

平成 27 年度
卒業論文

ALICE 実験前方検出器高度化による
低質量 μ 粒子対測定精度の基礎評価

広島大学理学部物理科学科
クォーク物理学研究室
B121948

小林 智貴

指導教官 杉立 徹 教授
主査 志垣 賢太 准教授
副査 両角 卓也 准教授

平成 28 年 2 月 29 日

概要

クォーク・反クォーク対で構成される中性中間子の測定には μ 粒子対への崩壊モードを利用した方法があり、現在の LHC 加速器 ALICE 実験では μ 粒子検出のためにミュオンスペクトロメーター (MUON) と呼ばれる検出器が用いられている。ALICE 実験では 2019 ~ 2020 年の長期シャットダウン期間に検出器のアップグレードのひとつとして、前方飛跡検出器ミュオン・フォワード・トラッカー (MFT) の導入が決定しており、その導入により μ 粒子の飛跡検出精度が上がり、中間子の質量分解能向上が期待されている。

本研究では μ 粒子対への崩壊モードをもつ低質量中性中間子を対象とし、シミュレーションを用いた MFT の性能評価を $5\text{GeV}/c$ までの横運動量領域で行った。 ϕ 中間子の質量分解能は、MUON のみの場合 $47\text{MeV}/c^2$ 程度だった半値幅が、MFT の導入により $14.7\text{MeV}/c^2$ に向上することがわかった。2021 ~ 2023 年の実験期間 (Run3) での鉛鉛衝突における統計量は $10^5 \sim 10^6$ 個程度と見積もられ、測定するには十分だと考えられる。また、シミュレーション結果と統計量から実際の測定で得られると見込まれる、バックグラウンドを含まない不変質量分布を見積もった。

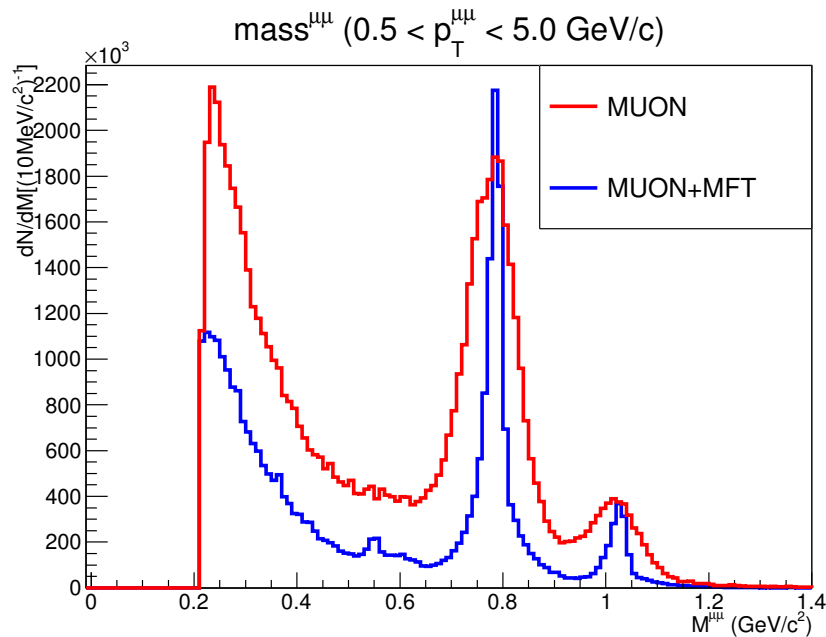


図 1: Run3 鉛鉛衝突実験 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality : 0 – 10%) において期待されるバックグラウンドを含まない不変質量分布の比較

目次

第 1 章	序論	6
1.1	標準模型	6
1.1.1	クォークとレプトン	6
1.1.2	3つの基本相互作用	7
1.2	クォーク・グルオン・プラズマ (QGP)	7
1.3	カイラル対称性の破れ	7
1.3.1	カイラル対称性の回復を観測するためのプローブ	8
1.4	実験施設	9
1.4.1	LHC 加速器	9
1.4.2	ALICE 実験	9
1.5	ALICE 実験における μ 粒子検出器	11
1.5.1	ミュオンスペクトロメーター (MUON Spectrometer, MUON)	11
1.5.2	ミュオン・フォワード・トラッカー (Muon Forward Tracker, MFT)	11
1.6	考慮する変数	12
1.6.1	ラピディティ y	12
1.6.2	擬ラピディティ η	12
1.6.3	横運動量	13
1.6.4	中心衝突度 (Centrality)	14
1.7	研究目的	14
第 2 章	解析手法およびシミュレーション	15
2.1	解析手法	15
2.1.1	質量再構成 (mass reconstruction)	15
2.1.2	測定効率 Acceptance \times Efficiency	15
2.2	シミュレーション	16
2.2.1	PYTHIA	16
2.2.2	single simulation	16
2.2.3	Geant3	17
2.2.4	シミュレーションでかけたカットや制限	17
第 3 章	解析、結果	20
3.1	Run3 で見込まれる低質量中性中間子の生成量	20
3.1.1	2010 年鉛鉛衝突における ϕ 中間子の生成断面積	20
3.1.2	Run3 鉛鉛衝突における ϕ 中間子の生成量	22
3.1.3	Run3 鉛鉛衝突における $\omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の生成量	22
3.2	Acceptance \times Efficiency	24

3.3	Run3 で見込まれる測定量	25
3.4	質量分解能	26
3.5	不変質量分布	37
3.6	各 μ 粒子の横運動量のカットによる変化	43
3.6.1	p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化	43
3.6.2	p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化	45
3.6.3	p_T^μ カットによる不変質量分布の変化	47
第 4 章 結論		54

目次

1	Run3 鉛鉛衝突実験 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{\text{INT}} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality : 0 – 10%) において期待されるバックグラウンドを含まない不変質量分布の比較	1
1.1	標準模型における素粒子 [1]	6
1.2	LHC 加速器 [3]	9
1.3	QGP 生成の過程 [4]	10
1.4	ALICE 実験における検出器 [3]	10
1.5	ミュオンスペクトロメーター [5]	11
1.6	ミュオン・フォワード・トラックー [5]	12
1.7	ラピディティと方位角	13
1.8	QGP 中を通過する中間子 $X(X_1 : \text{high } p_{\text{T}}, X_2 : \text{low } p_{\text{T}})$	13
1.9	VZERO 検出器で測定された荷電粒子数と中心衝突度の関係 [7]	14
2.1	ϕ 中間子の横運動量分布	17
2.2	ϕ 中間子の方位角分布	17
2.3	ϕ 中間子のラピディティ分布	17
2.4	検出された μ 粒子の運動量分布	18
2.5	検出された μ 粒子の横運動量分布	18
2.6	検出された μ 粒子の運動量分布 ($0 < p^{\mu} < 10\text{GeV}/c$)	18
2.7	検出された μ 粒子の横運動量分布 ($0 < p_{\text{T}}^{\mu} < 1\text{GeV}/c$)	18
3.1	1 衝突あたりに生成される ϕ 中間子数 [8]	20
3.2	PYTHIA により生成された $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ における ϕ 中間子の生成量のラピディティ分布 ($0.5 < p_{\text{T}} < 5.0\text{GeV}/c$)(衝突回数: 1×10^8 回)	21
3.3	PYTHIA により生成された $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ における ϕ 中間子の $ \eta < 0.5$ の範囲での生成量と $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲での生成量 (衝突回数: 1×10^8 回)	21
3.4	2010 年鉛鉛衝突における ϕ 中間子の生成断面積 ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$, $-3.6 < \eta < -2.5$, Centrality 0 – 10%)	22
3.5	PYTHIA により生成された $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ における $\phi, \omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲での生成量 (衝突回数: 1×10^8 回)	23
3.6	PYTHIA により生成された $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$ における $\phi, \omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲での生成量 (衝突回数: 1×10^8 回)	23
3.7	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる $\phi, \omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の生成量 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{\text{INT}} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality 0 – 10%, $-3.6 < \eta < -2.5$)	23
3.8	MUON+MFT の Acceptance \times Efficiency ($p_{\text{T}}^{\mu} > 0$)	24

3.9	MUON の Acceptance \times Efficiency ($p_T^\mu > 0$)	24
3.10	MUON+MFT:Run3 鉛鉛衝突によって得られると見込まれる各崩壊モードごとの測定量 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0 – 10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-3.6 < \eta < -2.5$)	25
3.11	MUON:Run3 鉛鉛衝突によって得られると見込まれる各崩壊モードごとの測定量 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0–10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-4 < \eta < -2.5$)	25
3.12	MUON:分解能 $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$	26
3.13	MUON+MFT:分解能 $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$	26
3.14	MUON:分解能 $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$	27
3.15	MUON+MFT:分解能 $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$	27
3.16	MUON:分解能 $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	27
3.17	MUON+MFT:分解能 $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	27
3.18	MUON:分解能 $\rho \rightarrow \mu^+\mu^-$	27
3.19	MUON+MFT:分解能 $\rho \rightarrow \mu^+\mu^-$	27
3.20	MUON+MFT : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$	28
3.21	MUON の $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$	29
3.22	MUON+MFT : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$	30
3.23	MUON : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$	31
3.24	MUON+MFT : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	32
3.25	MUON : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$	33
3.26	MUON+MFT : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\rho \rightarrow \mu^+\mu^-$	34
3.27	MUON : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\rho \rightarrow \mu^+\mu^-$	35
3.28	MUON+MFT : Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0–10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-3.6 < \eta < -2.5$, $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 5.0\text{GeV}/c$)	37
3.29	MUONのみ : Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0 – 10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-4 < \eta < -2.5$, $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 5.0\text{GeV}/c$)	37
3.30	MUON+MFT : Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0–10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-3.6 < \eta < -2.5$, $p_T^{\mu\mu}$ ごと)	38
3.31	MUONのみ : Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0 – 10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-4 < \eta < -2.5$, $p_T^{\mu\mu}$ ごと)	39
3.32	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布の MUON \cdot MUON+MFT 比較 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0–10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 5.0\text{GeV}/c$)	40
3.33	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布の MUON \cdot MUON+MFT 比較 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0–10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $p_T^{\mu\mu}$ ごと)	41

3.34	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布のMUON・MUON+MFT 比較 (MUON は $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲内で再構成された μ 粒子対のみ, $p_T^{\mu\mu}$ ごと)	42
3.35	p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化: $\phi \rightarrow \mu\mu$	43
3.36	p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化: $\omega \rightarrow \mu\mu$	43
3.37	p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化: $\rho \rightarrow \mu\mu$	43
3.38	p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化: $\eta \rightarrow \mu\mu$	43
3.39	p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化: $\omega \rightarrow \mu\mu\pi^0$	44
3.40	p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化: $\eta \rightarrow \mu\mu\gamma$	44
3.41	p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化: $\eta' \rightarrow \mu\mu\gamma$	44
3.42	p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\phi \rightarrow \mu\mu$	45
3.43	p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\omega \rightarrow \mu\mu$	45
3.44	p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\rho \rightarrow \mu\mu$	45
3.45	p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\eta \rightarrow \mu\mu$	45
3.46	p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\omega \rightarrow \mu\mu\pi^0$	46
3.47	p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\eta \rightarrow \mu\mu\gamma$	46
3.48	p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\eta' \rightarrow \mu\mu\gamma$	46
3.49	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布: $p_T^\mu > 0.3\text{GeV}/c$	47
3.50	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布: $p_T^\mu > 0.4\text{GeV}/c$	48
3.51	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布: $p_T^\mu > 0.5\text{GeV}/c$	49
3.52	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布: $p_T^\mu > 0.7\text{GeV}/c$	50
3.53	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布: $p_T^\mu > 1.0\text{GeV}/c$	51
3.54	Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布: $p_T^\mu > 1.5\text{GeV}/c$	52

第1章 序論

1.1 標準模型

標準模型は素粒子物理学において電磁相互作用・強い相互作用・弱い相互作用を記述するための理論である。この理論には17種類の素粒子が存在し、そのうち12種類はクォークやレプトンと呼ばれる、物質をつくる粒子である。4種類はゲージ粒子と呼ばれ、素粒子間にはたらく相互作用を伝える粒子である。ヒッグス粒子は光子、グルーオンを除く素粒子に質量を与える粒子である。



図 1.1: 標準模型における素粒子 [1]

1.1.1 クォークとレプトン

素粒子には物質を作る粒子として6種類のクォークと6種類のレプトンが存在する。これらの物質粒子はすべてスピン $\frac{1}{2}$ のフェルミオンである。クォークには、電荷 $\frac{2}{3}e$ をもつ u (アップ)、 c (チャーム)、 t (トップ) クォークと、電荷 $-\frac{1}{3}e$ をもつ d (ダウン)、 s (ストレンジ)、 b (ボトム) クォークがある。レプトンには電荷をもつものともたないものがあり、 $-e$ の電荷をもつレプトンとして電子、 μ 粒子 (ミューオン)、 τ 粒子の3種類と、電荷0のレプトンとして電子ニュートリノ、ミュー・ニュートリノ、タウ・ニュートリノが存在する。クォーク・レプトンともに符号が反対の電荷をもつ反粒子が存在する。

1.1.2 3つの基本相互作用

標準模型における3つの基本相互作用として「電磁相互作用」、「強い相互作用」、「弱い相互作用」という3つの相互作用が存在し、それぞれを伝える粒子が存在する。電磁相互作用を伝える粒子を光子、強い相互作用を伝える粒子をグルーオン、弱い相互作用を伝える粒子をW粒子、Z粒子と呼ぶ。

1.2 クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP)

現在の宇宙では、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おり、それらを単体で取り出すことはできない。しかしビッグバン直後、宇宙は高温のためクォークやグルーオンはばらばらとなり、プラズマ状態となっていた。このような、高温・高エネルギー密度状態におけるクォーク・グルーオンの非閉じ込め状態のことをクォーク・グルーオン・プラズマ (Quark Gluon Plasma, QGP) と呼ぶ。

1.3 カイラル対称性の破れ

標準模型から、素粒子はヒッグス場との相互作用によって質量を獲得する。このヒッグス機構により説明される u, d クォークの質量は $m_u = 1.8 \sim 3.0 \text{MeV}/c^2$, $m_d = 4.5 \sim 5.5 \text{MeV}/c^2$ 程度である。しかし、これらが3つ結びついてできた陽子や中性子の質量は約 $940 \text{MeV}/c^2$ であり、ヒッグス機構による質量獲得は核子質量の1%程度しか説明できていない。残りの大部分の質量を説明するのが「クォーク凝縮」という機構を基にした理論である。

物質の周りはクォーク凝縮という媒質で埋め尽くされており、物質が運動するときその媒質により抵抗が生まれる。これが物質に質量を与えるという理論である。「空っぽ」の真空からクォーク凝縮で埋め尽くされた真空への変化を「カイラル対称性の破れ」という。

クォークはスピン $\frac{1}{2}$ の粒子であり、運動方向とスピンの向きが同じ場合を「右巻き」、逆向きの場合を「左巻き」と呼ぶ。粒子の質量が0の場合、光速で運動するためその粒子より速い粒子は存在せず、スピンの右巻き・左巻きはどの慣性系から見ても変化しない。つまり、質量が0の場合はスピンの右巻き・左巻きの属性が粒子に固有のものとなっている。この属性を「カイラリティ」と呼び、この場合カイラリティが保存しているため、カイラル対称性が成り立っている。しかし、質量をもつ粒子の場合光速で運動できないため、その速度より速い速度でその粒子を追いかけることができる。このとき、粒子のスピンの向きは変わらないが、見かけの運動方向は反転し、右巻きだった粒子が左巻き粒子に見える状態となる。この場合、スピンの右巻き・左巻きが粒子に固有の性質となっていないため、カイラリティが保存せず、カイラル対称性が破れている状態となる。

カイラル対称性はビッグバン直後の高温・高密度状態では破れておらず、温度・密度が下がる過程の相転移で破れたと考えられている。このようなカイラル対称性が破れていない状態を、カイラル対称性が回復しているという。高エネルギー原子核衝突実験によって生成される QGP 中でもカイラル対称性の回復が起こると考えられている。

1.3.1 カイラル対称性の回復を観測するためのプローブ

カイラル対称性の回復を観測するには中性中間子が適しており、中間子の測定には μ 粒子対への測定モードを用いた方法がある。

中性中間子

中間子はハドロンの一種であり、1つのクォークと1つの反クォークで構成される。ハドロンとはクォークとグルーオンによって構成される亜原子粒子のことであり、陽子、中性子などのバリオンと中間子(メソン)の2つに大別される。中間子は不安定なため、短時間で軽い中間子や光子、電子や μ 粒子などに崩壊する。また、中性中間子は電荷を持たないため電磁相互作用を受けず、強い相互作用のみに影響されるため、強い相互作用に着目した高エネルギー原子核衝突実験においては重要なプローブとなる。この中でもカイラル対称性の回復による質量変化の効果をより大きく受ける低質量中性中間子を本研究の対象とする。

例えば、 s, \bar{s} クォークからなる ϕ 中間子の質量は $1019\text{MeV}/c^2$ 、 s クォークの質量は $95\text{MeV}/c^2$ 程度であるのでカイラル対称性の破れによる質量は約 $830\text{MeV}/c^2$ である。一方、 c, \bar{c} クォークからなる J/ψ 中間子の質量は $3097\text{MeV}/c^2$ 、 c クォークの質量は $1275\text{MeV}/c^2$ 程度であるのでカイラル対称性の破れによる質量は約 $550\text{MeV}/c^2$ である。このように、質量の小さい u, d, s クォークが結合した ϕ, ω などの低質量中間子の方がカイラル対称性の破れによる質量獲得の割合が大きく、質量変化の測定に適している。

μ 粒子

μ 粒子はレプトンであり、強い相互作用を受けない。QGP 内で中性中間子が強い相互作用受け質量変化し、QGP 内で μ 粒子対へ崩壊した場合、 μ 粒子は強い相互作用を受けないため QGP 内での中性中間子の情報を持って検出される。これを利用し、QGP 内での質量変化を探ることが可能となる。また、 μ 粒子は物質との相互作用が小さく透過性が高いため、厚い壁も貫通する。そのため μ 粒子検出器の前方に鉄やコンクリートの壁を設置すれば μ 粒子のみを取り出すことが可能となる。本研究で対象とする μ 粒子への崩壊モードには2体崩壊と Dalitz 崩壊の2パターンがある。質量変化を測定するために見るのは2体崩壊であり、Dalitz 崩壊はバックグラウンドとなる。

2体崩壊

中性中間子 X が μ 粒子対へ崩壊するもの

$$X \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

Dalitz 崩壊

中性中間子 X が仮想光子+別の中性粒子 Y へ崩壊し、仮想光子が μ 粒子対へ崩壊するもの

$$X \rightarrow \gamma^* Y$$

$$\rightarrow \mu^+ \mu^- Y$$

表 1.1 に本研究で対象とした低質量中性中間子と崩壊モードについてまとめた。

表 1.1: 中性中間子と崩壊モード一覧 [2]

中性中間子	質量 [MeV/c ²]	崩壊モード	分岐比
ϕ	1019.455 ± 0.020	$\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$(2.87 \pm 0.19) \times 10^{-4}$
η'	957.78 ± 0.06	$\eta' \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	$(1.07 \pm 0.26) \times 10^{-4}$
ω	782.65 ± 0.12	$\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$(9.0 \pm 3.1) \times 10^{-5}$
		$\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^0$	$(1.3 \pm 0.4) \times 10^{-4}$
ρ	775.49 ± 0.34	$\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$(4.55 \pm 0.28) \times 10^{-5}$
η	547.853 ± 0.024	$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$(5.8 \pm 0.8) \times 10^{-6}$
		$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	$(3.1 \pm 0.4) \times 10^{-4}$

1.4 実験施設

1.4.1 LHC 加速器

LHC 加速器 (Large Hadron Collider) は高エネルギー物理実験を目的としてヨーロッパ共同原子核研究機構 (CERN) により建設され、2009 年から稼働している世界最大の衝突型円形加速器である。周長は 27km にもおよび、スイスとフランスの国境をまたぎその地下に設置されている。LHC では ALICE 実験、ATLAS 実験、CMS 実験、LHCb 実験、LHCf 実験、TOTEM 実験の 6 つのグループが実験を行っている。

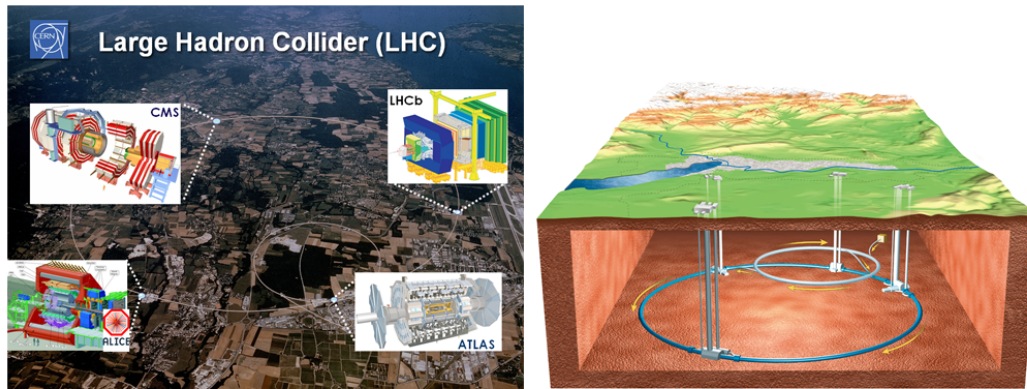


図 1.2: LHC 加速器 [3]

