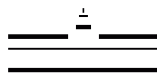


SIMULATIONEN ZUR OPTIMIERUNG DER ω -REKONSTRUKTION IN ALICE

FLORIAN JONAS

BACHELORARBEIT



AG WESSELS
INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
WESTFÄLISCHE-WILHELMS UNIVERSITÄT
MÜNSTER

SEPTEMBER 2016



Prüfer: Priv.-Doz. Dr. Christian Klein-Bösing

Zweitprüfer: Prof. Dr. Alfons Khoukaz

Florian Jonas: *Simulationen zur Optimierung der ω -Rekonstruktion in ALICE*, Bachelorarbeit, © September 2016

FLORIAN JONAS

SIMULATIONEN ZUR OPTIMIERUNG DER
 ω -REKONSTRUKTION IN ALICE

Für meine Familie, ohne die das alles hier nicht möglich wäre.

ABSTRACT

In this thesis pp-collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ are simulated using PYTHIA and the produced ω -mesons are reconstructed via the $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ decay-channel. By using further simulations of single ω -mesons, kinematic angle cuts are extracted and applied to the simulation data in order to check, whether or not the reconstruction can be improved.

ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit werden pp-Kollisionen mit PYTHIA bei $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ simuliert und die entstehenden ω -Mesonen über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ rekonstruiert. Mit Hilfe von weiteren Simulationen einzelner ω -Mesonen werden aus diesem Zerfall kinematische Winkelschnitts extrahiert und anschließend auf die Simulationsdaten angewendet, um so zu prüfen, ob hierdurch die Rekonstruktion verbessert werden kann.

DANKSAGUNG

An dieser Stelle möchte ich mich bei einigen Menschen bedanken, ohne die ich diese Arbeit nicht hätte schreiben können. Zunächst einmal bei Prof. Dr. Johannes Wessels und Priv.-Doz. Dr. Christian Klein-Bösing dafür, dass ich in der Arbeitsgruppe meine Bachelorarbeit schreiben durfte und mich bei jeglichen Fragen an sie wenden konnte. Danke auch an Prof. Dr. Alfons Khoukaz, der sich bereit erklärt hat, die Zweitkorrektur meiner Arbeit zu übernehmen. Ein ganz großes Dankeschön geht an die gesamte Arbeitsgruppe, welche mich stets mit Antworten auf all' meine Fragen versorgen konnte und wunderbar herzlich aufgenommen hat. Besonders danken möchte ich hier Daniel Mühlheim und Hendrik Poppenborg, welche nicht nur viele Stunden ihrer Zeit geopfert haben, um mir Fragen zu beantworten, Dinge zu erklären und diese Arbeit zu kommentieren, sondern immer auch für ein gutes Gespräch abseits der Uni zu haben waren. Zuletzt noch ein großes Danke an das beste Büro überhaupt (Katharina, Ritti, Ken und Jens) und alle meine Freunde und Familie, die mir immer mit Ratschlägen, Motivation und Einfallsreichtum zur Seite standen.

INHALTSVERZEICHNIS

1	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	1
1.1	Das Standardmodell	1
1.2	QCD und das Quark-Gluon-Plasma	3
1.3	Proton-Proton und Schwerionenkollisionen	4
1.4	Kinematik	6
1.4.1	Einheiten	6
1.4.2	Spezielle Relativitätstheorie	6
1.4.3	Kinematische Variablen	7
1.5	Das ALICE Experiment	9
1.5.1	Motivation	9
1.5.2	Detektoren	9
1.6	PYTHIA Eventgenerator	11
2	ANALYSE	13
2.1	Motivation	13
2.2	Rekonstruktion des ω	13
2.2.1	Invariant mass Methode	13
2.2.2	Beschreibung des Hintergrunds	15
2.2.3	Extraktion des Signals	18
2.3	Extraktion der cuts	24
2.3.1	Zerfallskinematik des ω	24
2.3.2	Extraktion der Cutfunktion	27
2.4	Anwendung der cuts	28
2.4.1	Winkelverteilungen	28
2.4.2	Extrahierte Signale	30
2.4.3	Signal-to-Background Ratio	31
2.4.4	Diskussion	34
3	FAZIT UND AUSBLICK	37
3.1	Zusammenfassung	37
3.2	Ausblick	38
A	ANHANG	41
	LITERATUR	53

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1.1	Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie [Kle13, Kap. 1.2].	3
Abbildung 1.2	Übersicht möglicher Streuprozesse	4
Abbildung 1.3	Aufbau des ALICE Experiments und seine wichtigsten Detektoren [ALI14, Kap. 1].	9
Abbildung 2.1	Invariante Massenverteilung aller $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kombinationen in Abhängigkeit von p_T	15
Abbildung 2.2	Invariante Massenverteilung der ersten Hintergrundgruppe, in der das π^+ und das π^- korrelieren, d.h. aus dem selben event stammen.	16
Abbildung 2.3	Das Verhältnis der Projektionen der unterschiedlichen Hintergrundgruppen B_i zum tatsächlichen Signal+Hintergrund. . . .	17
Abbildung 2.4	Signal+Hintergrund für verschiedene p_T -bins. Der durch das event mixing gewonnene Hintergrund ist in blau eingezeichnet.	19
Abbildung 2.5	Extrahiertes ω Signal mit Resthintergrund und eingezeichnetem Fit für verschiedene p_T -bins.	21
Abbildung 2.6	Extrahiertes Signal des ω Mesons mit eingezeichnetem Fit für verschiedene p_T -bins nach Abzug des auftretendem Resthintergrunds.	23
Abbildung 2.7	Darstellung der für den jeweiligen cut verwendeten Winkel. . .	24
Abbildung 2.8	Winkel zwischen ω und dem aus dem Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ stammenden π^+ in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_T des ω	26
Abbildung 2.9	Darstellung des Fittings der Winkelverteilung.	27
Abbildung 2.10	Winkel zwischen ω -Kandidat und dem aus dem Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ stammenden π^+ in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_T des Kandidaten nach dem Anwenden zweier cuts mit jeweils verschiedener Toleranz p_{tol}	29
Abbildung 2.11	Winkel zwischen ω -Kandidat und π^- in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_T des Kandidaten nach dem Anwenden der Winkelcuts mit $p_{tol} = 1, 0$	30
Abbildung 2.12	R_{SB} für die jeweiligen p_T -bins und unterschiedlichen Toleranzen.	32
Abbildung 2.13	Verhältnis der Signal-to-Background Ratio des jeweiligen cuts R_{SB}^{cut} zur Signal-to-Background Ratio ohne cut R_{SB}^{Uncut} für die verschiedenen p_T Intervalle.	33
Abbildung 2.14	Gegenüberstellung der invarianten Massenverteilungen der abgelehnten Kandidaten für verschiedene p_{tol}	34
Abbildung 2.15	Abfall des ω -Signals für den angenommenen Fall, dass die cuts sich nicht gegenseitig beeinflussen, in Abhängigkeit der Cuttoleranz p_{tol}	35
Abbildung 3.1	Dalitz-Diagramm und Asymmetrie-Diagramm als Ausblick für mögliche weitere kinematische cuts.	39

