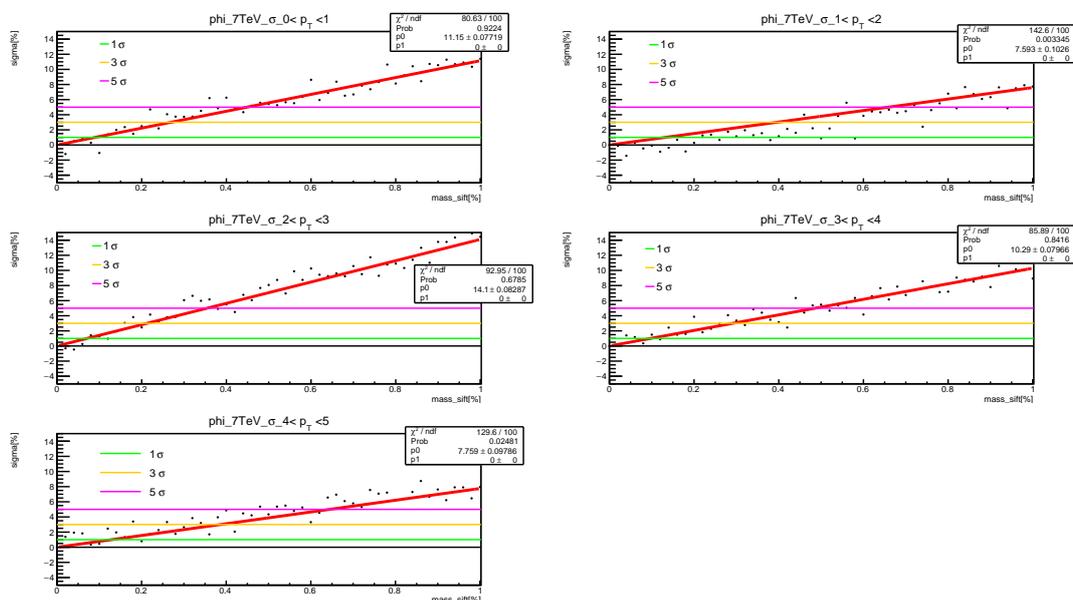


図 26:  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5	
1 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.09	0.13	0.071	0.097	0.13
3 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.27	0.4	0.21	0.29	0.39
5 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.45	0.66	0.35	0.49	0.64

図 27:  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表

図 26 のフィッティング線の傾きから  $1\sigma$ 、 $3\sigma$ 、 $5\sigma$  の線との交点を求めると図 27 の表が得られる。また図 24 の赤帯で示した各黒点の誤差の平均の  $p_T$  分布、 $0 < p_T < 1\text{GeV}/c$  領域を除いて図 25 の  $s/\sqrt{n}$  の  $p_T$  分布に相関を確認した。 $2 < p_T < 3\text{GeV}/c$  の領域で最も高い検出感度を測定し、約 0.071% の不変質量変化で  $1\sigma$  のずれを検出した。

#### 4.1.4 $\phi$ 中間子 2016 年 13 TeV

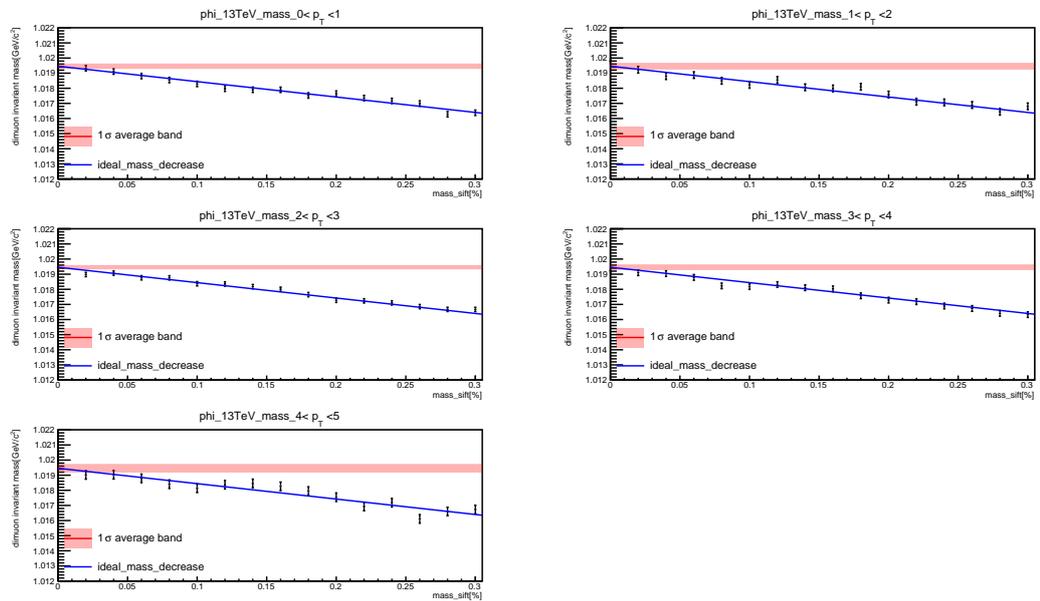


図 28:  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の中心値の関係

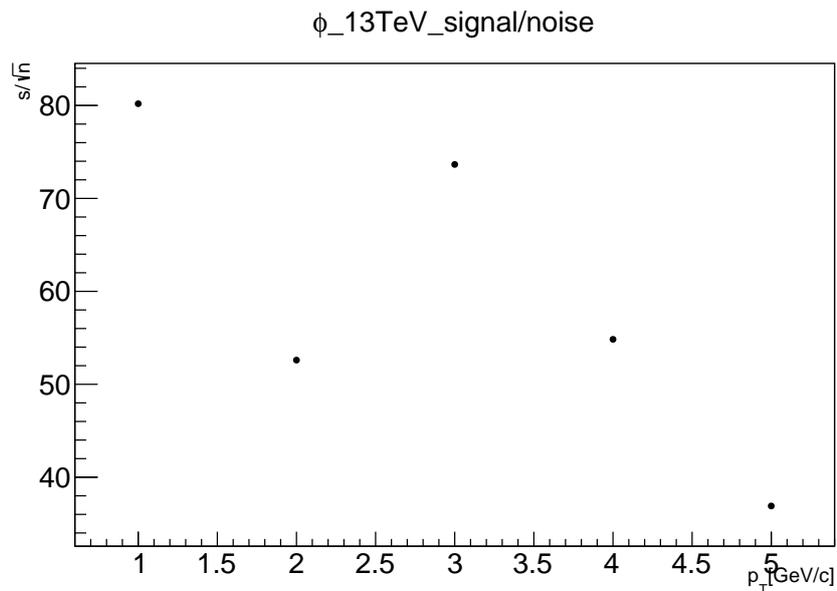


図 29:  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV :  $p_T$  領域ごとの  $s/\sqrt{n}$