1.4.2 ALICE 実験

LHC の各グループではそれぞれ対象としている物理が異なっている。例えば ATLAS 実験や CMS 実験では高エネルギー陽子陽子衝突に着目し、衝突によって発生する粒子を解析することにより未知の粒子や標準模型を超える新しい物理の発見を目的としている。

一方で、我々が参加している ALICE 実験では、鉛原子核同士を衝突させ QGP を生成し、その性質を解明することを目的としている。ALICE は「A Large Ion Collider Experiment」の略称であり、LHC 加速器実験で唯一高エネルギー重イオン衝突に特化した実験チームである。

衝突型加速器では衝突を起こした原子核は停止することなく互いにすり抜けて飛去る。その後多くのクォーク・反クォーク対が生成し、QGP がつくられる。(図 1.3)

原子核同士を衝突させると数千もの様々な粒子が生成されるため、これらの粒子を幅広い運動量領域で測定できるように設計されている。ALICE 実験検出器は、(1) 衝突点付近を覆うセントラルバレル ($|\eta| < 0.9$)、(2) 前方方向の μ 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、の 3 つに大別される。(図 1.4)

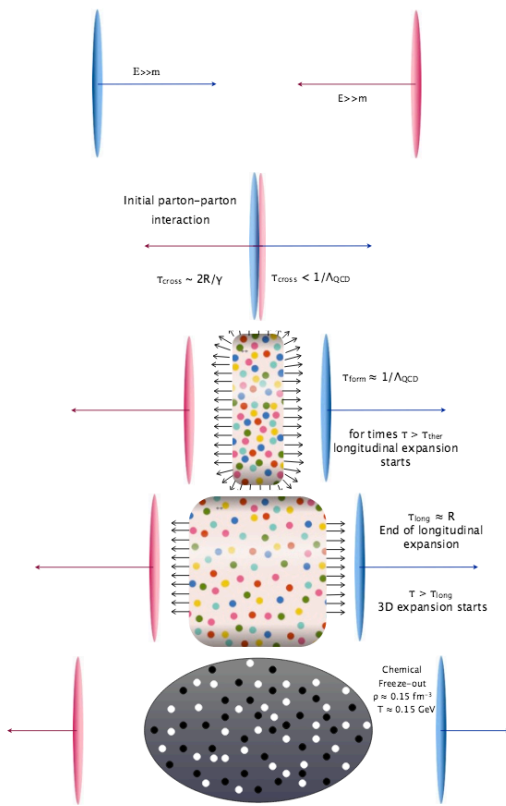


図 1.3: QGP 生成の過程 [4]

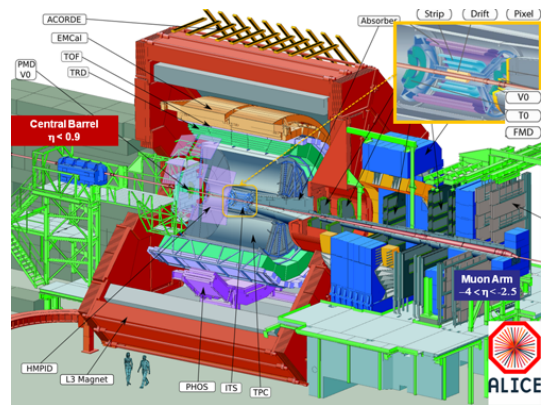


図 1.4: ALICE 実験における検出器 [3]

1.5 ALICE 実験における μ 粒子検出器

1.5.1 ミューオンスペクトロメーター (MUON Spectrometer , MUON)

ミューオンスペクトロメーターは ALICE 実験検出器で運用している μ 粒子検出器である (図 1.5)。覆っている擬ラピディティ範囲は $(-4 < \eta < -2.5)$ であり、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、ダイポールマグネット、トラッキングシステム (ミューオンチェンバー)、ミューオンアブソーバー、トリガーシステム (ミューオントリガー) から成る。フロントアブソーバーはカーボンや鉄、コンクリートから成る。原子核衝突により生成される様々な粒子を取り除き、 μ 粒子のみを検出するために用いられている。トラッキングシステムとトリガーシステムの間設置されたミューオンアブソーバーはフロントアブソーバーで除去しきれなかった粒子の除去を目的としている。フロントアブソーバーを抜けた粒子はダイポールマグネットで軌道を曲げられ、トラッキングシステムでその飛跡を測定する。得られた飛跡から粒子の運動量を決定する。その後、トリガーシステムによって粒子が検出される。アブソーバーを貫通し、トリガーシステムまで到達できる粒子は μ 粒子のみであると考え、このような粒子を μ 粒子と決定する。

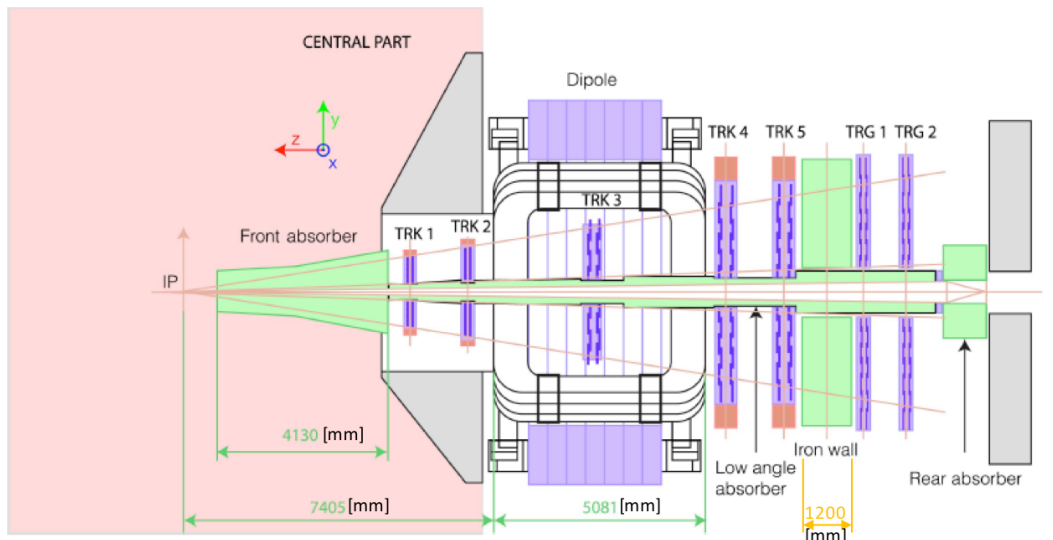


図 1.5: ミューオンスペクトロメーター [5]

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

2019 ~ 2020 年の長期シャットダウン期間 [6] 後、2021 年から運用予定の新しい検出器である。 $-3.6 < \eta < -2.45$ の範囲を覆う。ミューオンアブソーバーの前方、衝突点に近い位置に設置されることにより、アブソーバー内で起こる多重散乱の影響を受けない。そのため、 μ 粒子の飛跡検出精度向上を期待している。

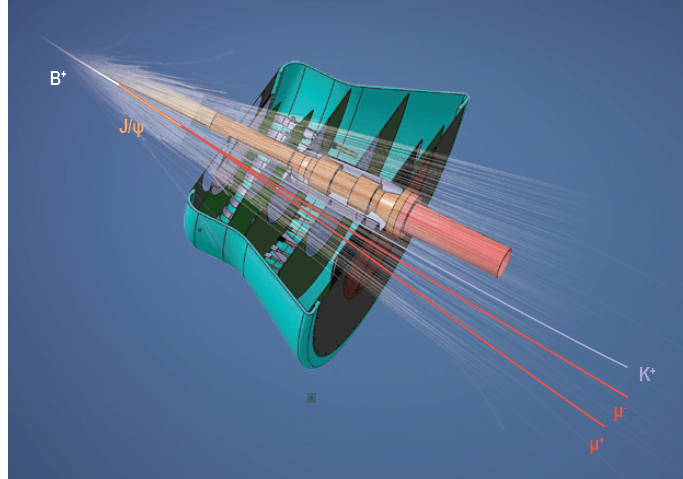


図 1.6: ミューオン・フォワード・トラッカー [5]

1.6 考慮する変数

1.6.1 ラピディティ y

高エネルギー加速器実験において粒子の運動を記述する上で使われる変数にラピディティ (Rapidity) y があり、式 1.1 のように定義される。

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) = \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{E} \right) \quad (1.1)$$

z 軸はビームラインの方向にとる。

y が小さい時 $y \approx \frac{p_z}{E}$ となり、 z 軸方向の粒子速度 $\beta_z = v_z/c$ に等しい。また、 z 軸にそってラピディティ $\Delta y = \tanh^{-1}(\beta)$ で動いている系にローレンツ変換すると $y \rightarrow y - \Delta y$ となり、非相対論的な場合の変換則 $v_z \rightarrow v_z - \Delta v$ に対応する。つまり、ラピディティは z 軸方向の速度に対応するもので、その変換が単純な加減算になる。

1.6.2 擬ラピディティ η

ラピディティに近い運動学変数に擬ラピディティ (Pseudorapidity) η があり、式 1.2 のように定義される。

$$\eta \equiv \tanh^{-1} \left(\frac{p_z}{p} \right) = \tanh^{-1}(\cos\theta) \quad (1.2)$$

θ はビーム軸から測った粒子の放出角である。また、 $p \gg m$ のとき $E = \sqrt{p^2 + m^2} \approx p$ なので式 1.1、1.2 より

$$y \approx \eta \quad (1.3)$$

ラピディティ y と擬ラピディティ η はほぼ等しくなる。

擬ラピディティ η は θ の関数として表されるので、粒子が生成した方向を擬ラピディティを使って表現することができる。これを図示したのが図 1.7 である。このとき、 z 軸周りの方位角は ϕ を用いて表す。なお、ミューオン検出器の覆っている方位角は 360 度である。

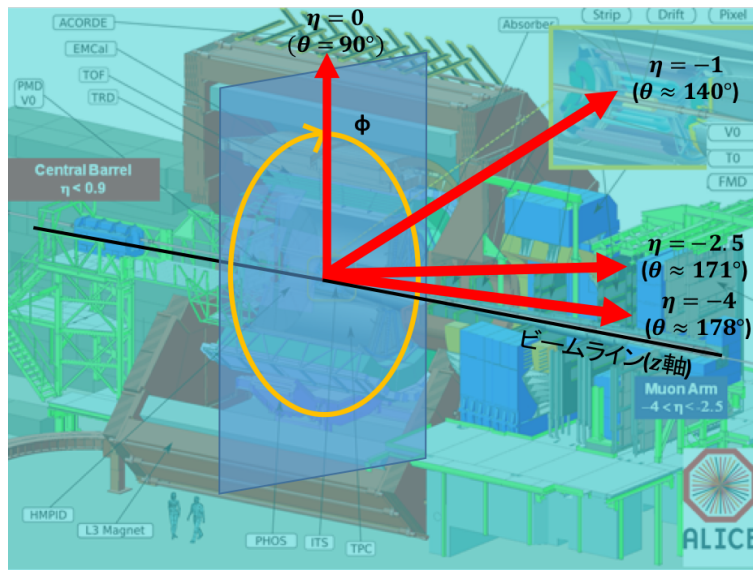


図 1.7: ラピディティと方位角

1.6.3 横運動量

衝突によって生じた粒子の運動量を、ビームライン (z 軸) に対して垂直な xy 平面に射影した運動量を横運動量といい、 p_T と表記する。粒子の放出角 θ と運動量 p を用いて、 $p_T = p \sin \theta$ と書ける。

本研究では $p_T < 5 \text{ GeV}/c$ 以下の領域を対象として解析を行っている。衝突によって、ある中性中間子 X が生成したとする。このとき、横運動量の大きいものを X_1 、小さいものを X_2 とする (図 1.8)。中性中間子 X の横運動量が大きい場合 QGP 内に留まる時間が短く、小さいとき QGP 内に留まる時間が長くなる。そのため、横運動量の大きいものは、QGP を抜けてから μ 粒子対へ崩壊するものが多くなる。一方、横運動量の小さいものは QGP 内で μ 粒子対へ崩壊するものが多くなるため、質量変化の測定に適している。よって本研究では、低横運動量の μ 粒子対を対象としている。

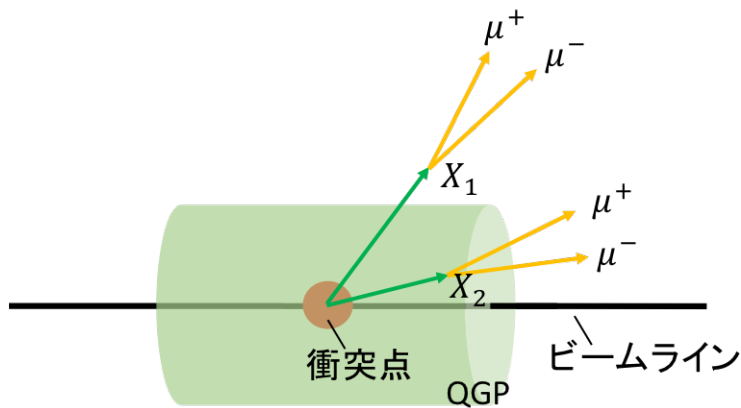


図 1.8: QGP 中を通過する中間子 X (X_1 : high p_T , X_2 : low p_T)

1.6.4 中心衝突度 (Centrality)

原子核衝突実験において原子核同士は正面衝突をする場合もあれば、掠るような衝突をする場合もある。中心衝突度 (Centrality) は2つの原子核がどの程度重なって衝突するかの指標である。正面衝突のとき中心衝突度は0%、掠るような衝突の場合は100%に近い値となる。衝突が起こった部分で反応が起こり粒子が生成されるため、中心衝突度が高いほど生成粒子数が多くなる。この性質を利用し、VZERO 検出器で測定した荷電粒子数から中心衝突度を決定する。VZERO 検出器で測定された荷電粒子数と中心衝突度の関係を表したのが図 1.9 である。

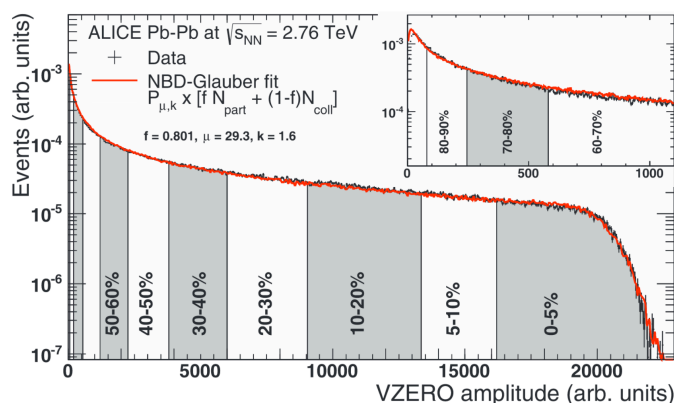


図 1.9: VZERO 検出器で測定された荷電粒子数と中心衝突度の関係 [7]

1.7 研究目的

鉛鉛衝突による QGP 生成によってカイラル対称性が回復し、測定した中間子の質量が軽くなることが期待されているが、質量変化を観測するためには測定で得られる質量の分解能が重要になってくる。MFT の導入により μ 粒子チャンネルでの質量分解能の向上を期待しているが、低質量・低横運動量での詳細な解析は行われていない。そのため、低質量・低横運動量の μ 粒子対について、MFT の導入によってどれほど分解能がよくなるのか、これをシミュレーションを用いて評価することにした。質量分解能や検出効率を求め、実際の測定でどのような不変質量分布が見られるかについての見積もりを行うことが本研究の目的である。

第2章 解析手法およびシミュレーション

2.1 解析手法

2.1.1 質量再構成 (mass reconstruction)

$\phi \rightarrow \mu\mu$ を例にして、質量再構成の方法について述べる。

ϕ 中間子の不変質量を M_ϕ 、エネルギーを E_ϕ 、運動量を \vec{p}_ϕ とすると、

$$E_\phi^2 = M_\phi^2 + |\vec{p}_\phi|^2 \quad (2.1)$$

より

$$M_\phi^2 = E_\phi^2 - |\vec{p}_\phi|^2 \quad (2.2)$$

と書ける。

μ 粒子についても同様に、

$$E_\mu^2 = M_\mu^2 + |\vec{p}_\mu|^2 \quad (2.3)$$

崩壊の前後のエネルギー保存則、運動量保存則から

$$E_\phi = E_{\mu^+} + E_{\mu^-} \quad (2.4)$$

$$\vec{p}_\phi = \vec{p}_{\mu^+} + \vec{p}_{\mu^-} \quad (2.5)$$

となる。 p_{μ^+} 、 p_{μ^-} のなす角度 (崩壊角) を θ とし、式 2.4、2.5 を式 2.2 に代入すると、

$$M_{\mu\mu}^2 = M_\phi^2 = E_{\mu^+}^2 + E_{\mu^-}^2 + 2E_{\mu^+}E_{\mu^-} - (|\vec{p}_{\mu^+}|^2 + |\vec{p}_{\mu^-}|^2 + 2|\vec{p}_{\mu^+}||\vec{p}_{\mu^-}|\cos\theta) \quad (2.6)$$

$E_\mu \gg M_\mu \approx 105\text{MeV}/c^2$ のとき、 $E_\mu \approx |\vec{p}_\mu|$ とできるので、式 2.6 は

$$M_{\mu\mu} = \sqrt{2|\vec{p}_{\mu^+}||\vec{p}_{\mu^-}|(1 - \cos\theta)} \quad (2.7)$$

このようにして、 μ 粒子のそれぞれの運動量と崩壊角から親粒子である中間子の質量を再構成することができる。

MFT の導入によって飛跡検出の精度が向上すると、崩壊角 θ の誤差が小さくなる。そのため、質量分解能が向上する。

2.1.2 測定効率 Acceptance \times Efficiency

幾何学的検出効率 (Acceptance)

検出器の方向に飛んでいく中間子のうち、検出器に入る μ 粒子対の割合を Acceptance という。MUON の擬ラピディティ範囲が $-4 < \eta < -2.5$ 、MFT の擬ラピディ

ディータ範囲が $-3.6 < \eta < -2.45$ なので、 μ 粒子検出器全体の擬ラピディティ範囲を $-3.6 < \eta < -2.5$ として Acceptance を計算した。

$$\text{Acceptance} = \frac{-3.6 < \eta < -2.5 \text{ の範囲に入った } \mu \text{ 粒子対数}}{-3.6 < \eta < -2.5 \text{ の範囲に投げられた中間子数}}$$

再構成効率 (Reconstruction Efficiency, Efficiency)

μ 粒子対が検出器の方向に飛来した場合でも、運動量が小さくアブソーバーを通り抜けなかったものは質量再構成されない。また、再構成した2つの μ 粒子が、測定しようとしている中間子起源でない場合もあり、その場合本来の質量とは異なった値を取ってしまう。このようなことが起こらないようにするため、本研究では検出したそれぞれの μ 粒子の親粒子の情報を参照し、測定しようとしている中間子起源の μ 粒子のみを再構成するようにしている。このように、検出器に入った μ 粒子対のうち、測定しようとしている中間子起源の μ 粒子対によって質量再構成された割合を Reconstruction Efficiency、または Efficiency という。

$$\text{Efficiency} = \frac{\text{質量再構成された数}}{-3.6 < \eta < -2.5 \text{ の範囲に入った } \mu \text{ 粒子対数}}$$

Acceptance の分子、Efficiency の分母は同じであり、Acceptance と Efficiency をまとめた測定効率を Acceptance \times Efficiency と表記する。

$$\text{Acceptance} \times \text{Efficiency} = \frac{\text{質量再構成された数}}{-3.6 < \eta < -2.5 \text{ の範囲に投げられた中間子数}}$$

2.2 シミュレーション

本実験で用いたシミュレーションについて説明する。

2.2.1 PYTHIA

高エネルギー陽子陽子衝突実験の物理過程を再現するイベントジェネレーターである。衝突後のパートン分布や相互作用、生成・崩壊現象を再現する。本研究では、2.76TeV の ϕ 中間子の生成量のデータから、5.5TeV における ϕ 、 ω などの中性中間子生成量を見積もるために用いた。

2.2.2 single simulation

単一粒子に運動量や横運動量、方向や崩壊モードなどの様々なパラメータに制限をかけて粒子を投じることのできるイベントジェネレーターである。CERN で開発されている、素粒子・原子核物理や宇宙分野でのデータ解析フレームワーク「ROOT」を ALICE 実験仕様に変更した「AliROOT」の中の AliGenBox というクラスでこれを行う。

2.2.3 Geant3

Geant は CERN によって開発された、粒子と物質との相互作用を再現するシミュレーターである。高エネルギー物理実験のシミュレーションを目的として開発されたが、素粒子・原子核物理を始め、宇宙分野や医療分野でも使われている。LHC で運用されている検出器についてのレイアウトが用意されており、実際の検出器やアプソバーで起こる物理過程を再現することができる。本研究では single simulation によって生成した ϕ や ω などの中間子を μ 粒子対に崩壊させ、これを Geant3 内のミュオンアームに撃ち込み得られた μ 粒子対の運動量と崩壊角から、single simulation で投じた親粒子の質量を再構成した。