Abbildung A.1	Invariante Massenverteilung der zweiten Hintergrundgruppe, in der das π^0 und das π^+ korrelieren.	41
Abbildung A.2	Invariante Massenverteilung der dritten Hintergrundgruppe, in der das π^0 und das π^- korrelieren.	41
Abbildung A.3	Invariante Massenverteilung der vierten Hintergrundgruppe, in der keine der Pionen korrelieren.	42
Abbildung A.4	Signal+Hintergrund in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 1,0$. . .	43
Abbildung A.5	Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 1,0$ nach dem Abzug des Hintergrunds.	44
Abbildung A.6	Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 1,0$ nach dem Abzug von Hintergrund und Resthintergrund	45
Abbildung A.7	Signal+Hintergrund in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 0,8$. . .	46
Abbildung A.8	Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 0,8$ nach dem Abzug des Hintergrunds.	47
Abbildung A.9	Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 0,8$ nach dem Abzug von Hintergrund und Resthintergrund.	48
Abbildung A.10	Signal+Hintergrund in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 0,6$. . .	49
Abbildung A.11	Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 0,6$ nach dem Abzug des Hintergrunds.	50
Abbildung A.12	Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 0,6$ nach dem Abzug von Hintergrund und Resthintergrund.	51

TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.1	Übersicht der Elementarteilchen und ihrer wichtigsten Eigenschaften [Dem14, vgl. S. 202].	1
Tabelle 1.2	Übersicht der fundamentalen Kräfte und ihrer Austausch- teilchen [Dem14, vgl. S. 202].	2
Tabelle 1.3	Die drei häufigsten Zerfälle des ω -Mesons [Ber+12].	2
Tabelle 1.4	Relationen zwischen SI-Einheiten und Einheiten, wie sie in der Kern- und Teilchenphysik verwendet werden [Tho15, Kap. 2.1.1].	6
Tabelle 2.1	Die verschiedenen für das <i>event mixing</i> verwendeten Hintergrundgruppen. Teilchen, welche in der jeweiligen Gruppe aus dem gleichen event stammen, sind mit einem X gekennzeichnet.	16
Tabelle A.1	Übersicht der wichtigsten für die Extraktion des Signals mit dem Macro ExtractSignal verwendeten Parameter und Einstellungen.	42

ACRONYME

QCD	Quantenchromodynamik
QED	Quantenelektrodynamik
QGP	Quark-Gluon-Plasma
WW	Wechselwirkung
PDF	parton distribution function
CMS	center of mass system
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
CERN	European Organization for Nuclear Research
LHC	Large Hadron Collider
ITS	Inner Tracking System
SPD	Silicon Pixel Detector
SDD	Silicon Drift Detector
SSD	Silicon Strip Detector
TPC	Time Projection Chamber
PHOS	Photon Spectrometer
EMCal	Electromagnetic Calorimeter
PHOS	Photon Spectrometer
IS	Inertialsystem
PCG	Photon Conversion Group

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

1.1 DAS STANDARDMODELL

Die Bestrebungen, die fundamentalen Bestandteile und Kräfte unseres Universums zu erforschen, reichen lange zurück und die über die Jahre entwickelten theoretischen Modelle und gemachten Beobachtungen lassen sich im sog. *Standardmodell* vereinheitlichen. Dieses Modell soll in aller Kürze erläutert werden, um so die Grundlage für das Verständnis der in dieser Bachelorarbeit verwendeten Konzepte und Begrifflichkeiten zu schaffen.

Tabelle 1.1: Übersicht der Elementarteilchen und ihrer wichtigsten Eigenschaften [Dem14, vgl. S. 202].

FERMIONEN	FAMILIE			ELEKTR. LADUNG	FARBE	SPIN
	1	2	3			
LEPTONEN	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	-	1/2
	e^-	μ^-	τ^-	-1	-	1/2
QUARKS	u	c	t	+2/3	r,g,b	1/2
	d	s	b	-1/3	r,g,b	1/2

Untersucht man die Nukleonen (Protonen und Neutronen), welche zusammen einen Atomkern und so die Elemente unseres Periodensystems bilden, mit Hilfe von Elektron-Nukleon Streuversuchen, so wird für große Impulsüberträge eine Substruktur der Nukleonen in Form von Formfaktoren sichtbar [Tho15, vgl. Kap 7]. Jene müssen also noch aus weiteren, fundamentalen Teilchen bestehen, den sog. *Quarks*. Diese bilden zusammen mit den *Leptonen* und *Austauschteilchen* die drei Arten der Elementarteilchen im Universum (siehe Tab. 1.1). Bei Quarks und Leptonen handelt es sich um *Fermionen*, d.h. Teilchen mit einem Spin von 1/2, welche die Bestandteile unserer Materie darstellen. Bei den Quarks wird zwischen sechs *Flavours* up, down, charme, strange, top und bottom unterschieden, wobei jedes von ihnen eine elektrische Ladung und eine von drei Farbladungen trägt (Tab. 1.2). Leptonen und Quarks lassen sich außerdem je nach Masse in drei verschiedene *Familien/Generationen* einteilen. Hierbei befinden sich die Elementarteilchen mit der geringsten Masse in der ersten Familie und die schwersten in der dritten. Eine Ausnahme bilden die *Neutrinos* (ν_e, ν_μ, ν_τ), von denen zwar bekannt ist, dass sie eine Masse besitzen, jedoch experimentelle Untersuchungen der Neutrinooszillation¹ bisher nur Rückschlüsse auf die Differenz der Massenquadrate zulassen [Dem14, Kap. 7.7][Tho15, Kap. 1.1].

Die
Elementarteilchen

¹ Weitere Informationen zur Neutrinooszillation und Neutrinomassen siehe [Tho15, Kap. 13.5].

Tabelle 1.2: Übersicht der fundamentalen Kräfte und ihrer Austauschteilchen [Dem14, vgl. S. 202].