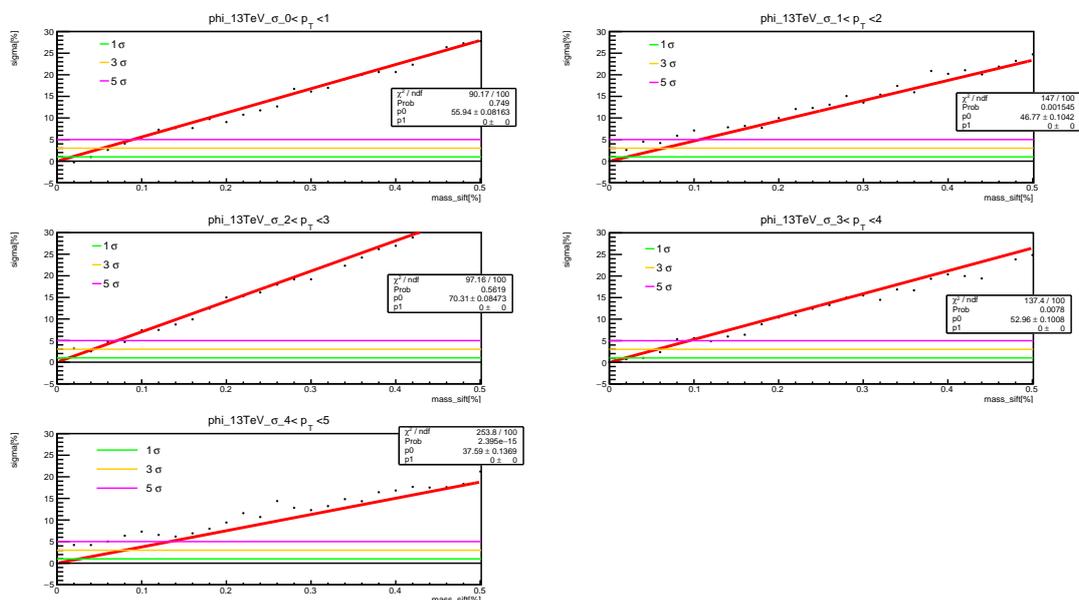


図 30:  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5	
1 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.018	0.021	0.014	0.019	0.027
3 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.054	0.064	0.043	0.057	0.08
5 $\sigma$ で検出できる 質量変化率[%]		0.089	0.11	0.071	0.094	0.13

図 31:  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表

図 29 のフィッティング線の傾きから  $1\sigma$ ,  $3\sigma$ ,  $5\sigma$  の線との交点を求めると図 30 の表が得られる。また図 27 の赤帯で示した各黒点の誤差の平均の  $p_T$  分布、 $0 < p_T < 1\text{GeV}/c$  領域を除いて図 28 の  $s/\sqrt{n}$  の  $p_T$  分布に相関を確認した。 $2 < p_T < 3\text{GeV}/c$  の領域で最も高い検出感度を測定し、約 0.014% の不変質量変化で  $1\sigma$  のずれを検出した。

## 4.2 崩壊幅変化モデル

崩壊幅変化モデルでは実データに含まれる検出器分解能でのシミュレーションと、それに加えて MFT 導入後に期待される検出器分解能を考慮したシミュレーションを行い比較した。

### 4.2.1 $\omega$ 中間子 2010 年 7 TeV

実データに含まれる検出器分解能でのシミュレーション

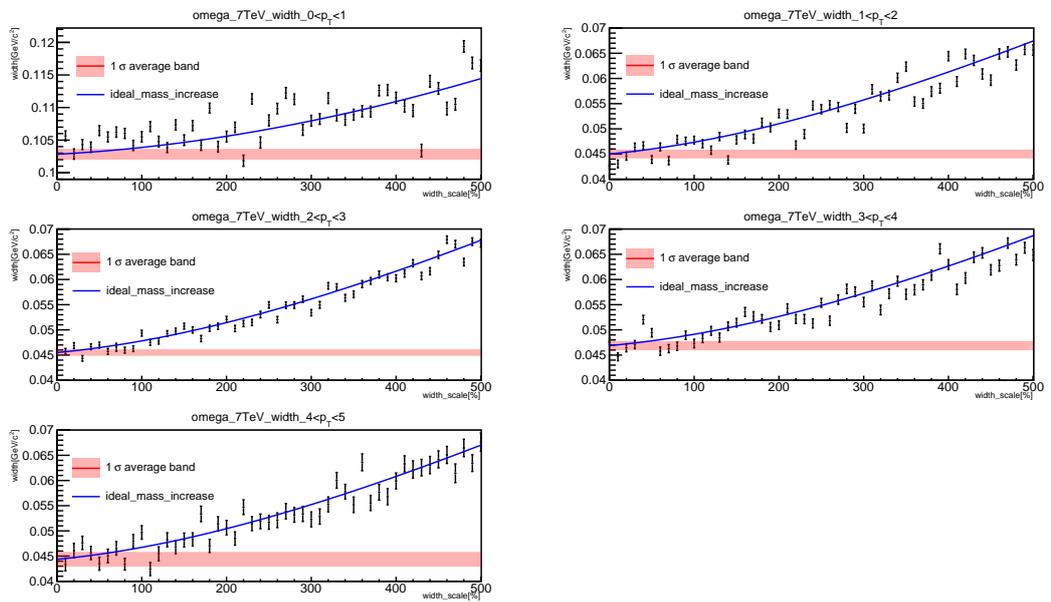


図 32:  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係

- 黒点 : フィッティング関数の半値幅
- 青線 : 理想的な半値幅増加線
- 赤帯 : 質量変化なしの半値幅観測値につけた各黒点の誤差の平均

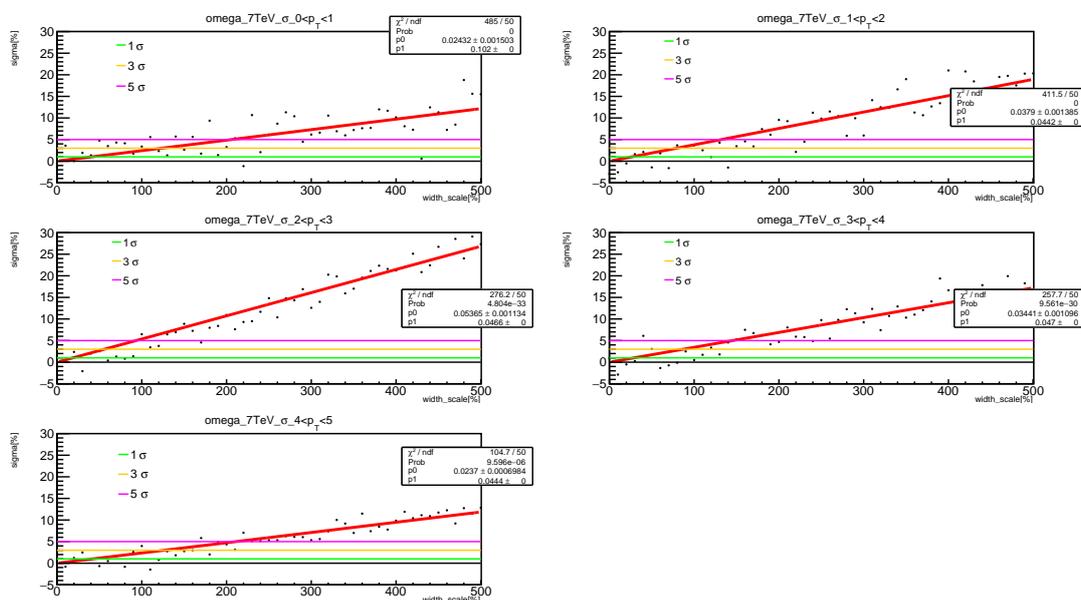


図 33:  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

- 黒点 :  $\sigma$  の値
- 赤線 : 黒点をフィッティングした線
- 緑線 :  $1\sigma$
- 黄線 :  $3\sigma$
- ピンク線 :  $5\sigma$

#### MFT 導入後に期待される検出器分解能を考慮したシミュレーション

先行研究で得られた MFT 導入後に期待される検出器分解能は以下の通りであり、全ての  $p_T$  領域でおおよそ  $15\text{MeV}/c^2$  となっている。図 10 で示した各  $p_T$  領域における分解能は  $1 < p_T < 5\text{GeV}/c$  の領域ではほぼ一定に見えるが、 $0 < p_T < 1\text{GeV}/c$  の領域では明らかに検出器分解能が多く見積もられている。そのためすべての  $p_T$  領域で検出器分解能を  $15\text{MeV}/c^2$  とせず、 $1 < p_T < 5\text{GeV}/c$  の領域で約  $15\text{MeV}/c^2$  になるような定数で  $0 < p_T < 5\text{GeV}/c$  の領域の分解能をスケールシミュレーションを行った。