Acceptance \times Efficiency はこのシミュレーションによって求める。投じられた親粒子のうち検出器の擬ラピディティ - 範囲に入った数を分母、質量再構成できた μ 粒子対の数を分子とする。 $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲に生成された粒子数に、この Acceptance \times Efficiency と分岐比をかけることによって検出器で測定される粒子数を求めることができる。

2.2.4 シミュレーションでかけたカットや制限

本研究では、 $\phi, \omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子を表 1.1 の崩壊モードに崩壊させるように設定し、表 2.1 の条件で粒子を投じた。実際に投じた ϕ 中間子の横運動量、方位角、ラピディティ分布を図 2.1 ~ 2.3 に示した。また本研究での試行回数は、各崩壊モードごとに 1000 ~ 2000 万回である。

表 2.1: 投じた中間子にかけた制限

横運動量	$0 < p_T < 8\text{GeV}/c$ (Hagedorn 関数)
方位角	$0 < \phi < 360^\circ$
ラピディティ方向	$-4.2 < y < -2.3$
μ 粒子対の崩壊角	$0 < \theta < 360^\circ$

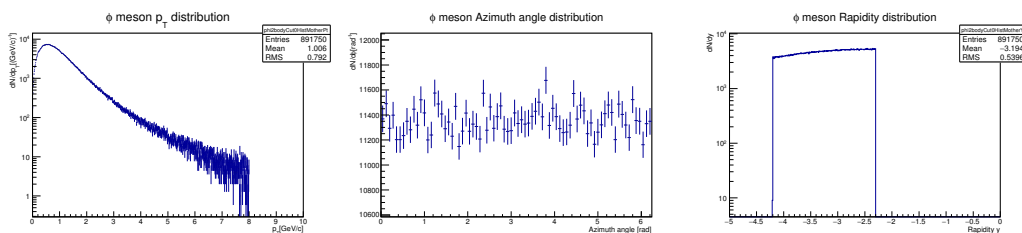


図 2.1: ϕ 中間子の横運動量分布 図 2.2: ϕ 中間子の方位角分布 図 2.3: ϕ 中間子のラピディティ分布

- また、本研究において質量再構成を行う上で
- ・ ミューオントリガーでのトリガー (アブソーバーをすべて抜け、ミューオントリガーで検出できたかの判定)
 - ・ μ 粒子のラピディティ範囲 (MUON+MFT: $-3.6 < \eta < -2.5$, MUON: $-4 < \eta < -2.5$)
 - ・ 検出した μ 粒子対の親粒子が同一であるか
 - ・ μ 粒子の横運動量 ($p_T^\mu > 0$ [GeV/c] $\sim p_T^\mu > 1.5$ [GeV/c])
- の条件を付している。

この条件の元、測定された μ 粒子の運動量、横運動量分布は図 2.4、図 2.5 のようになっていた。運動量、横運動量の小さい部分を拡大したものが図 2.6、図 2.7 である。

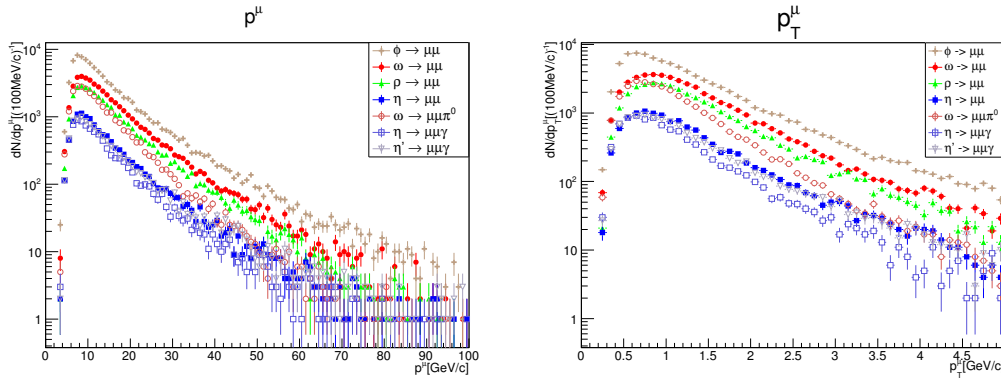


図 2.4: 検出された μ 粒子の運動量分布 図 2.5: 検出された μ 粒子の横運動量分布

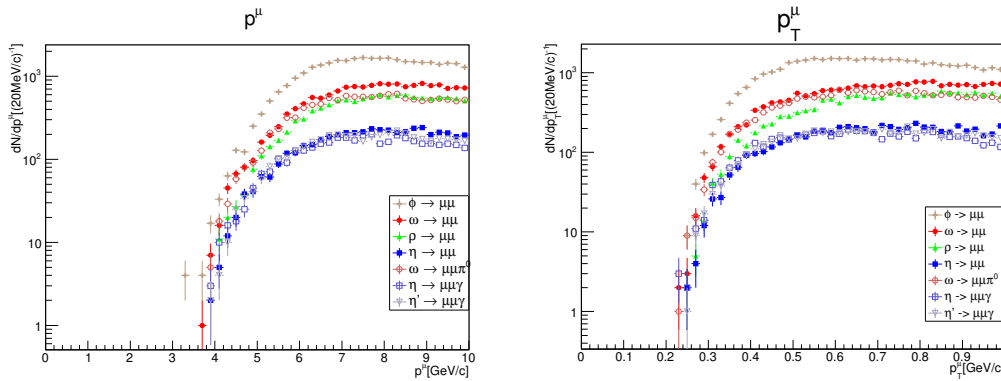


図 2.6: 検出された μ 粒子の運動量分布 ($0 < p^\mu < 10$ GeV/c) 図 2.7: 検出された μ 粒子の横運動量分布 ($0 < p_T^\mu < 1$ GeV/c)

運動量では約 4 GeV/c 以上、横運動量では 0.2 GeV/c 以上の μ 粒子のみ検出されていることがわかる。これはアブソーバーによる影響である。これは簡単な計算で確かめることができる。

μ 粒子は最小電離損失粒子といい、 μ 粒子が物質中を通過するときのエネルギー損失は、密度 \times 長さあたりほぼ一定の値をとる。

$$\frac{dE}{d(\rho x)} \approx 2 [\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{g}] \quad (2.8)$$

図 1.5 を見ると、フロントアブソーバー (図中では Front absorber) は 413cm、ミュオンアブソーバー (図中では Iron wall) は 120cm である。フロントアブソーバーはコンクリート、ミュオンアブソーバーは鉄できているとすると、その密度はそれぞれ $2.4[\text{g}/\text{cm}^3]$ 、 $7.86[\text{g}/\text{cm}^3]$ ([10]) なのでそれぞれのアブソーバーでのエネルギー損失は式 2.8 と長さ l 、密度 ρ を使い、

$$\Delta E_{Front} = \frac{dE}{d(\rho x)} \times \rho \times l \approx 2[\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}] \times 2.4[\text{g}/\text{cm}^3] \times 413[\text{cm}] \quad (2.9)$$

$$\approx 2.0[\text{GeV}] \quad (2.10)$$

$$\Delta E_{Iron} = \frac{dE}{d(\rho x)} \times \rho \times l \approx 2[\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}] \times 7.86[\text{g}/\text{cm}^3] \times 120[\text{cm}] \quad (2.11)$$

$$\approx 1.9[\text{GeV}] \quad (2.12)$$

と書ける。よって 2 つのアブソーバーでのエネルギー損失の合計は約 $3.9[\text{GeV}]$ となる。 $E \gg m$ のとき、 $E \approx p$ から、図 2.4 のシミュレーション結果と一致している。

また、横運動量は $p_T = p \sin \theta$ と書けるが、 $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲内で $\sin \theta$ がもっとも小さくなるのは $\theta \approx 177^\circ$ ($\eta = -3.6$) のときである。よって横運動量がもっとも小さくなるのは、運動量が最小の $p = 4\text{GeV}/c$ で $\theta = 177^\circ$ をとるとき、

$$p_T \approx 4[\text{GeV}/c] \times \sin(177^\circ) \approx 0.2\text{GeV}/c \quad (2.13)$$

となり、これも図 2.5 のシミュレーション結果と一致している。

第3章 解析、結果

3.1 Run3で見込まれる低質量中性中間子の生成量

LHC 加速器実験において、2021～2023年の実験期間を Run3 と呼ぶ。この実験期間の鉛鉛衝突における $\phi, \omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の生成量を見積もった。

3.1.1 2010年鉛鉛衝突における ϕ 中間子の生成断面積

Run3 での測定量を見積もるため、2010年に測定された、鉛鉛衝突における ϕ 中間子の生成量を用いた。

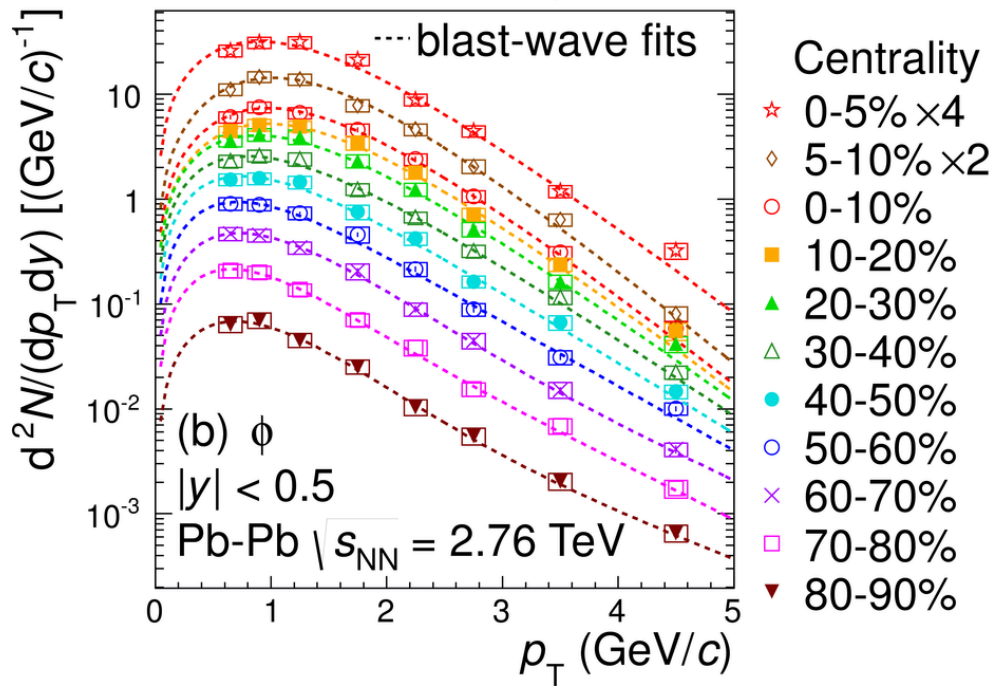


図 3.1: 1 衝突あたりに生成される ϕ 中間子数 [8]

図 3.1 は、2010 年、ALICE 実験において $|\eta| < 0.5$ の範囲で測定された鉛鉛衝突 1 衝突あたりの ϕ 中間子の生成量である。このときの重心系衝突エネルギーは $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV であり、Centrality 0～10%の値を使った。

PYTHIA を用いて $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV における $|\eta| < 0.5$ の範囲での ϕ 中間子の生成量 dN_{mid}/dp_T と $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲での生成量 $dN_{forward}/dp_T$ を求め、各データ点にこの比、 $dN_{forward}/dN_{mid}$ をかけることにより、 μ 粒子検出器方向 $-3.6 < \eta < -2.5$ に生成する 1 衝突あたりの ϕ 中間子の生成量に変換する。

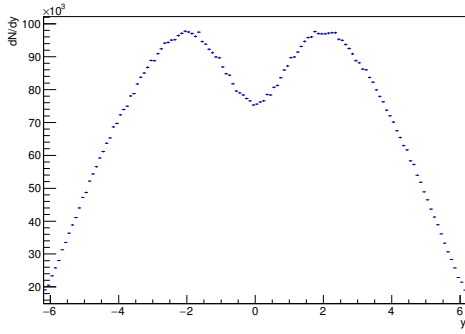


図 3.2: PYTHIA により生成された $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ における ϕ 中間子の生成量のラピディティ分布 ($0.5 < p_T < 5.0\text{GeV}/c$) (衝突回数: 1×10^8 回)

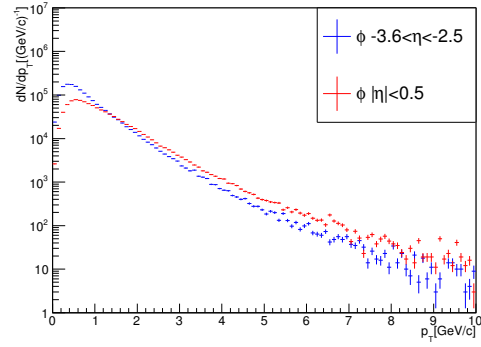


図 3.3: PYTHIA により生成された $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ における ϕ 中間子の $|\eta| < 0.5$ の範囲での生成量と $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲での生成量 (衝突回数: 1×10^8 回)

この値から、まずは 2010 年の鉛鉛衝突における $-3.6 < \eta < -2.5$ での ϕ 中間子の横運動量微分の生成断面積 $d\sigma_\phi^{2010}/dp_T$ を求める。全衝突回数 N 、積分 luminosity L_{INT} 、反応断面積 σ を用いて、横運動量微分の生成断面積は

$$\frac{d\sigma_\phi^{2010}}{dp_T} = \frac{\sigma}{N} \frac{dN}{dp_T} \quad (3.1)$$

と書ける。このとき、

$$\sigma = \frac{N}{L_{INT}} \quad (3.2)$$

なので、3.1 式は

$$\frac{d\sigma_\phi^{2010}}{dp_T} = \frac{N}{L_{INT}} \frac{1}{N} \frac{dN}{dp_T} \quad (3.3)$$

とできる。 $\frac{1}{N} \frac{dN}{dp_T}$ は 1 衝突あたりの生成量を表す。2010 年の鉛鉛衝突の衝突数 $N = 56 \times 10^6$ 回、 $L_{INT} = 9\mu\text{b}^{-1}$ [9] を式 3.3 に代入し、各横運動量ごとに 1 衝突あたりの生成量をかけることによって求めた、2010 年における鉛鉛衝突での ϕ 中間子の生成断面積を図 3.4 に示す。

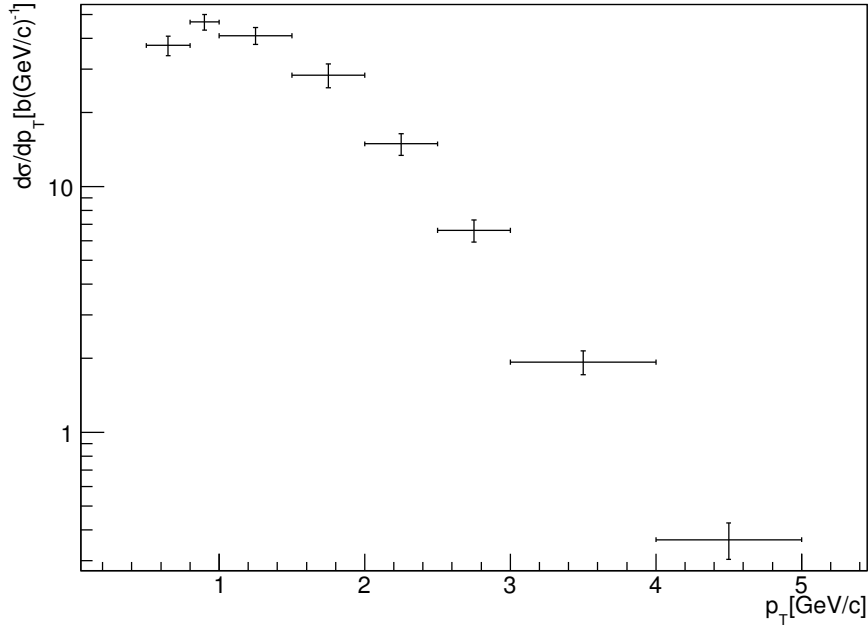


図 3.4: 2010 年鉛鉛衝突における ϕ 中間子の生成断面積 ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$, $-3.6 < \eta < -2.5$, Centrality 0 – 10%)

3.1.2 Run3 鉛鉛衝突における ϕ 中間子の生成量

$\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ における鉛鉛衝突での ϕ 中間子の生成断面積から、Run3 にて現在見込まれている $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$ 、 $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$ における ϕ 中間子の生成量を見積もった。PYTHIA を用いて ϕ 中間子の $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ での生成量 $dN_{\phi}^{2.76\text{TeV}}/dp_T$ (図 3.5) と、 $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$ での生成量 $dN_{\phi}^{5.5\text{TeV}}/dp_T$ (図 3.6) を求め、この比 $dN_{\phi}^{5.5\text{TeV}}/dN_{\phi}^{2.76\text{TeV}}$ と $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$ をかけることによって、Run3 における ϕ 中間子の生成量 dN_{ϕ}^{Run3}/dp_T を見積もる。

3.1.3 Run3 鉛鉛衝突における $\omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の生成量

PYTHIA を用いて $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$ での ϕ 中間子の生成量 $dN_{\phi}^{5.5\text{TeV}}/dp_T$ と、 ω 中間子の生成量 $dN_{\omega}^{5.5\text{TeV}}/dp_T$ を求める (図 3.5、図 3.6)。この比 $dN_{\omega}^{5.5\text{TeV}}/dN_{\phi}^{5.5\text{TeV}}$ を先ほど見積もった Run3 における ϕ 中間子の生成量に乘じ、 ω 中間子の生成量 dN_{ω}^{Run3}/dp_T を見積もった。 ρ, η, η' 中間子についても同様に、 ϕ 中間子との比を求めて見積もりを行った。見積もったそれぞれの生成量を図 3.7 に示す。

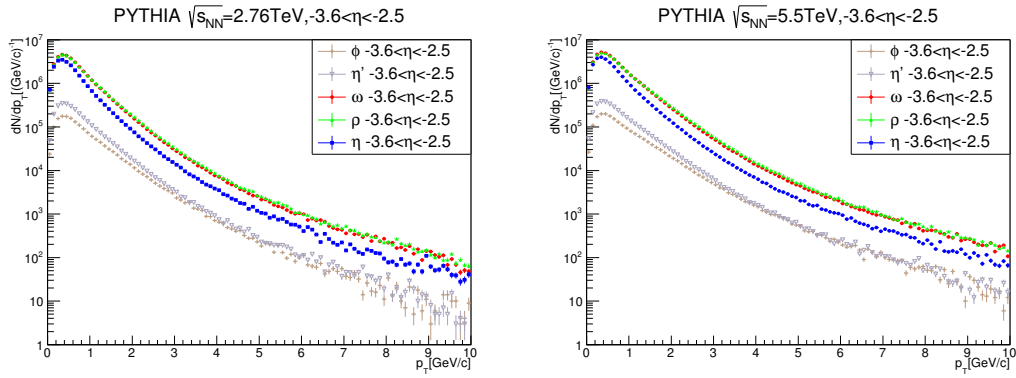


図 3.5: PYTHIA により生成された $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76\text{TeV}$ における $\phi, \omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲での生成量 (衝突回数: 1×10^8 回)

図 3.6: PYTHIA により生成された $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5\text{TeV}$ における $\phi, \omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲での生成量 (衝突回数: 1×10^8 回)

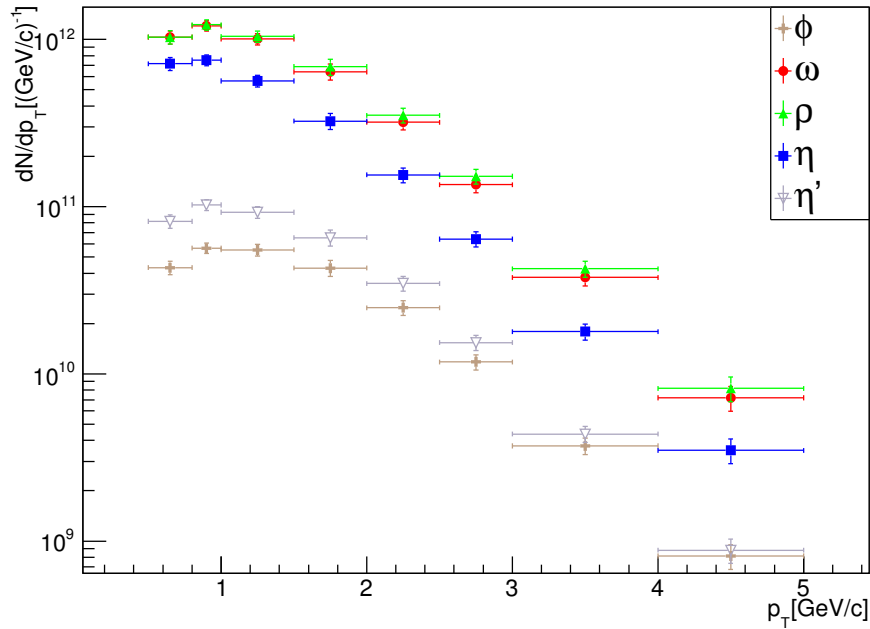


図 3.7: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる $\phi, \omega, \rho, \eta, \eta'$ 中間子の生成量 ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{\text{INT}} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality 0 – 10%, $-3.6 < \eta < -2.5$)