WW	KOPPELT AN	AUSTAUSCHBOSON	m (GeV)
stark	Farbladung	8 Gluonen	0
elektro- magnetisch	elektr. Ladung	1 Photon	0
schwach	schwache Ladung	$W^\pm, Z^0$	80, 90
Gravitation	Masse	Graviton (?)	0

Die vier
fundamentalen
Wechselwirkungen

Die soeben beschriebenen Elementarteilchen können auf vier verschiedene Arten miteinander wechselwirken: stark, elektromagnetisch, schwach und durch Gravitation. Diese vier fundamentalen Wechselwirkungen werden durch *Bosonen*, d.h. Spin 1 Teilchen vermittelt. Das *Photon* γ ist das Austauschteilchen der *elektromagnetischen Wechselwirkung*, welche durch die *Quantenelektrodynamik (QED)* beschrieben wird und koppelt an die *elektrische Ladung*. Die acht *Gluonen* g vermitteln die *starke Wechselwirkung*, welche an die *Farbladung* koppelt und sich mit Hilfe der *Quantenchromodynamik (QCD)* beschreiben lässt. Wichtig hierbei ist, dass diese wiederum selbst eine Farbe tragen und so im Gegensatz zu den Photonen auch untereinander wechselwirken können. Die *schwache Wechselwirkung*, welche bspw. für den β -Zerfall verantwortlich ist, wird durch die drei Bosonen (W^+, W^- und Z^0) vermittelt. Die Gravitation ist im Vergleich zu den anderen fundamentalen Kräften sehr schwach und deshalb auf Teilchenebene zumeist vernachlässigbar.

Hadronen

Quarks tragen eine Farbe und unterliegen somit der starken Wechselwirkung (WW). Sie wurden bisher noch nicht einzeln nachgewiesen, sondern nur im Teilchenverbund, den sog. *Hadronen*. Dies wird durch das Prinzip des *confinements* beschrieben, welches besagt, dass freie Teilchen stets farbneutral sein müssen [Tho15, Kap. 10.4]. Hadronen lassen sich desweiteren in *Baryonen* und *Mesonen* einteilen. Das Baryon ist ein Verbund aus drei Quarks (qqq), wobei jedes von ihnen eine andere Farbladung tragen muss, da nur so der Gesamtzustand (rot + blau + grün) farbneutral ist und so dem Prinzip des *confinements* genügt. Beispiele für bekannte Baryonen sind das Proton ($|uud\rangle$) und das Neutron ($|udd\rangle$). Die Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$), wobei das eine Quark die Antifarbe des anderen Quarks tragen muss, um insgesamt die Farbneutralität des Teilchens zu gewährleisten.

Tabelle 1.3: Die drei häufigsten Zerfälle des ω -Mesons [Ber+12].

	MODE	FRACTION (Γ_i/Γ)
Γ_1	$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(89,2 \pm 0,7) \%$
Γ_2	$\pi^0 \gamma$	$(8,28 \pm 0,28) \%$
Γ_3	$\pi^+ \pi^-$	$1,53^{+0,11}_{-0,13} \%$
...	...	...

Das ω -Meson

Der Gegenstand der Untersuchungen im Rahmen dieser Bachelorarbeit ist das ω -

Meson. Es besitzt eine Masse von $m_\omega = (782,65 \pm 0,12) \text{ MeV}$ und seine Flavourfunktion ist gegeben durch

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle] \quad (1.1)$$

Die drei häufigsten Zerfallskanäle des ω -Mesons können Tab. 1.3 entnommen werden [Pov+14, vgl. Kap. 15] [Ber+12, Daten siehe].

1.2 QCD UND DAS QUARK-GLUON-PLASMA

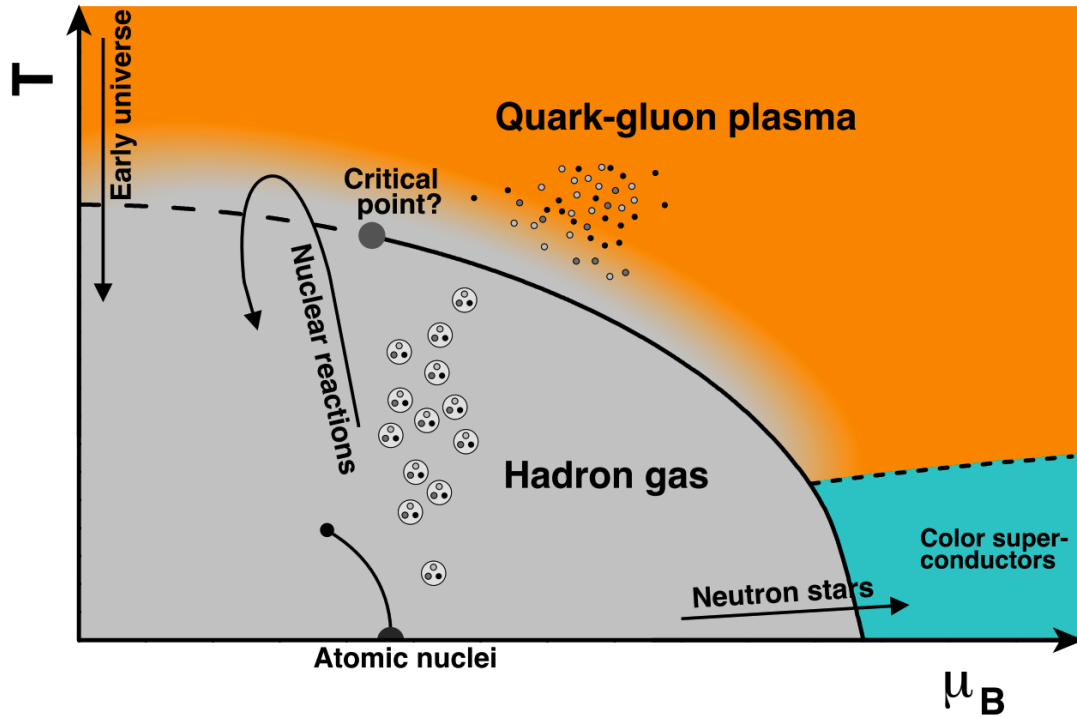


Abbildung 1.1: Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie [Kle13, Kap. 1.2].

Wie bereits im vorherigen Teil angedeutet, tragen Quarks eine Farbladung und unterliegen somit der starken WW. Interagiert ein Quark mit einem anderen, so geschieht dies durch den Austausch eines von acht *Gluonen*, welches dann eine *Farbe* und einen Impuls an das andere beteiligte Quark überträgt. Da die Gluonen selbst eine Farbe tragen, können diese wiederum auch untereinander interagieren. Die Interaktion der Quarks und Gluonen untereinander zu beschreiben ist die Aufgabe der QCD [Tho15, vgl. Kap. 10.3]. Die Interaktion von Quarks und Gluonen, welche in einem Hadron gebunden sind, soll nun für hohe Temperaturen anhand des sog. *MIT bag model* kurz beschrieben werden.

In diesem Modell wird der gebundene Zustand der Quarks in einem Hadron mit Hilfe einer Tasche („bag“) endlicher Dimension beschrieben. Die Tasche übt einen Druck B auf die als masselos angenommenen Quarks aus, welcher ausgeglichen wird durch die Quarks, die dank ihrer kinetischen Energie wiederum einen nach außen gerichteten Druck auf die Tasche ausüben. Dieses Gleichgewicht veranschaulicht das bereits beschriebene confinement im Hadron. Erhöht man jedoch nun die Temperatur und somit die kinetische Energie der Quarks, reicht der nach außen gerichtete

Druck ab einer Temperatur von $T_c \approx 144 \text{ MeV}$ aus, um den Druck der Tasche B zu überwinden, und es findet ein Phasenübergang statt.