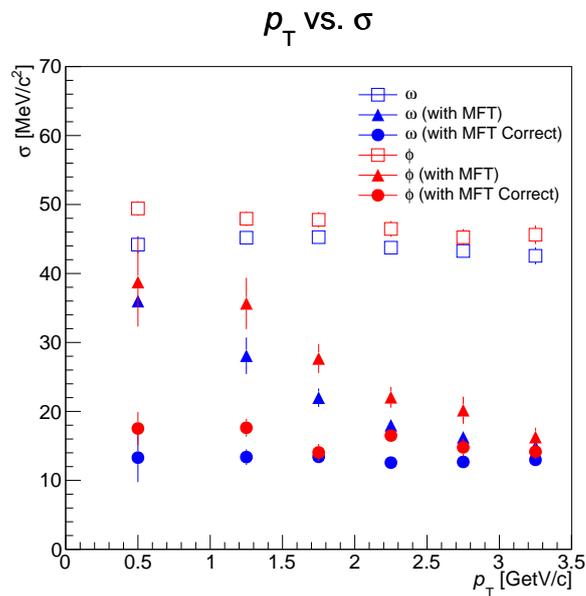


図 34: MFT 導入後の検出器分解能を見積もった先行研究 [8]

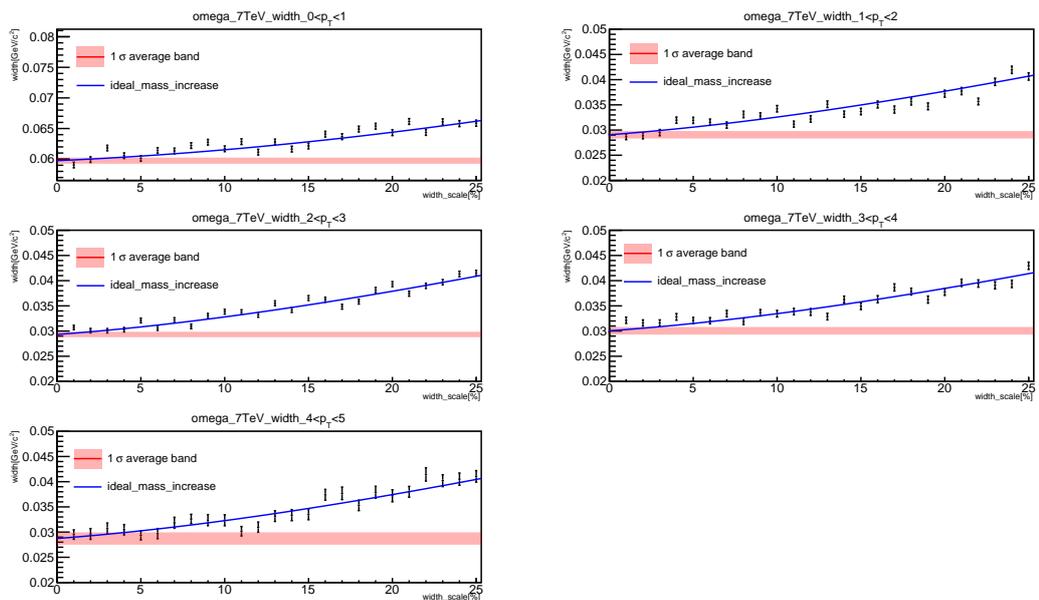


図 35: MFT を考慮した  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係

- 黒点 : フィッティング関数の半値幅
- 青線 : 理想的な半値幅増加線
- 赤帯 : 質量変化なしの崩壊幅観測値につけた各黒点の誤差の平均

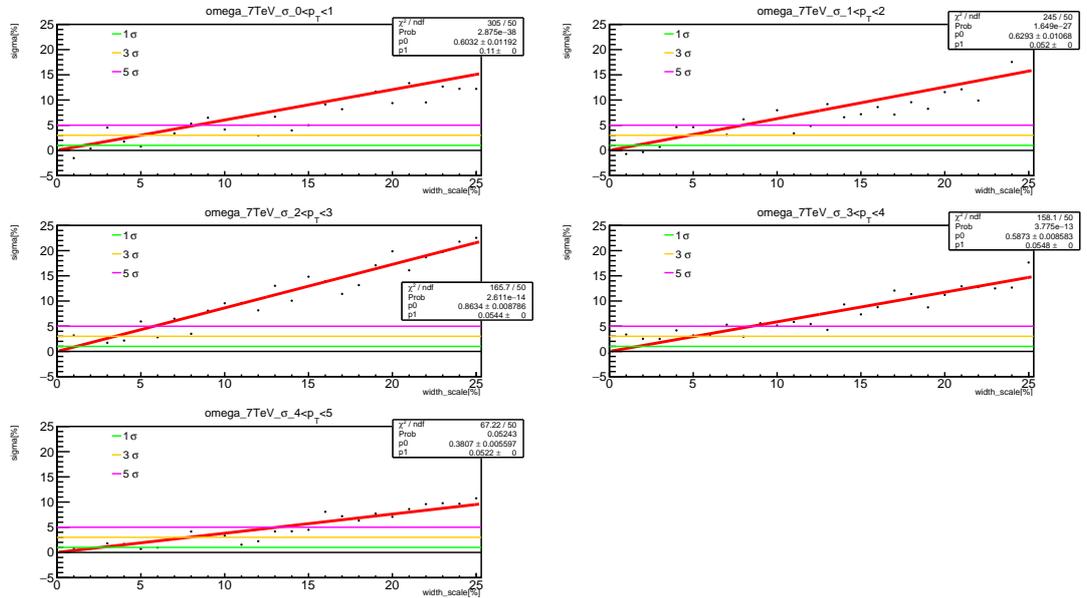


図 36: MFT を考慮した  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

- 黒点 :  $\sigma$  の値
- 赤線 : 黒点をフィッティングした線
- 緑線 :  $1\sigma$
- 黄線 :  $3\sigma$
- ピンク線 :  $5\sigma$

$pT$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
$p_0$	0.02432	0.0379	0.05365	0.03441	0.0237
$p_1$	0.102	0.0442	0.0466	0.047	0.0444
$1\sigma$ で検出できる 崩壊幅変化量[%]	40.90396376	26.35943806	18.61907977	29.02920341	42.15248244
$3\sigma$ で検出できる 崩壊幅変化量[%]	123.2839432	79.14708115	55.91124048	87.17325809	126.5684144
$5\sigma$ で検出できる 崩壊幅変化量[%]	205.5493212	131.9209665	93.19259719	145.3001771	210.962146

図 37:  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
$p_0$	0.60	0.63	0.86	0.59	0.38
$p_1$	0.11	0.052	0.054	0.055	0.052
1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	1.6	1.6	1.2	1.7	2.6
3 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	5	4.8	3.5	5.1	7.9
5 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	8.3	7.9	5.8	8.5	13

図 38: MFT を考慮した  $\omega$  中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表

上図 37、38 は MFT を考慮なしと考慮ありの崩壊幅変化量と  $\sigma$  の関係の 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  の線とフィッティング線の交点から求めた 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  のずれを検出する崩壊幅変化量である。フィッティング関数には、崩壊幅の観測値と真空中の崩壊幅と検出器分解能の関係から以下の関数を用いた。  $p_0$ 、 $p_1$  は赤線のフィッティング関数のパラメーターである

$$y = \sqrt{(p_0 \cdot x)^2 + p_1^2} \quad (12)$$

MFT 考慮なしと考慮ありで共に  $2 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$  の領域で最も高い検出感度を測定し、前者では、約 18.6% の崩壊幅変化で 1  $\sigma$  のずれを検出し、後者では、約 1.2% の崩壊幅変化で 1  $\sigma$  のずれを検出した。