3.2 Acceptance × Efficiency

MUON のみの場合と MUON + MFT の場合においてシミュレーションを用いて求めた Acceptance × Efficiency を図 3.8、図 3.9 に示す。

$$\text{Acceptance} \times \text{Efficiency}^{(\text{MUON}+\text{MFT})} = \frac{\text{MUON}+\text{MFT}(-3.6 < \eta < -2.5) \text{ で質量再構成された数}}{-3.6 < \eta < -2.5 \text{ の範囲に投げられた中間子数}}$$

$$\text{Acceptance} \times \text{Efficiency}^{(\text{MUON})} = \frac{\text{MUON}(-4 < \eta < -2.5) \text{ で質量再構成された数}}{-3.6 < \eta < -2.5 \text{ の範囲に投げられた中間子数}}$$

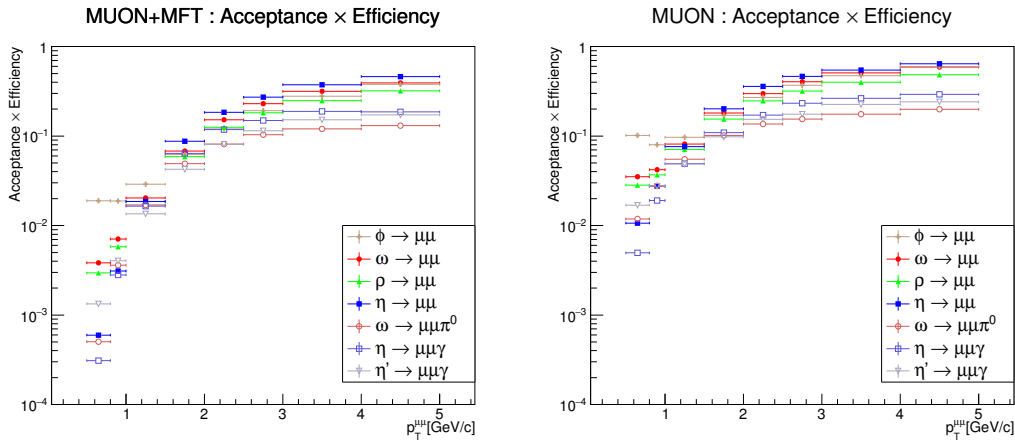


図 3.8: MUON+MFT の Acceptance × Efficiency ($p_T^\mu > 0$) 図 3.9: MUON の Acceptance × Efficiency ($p_T^\mu > 0$)

どちらの場合も、低横運動量側で Acceptance × Efficiency が下がっているが、これは、運動量が小さくアブソーバーを貫通できない粒子が多くなるためである。また、2体崩壊の方が Dalitz 崩壊より Acceptance × Efficiency が高い傾向が見られる。ただし、 $\eta \rightarrow \mu\mu$ のみ、低横運動量側で Dalitz 崩壊と同程度まで下がっている。MUON+MFT の図 3.8 と MUON のみの図 3.9 を比較すると、全体を通して、MUON+MFT の方が低くなっている。また、MUON+MFT の方が低横運動量での減少が大きい。

3.3 Run3で見込まれる測定量

Run3 鉛鉛衝突における生成量に、分岐比と Acceptance \times Efficiency を乗じ見積もった各崩壊モードごとに期待される MUON+MFT の場合の測定量を図 3.10 に示す。また、同様に求めた MUON のみの場合の測定量を図 3.11 に示す。

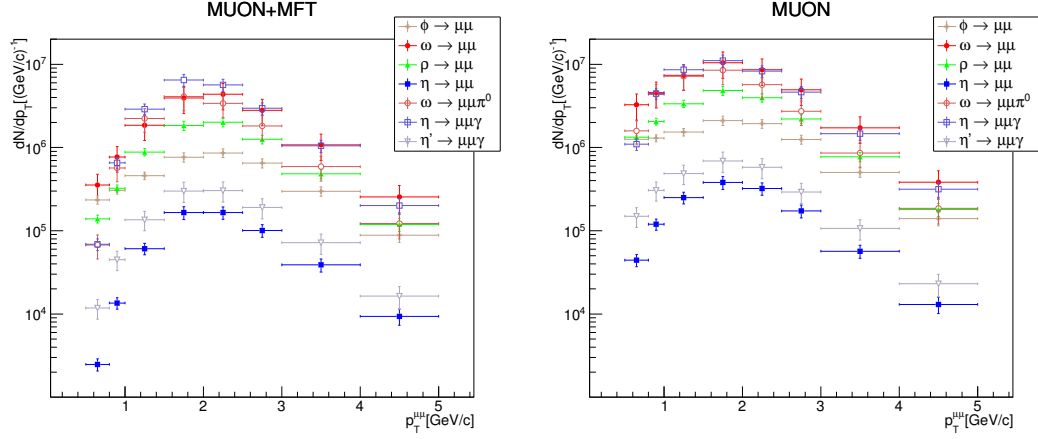


図 3.10: MUON+MFT:Run3 鉛鉛衝突に 図 3.11: MUON:Run3 鉛鉛衝突によっ
 によって得られると見込まれる各崩壊モー て得られると見込まれる各崩壊モードご
 ドごとの測定量 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} =$ との測定量 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} =$
 10nb^{-1} , Centrality0 - 10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-3.6 < \eta < -2.5$) 10nb^{-1} , Centrality0 - 10%, $p_T^\mu >$
 $0\text{GeV}/c$, $-4 < \eta < -2.5$)

3.4 質量分解能

MUON のみで質量再構成するシミュレーションと、MUON + MFT で質量再構成するシミュレーションを行い、質量分解能の比較を行った。

$$\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$$\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$$\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$$\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

の2体崩壊のシミュレーションで再構成された不変質量分布に対して、クリスタルボール関数を用いてフィッティングした。MUON+MFT に関しては、「fake match」と呼ばれるバックグラウンドが入っているため、クリスタルボール+ガウス関数を用いてフィッティングを行った。「fake match」は、MUON で検出した μ 粒子の飛跡と MFT のものが不一致となることによって起こる。 ρ 中間子に関しては分解能が悪く「fake match」が見えないためクリスタルボール関数のみでフィッティングを行っている。ここで用いたクリスタルボール関数は式 3.4、ガウス関数は式 3.5 である。

$$f_{CB}(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma, N) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha\right) \\ \left(\frac{n}{\alpha}\right)^n \times \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2}\right) \times \left(\frac{n}{\alpha} - \alpha - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha\right) \end{cases} \quad (3.4)$$

$$f_{Gauss}(x; \bar{x}, \sigma, N) = N \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x-\bar{x})^2}{\sigma}\right) \quad (3.5)$$

ここで、クリスタルボール関数のパラメータは $\alpha = 1, n = 6$ に固定している。 \bar{x} は質量の平均値 (mean)、 σ は半値幅である。

以下の質量分布のヒストグラムは、横軸が μ 粒子対によって再構成した質量 $M^{\mu\mu}[\text{GeV}/c^2]$ (1 ビンは $10\text{MeV}/c^2$)、縦軸が1 ビンあたりのカウント数 $dN/dM[(10\text{MeV}/c^2)^{-1}]$ である。

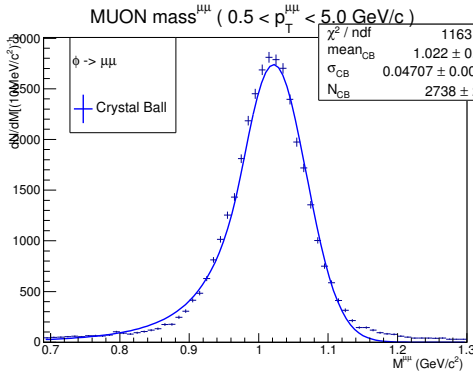


図 3.12: MUON:分解能 $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

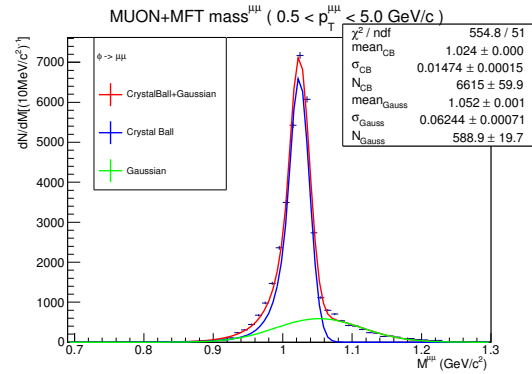


図 3.13: MUON+MFT:分解能 $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

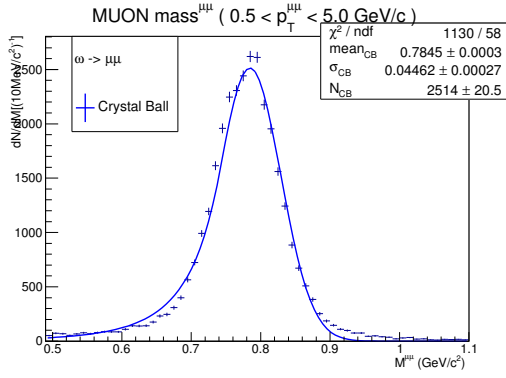


图 3.14: MUON:分解能 $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$

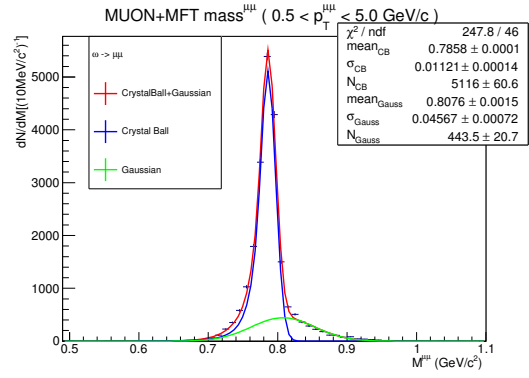


图 3.15: MUON+MFT:分解能 $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$

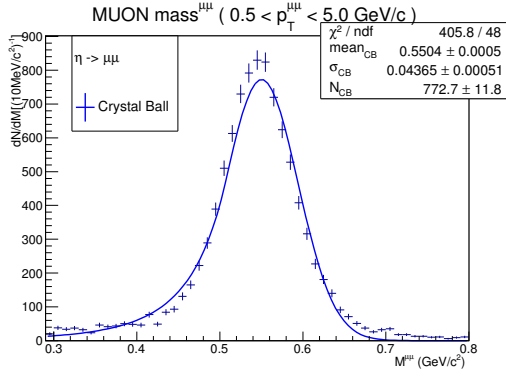


图 3.16: MUON:分解能 $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

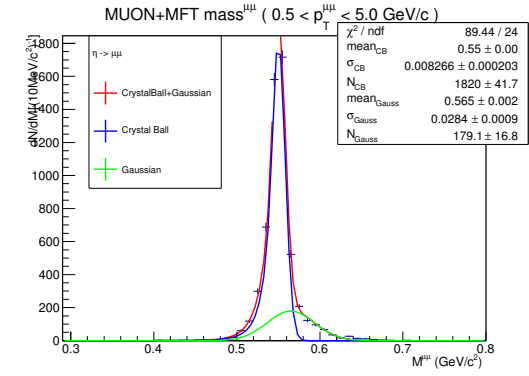


图 3.17: MUON+MFT:分解能 $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

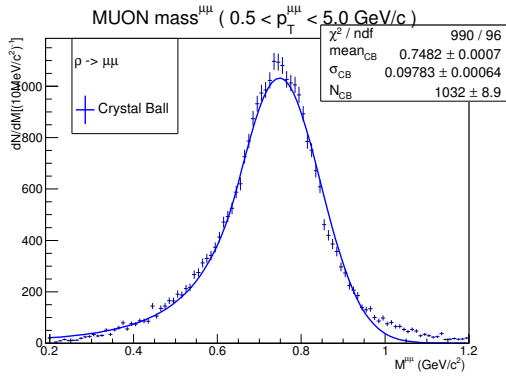


图 3.18: MUON:分解能 $\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$

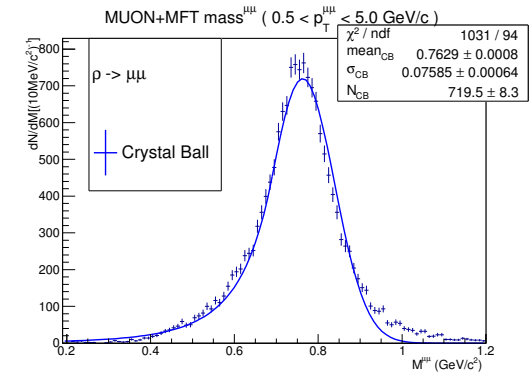


图 3.19: MUON+MFT:分解能 $\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$

図 3.20: MUON+MFT : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$

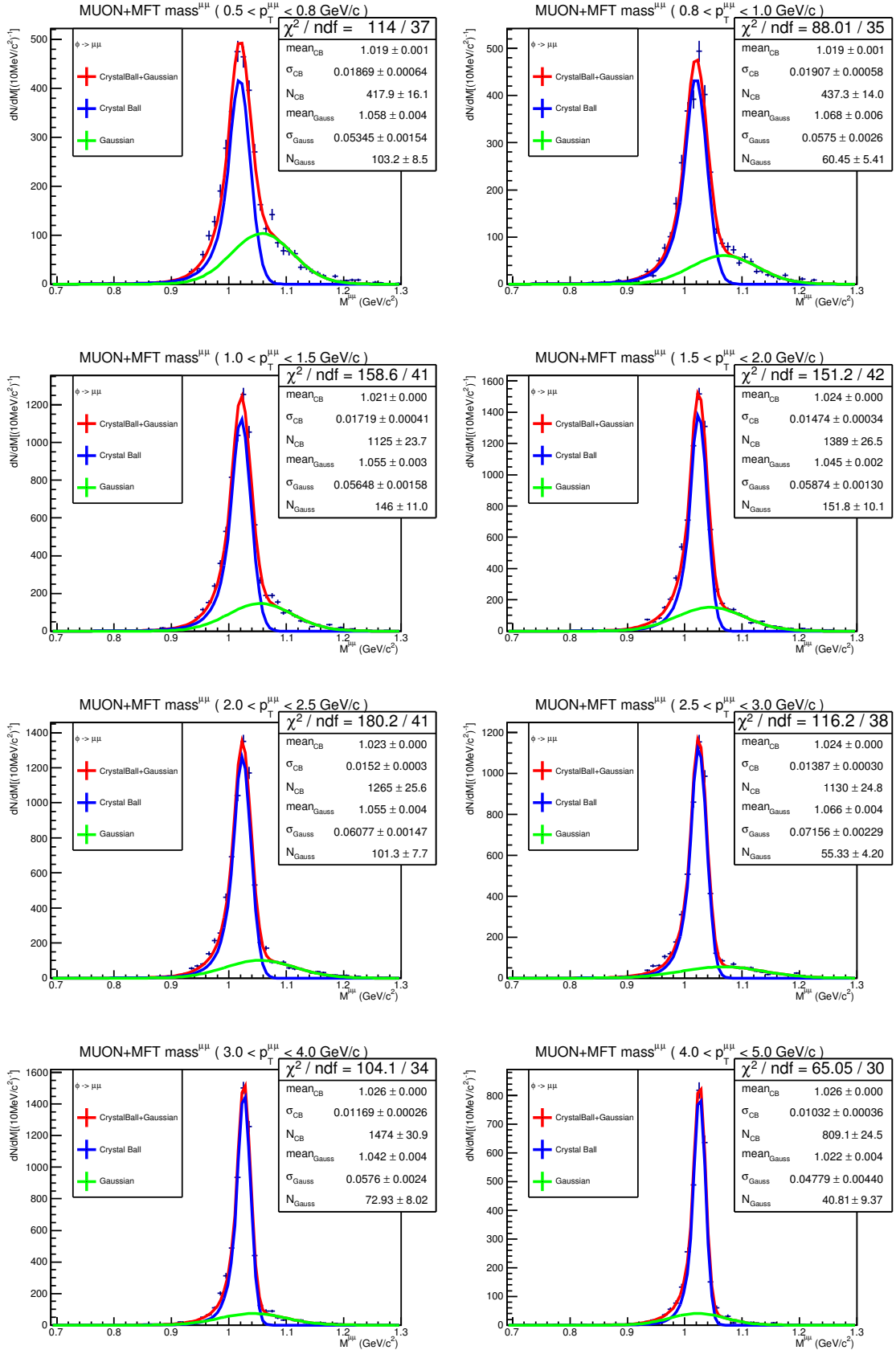


図 3.21: MUON の $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

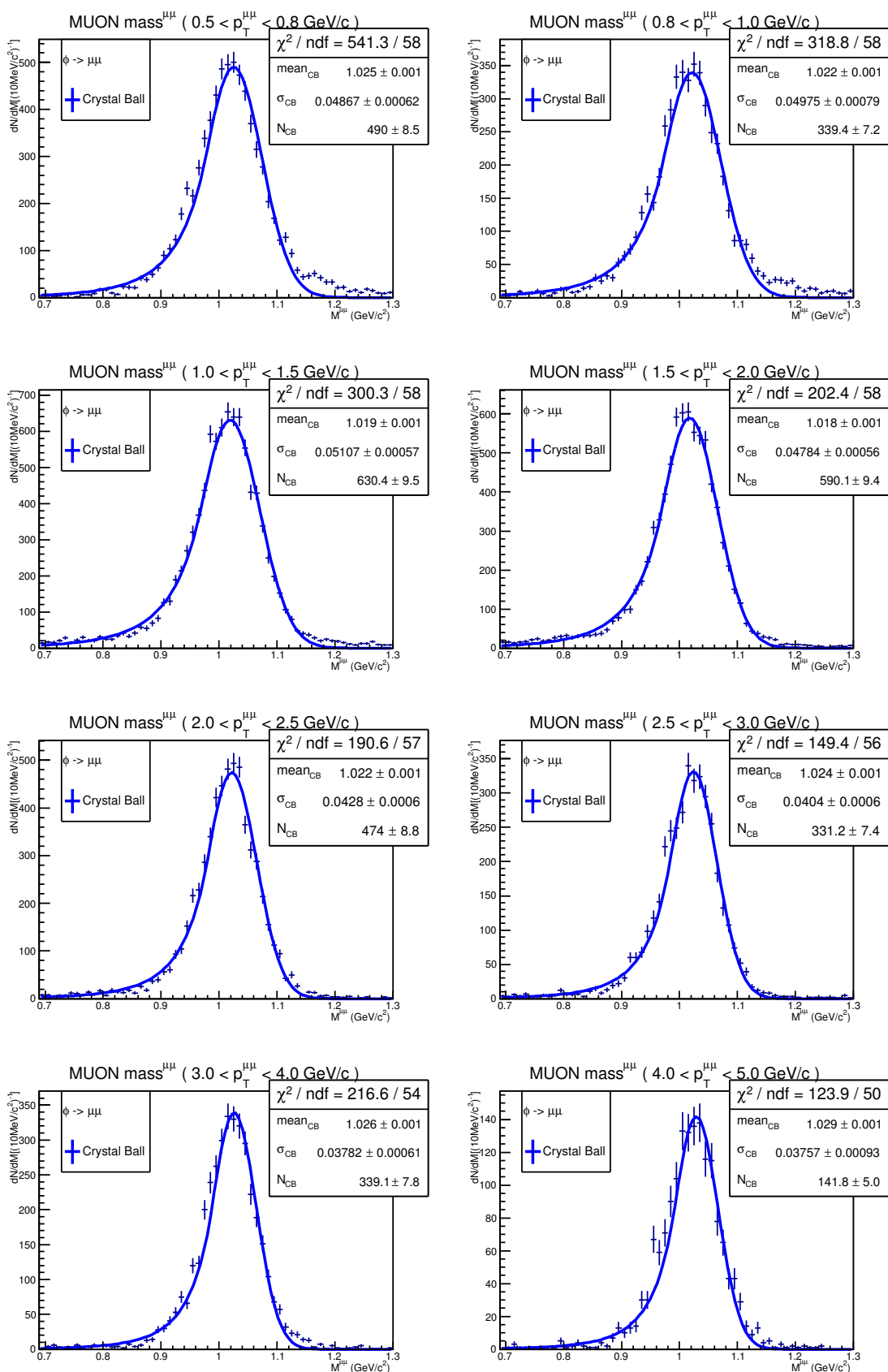


図 3.22: MUON+MFT : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\omega \rightarrow \mu^+\mu^-$