Diese Phase, in welcher die Quarks und Gluonen nun ungebunden sind, wird *Quark-Gluon-Plasma (QGP)* genannt [Won94, Kap. 9]. Ein weiterer denkbarer Fall für einen Phasenübergang ist eine hohe Baryondichte bei $T = 0$. Da nach dem Pauli-Prinzip zwei identische Teilchen nicht den gleichen Quantenzustand einnehmen dürfen, entsteht mit zunehmender Dichte der sog. *Entartungsdruck*, welcher dem Druck der Tasche entgegen wirkt, wodurch auch für hohe Dichten $\approx 0,72 \text{ fm}^{-3}$ ein Phasenübergang zum QGP stattfinden kann [Kle13, Kap. 1.2]. Das Phasendiagramm der stark miteinander wechselwirkenden Materie befindet sich in Abb. 1.1. Hierbei wurde anstatt der Dichte das baryo-chemische Potential μ_B aufgetragen. Untersuchungen der Eigenschaften des QGP ermöglichen tiefere Einblicke in bspw. die Zeit kurz nach dem „Big Bang“, da dort ebenfalls hohe Temperaturen und geringe Baryondichten vorlagen. Mit sinkender Temperatur konnten dann beim Phasenübergang die ersten Hadronen aus dem QGP „ausfrieren“.

1.3 PROTON-PROTON UND SCHWERIONENKOLLISIONEN

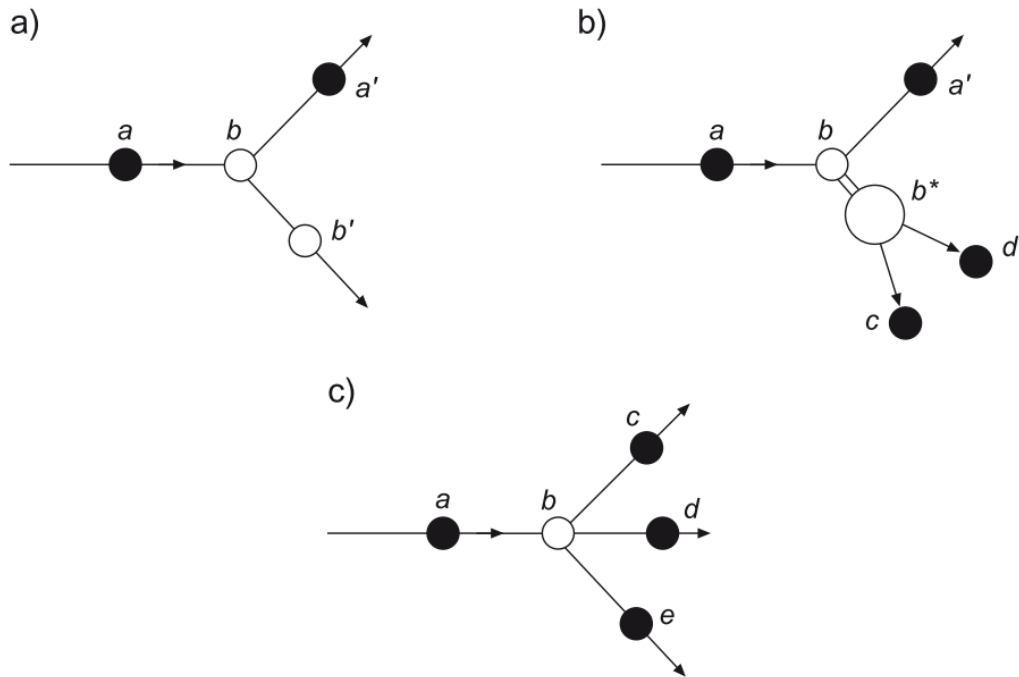


Abbildung 1.2: Übersicht möglicher Streuprozesse a) elastische Streuung b) inelastische Streuung und durch den Energieübertrag Anregung eines Teilchens sowie c) die Erzeugung neuer Teilchen durch inelastische Streuung [Pov+14, Kap. 4].

Da im Rahmen dieser Bachelorarbeit die Kollision zweier Protonen simuliert wird und das im Zuge dessen entstehende ω -Meson aus solchen simulierten Kollisionen rekonstruiert wird, soll zunächst der grundlegende Ablauf einer solchen Kollision erläutert werden. Im Anschluss wird dann kurz auf die Kollision schwerer Ionen und ihre Bedeutung für die Erforschung des QGP eingegangen..

Die möglichen Szenarien bei einer Kollision können für zwei beliebige Teilchen a und b beschrieben werden. Schießt man diese aufeinander, so kommt es mit einer Wahrscheinlichkeit, welche sich durch einen Wirkungsquerschnitt σ beschreiben lässt, zu einer sog. *Streuereaktion* der Form

$$a + b \rightarrow c + d \quad (1.2)$$

wobei c und d die Reaktionsprodukte darstellen. Eine schematische Übersicht möglicher Streuungen kann Abb. 1.2 entnommen werden. Im Falle einer *elastischen Streuung* (a) bleibt die *Gesamtenergie* beider Teilchen erhalten. Energie und Impuls werden lediglich vom einen auf das andere Teilchen übertragen. Bei einer *inelastischen Streuung* verlieren die Teilchen a und b Energie. Diese kann nun entweder für die Anregung des einen Teilchens b zu b^* , welches wiederum zu zwei neuen Teilchen c und d zerfällt, verwendet werden (b) oder es werden Teilchen in der inelastischen Streuung produziert, ohne dass eine Anregung stattfindet (c) [Pov+14, Kap. 4].

Um nun eine Kollision zweier Protonen beschreiben zu können, muss zuerst einmal die Zusammensetzung des Protons bekannt sein. Die Substruktur des Protons ist weitaus komplexer als in Kap. 1.1 dargestellt: Neben den *Valenzquarks* (uud) befinden sich durch den Gluonenaustausch der starken WW nicht nur viele virtuelle Gluonen im Nukleon, sondern auch $q\bar{q}$ -Paare (die *Seequarks*), welche analog zur Paarerzeugung in der QED von Gluonen erzeugt werden. Die Verteilung all dieser Teilchen im Proton lässt sich mittels einer parton distribution function (PDF) beschreiben [Pov+14, Kap. 7.4]. Die so beschriebenen Protonen bewegen sich nun auf einer Raumachse aufeinander zu, der sog. *beamaxis*, und die Kollision kann im Schwerpunktsystem (center of mass system (CMS)) der beiden kollidierenden Teilchen betrachtet werden. Eine wichtige Kenngröße ist demnach die *Schwerpunktenergie* (center of mass energy) $\sqrt{s}$ der Kollision, welche die Energie der beiden Teilchen im CMS angibt. Wie sich für hochenergetische Proton-Proton Kollisionen herausstellt ist eine *inelastische* Reaktion am wahrscheinlichsten, wobei die beiden Nukleonen einen großen Teil ihrer Energie in das CMS abgeben. Aus der frei gewordenen Energie werden nun – neben einer Vielzahl an anderen Teilchen – die in dieser Arbeit untersuchten ω -Mesonen produziert, welche anschließend ebenfalls weiter zerfallen. Die Teilchenproduktion über die Anregung eines Protons spielt in Proton-Proton-Kollisionen eher eine geringfügige Rolle [Won94, Kap. 3]. Da ein Proton eine komplexe Substruktur aufweist und die Wechselwirkung der Austauscheteilchen untereinander beachtet werden muss, gestaltet sich die genaue Berechnung der bei der Kollision stattfindenden Prozesse jedoch als komplizierter, weshalb die Vielzahl an Wechselwirkungen der einzelnen kollidierenden Partonen hier nicht näher erläutert wird [SMS06, siehe Kap. 2].