## 4.2.2 $\omega$ 中間子 2016 13 TeV

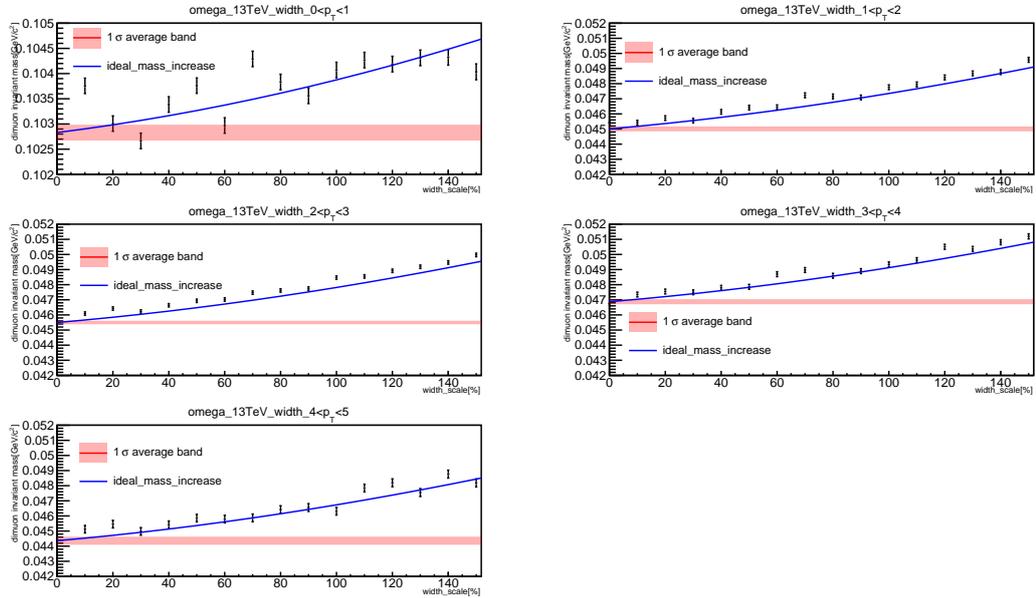


図 39:  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係

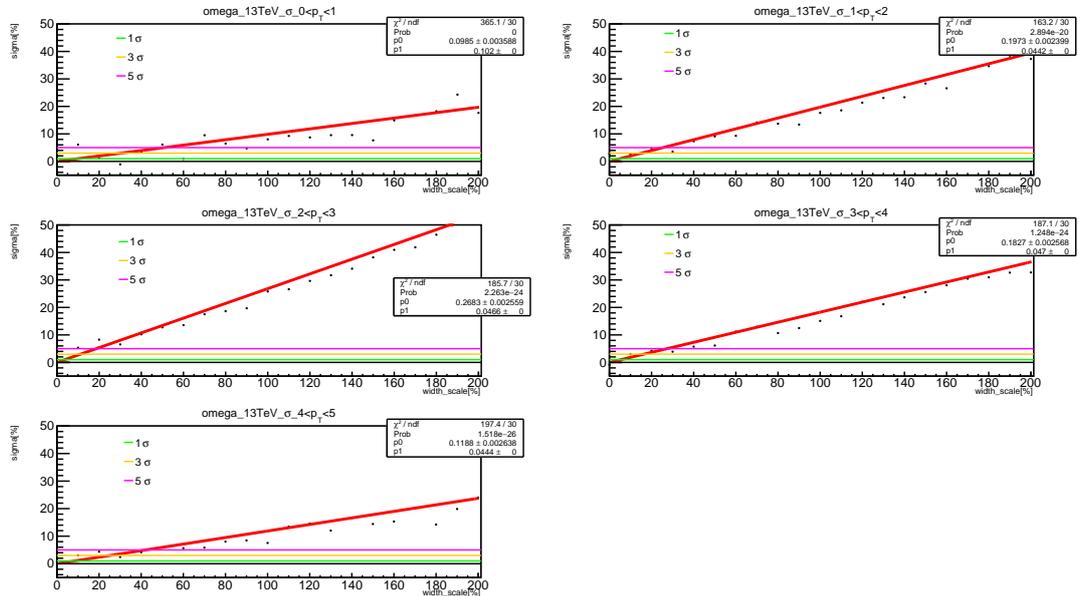


図 40:  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

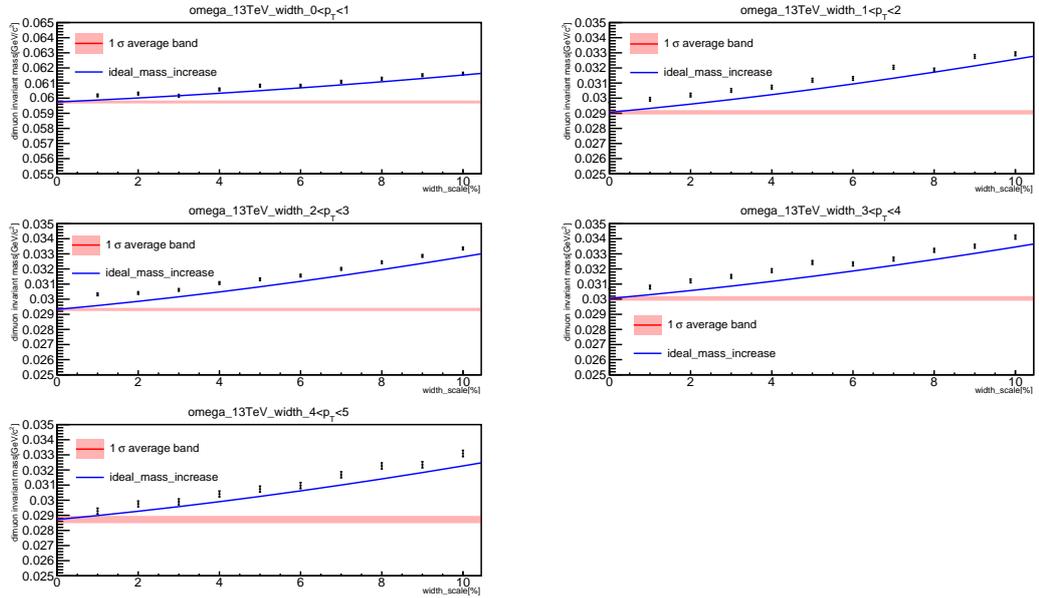


図 41: MFT を考慮した  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係

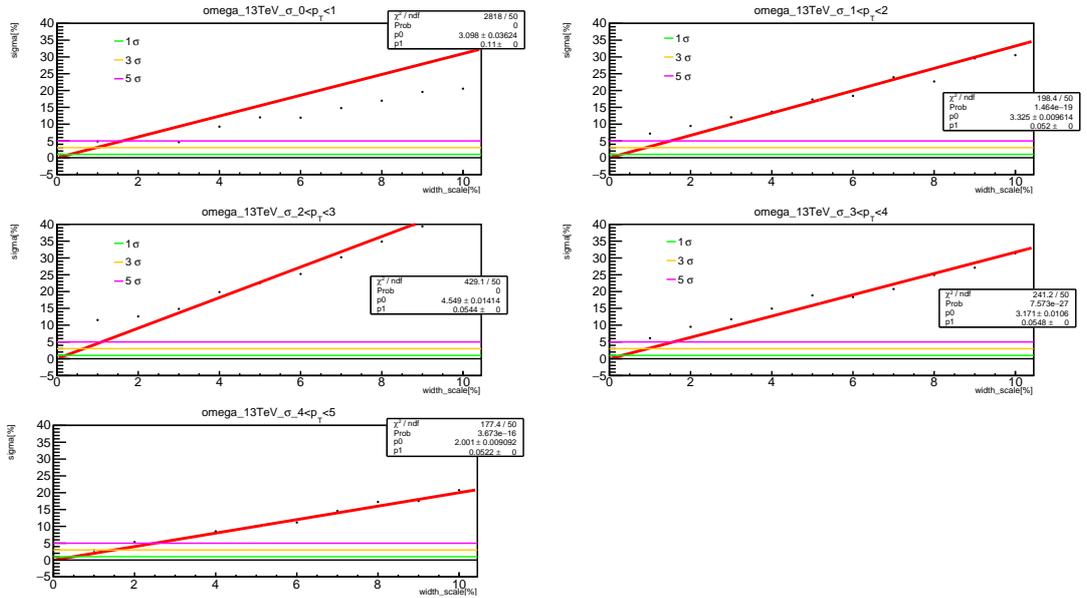


図 42: MFT を考慮した  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
$p_0$	0.098	0.20	0.26	0.18	0.12
$p_1$	0.10	0.044	0.046	0.047	0.044
1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	10	5.1	3.7	5.4	8.4
3 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	30	15	11	16	25
5 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	51	25	19	27	42

図 43:  $\omega$  中間子 2016 年 13TeV : 検出感度表

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
$p_0$	3.1	3.3	4.5	3.2	2.0