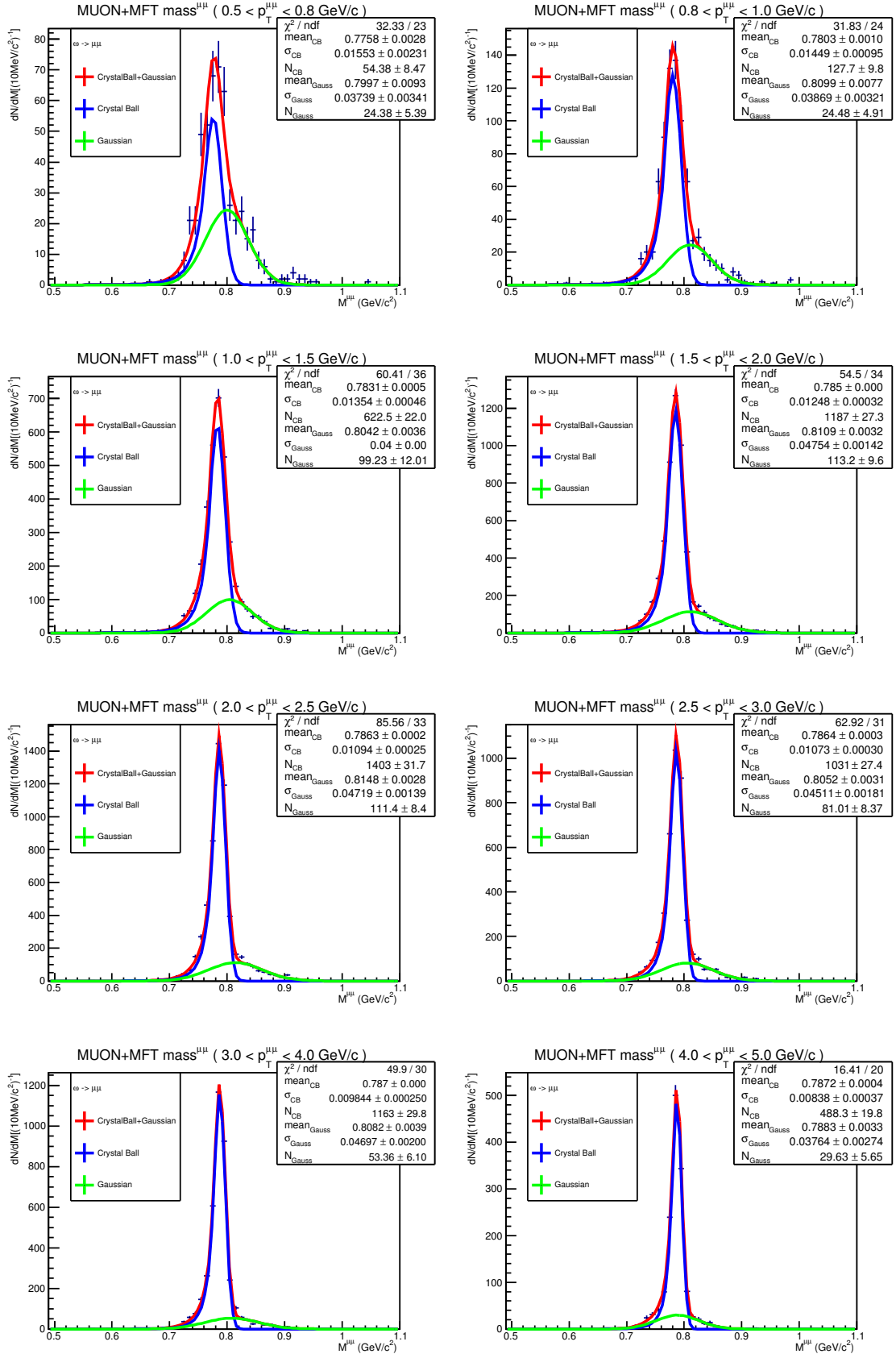


図 3.23: MUON : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^-$

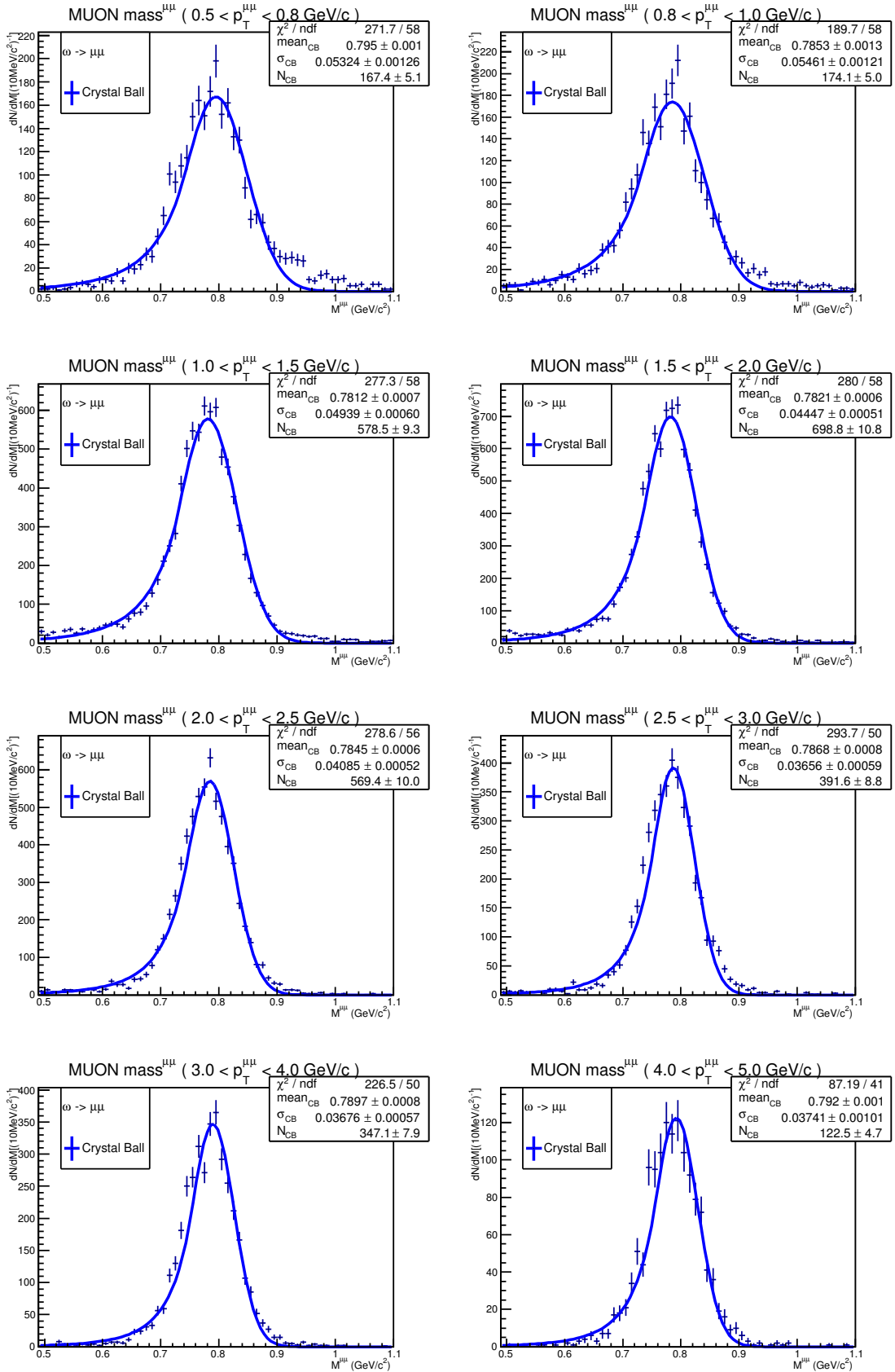


図 3.24: MUON+MFT : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$

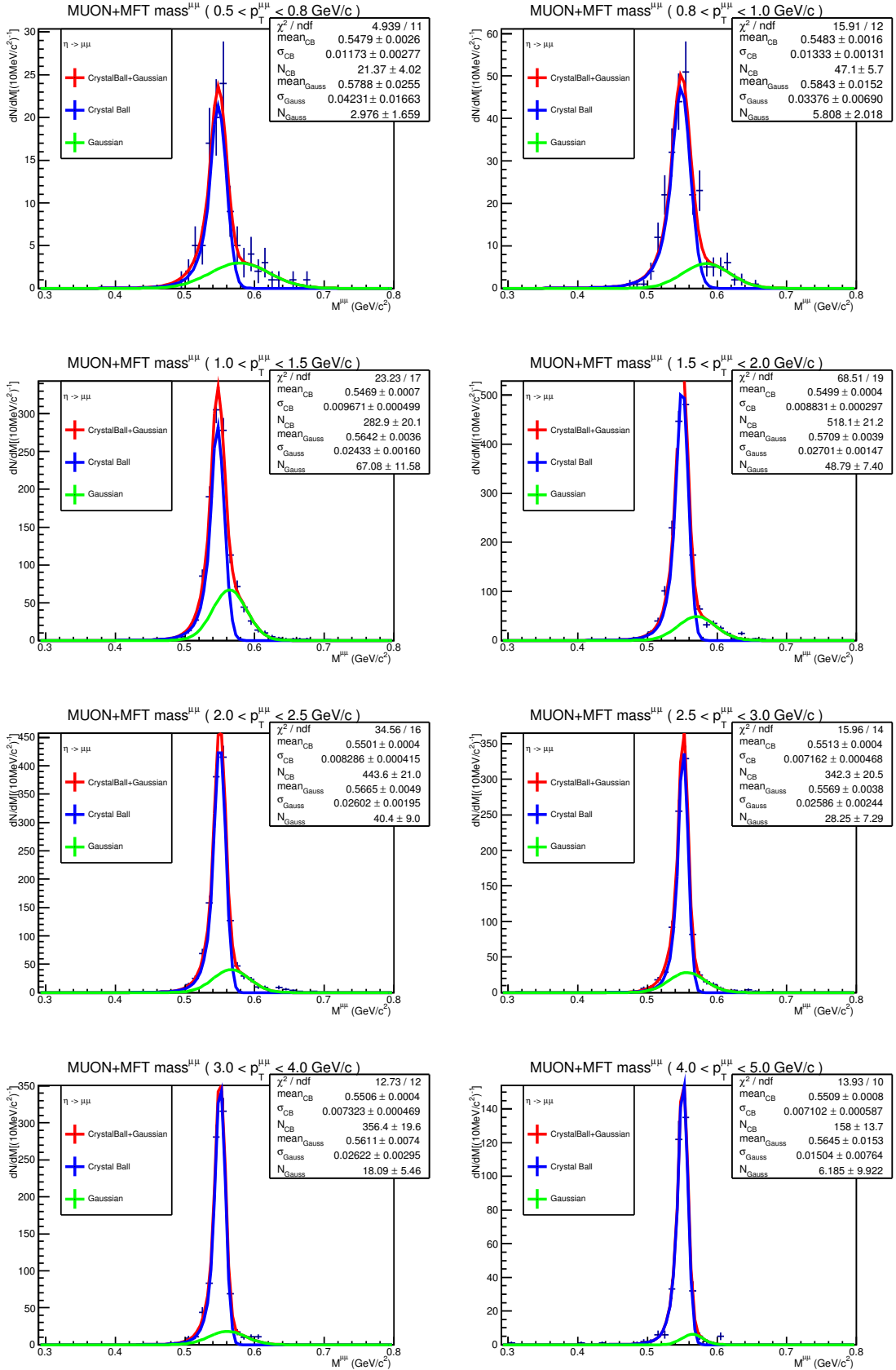


図 3.25: MUON : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$

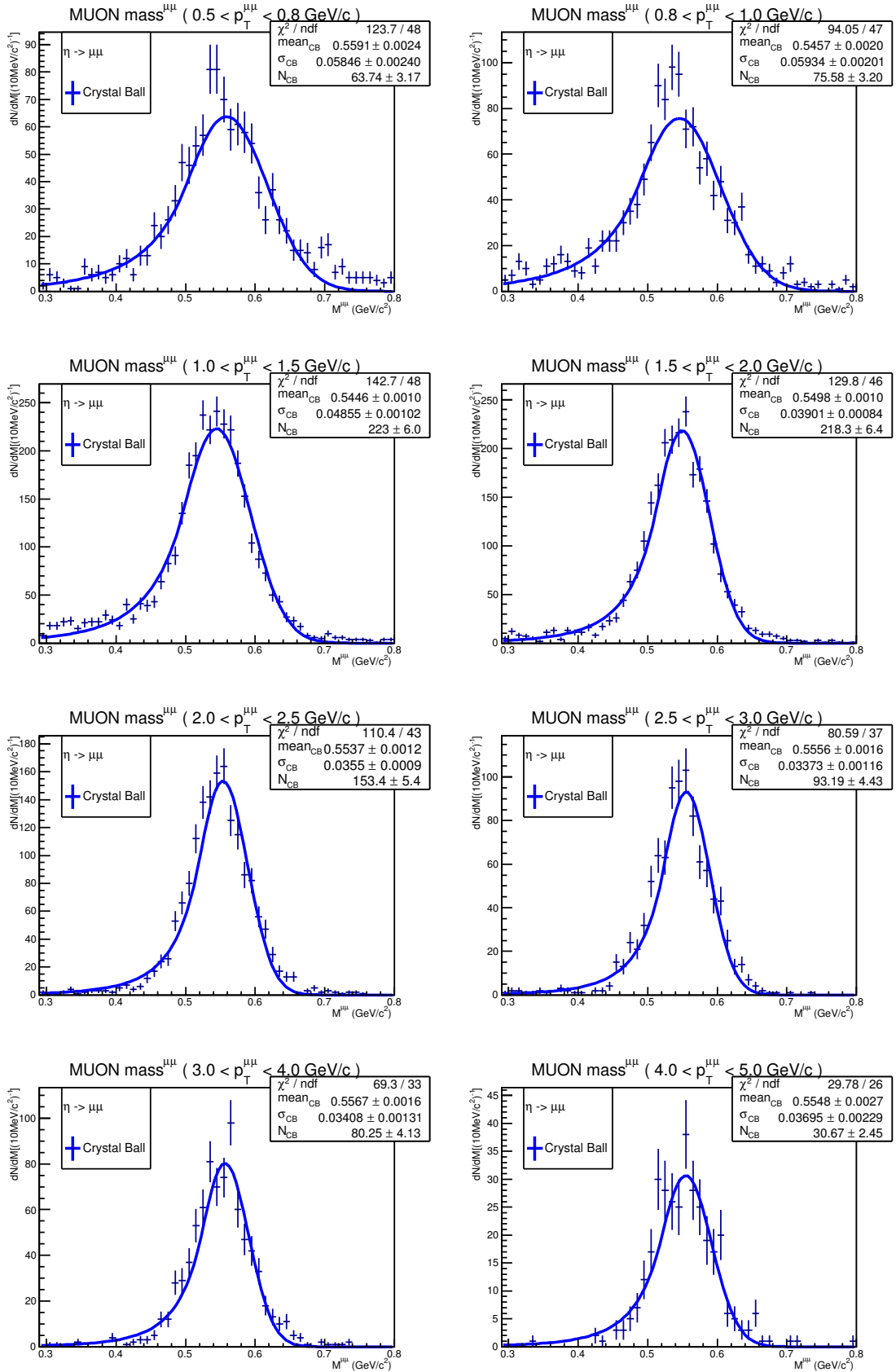


図 3.26: MUON+MFT : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$

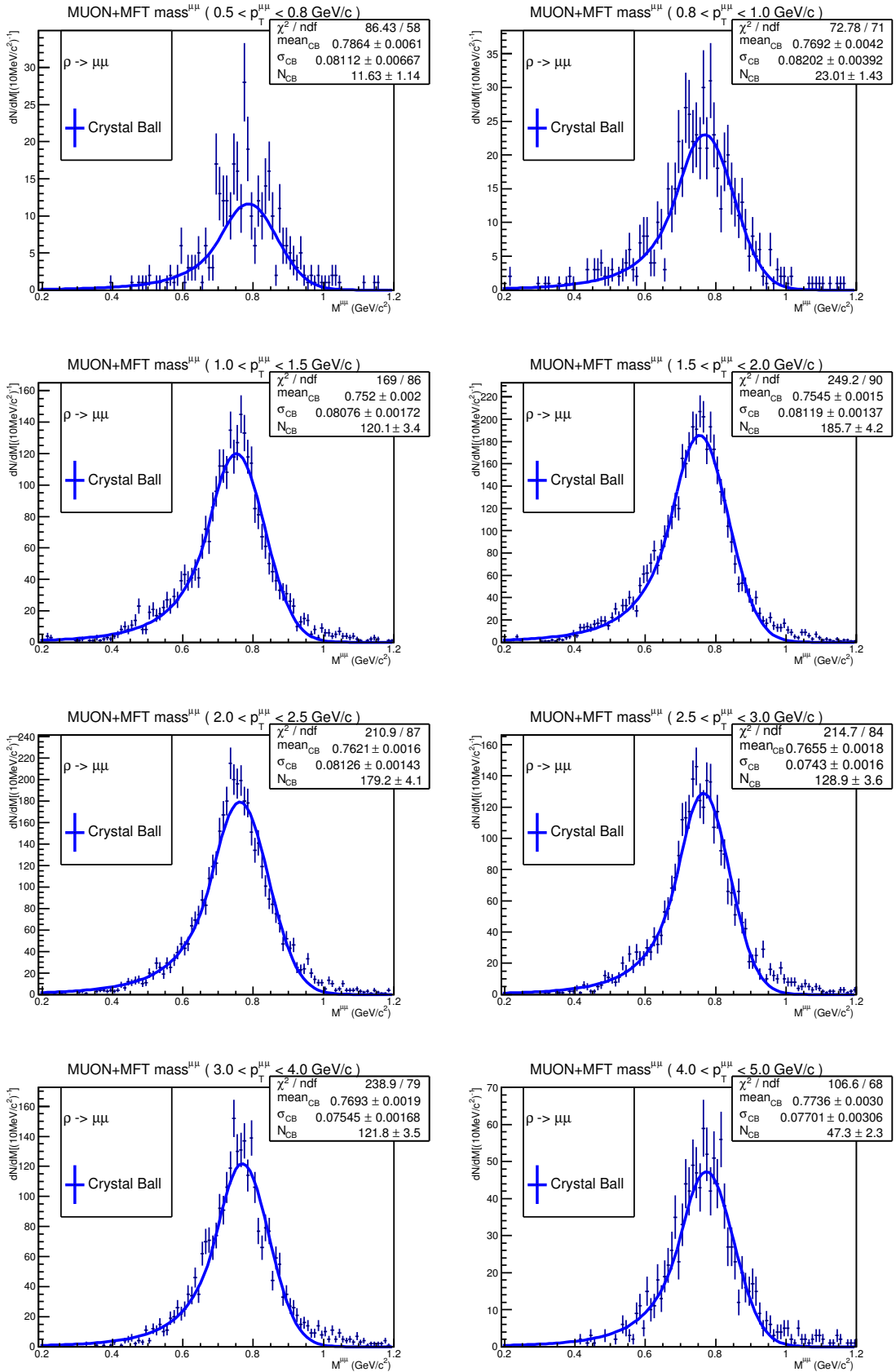
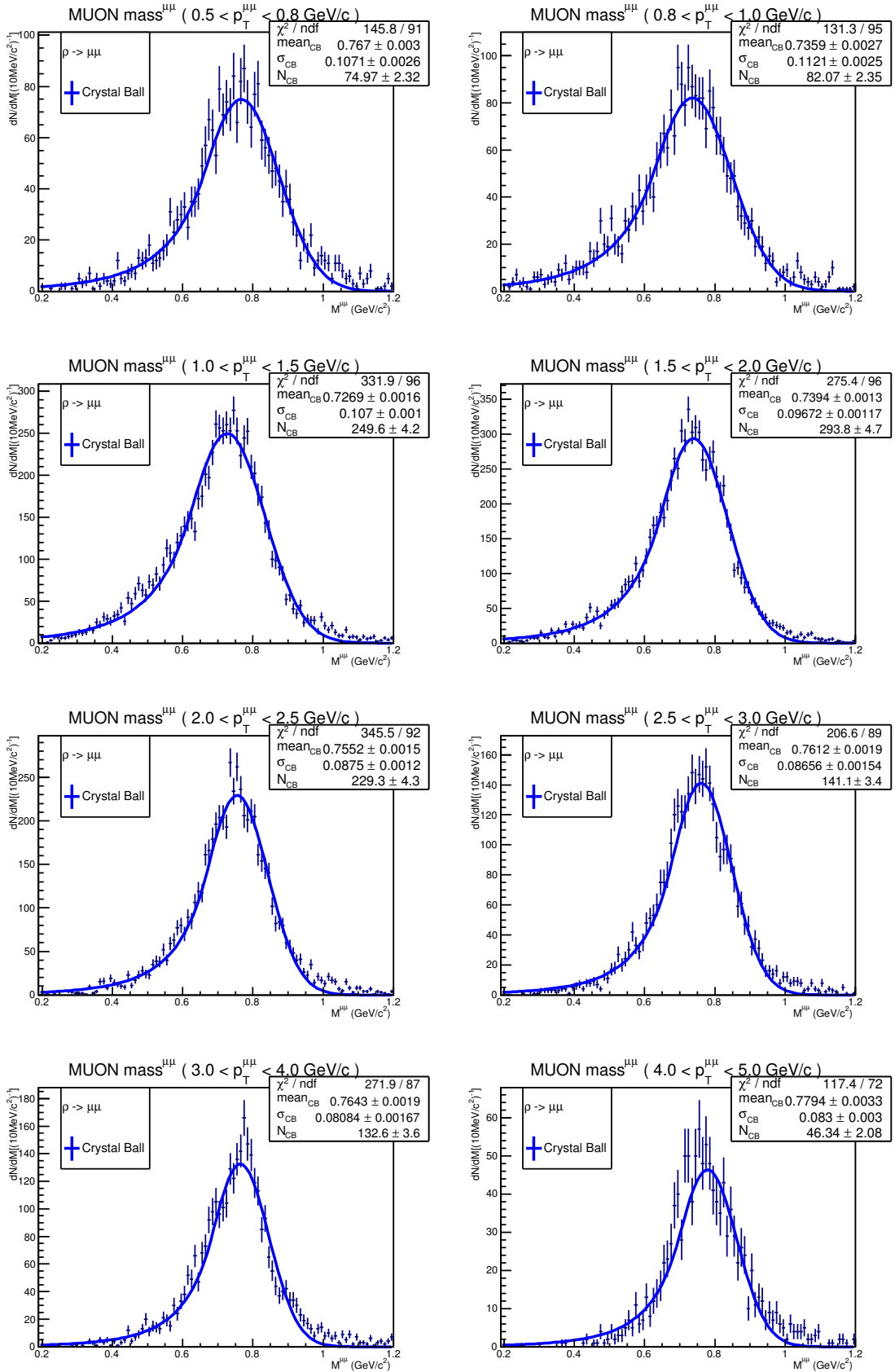