Wie in Kap. 1.2 erläutert wird für eine hohe *Energiedichte* ein Übergang der hadronischen Materie zum QGP erwartet. Da bei den inelastischen Kollisionsprozessen eine große Menge Energie in kurzer Zeit im CMS deponiert wird, sollte bei Kollisionen ein Phasenübergang stattfinden, vorausgesetzt $\sqrt{s}$ ist groß genug. Die hierfür benötigten Energiedichten können mit *Schwerionenkollisionen*, wie sie am *European Organization for Nuclear Research* (CERN) mit Pb-Ionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ TeV (Schwerpunktenergie pro Nukleonpaar) durchgeführt wurden, erreicht werden [Kle13, Kap. 2.1]. Die Kollision der schweren Ionen erweist sich also als Werkzeug, das QGP zu erzeugen und dieses anschließend in einer kontrollierten Umgebung auf seine Eigenschaften zu untersuchen. Hier wird die pp-Kollision, bei der keine Bildung eines QGP erwartet wird,

als Referenzmessung herangezogen: Phänomene, welche bei der Pb-Pb Kollision beobachtet werden, nicht jedoch bei der pp-Kollision, sind ein Indiz für Interaktionen mit dem QGP [Won94, Kap. 3].

1.4 KINEMATIK

Da die Zerfallskinetik des ω eine wesentliche Rolle bei der Verbesserung des Rekonstruktionsverfahrens für dieses Meson spielt, sollen in diesem Kapitel zunächst die für kinematische Betrachtungen nötigen Grundlagen wie die *spezielle Relativitätstheorie* und einige zur Beschreibung von Kollisionen verwendete Größen erläutert werden. Desweiteren wird am Anfang kurz auf die in der Kern- und Teilchenphysik üblichen Einheitenkonventionen eingegangen, welche auch in dieser Bachelorarbeit verwendet werden.

1.4.1 Einheiten

In der Teilchenphysik werden zumeist Größen in $\hbar$, c und GeV angegeben anstatt wie üblich in den SI-Einheiten kg, m und s, um so große Exponenten – wie sie in der Teilchenphysik häufig auftauchen – zu vermeiden. Die sich so ergebenden Einheiten für übliche Größen können Tab. 1.4 entnommen werden [Tho15, Kap. 2.1.1]. In der Tabelle sind außerdem die sog. *natürlichen Einheiten* eingetragen, d.h. für die Konvention $\hbar = c = 1$.

Tabelle 1.4: Relationen zwischen SI-Einheiten und Einheiten, wie sie in der Kern- und Teilchenphysik verwendet werden [Tho15, Kap. 2.1.1].

GRÖSSE	(kg,m,s)	($\hbar, c, \text{GeV}$)	$\hbar = c = 1$
Energie	kgms^{-2}	GeV	GeV
Impuls	kgms^{-1}	GeV/c	GeV
Masse	kg	GeV/c^2	GeV
Zeit	s	$(\text{GeV}/\hbar)^{-1}$	$(\text{GeV})^{-1}$
Länge	m	$(\text{GeV}/\hbar c)^{-1}$	$(\text{GeV})^{-1}$

1.4.2 Spezielle Relativitätstheorie

In diesem Abschnitt soll kurz auf die grundlegenden Aspekte der speziellen Relativitätstheorie eingegangen werden, da diese zumeist für die hohen Energiebereiche in der Kern- und Teilchenphysik verwendet werden muss.

Betrachten wir zunächst ein beliebiges Inertialsystem (IS) Σ und einen sich darin befindlichen beliebigen Ort $\vec{r} = (x, y, z)$. Soll nun $\vec{r}$ in einem IS Σ' beschrieben werden, welches sich mit einer Geschwindigkeit $\vec{v} = (0, 0, v_z)$ relativ zu Σ bewegt, so folgt für den Vektor $\vec{r}'$ in Σ' nach der *Galileitransformation*:

$$x' = x, \quad y' = y, \quad z' = z - v_z t \quad \text{für} \quad v \ll c. \quad (1.3)$$

Die Zeit ist in beiden [IS](#) unverändert und es gilt

$$t' = t. \quad (1.4)$$

Betrachtet man nun bspw. aus Kollisionen entstandene Teilchen, bei denen auf Grund der hohen Energien auch hohe Geschwindigkeiten auftreten, so ist die Voraussetzung $v \ll c$ der Galileitransformation nicht mehr erfüllt und es muss die sog. *Lorentztransformation* verwendet werden. Diese Transformation folgt aus dem Postulat, die Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum sei in allen [IS](#) konstant. Zunächst einmal ist es jedoch hilfreich, einen *Vierervektor* x^μ einzuführen, welcher jedem Ereignis in Σ eindeutig eine Zeit *und* einen Ort zuweist:

$$x^\mu := (x^0, x^1, x^2, x^3) \quad x^0 = ct, \quad x^1 = x, \quad x^2 = y, \quad x^3 = z. \quad (1.5)$$

Das Ereignis x^μ in Σ' erhält man nun durch Lorentztransformation von x^μ nach

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

wobei $\beta := v/c$ und $\gamma := \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Für den Fall $v \ll c$ geht die Lorentztransformation offensichtlich in die Galileitransformation über. Die Länge eines Vierervektors x^μ ist lorentzinvariant, d.h. sie ist in allen [IS](#) gleich und gegeben durch

$$x_\mu x^\mu = c^2 t^2 - x^2 - y^2 - z^2. \quad (1.7)$$

Lorentzinvariante Größen werden in der Kern- und Teilchenphysik häufig verwendet, da eine in einem [IS](#) bestimmte Größe so in jedem anderen [IS](#) verwendet werden kann [[Tho15](#), Kap. 2.2.1][[SRo4](#), Kap. 1].