$p_1$	0.11	0.052	0.54	0.055	0.052
1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	0.32	0.3	0.18	0.31	0.5
3 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	0.97	0.9	0.65	0.95	1.5
5 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	1.6	1.5	1.1	1.6	2.5

図 44: MFT を考慮した  $\omega$  中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表

上図 43、44 は MFT 考慮なしと考慮ありの崩壊幅変化量と  $\sigma$  の関係の 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  の線とフィッティング線の交点から求めた 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  のずれを検出する崩壊幅変化量である。MFT 考慮なしと考慮ありで共に  $2 < p_T < 3\text{GeV}/c$  の領域で最も高い検出感度を測定し、前者では、約 3.7% の崩壊幅変化で 1  $\sigma$  のずれを検出し、後者では、約 0.18% の崩壊幅変化で 1  $\sigma$  のずれを検出した。

### 4.2.3 $\phi$ 中間子 2010 年 7 TeV

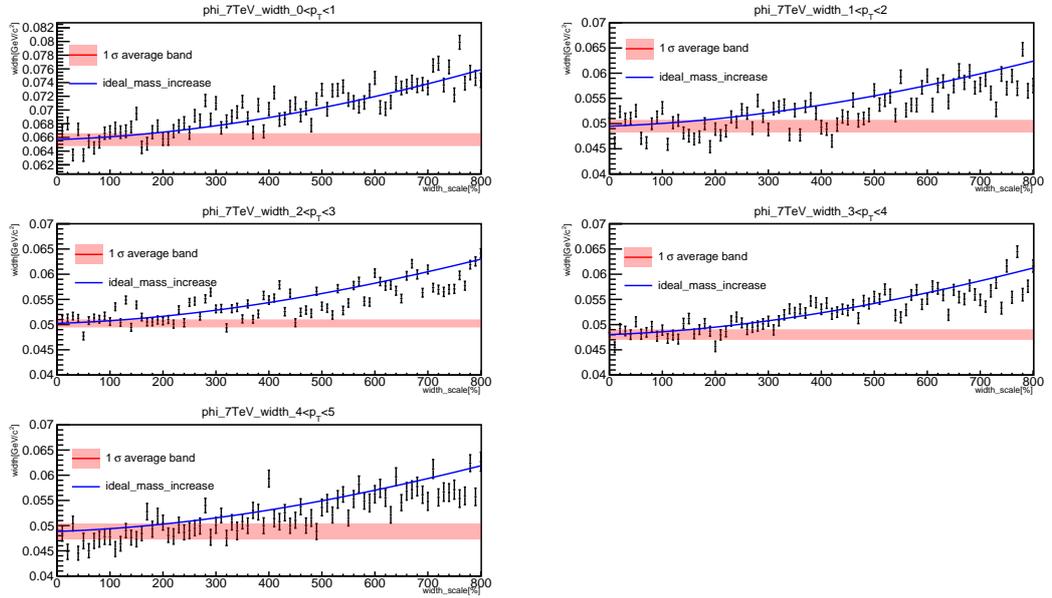


図 45:  $\phi$  中間子 2010 年 7T eV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係