図 3.27: MUON : $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分解能 $\rho \rightarrow \mu^+\mu^-$



フィットしたクリスタルボール関数の半値幅を表 3.1 にまとめた。

表 3.1: MUON、MUON+MFT の質量分解能 (クリスタルボール関数の半値幅)

p_T [GeV/c]	σ_{CB} [MeV/c ²]			
	$\phi \rightarrow \mu\mu$		$\omega \rightarrow \mu\mu$	
	MUON	MUON + MFT	MUON	MUON + MFT
0.5-5.0	47.1 ± 0.3	14.7 ± 0.2	44.6 ± 0.3	11.2 ± 0.1
0.5-0.8	48.7 ± 0.6	18.7 ± 0.6	53 ± 1	16 ± 2
0.8-1.0	49.8 ± 0.8	19.1 ± 0.6	55 ± 1	14.5 ± 1.0
1.0-1.5	51.1 ± 0.6	17.2 ± 0.4	49.4 ± 0.6	13.5 ± 0.5
1.5-2.0	47.8 ± 0.6	14.7 ± 0.3	44.5 ± 0.5	12.5 ± 0.3
2.0-2.5	42.8 ± 0.6	15.2 ± 0.3	40.9 ± 0.5	10.9 ± 0.3
2.5-3.0	40.4 ± 0.6	13.9 ± 0.3	36.6 ± 0.6	10.7 ± 0.3
3.0-4.0	37.8 ± 0.6	11.7 ± 0.3	36.8 ± 0.6	9.8 ± 0.3
4.0-5.0	37.6 ± 0.9	10.3 ± 0.4	37 ± 1	8.4 ± 0.4

p_T [GeV/c]	σ_{CB} [MeV/c ²]			
	$\eta \rightarrow \mu\mu$		$\rho \rightarrow \mu\mu$	
	MUON	MUON + MFT	MUON	MUON + MFT
0.5-5.0	43.7 ± 0.5	8.3 ± 0.2	97.8 ± 0.6	75.9 ± 0.6
0.5-0.8	58 ± 2	12 ± 3	107 ± 3	81 ± 7
0.8-1.0	59 ± 2	13 ± 1	112 ± 3	82 ± 4
1.0-1.5	49 ± 1	9.7 ± 0.5	107 ± 1	81 ± 2
1.5-2.0	39.0 ± 0.8	8.8 ± 0.3	97 ± 1	81 ± 1
2.0-2.5	35.5 ± 0.9	8.3 ± 0.4	88 ± 1	81 ± 1
2.5-3.0	34 ± 1	7.2 ± 0.5	87 ± 2	74 ± 2
3.0-4.0	34 ± 1	7.3 ± 0.5	81 ± 2	75 ± 2
4.0-5.0	37 ± 2	7.1 ± 0.6	83 ± 3	77 ± 3

すべての粒子において質量分解能が向上している。横運動量ごとに見ると、低横運動量に比べ、高横運動量の方が分解能が高くなっていた。ガウス関数でフィッティングを行った「fake match」(緑色でフィットした部分)の寄与は低横運動量の方が多くなっていた。

3.5 不変質量分布

再構成質量のヒストグラムを”見積もった測定量/シミュレーションでのエントリー数”でスケールし、各崩壊モードにおいて実際の測定で見込まれる不変質量分布を見積もった。これらのヒストグラムを足し合わせ、バックグラウンドを含まない不変質量分布を作成した。

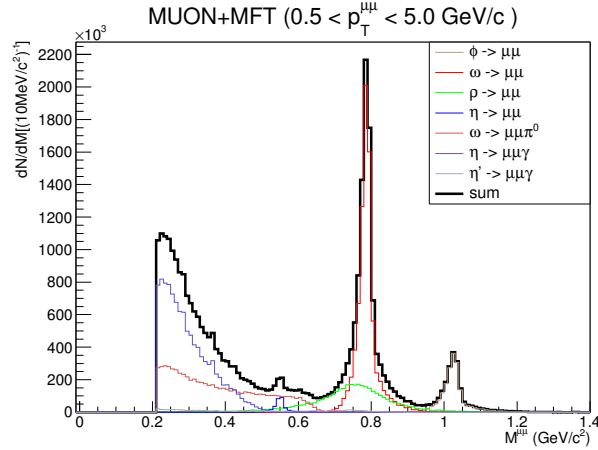


図 3.28: MUON+MFT : Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0 - 10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-3.6 < \eta < -2.5$, $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 5.0\text{GeV}/c$)

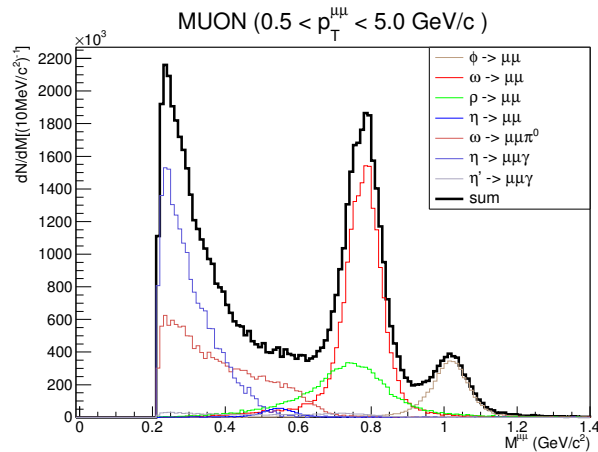


図 3.29: MUON のみ : Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0 - 10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $-4 < \eta < -2.5$, $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 5.0\text{GeV}/c$)

図 3.30: MUON+MFT : Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{\text{INT}} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality0 - 10%, $p_{\text{T}}^{\mu} > 0\text{GeV}/c$, $-3.6 < \eta < -2.5$, $p_{\text{T}}^{\mu\mu}$ ごと)

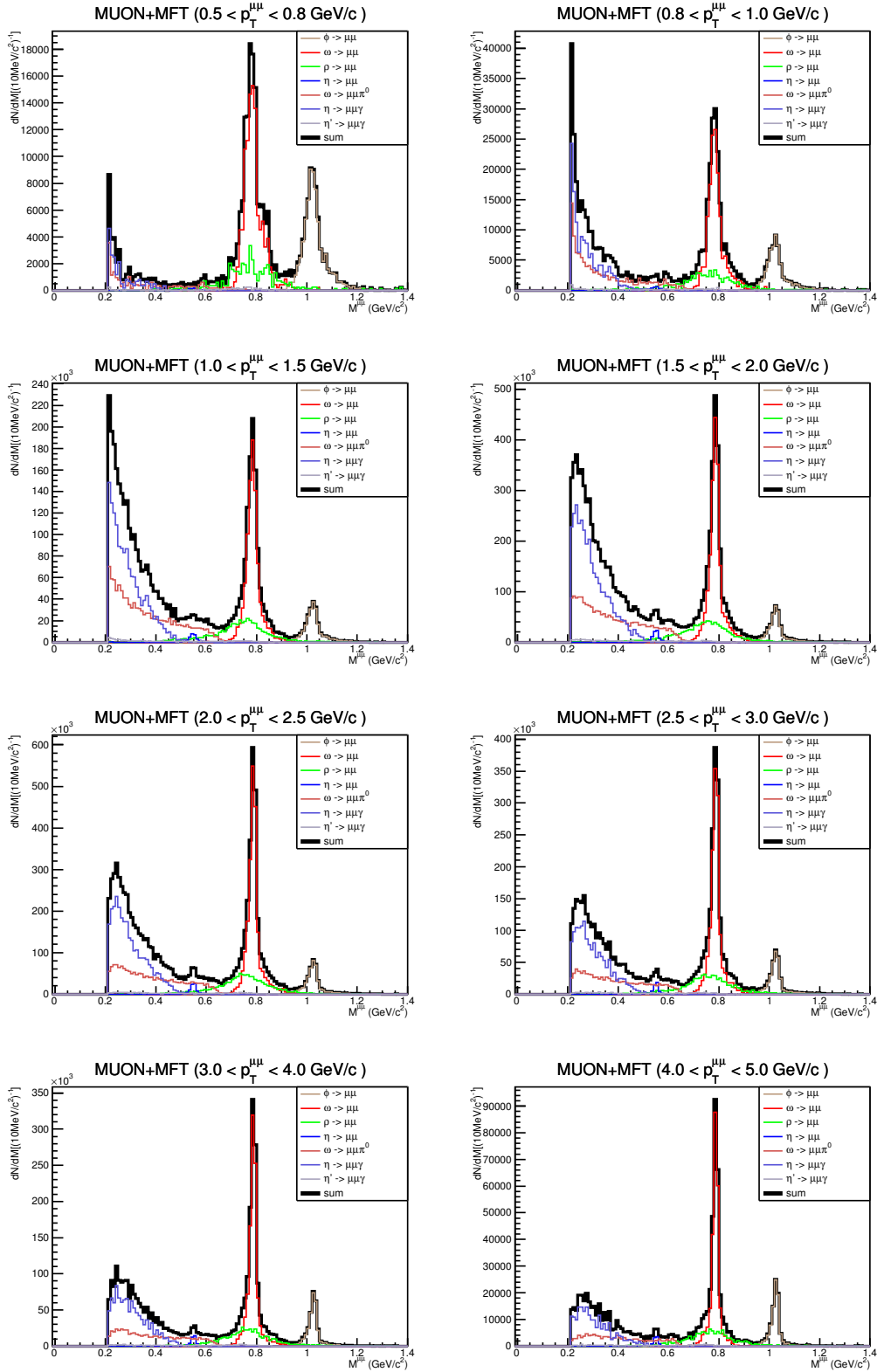


図 3.31: MUON のみ : Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{\text{INT}} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality 0 – 10%, $p_{\text{T}}^{\mu} > 0\text{GeV}/c$, $-4 < \eta < -2.5$, $p_{\text{T}}^{\mu\mu}$ ごと)

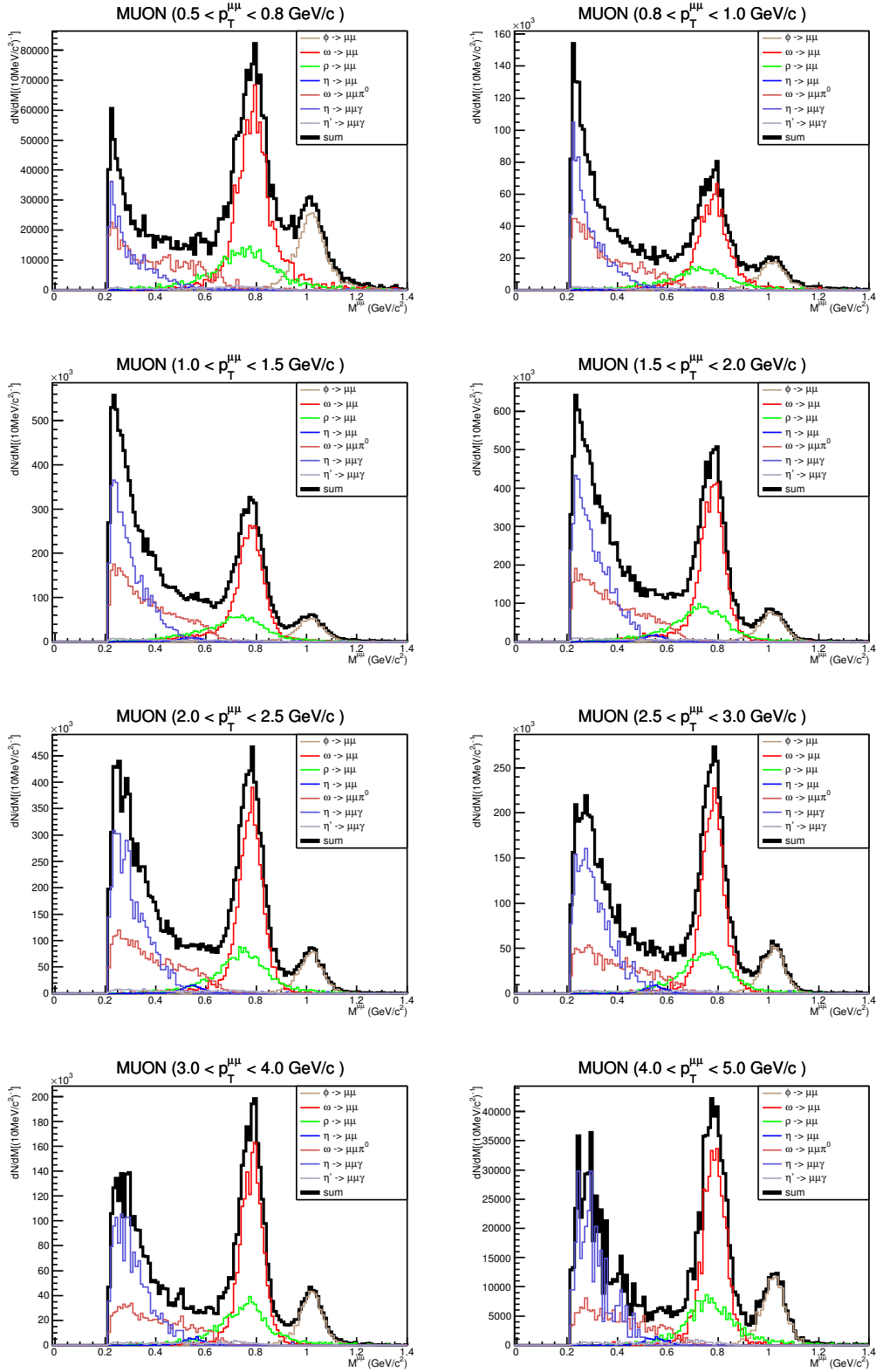


図 3.30 を見ると、全 $p_T^{\mu\mu}$ 領域で $\phi \rightarrow \mu\mu, \omega \rightarrow \mu\mu$ のピークがはっきりと確認できる。 $\eta \rightarrow \mu\mu$ については、 $p_T^{\mu\mu} > 1.5\text{GeV}/c$ で $M^{\mu\mu} = 0.55\text{GeV}/c^2$ 付近にピークが見えるが、それ以下だとピークが見えない。 $\rho \rightarrow \mu\mu$ については、高さが低く半値幅も広いため、全横運動量領域で $\omega \rightarrow \mu\mu$ と重なってピークが確認できない。主に $M^{\mu\mu} < 0.6\text{GeV}/c^2$ にあるのが Dalitz 崩壊の成分である。MUON+MFT では MUON のみのものに比べ、 $\phi \rightarrow \mu\mu, \omega \rightarrow \mu\mu$ のピークの高さに対する Dalitz 崩壊の量は小さくなっている。

次に、MUON のみの場合と MUON+MFT の場合の不変質量分布を比較した図を示す。図 3.32 は $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 5.0\text{GeV}/c$ をすべて足した分布、図 3.33 は $p_T^{\mu\mu}$ ごとの分布である。

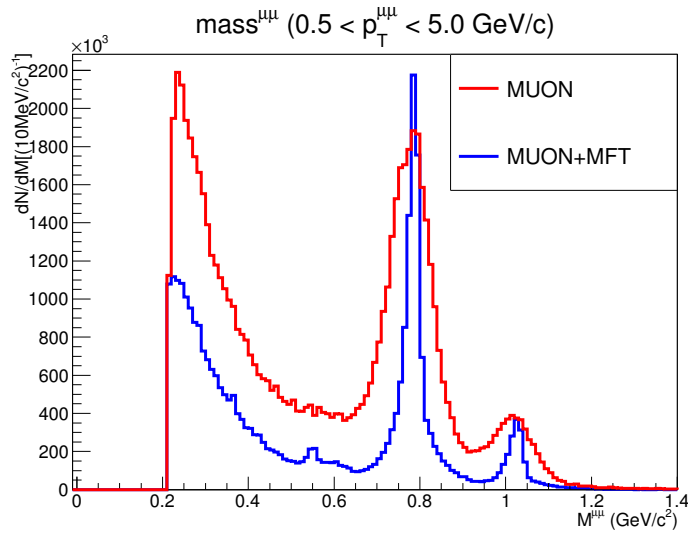


図 3.32: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布の MUON・MUON+MFT 比較 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{\text{INT}} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality 0 – 10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 5.0\text{GeV}/c$)

図 3.33 を見ると、MUON + MFT の測定量は MUON のみの時に比べ、より低横運動量の方が減少量が多くなっている。これは MUON と MUON + MFT でのカバーしている擬ラピディティ範囲の違いによる影響が大きい。(MUON: $-4 < \eta < -2.5$, MUON+MFT: $-3.6 < \eta < -2.5$)

MUON で測定するうち、 $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲に 2 つの μ 粒子が入ったときのみ質量再構成した場合と MUON+MFT で質量再構成した場合を比較したものを図 3.34 に示す。これを見ると、同じ擬ラピディティ範囲では、MUON のみの場合と MUON + MFT の場合で測定量は大きく変わらないことがわかる。また、 $p_T^{\mu\mu} > 3.0\text{GeV}/c$ では、カバーしているラピディティ範囲の違いによる測定量減少の影響が小さい。

図 3.33: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布の MUON・MUON+MFT 比較 ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5\text{TeV}$, $L_{INT} = 10\text{nb}^{-1}$, Centrality 0 – 10%, $p_T^\mu > 0\text{GeV}/c$, $p_T^{\mu\mu}$ ごと)