1.4.3 Kinematische Variablen

Der *relativistische Viererimpuls* ist gegeben durch

$$p^\mu = (E/c, p_x, p_y, p_z) \quad (1.8)$$

und über die *relativistische Energie-Impulsbeziehung*

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.9)$$

mit der Energie E verbunden. Eine wichtige Größe, welche in dieser Bachelorarbeit häufig verwendet wird, ist die invariante Masse M . Sie ist eine Konstante in allen [IS](#) und über die Länge des Viererimpulses definiert [[SRo4](#), Kap. 1]:

$$M^2 = p^\mu p_\mu = (E/c)^2 - \vec{p}^2. \quad (1.10)$$

Für die Erläuterung weiterer wichtiger Größen, welche bei der Betrachtung von bspw. Kollisionen häufig verwendet werden, wird zunächst der Einfachheit halber

$$c = \hbar = 1 \quad (1.11)$$

gesetzt, was einer Darstellung in sog. *natürlichen Einheiten* entspricht. Im Kap. 1.3 wurde bereits die Energie $\sqrt{s}$ im CMS erwähnt, welche an dieser Stelle kurz hergeleitet wird: Betrachtet man Viererimpulse $p_1 := p_1^\mu$ und $p_2 := p_2^\mu$ zweier beliebiger Teilchen, so ergibt sich für den Gesamtimpuls p_{ges} im CMS:

$$p_{\text{ges}} = p_1 + p_2 = \begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 + E_2 \\ \vec{p}_{\text{ges}} \end{pmatrix} \stackrel{\text{im CMS}}{=} \begin{pmatrix} E_1 + E_2 \\ \vec{0} \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

Die Energie im CMS erhält man nun über $|p_{\text{ges}}|$ nach (1.7):

$$\sqrt{s} = \sqrt{p_{\text{ges},\mu} p_{\text{ges}}^\mu} = E_1 + E_2 \quad (1.13)$$

Da diese Größe lorentzinvariant ist, wird sie stets für die Angabe der Energie einer Kollision verwendet. Die Impulse von Teilchen werden häufig in Relation zur Strahlachse der Kollisionspartner angegeben. So sind der Transversalimpuls p_T sowie der Longitudinalimpuls p_L als die zur Strahlachse senkrechten bzw. parallelen Anteile des Impulses definiert. Über p_L lässt sich die *Rapidity* y definieren als

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (1.14)$$

Diese Größe ist zwar *nicht* lorentzinvariant, lässt sich jedoch über einen simplen additiven Zusammenhang transformieren. Da für die Bestimmung der Rapidity eines Teilchens sowohl seine Energie E als auch der Longitudinalimpuls p_L bekannt sein müssen und diese in vielen Experimenten nicht bestimmt werden können, wird die *Pseudorapidity* η eingeführt. Sie ist definiert als

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|p| + p_L}{|p| - p_L} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\vartheta}{2} \right) \quad (1.15)$$

und hängt somit nur vom Winkel ϑ zwischen dem Impuls des Teilchens und der Strahlachse ab. Für hohe Impulse ist $|p| \approx p^0 = E$ und η geht in die Rapidity y über [Won94, Kap. 2][SR04, Kap. 1][Tho15, Kap. 2.2.3].

1.5 DAS ALICE EXPERIMENT

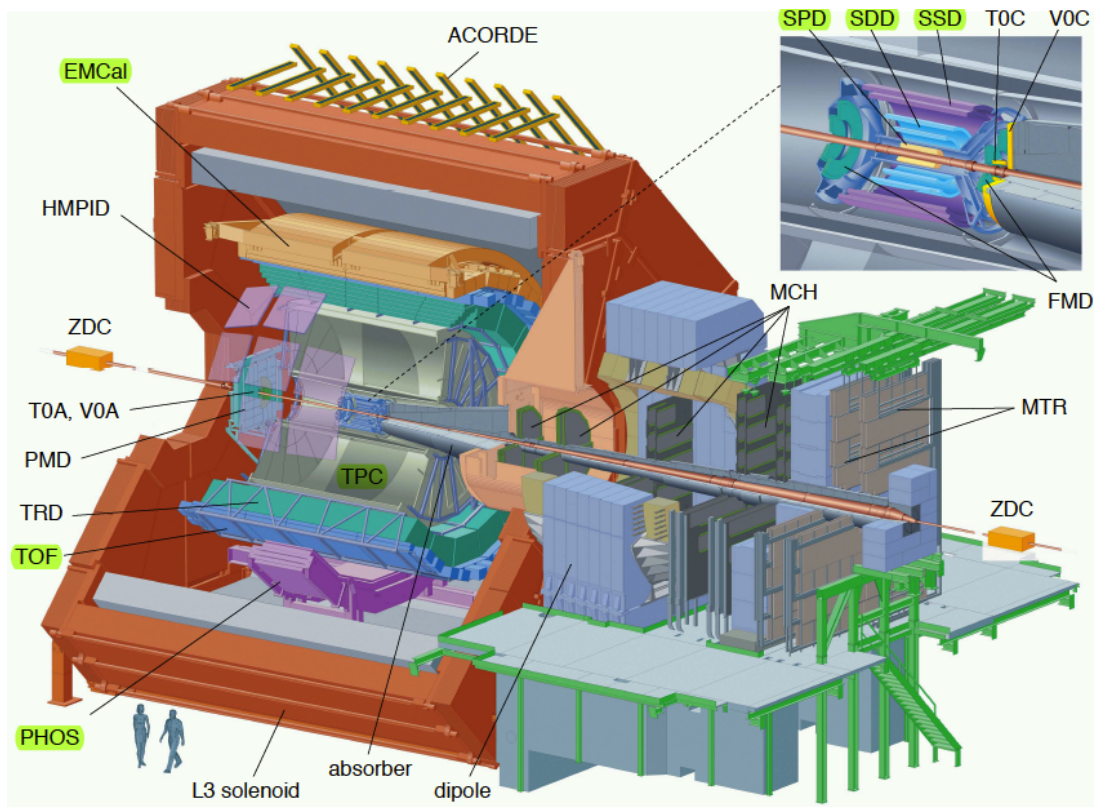


Abbildung 1.3: Aufbau des ALICE Experiments und seine wichtigsten Detektoren [ALI14, Kap. 1].

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit werden zwar ausschließlich Simulationen durchgeführt, jedoch mit dem Ziel, die ω -Rekonstruktion im Rahmen des *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) am CERN zu verbessern. Deshalb soll das ALICE Experiment kurz vorgestellt und die Funktionen der wichtigsten Detektoren erläutert werden.

1.5.1 Motivation

Das ALICE Experiment ist eines der vier großen Experimente am Large Hadron Collider (LHC) des CERN in Genf. Ziel des Experimentes ist die Untersuchung des QGP und dessen Phasenübergang zur hadronischen Materie. Neben den in Kap. 1.3 bereits beschriebenen Schwerionenkollisionen (Pb-Pb) und pp-Kollisionen werden auch p-Pb Kollisionen als Referenzmessungen durchgeführt [ALI14, Kap. 1].