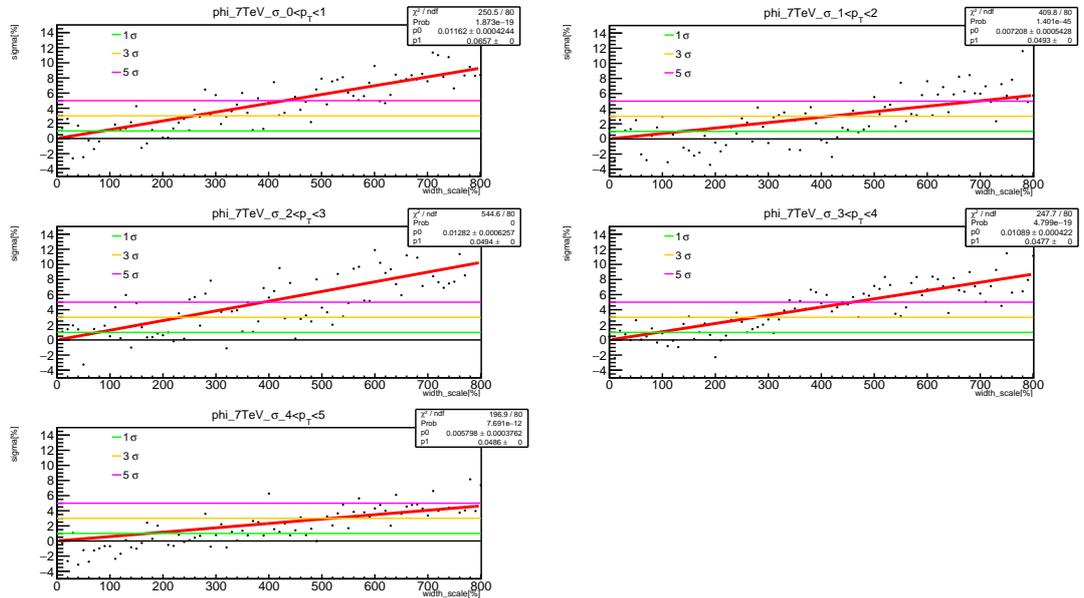


図 46:  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

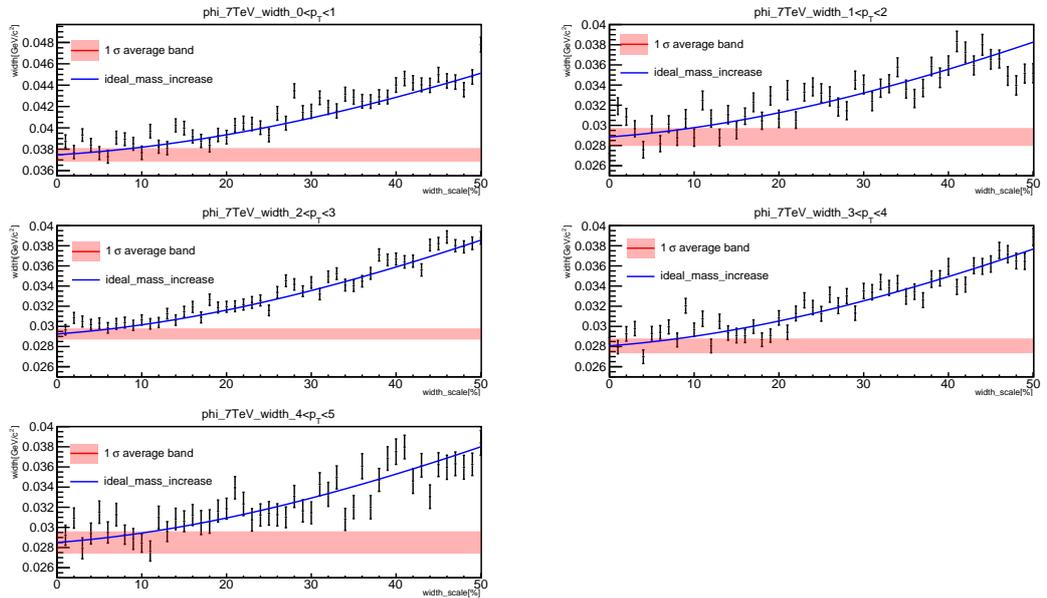


図 47: MFT を考慮した  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係

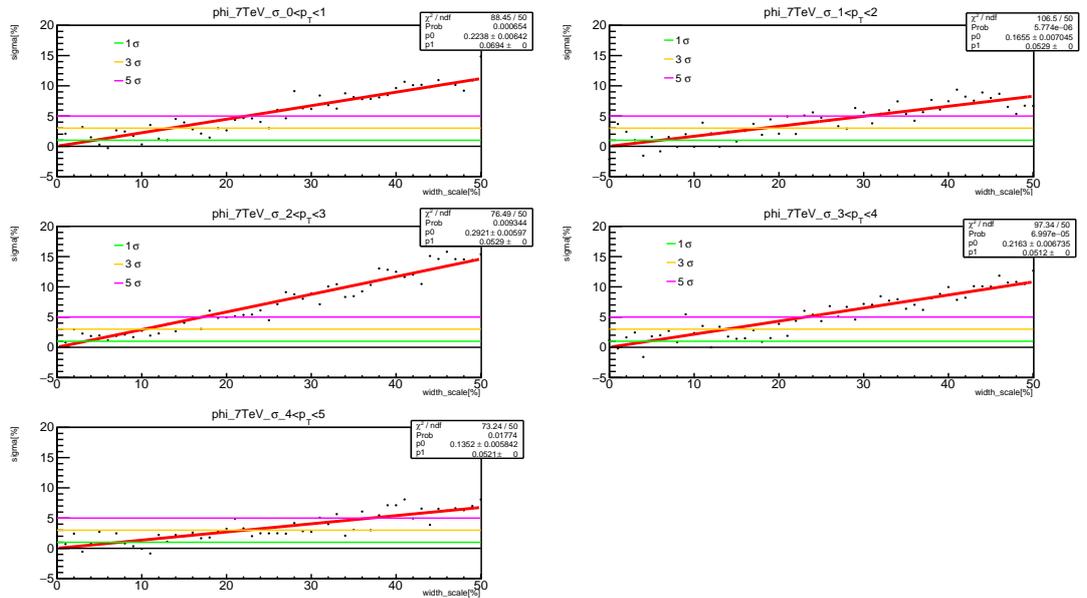


図 48: MFT を考慮した  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
$p_0$	0.011	0.007	0.013	0.011	0.0058
$p_1$	0.065	0.049	0.049	0.048	0.049
1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	86	140	78	92	170
3 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	260	420	230	280	520
5 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	430	690	390	460	860

図 49:  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
$p_0$	0.22	0.17	0.29	0.22	0.14
$p_1$	0.069	0.053	0.053	0.051	0.052
1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	4.5	6	3.4	4.6	7.4
3 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	13	18	10	14	22
5 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	22	30	17	23	37

図 50: MFT を考慮した  $\phi$  中間子 2010 年 7 TeV : 検出感度表

上図 49、50 は MFT 考慮なしと考慮ありの崩壊幅変化量と  $\sigma$  の関係の 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  の線とフィッティング線の交点から求めた 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  のずれを検出する崩壊幅変化量である。MFT 考慮なしと考慮ありで共に  $2 < p_T < 3\text{GeV}/c$  の領域で最も高い検出感度を測定し、前者では、約 77.9% の崩壊幅変化で 1  $\sigma$  のずれを検出し、後者では、約 3.4% の崩壊幅変化で 1  $\sigma$  のずれを検出した。