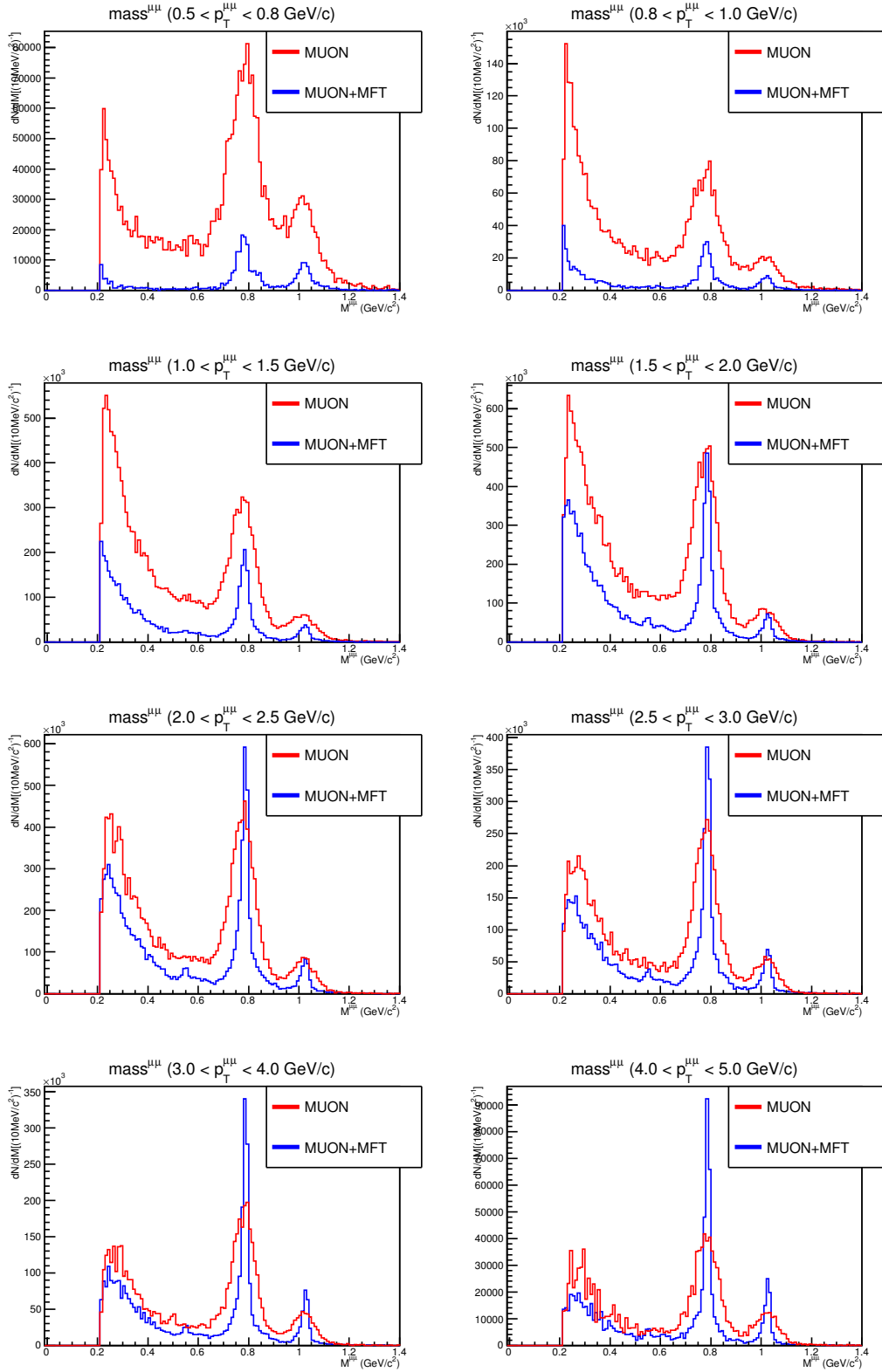
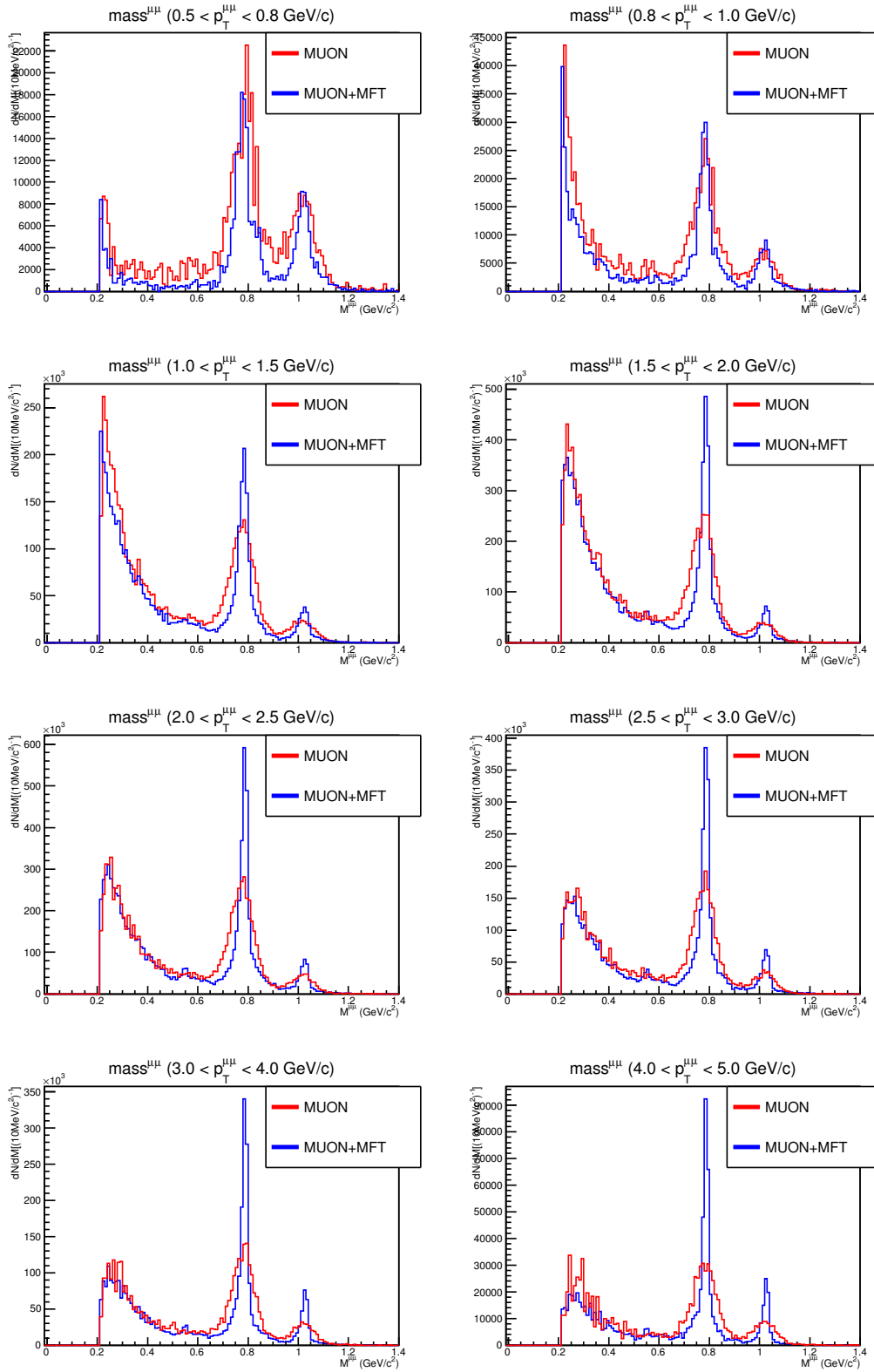


図 3.34: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布の MUON・MUON+MFT 比較 (MUON は $-3.6 < \eta < -2.5$ の範囲内で再構成された μ 粒子対のみ, $p_T^{\mu\mu}$ ごと)



3.6 各 μ 粒子の横運動量のカットによる変化

それぞれの μ 粒子の横運動量 (p_T^μ) によるカットを加え、どのような違いが生じるかを検証した。これはバックグラウンドとシグナルの比を考えると非常に重要となる。よって、本来はバックグラウンドとシグナルの比の変化を見るべきである。しかし、本研究ではバックグラウンドの見積もりを行っていないため、シグナルの変化のみを見た。

3.6.1 p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化

p_T^μ カットを加えた場合の Acceptance \times Efficiency を崩壊モードごとに示す。

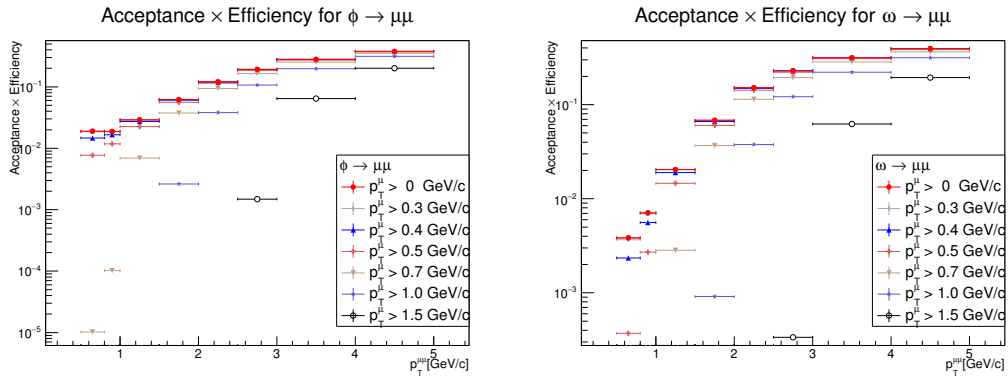


図 3.35: p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化 : $\phi \rightarrow \mu\mu$

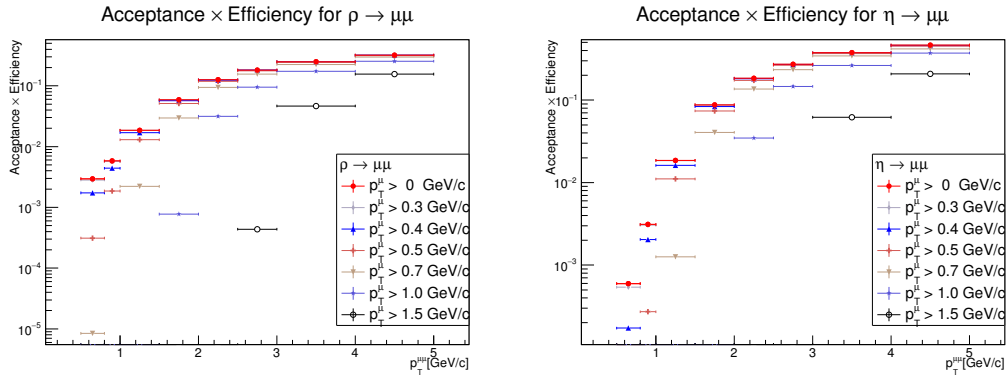


図 3.37: p_T^μ カットによる Acceptance \times Efficiency の変化 : $\rho \rightarrow \mu\mu$

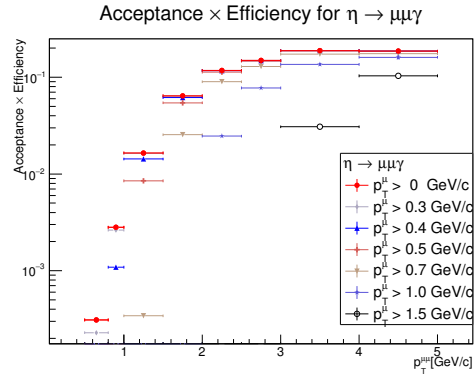
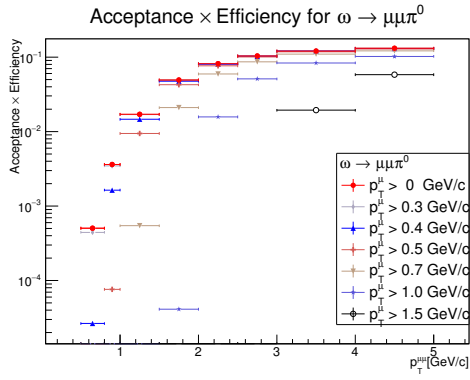


図 3.39: p_T^μ カットによる Acceptance × Efficiency の変化 : $\omega \rightarrow \mu\mu\pi^0$

図 3.40: p_T^μ カットによる Acceptance × Efficiency の変化 : $\eta \rightarrow \mu\mu\gamma$

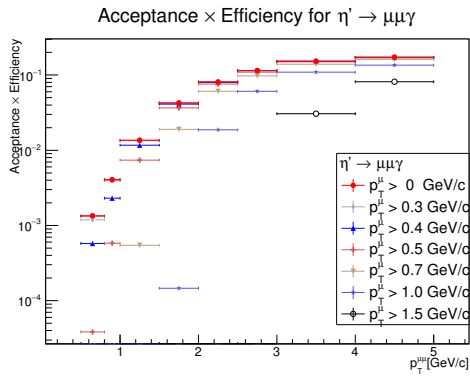


図 3.41: p_T^μ カットによる Acceptance × Efficiency の変化 : $\eta' \rightarrow \mu\mu\gamma$

p_T^μ のカットを大きくしていくと、より低い横運動量 ($p_T^{\mu\mu}$) から Acceptance × Efficiency の値が小さくなっていく。

3.6.2 p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化

それぞれの p_T^μ カットを加えた場合の、Run3 鉛鉛衝突において期待される統計量を崩壊モードごとに示す。

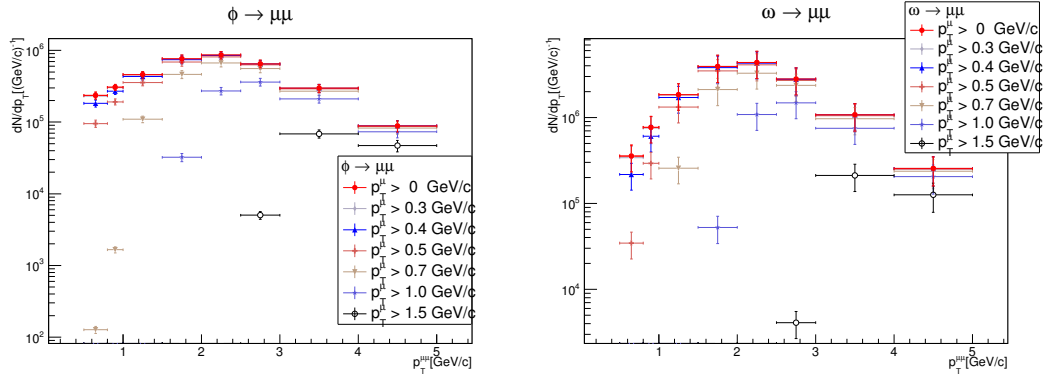


図 3.42: p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化 : $\phi \rightarrow \mu\mu$ 図 3.43: p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化 : $\omega \rightarrow \mu\mu$

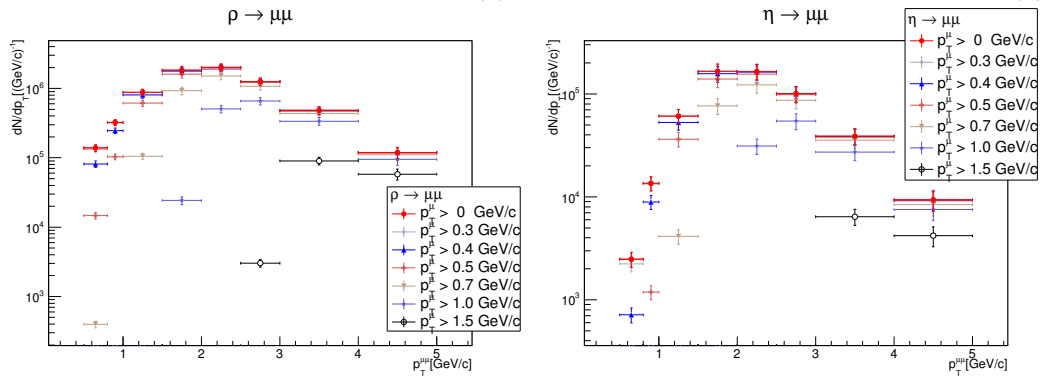


図 3.44: p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化 : $\rho \rightarrow \mu\mu$ 図 3.45: p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化 : $\eta \rightarrow \mu\mu$

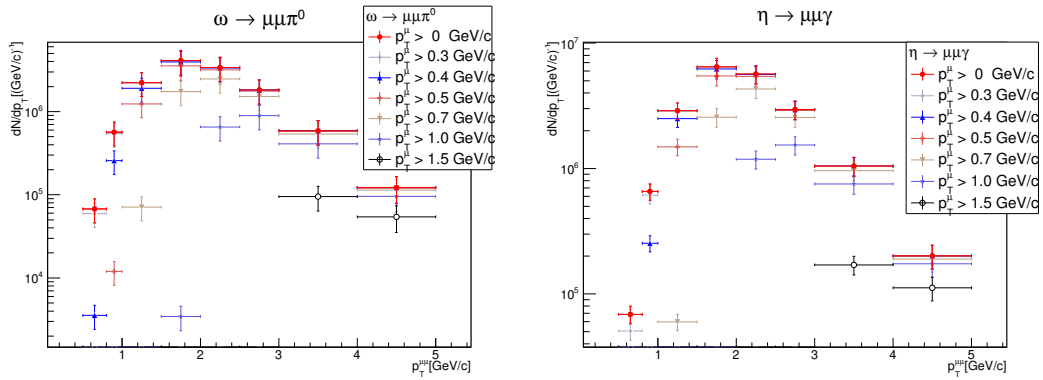


図 3.46: p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突に 図 3.47: p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\omega \rightarrow \mu\mu\pi^0$ おいて期待される測定量の変化: $\eta \rightarrow \mu\mu\gamma$

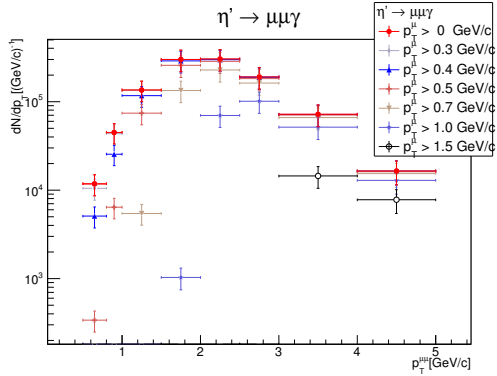


図 3.48: p_T^μ カットによる Run3 鉛鉛衝突において期待される測定量の変化: $\eta' \rightarrow \mu\mu\gamma$

3.6.3 p_T^μ カットによる不変質量分布の変化

それぞれの p_T^μ カットを加えた場合の、Run3 鉛鉛衝突において期待されるバックグラウンドを含まない不変質量分布を崩壊モードごとに示す。

図 3.49: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 : $p_T^\mu > 0.3\text{GeV}/c$

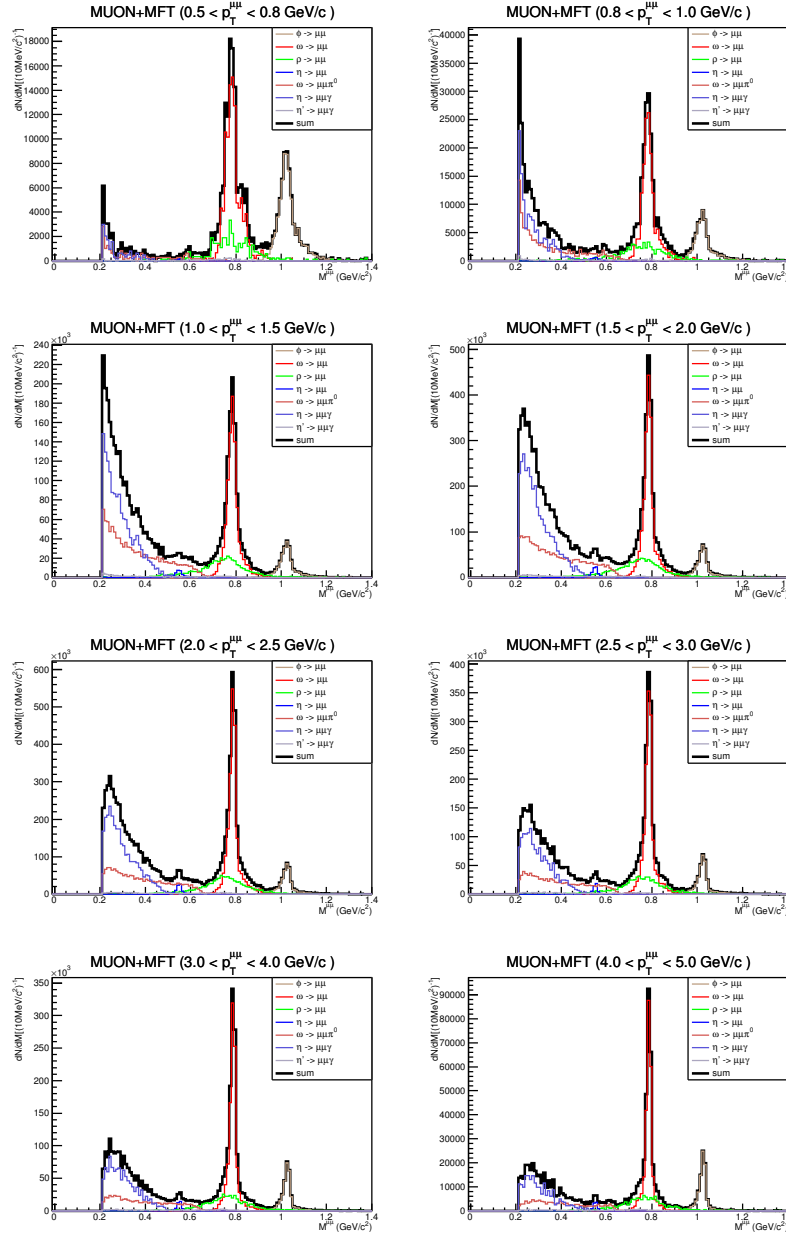


図 3.50: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 : $p_T^{\mu\mu} > 0.4 \text{ GeV}/c$

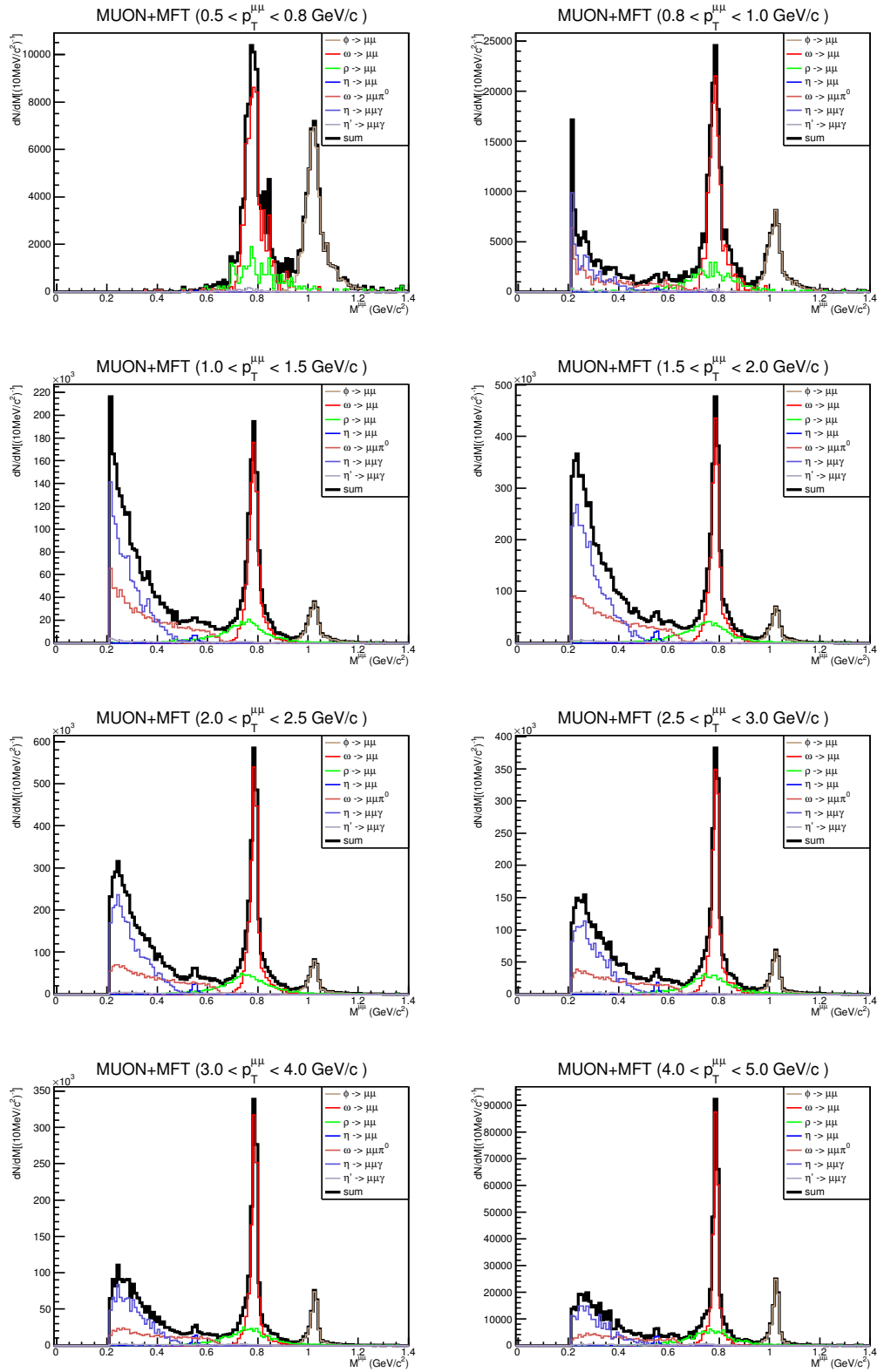


図 3.51: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 : $p_T^{\mu\mu} > 0.5 \text{ GeV}/c$