1.5.2 Detektoren

Der gesamte Aufbau des ALICE wiegt ungefähr 10 000 t und ist speziell für die bei Schwerionenkollisionen auftretenden hohen Teilchendichten konzipiert. Zur Identifizierung der bei den Kollisionen produzierten Teilchen, deren Energiebestimmung und das sog. *tracking*, d.h. das Verfolgen der Flugbahn der Teilchen, werden eine Viel-

zahl an Detektoren benötigt. Die für die ω -Rekonstruktion in der Praxis² benötigten Detektoren werden in diesem Abschnitt kurz erläutert. Die meisten der insgesamt 18 Detektoren sind innerhalb eines großen Magneten („L3 solenoid“) mit einer Feldstärke von $B = 0,5 \text{ T}$ verbaut und können dem Aufbau aus Abb. 1.3 entnommen werden, wobei die für die Rekonstruktion häufig verwendeten Detektoren in Abb. 1.3 grün hervorgehoben wurden [ALI14, Kap. 1].

1.5.2.1 Tracking Detektoren

Inner Tracking
System (ITS)

Wie in Abb. 1.3 zu sehen sind die Detektoren in Schichten um den Punkt der Kollision, dem sog. *primary vertex*, angeordnet. Das ITS ist das innerste Detektorsystem und besteht seinerseits aus sechs Schichten verschiedener Detektoren auf Siliziumbasis (von innen nach außen) : Zwei Silicon Pixel Detector (SPD), zwei Silicon Drift Detector (SDD) und zwei Silicon Strip Detector (SSD)³ Lagen. Das ITS ermöglicht es, die Bahn eines geladenen Teilchens dicht um den primary vertex zu rekonstruieren („particle tracking“). Die so gewonnene Bahnkurve eines Teilchen erlaubt bspw. die Rekonstruktion des primary vertex und mit Hilfe des Energieverlustes dE/dx im SSD können außerdem nicht relativistische Teilchen mit geringem Transversalimpuls p_T identifiziert werden [Vero8, Kap. 1.3.1].

TPC

Die Time Projection Chamber (TPC) ist der primär für particle tracking verwendete Detektor. Er erlaubt sowohl eine genaue Rekonstruktion der Bahnkurven mit guter Bahnunterscheidbarkeit als auch die Teilchenidentifikation über die Energieverluste dE/dx der Teilchen. Als Detektor für Teilchenidentifikationen eignet er sich für Impulse von bis zu $50 \text{ GeV}/c$ [Vero8, Kap. 3.2.1][Vero8, Kap. 1.3.1].

1.5.2.2 Kalorimeter

ALICE stehen zwei verschiedene Kalorimeter zur Energiemessung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen zur Verfügung.

PHOS

Das Photon Spectrometer (PHOS) besteht aus $PbWO_4$ Szintillationskristallen und besitzt daher – unter anderem auf Grund der hohen Dichte der Kristalle – eine hervorragende Energieauflösung. Die Akzeptanz von PHOS ist jedoch relativ gering, da nur wenige Module in ALICE verbaut sind [Bič14][Vero8, Kap. 3.6.1].

EMCal

Das Electromagnetic Calorimeter (EMCal) ist ein sog. Pb-Schaschlik-Szintillator mit einer wesentlich größeren Akzeptanz als PHOS, jedoch besitzt es eine schlechtere Energieauflösung. Dies lässt sich auf den Aufbau des EMCal zurückführen: Szintillator- und Bleischichten wechseln sich ab, wodurch tote Bereiche vorhanden sind, die die Energieauflösung verringern. Gleichzeitig ermöglicht dies jedoch kosteneffizient einen großen räumlichen Bereich abzudecken. Das EMCal wird in ALICE hauptsächlich zur Rekonstruktion von Photonen und in jet-Messungen für den neutralen Anteil des jets⁴ verwendet [Cor+06, Kap. 2.1][Vero8, Kap. 1.3.3].

² Zur Beurteilung, welche Detektoren zur Rekonstruktion neutraler Mesonen in der Praxis benötigt werden, wurde [Bič14] als Referenz herangezogen.

³ Für mehr Details siehe [Vero8, Kap. 3.1].

⁴ Ein jet ist eine Menge an Hadronen und anderen Teilchen, welche in einem festem Raumwinkel propagieren. Die Hadronen sind aus dem Prozess der „hadronization“ während der Kollision entstanden. Details siehe bspw. [Tho15, Kap. 10.4.2]

1.6 PYTHIA EVENTGENERATOR

In Kap. 1.3 wurde die Proton-Proton Kollision grob erläutert. Eine eben solche Kollision zweier Teilchen oder – allgemeiner – ein beliebiges Ereignis wird *event* genannt. Wie bereits angedeutet wird die Beschreibung eines solchen events durch verschiedenste starke Wechselwirkungsprozesse schnell sehr kompliziert und die Berechnung der verschiedenen Prozesse langwierig bis nicht durchführbar. Der direkte Vergleich zwischen theoretischen Modellen und Experiment gestaltet sich in der Hochenergiepartikelphysik also schwierig [SMS06, Kap. 1.4].

Ein Eventgenerator simuliert eine solche Kollision, d.h. der Computer berechnet aus bestimmten Vorgaben wie bspw. PDF und $\sqrt{s}$ der kollidierenden Teilchen den Zustand nach der Kollision und liefert das Ergebnis in Form eines Objekts, welches alle während der Kollision entstandenen Teilchen und deren Eigenschaften enthält, an den Nutzer zurück. Ziel ist es, die Daten eines als perfekt angenommen Detektors (d.h. ein Detektor, welcher alle entstandenen Teilchen tatsächlich detektiert) möglichst akkurat zu reproduzieren. Die normalerweise komplizierten Berechnungen der vielen Prozesse sind möglich, da große Probleme in kleinere Probleme aufgeteilt werden und diese durch eine Verbindung von Theorie und experimentellen Daten, wie z.B. gemessene Wirkungsquerschnitte, und die Verwendung verschiedenster Näherungen gelöst werden.

Eventgeneratoren können vielseitig in der Hochenergiepartikelphysik eingesetzt werden: Zunächst einmal erlauben sie es, die einem event zu Grunde liegende Physik beliebig zu verändern. So können bspw. verschiedene physikalische Prozesse einfach an- und ausgeschaltet und die Auswirkungen auf die simulierten Daten studiert werden, was wiederum ein besseres Gefühl für die Signifikanz eines bestimmten Prozesses oder zu erwartende Größenordnungen vermittelt. Eventgeneratoren können außerdem – wie in dieser Bachelorarbeit – bei der Analyse „realer“ Daten eingesetzt werden. Verschiedene Teilchenrekonstruktionsverfahren können zunächst in der Simulation ausgiebig getestet und optimiert werden und die gefundenen Verbesserungen des Verfahrens anschließend in realen Messungen angewendet werden, um so bspw. das Verhältnis zwischen Signal und Hintergrund zu erhöhen. In Verbindung mit anderen Simulationsframeworks können Eventgeneratoren außerdem für die Optimierung von Detektoren verwendet werden, indem sie die Kollisionsdaten an das für die Simulation des Detektors zuständige Framework weitergeben [SMS06, Kap. 1.2].