#### 4.2.4 $\phi$ 2016 年 13 TeV

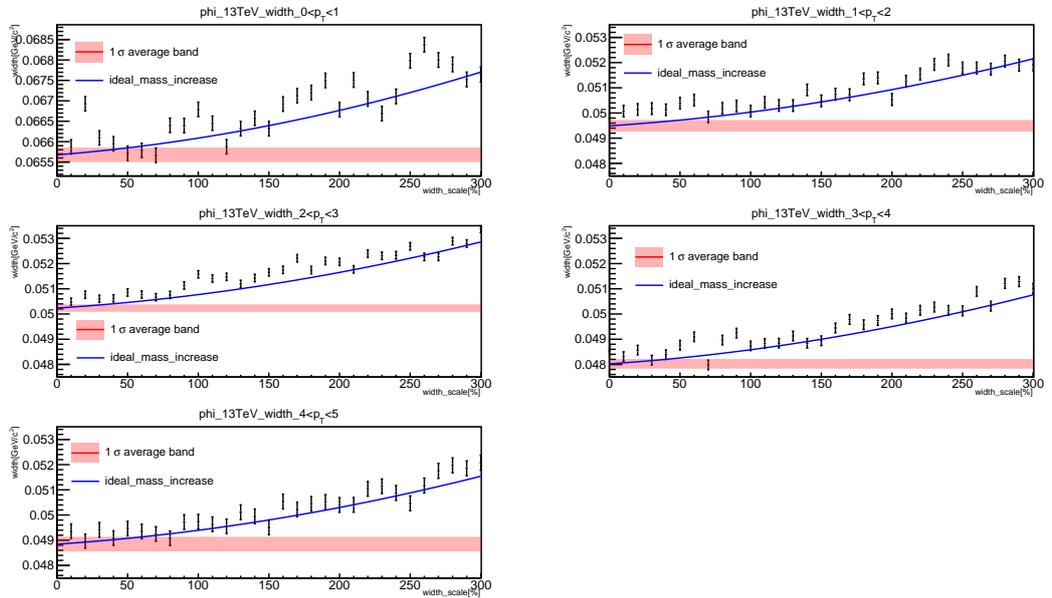


図 51:  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係

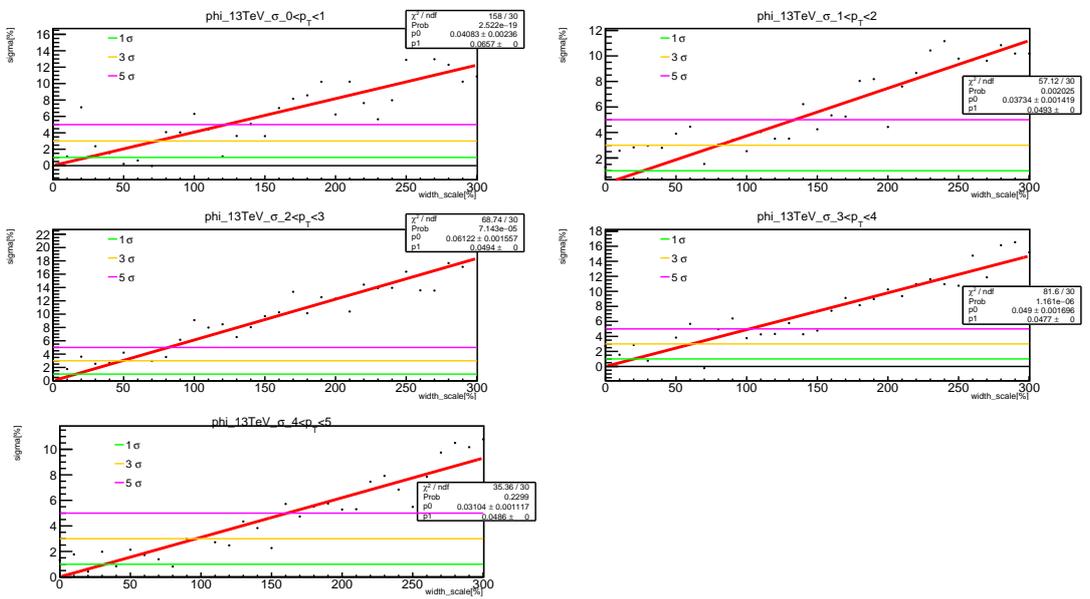


図 52:  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

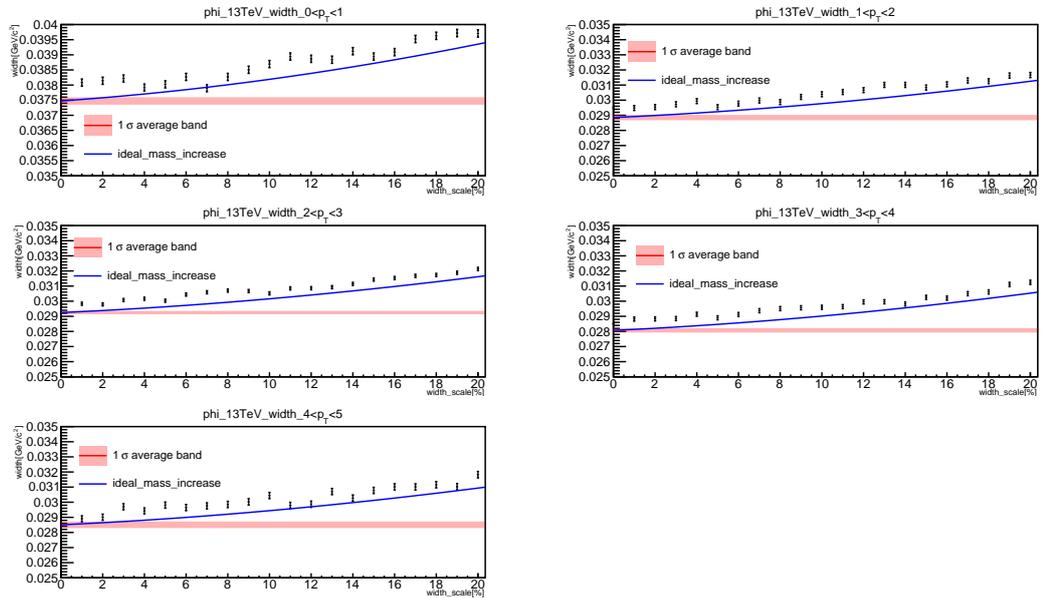


図 53: MFT を考慮した  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量とフィッティング関数の半値幅の関係

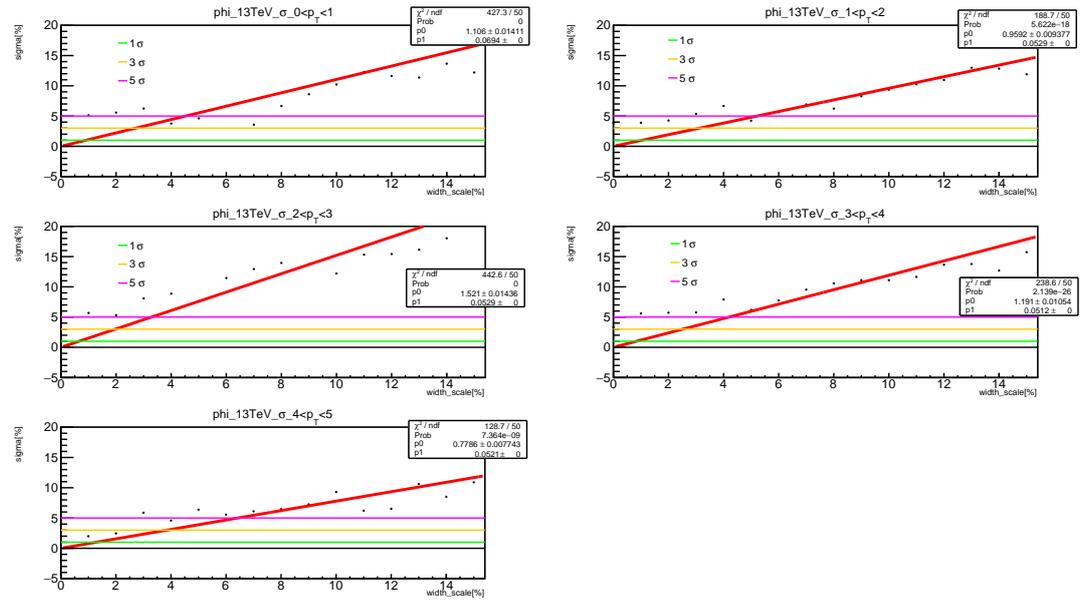


図 54: MFT を考慮した  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 質量変化量と  $\sigma$  の関係

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
$p_0$	0.041	0.037	0.061	0.049	0.031
$p_1$	0.066	0.049	0.049	0.047	0.049
1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	24	27	16	20	32
3 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	73	80	49	61	97
5 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	120	130	82	100	160

図 55:  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表

$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
$p_0$	1.1	0.96	1.5	1.2	0.78
$p_1$	0.069	0.052	0.53	0.051	0.052
1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	0.90	1	0.56	0.84	1.3
3 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	2.7	3.1	1.9	2.5	3.9
5 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	4.5	5.2	3.3	4.2	6.4

図 56: MFT を考慮した  $\phi$  中間子 2016 年 13 TeV : 検出感度表

上図 55、56 は MFT 考慮なしと考慮ありの崩壊幅変化量と  $\sigma$  の関係の 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  の線とフィッティング線の交点から求めた 1 $\sigma$ , 3 $\sigma$ , 5 $\sigma$  のずれを検出する崩壊幅変化量である。MFT 考慮なしと考慮ありで共に  $2 < p_T < 3\text{GeV}/c$  の領域で最も高い検出感度を測定し、前者では、約 16.3% の崩壊幅変化で 1  $\sigma$  のずれを検出し、後者では、約 0.56% の崩壊幅変化で 1  $\sigma$  のずれを検出した。

## 5 考察、結論

### 5.1 考察、結論

2016年の陽子相互衝突の実データに基づく質量分布の不変質量変化と崩壊幅変化をシミュレーションし、与えた変化をどれだけの精度で検出できるかの評価を行った。

不変質量変化モデルについて。与えた変化に従う直線的な質量状態変化を検出した。2010年  $\sqrt{s}=7$  TeV の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子でそれぞれ最も検出感度の高い  $p_T$  領域で 0.089%、0.071% の不変質量変化で  $1\sigma$  のずれを検出し、2016年  $\sqrt{s}=7$  TeV の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子でそれぞれ最も検出感度の高い  $p_T$  領域で 0.015%、0.014% の不変質量変化で  $1\sigma$  のずれを検出することができた。このことから陽子相互衝突ではわずかな変化量であっても質量状態変化が起これば高い精度で検出できることがわかった。