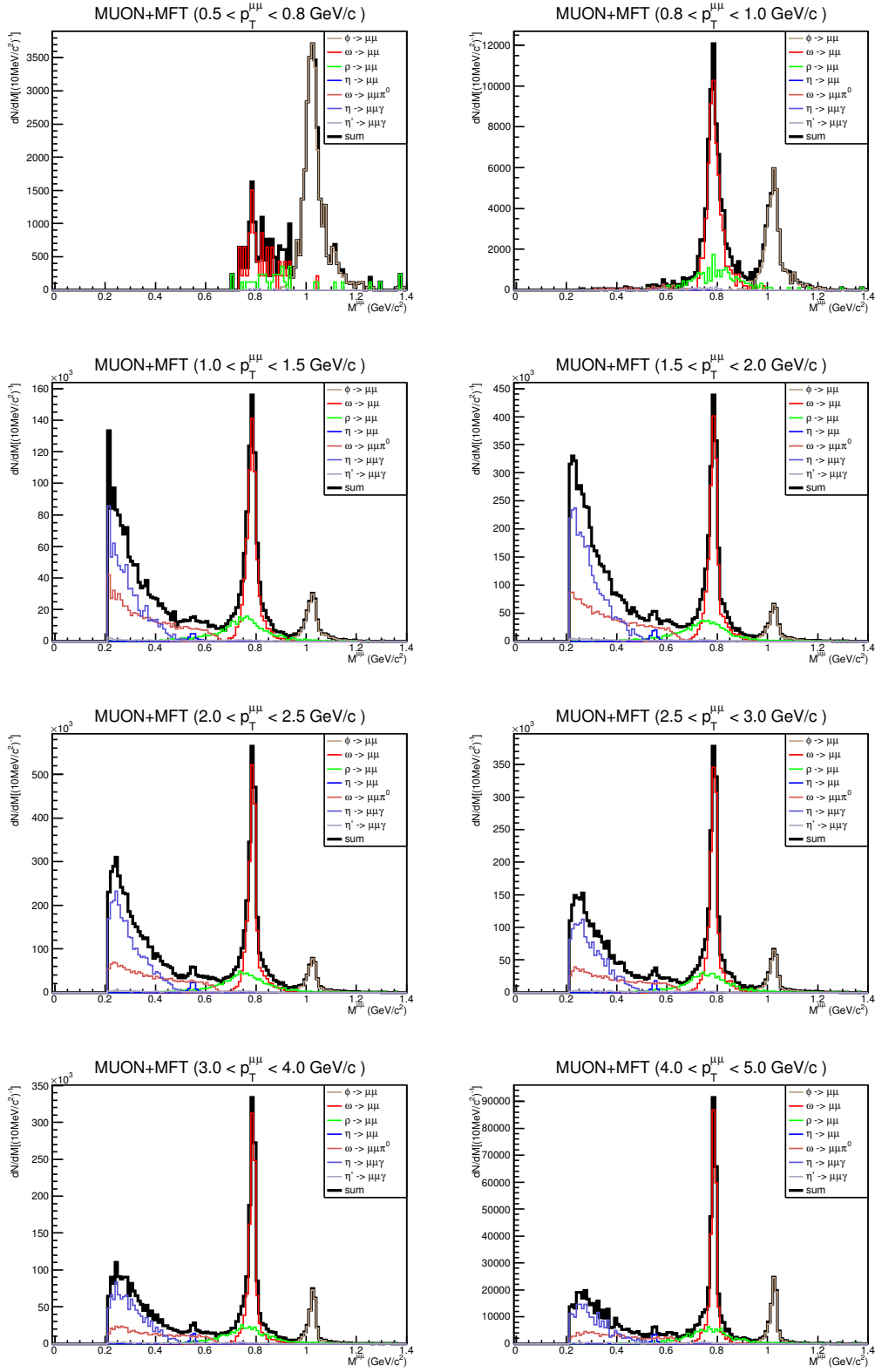


図 3.52: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 : $p_T^{\mu\mu} > 0.7\text{GeV}/c$

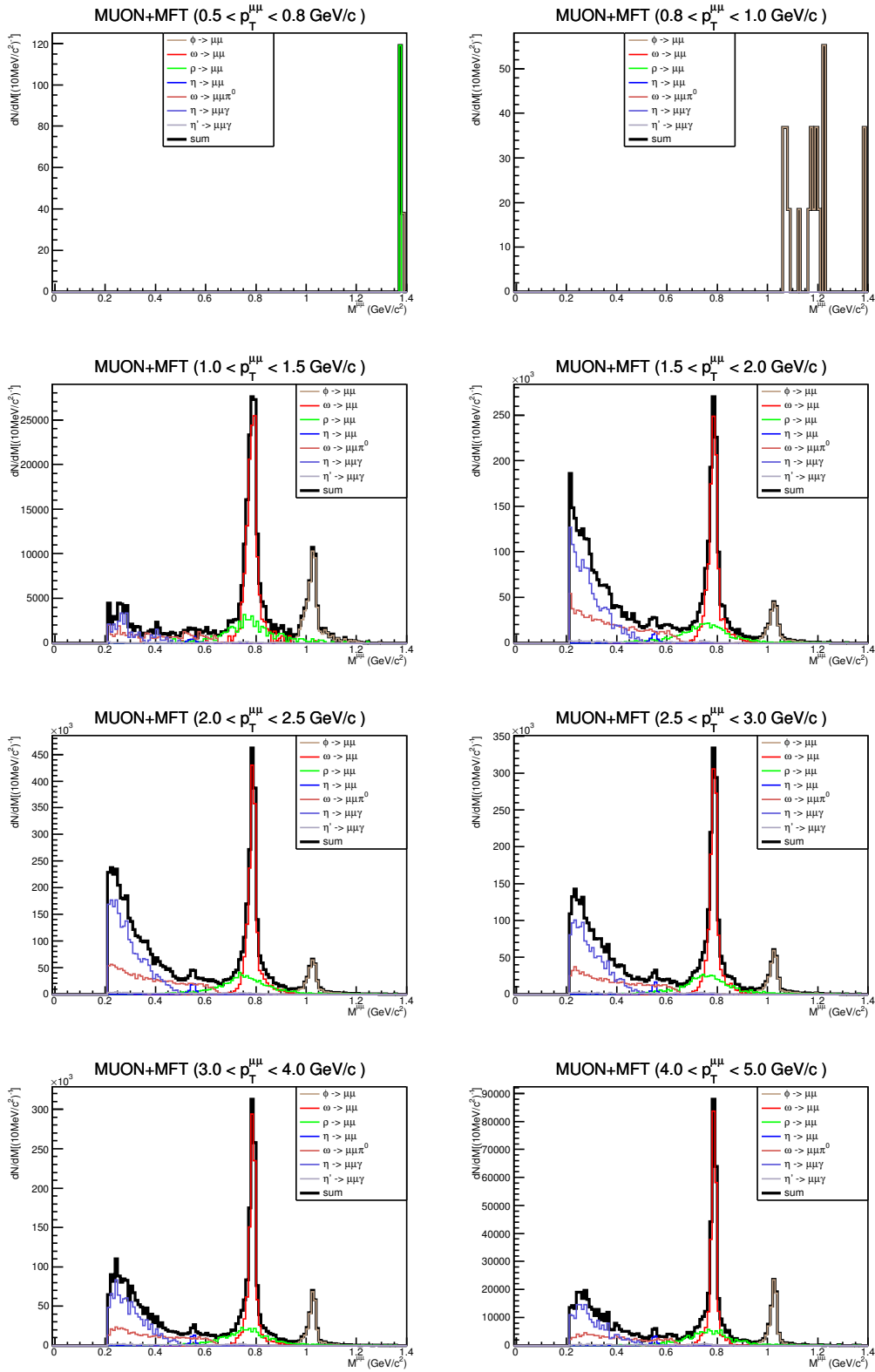
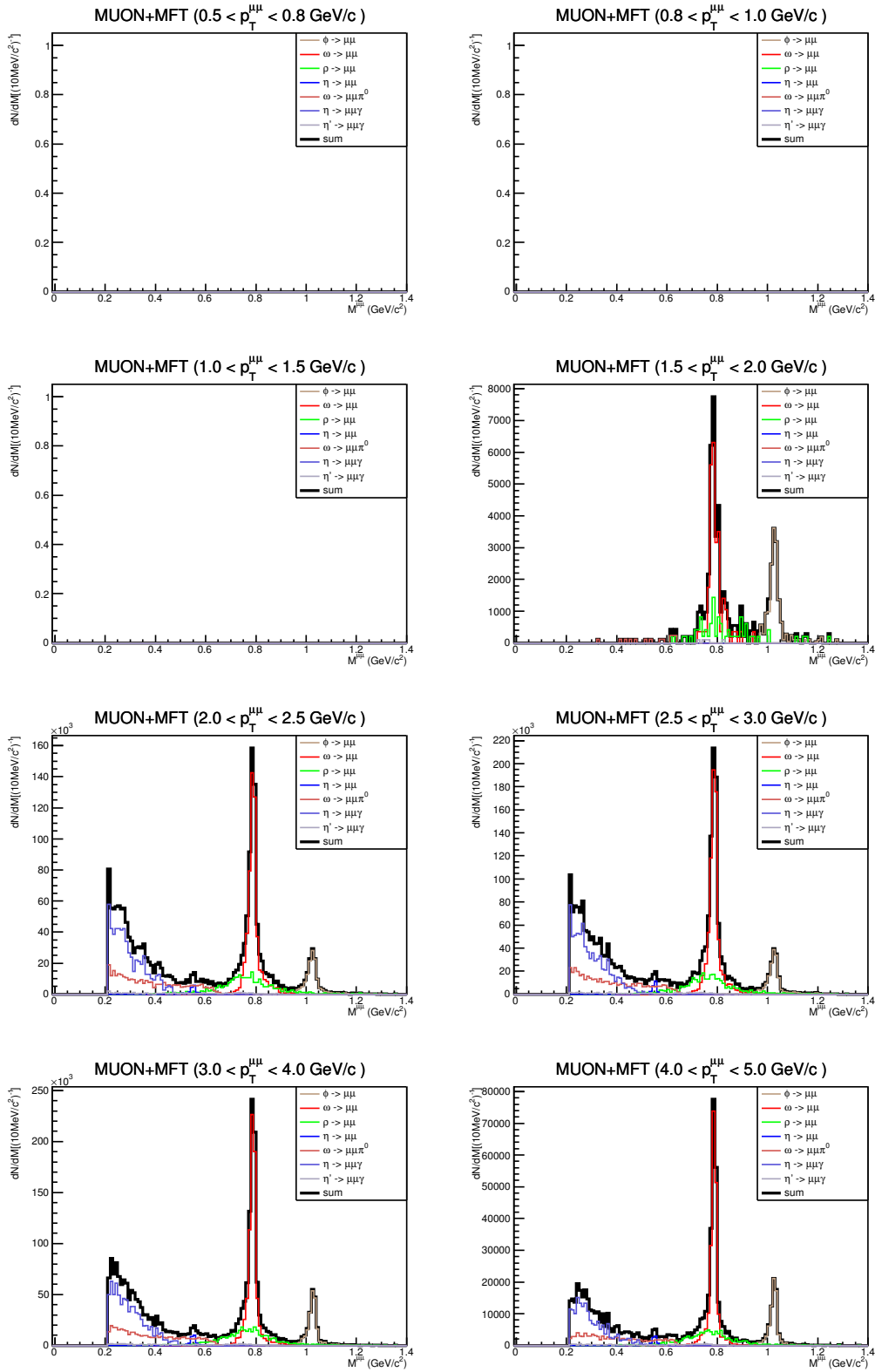


図 3.53: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 : $p_T^{\mu\mu} > 1.0 \text{ GeV}/c$



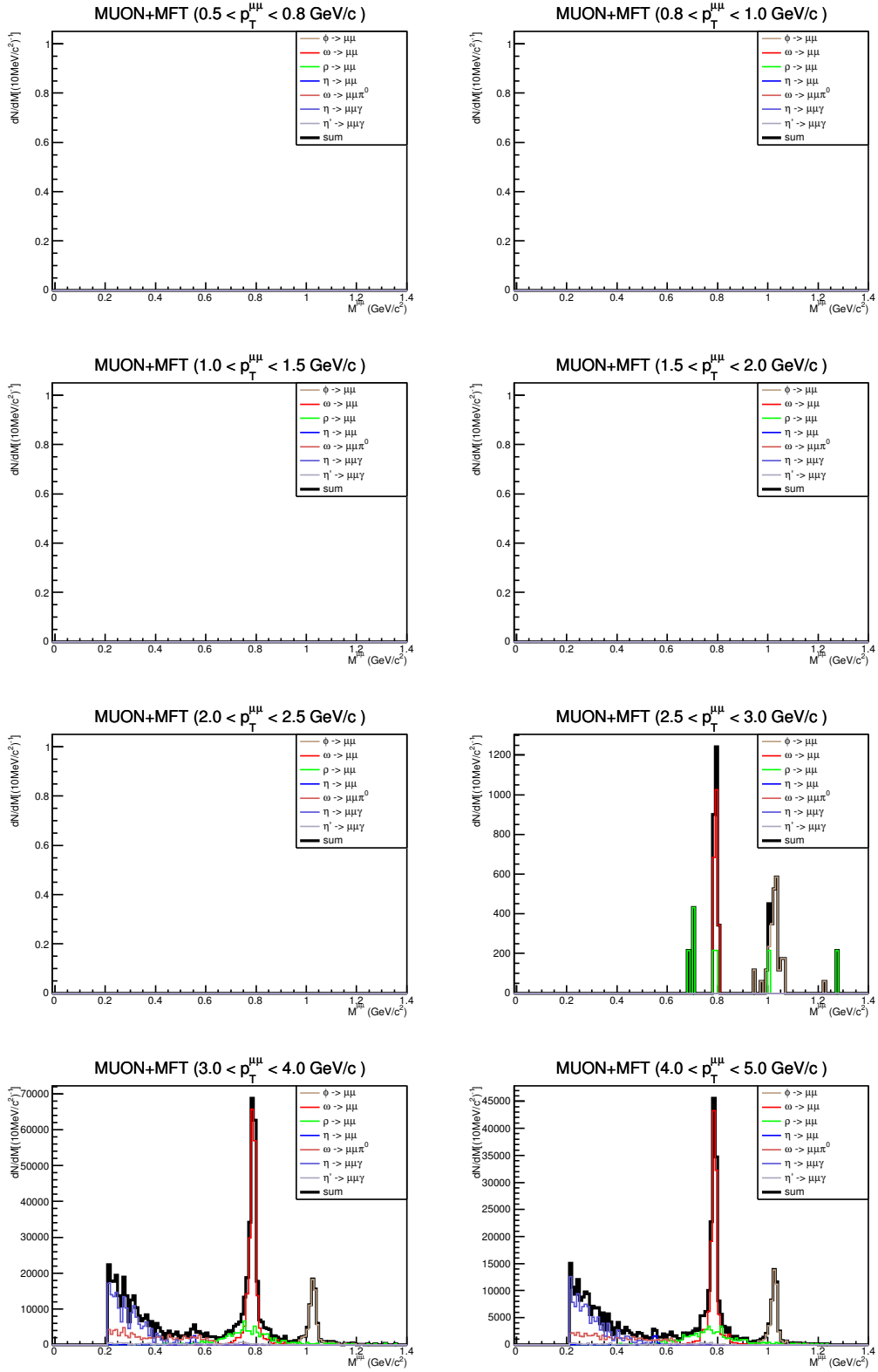


図 3.54: Run3 鉛鉛衝突において見込まれる不変質量分布 : $p_T^{\mu} > 1.5 \text{ GeV}/c$

p_T^μ のカットを大きくしていくと、より質量の低い部分の方がその影響を大きく受けている。例えば、図 3.50 の $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 0.8 \text{ GeV}/c$ を見ると、 $\phi \rightarrow \mu\mu, \omega \rightarrow \mu\mu$ のピークは大きく残っているが、 $\eta \rightarrow \mu\mu$ と Dalitz 崩壊の部分はほとんどなくなっている。図 3.51 では $0.5 < p_T^{\mu\mu} < 0.8 \text{ GeV}/c$ を見ると、 $\phi \rightarrow \mu\mu$ のピークのみ大きく残っており、 $0.8 < p_T^{\mu\mu} < 1.0 \text{ GeV}/c$ を見ると $\eta \rightarrow \mu\mu$ と Dalitz 崩壊の部分はほとんど見えない。今後、バックグラウンドの見積もりを行い、シグナルとバックグラウンドの比の変化を見ていきたい。

第4章 結論

シミュレーションによって、MFTを導入すると質量分解能が向上することが確認された。粒子や横運動量によって3~5倍程度の分解能となり、より高い横運動量の方が分解能は高くなっている。また、MFT導入後は測定量が減ってしまうが、これは主にMFTの覆う擬ラピディティ範囲がMUONの覆うラピディティ範囲より狭いためである。 $\phi \rightarrow \mu\mu, \omega \rightarrow \mu\mu$ のピークははっきりと確認できるため、質量変化測定に適している。個々の μ 粒子の横運動量(p_T^μ)の分布を見ると、カットなしの状態で質量再構成される μ 粒子はすべて $p_T^\mu > 0.2\text{GeV}/c$ 以上である。

今回の研究ではバックグラウンドを求めるに至らなかったが、実際の測定では親粒子の異なった μ 粒子で質量を組むことや、 μ 粒子以外を μ 粒子と間違えて検出することがあり、そのような信号もバックグラウンドとして存在する。バックグラウンドを踏まえ、実際の測定では横運動量領域ごとにどのようにピークが見えるのか、どのような p_T^μ カットをかけるべきか、という議論は今後の課題である。

また、本研究においては、中間子同士の生成量比や重心系衝突エネルギーの比を算出するためにPYTHIAを用いたが、これは現在のLHC加速器実験のエネルギー領域で使用するにはチューニングが十分とは言えない。よって、より精度の高い見積もりを行うには、中間子生成量を求める方法を修正する必要がある。

謝辞

本研究を行うにあたって、お世話になったすべての方々に感謝申し上げます。ミーティングにて、研究の不十分な点の指摘、助言をしていただきました杉立徹教授、志垣賢太准教授、本間謙輔助教、三好隆博助教に感謝致します。シミュレーションの方法や解析の進め方等、様々なことを教えていただきました八野氏をはじめ、多くのことを教えていただきました研究室の先輩方、研究を通じて活発な議論にお付き合い頂いた4年生のみなさまにも感謝の意を表します。

参考文献

- [1] 東京大学 UTokyoResearch <http://www.u-tokyo.ac.jp/ja/utokyo-research/feature-stories/atlas2012/>
- [2] Particle Data Group "The Review of Particle Physics" [http://pdg.lbl.gov/\(2012\)](http://pdg.lbl.gov/(2012))
- [3] LHC ALICE 実験 ALICE JAPAN <http://alice-j.org/>
- [4] Gines Martinez "Advances in Quark Gluon Plasma"
- [5] The ALICE Collaboration "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.htm>
- [7] The ALICE Collaboration "Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE"
- [8] The ALICE Collaboration "K*(892)0 and $\phi(1020)$ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV"
- [9] The ALICE Collaboration "Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC"
- [10] 東京天文台 (現 国立天文台) "理科年表" (丸善株式会社, 1986)
- [11] Pythia <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>
- [12] Geant4 <https://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [13] 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)
- [14] The ALICE Collaboration "Technical Design Report for the Muon Forward Tracker"