$p_T$  領域ごとの不変質量の誤差と  $s/\sqrt{n}$  のについて。すべてのシミュレーションパターンで  $0 < p_T < 1$  領域では他の  $p_T$  領域より高い  $s/\sqrt{n}$  を示したがフィッティング関数から得られる中心値の誤差は、 $s/\sqrt{n}$  の値から期待されるよりも太く、相関を示さなかった。この原因は分からなかったので今後の課題としたいと考えている。続いて崩壊幅変化モデルについて。全4パターンについて不変質量変化量とフィッティング関数から得られる半値幅の関係と、質量変化量と  $\sigma$  の関係を、それぞれ MFT を考慮したものと合わせて示した。まず不変質量変化モデルと比較して崩壊幅の増加は検出に必要なずれは大きく、例えば  $\omega$  2010年 7 TeV の場合、不変質量変化モデルに比べ約 100 倍の変化量を、MFT を考慮した場合でも約 10 倍の変化量を  $1\sigma$  のずれを検出に要している。これは今回用いた不変質量変化モデルでは影響しなかった検出器分解能の影響があるためである。

	$p_T$ [GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5
不変質量変化	$1\sigma$ で検出できる質量変化量[%]	0.16	0.1	0.089	0.12	0.18
崩壊幅変化	$1\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	41	26	19	29	42
崩壊幅変化(MFT)	$1\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]	1.6	1.6	1.2	1.7	2.6

図 57: 2010年 7 TeV の  $\omega$  での不変質量変化、崩壊幅変化、崩壊幅変化(MFT)の比較

また、 $\omega$ 、 $\phi$  中間子で比較すると  $\omega$  中間子の方が高い検出感度を表している。2010年 7 TeV の場合  $\omega$  中間子と  $\phi$  中間子で  $0 < p_T < 1$  GeV/c 領域を除いて約 5 倍の検出感度の差があった。 $\omega$  中間子と  $\phi$  中間子で検出感度に差が生まれた原因は、両中間子にもほぼ等しい検出器分解能が含ま

れるのに対して、それぞれの中間子の真空中の崩壊幅は異なり  $\omega$  中間子が  $\phi$  の約 2 倍の崩壊幅を持っているためだと考えられる。

	pT[GeV/c]	0~1	1~2	2~3	3~4	4~5	
$\omega$	1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]		41	26	19	29	42
$\phi$	1 $\sigma$ で検出できる崩壊幅変化量[%]		86	140	78	92	170

図 58: 2010 年 7 TeV の  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の検出感度の比較

また、フィッティング関数の半値幅を表す黒点と理想的な半値幅の増加を表す青線が緩やかな曲線を描いている。これは崩壊幅の観測値が真空中の崩壊幅と検出器分解能の二乗和の平方根となることと、真空中の崩壊幅が検出器分解能に対して小さいため真空中の崩壊幅を何 % 大きくするという変化を加えたとしても検出器分解能を含めた観測値に影響するのは検出器分解能に対して十分な大きさを持ってからである。つまり検出器分解能に対して十分な大きさまで崩壊幅が太くなれば崩壊幅の増加は直線的に変化すると考えられ、実際に MFT 導入を考慮し検出器分解能を小さくしたシミュレーションでのフィッティング関数の半値幅のプロットと理想的な増加線は直線的に描かれている。最後に、MFT 導入の考慮の有無で比較すると MFT を考慮すると変化の検出感度は格段に良くなった。MFT 導入を考慮すると、 $\omega$  中間子、2010 年 7 TeV では約 15.5 倍、 $\omega$  中間子、2016 年 13 TeV では約 20.5 倍、 $\phi$  中間子、2010 年 7 TeV で約 23 倍、 $\phi$  中間子、2016 年 13 TeV で約 29 倍で検出できるという結果が得られた。これは真空中の崩壊幅の小さい  $\phi$  中間子の崩壊幅の観測値の方が検出器分解能の減少の割合が大きく受ける影響がより大きいからではないかと考察した。

以上のように陽子相互衝突での検出感度を見積もり評価を行なったが陽子相互衝突では概要でも述べたように衝突系が小さく QGP 相は生成されないか、粒子が超高温媒質内で崩壊する前に通過してしまうため、質量状態変化は検出されないという理論予想がされている。したがって本研究での検出感度評価は原子核相互衝突での質量状態変化探索基準となることを期待するとともに、統計量が原子核相互衝突に比べ多く質量状態変化を想定したこの解析において結果の予想が立てやすく解析手法の確認に用いることができた。また、この解析手法についても改良点が残されている。本研究で想定した質量状態変化モデルは  $\omega$ 、 $\phi$  中間子の質量分布の不変質量、崩壊幅がすべて変化する非常に簡易的なものであったが、実際に QGP が生成され質量状態変化が起きた場合にはこのようなモデルの変化は考えにくい。よって、より現実的なモデルとして質量状態変化の起こった中間子の収量をパラメーターに加えた以下のようなモデルへの発展が見

込まれる。このように本研究では続く研究への基準測定と解析手法の習得と確認を行った。

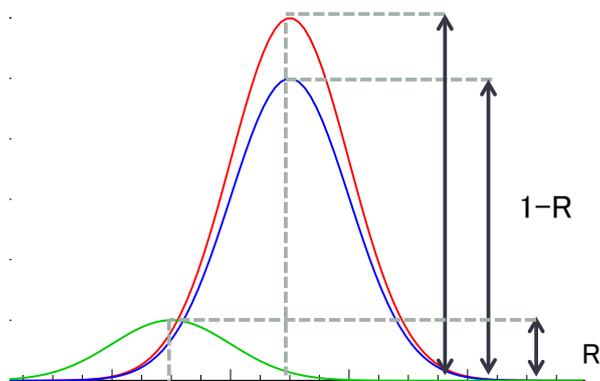


図 59: 中間子の収量をパラメーターに加えた質量状態変化モデル

## 参考図書

- [1]KEKHP  
<http://www.kek.jp/ja./NewRoom/Highlights/20120727150000/>
- [2] 理科学研究所 HP  
<http://www.riken.go.jp/r-world/research/results/2004/040309/index.html>
- [3]LHC ALICE 実験 -ALICE JAPAN-  
<http://alice-j.org>
- [4]The ALICE Collaboration  
<http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2Experiment-en.html>
- [5]The ALICE Collaboration, (2013), " Addendum of the Letter Of Intent for the Upgrade of the ALICE Experiment : The Muon Forward Tracker "
- [6]Longer term LHC schedule  
<https://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/schedule/LHC-long-term.html>
- [7]Light vector meson production in pp collisions at  $\sqrt{s}=7\text{TeV}$   
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312003127>
- [8]黒田 真未「ALICE 実験前方ピクセル検出器導入時の物理性能評価」(2018) 広島大学理学研究科修士論文
- [9] 秋葉康之"クォーク・グルーオン・プラズマの物理"(共立出版,2014)

## 謝辞

本研究を行うにあたって、お世話になった研究室の皆様にご感謝申し上げます。杉立先生、志垣先生、本間先生、三好先生には、ミーティングの際に研究への貴重なご指摘やご意見をいただきました。ありがとうございました。また、先輩方、特に八野さん、永嶋さん、黒田さんにはデータを提供していただいたり何度も優しく研究の相談に乗っていただきました。川本さんには本研究着手当初から仕上げの段階までご指導いただき、解析のいろはを教えてくださいました。ありがとうございました。4年生の皆様にはお互いに研究に励む姿から元気をもらいました。特に大佐古君には物理の議論や知識の共有をしてもらいお世話になりました。たくさんの方々のご協力により研究を進めることができました。本当にありがとうございました。