Die Simulationen im Rahmen dieser Bachelorarbeit werden mit dem event Generator PYTHIA 8.215 durchgeführt. Die Entwicklungen wurden bereits 1978 begonnen und der Funktionsumfang stetig erweitert. Für eine Übersicht der berücksichtigten physikalischen Prozesse und weitere Informationen über PYTHIA sei auf [SMS08] und [SMS06] verwiesen.

2.1 MOTIVATION

Bevor mit der eigentlichen Analyse begonnen wird, soll diese Arbeit kurz in den Zusammenhang der Forschungen bezüglich des QGP eingeordnet werden.

Möchte man das QGP und seine Eigenschaften untersuchen, so gibt es eine Vielzahl an Verfahren, um dies zu ermöglichen. Eines davon ist die Untersuchung von sog. *direkten Photonen*, welche nicht aus einem Zerfall stammen, sondern z.B. direkt aus Interaktionen innerhalb des Plasmas¹. Diese können nach ihrer Entstehung ohne Interaktionen durch das Medium propagieren und die Messung ihres Transversalimpulses p_T erlaubt schlussendlich Rückschlüsse auf ihre Entstehungszeit [Kle13, Kap. 4.5][Won94, Kap. 14]. Während einer Kollision können Photonen jedoch auf viele andere Arten, wie bspw. beim Zerfall von Hadronen, entstehen. So zerfällt z.B. das π^0 Meson mit $\approx 99\%$ Wahrscheinlichkeit über $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ oder das untersuchte ω Meson über $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ (siehe Tab. 1.3) [Ber+12]. Eine Untersuchung der direct photons passiert zumeist über den Vergleich der aus einem Zerfall stammenden erwarteten Photonenausbeute mit der tatsächlichen Photonenausbeute [Kle13, S. 4.5]. Hierzu ist es nötig, die Zahl der aus einem Hadronenzerfall stammenden Photonen möglichst genau zu kennen. Dazu ist es wiederum notwendig, die Zahl der produzierten Hadronen genau zu bestimmen. Diese werden in Analysen aus ihren Zerfallsprodukten rekonstruiert. Die Rekonstruktion des ω wurde bereits durchgeführt, jedoch war die Genauigkeit der Bestimmung begrenzt und kann verbessert werden. An dieser Stelle knüpft diese Arbeit an: So werden Simulationen von pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ durchgeführt und anschließend die generierten Daten zur Rekonstruktion des ω verwendet. Anschließend soll geprüft werden, ob die Genauigkeit dieser Rekonstruktion durch das Ausnutzen von Zerfallskinematiken verbessert wird. In den folgenden Kapiteln wird zunächst die sog. *Invariant Mass Methode*, welche zur Rekonstruktion der ω -Mesonen verwendet wird, erläutert. Anschließend wird sowohl auf die Gewinnung als auch die Anwendung kinematischer Winkelcuts eingegangen und deren Auswirkungen auf die Rekonstruktion der ω detailliert erläutert und diskutiert.

2.2 REKONSTRUKTION DES ω 2.2.1 *Invariant mass Methode*

Aufgrund ihrer geringen mittleren Lebensdauer von $\tau = (7,75 \pm 0,07) \cdot 10^{-23}\text{ s}$ sind bei der Kollision entstehende ω nicht detektierbar, sondern lediglich ihre Zerfallspro-

¹ So sind bspw. die *Annihilation* $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$ oder auch der sog. *Comptonprozess* $g + q \rightarrow \gamma + q$ im Plasma möglich. Bei diesen Prozessen entsteht also in beiden Fällen ein Photon. Weitere Details zur Entstehung der *direkten Photonen* siehe [Won94, Kap. 16.1].

dukte. Der häufigste Zerfall, welcher in dieser Arbeit zur Rekonstruktion verwendet wird, ist gegeben durch

$$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad (2.1)$$

und findet in $(89,2 \pm 0,7) \%$ der Zerfälle statt. Da jedoch nicht alle detektierten Pionen aus einem ω -Zerfall stammen, muss eine Größe gefunden werden, mit deren Hilfe geprüft werden kann, ob drei beliebige detektierte (bzw. generierte) $\pi^+ \pi^- \pi^0$ aus einem ω -Zerfall stammen. Hierzu wird die bereits eingeführte invariante Masse M (siehe 1.10) verwendet. Da sowohl die Energie- als auch die Impulserhaltung gilt, muss die invariante Masse $M_\omega = (782,65 \pm 0,12) \text{ MeV}$ beim Zerfall des ω erhalten bleiben. Die invariante Masse der Zerfallsprodukte $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$ erhält man, indem man ihre Viererimpulse addiert und die invariante Masse hieraus gemäß (1.10) berechnet, wobei diese Addition im Folgenden stets als *Kombination* bezeichnet wird und der resultierende Vierervektor als Vierervektor eines ω -Kandidaten.

Es wird nun eine PYTHIA Simulation der Kollision zweier Protonen mit $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ durchgeführt und alle während der Kollision entstehenden Pionen registriert. Bildet man nun *alle* möglichen $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Kombinationen und errechnet die invariante Masse jeder Kombination, so wird ein Peak, d.h. eine Häufung der Kombinationen, bei M_ω in der Massenverteilung sichtbar (Signal), dessen Breite durch die Zerfallsbreite $\Gamma_\omega = (8,49 \pm 0,08) \text{ MeV}/c^2$ des ω bestimmt ist. Hierfür wird jedoch eine genügend große Statistik benötigt, weshalb insgesamt $5,05 \cdot 10^6$ events simuliert werden. Desweiteren gibt es einen statistisch bedingten *kombinatorischen Hintergrund* (Background), welcher durch alle Kombinationen von Pionen zustande kommt, die *nicht* aus einem ω -Zerfall stammen [Kleo4, Kap. 6.1.1]. Da die Massenverteilung jedoch abhängig vom p_T des Kandidaten ist, bietet es sich an, anstatt eines eindimensionalen Histogramms ein zweidimensionales Histogramm mit der p_T -Abhängigkeit auf der y-Achse zu verwenden. Das sich so ergebene invariante Massenhistogramm von Signal und Hintergrund befindet sich in Abb. 2.1. Es ist klar eine Häufung der Kandidaten in niedrigen p_T Bereich für $p_T < 5 \text{ GeV}$ zu erkennen. Ab 5 GeV ist ein Peak ungefähr bei M_ω und ca. $0,55 \text{ GeV}/c^2$ zu erahnen, wobei sich der Peak bei $0,55 \text{ GeV}/c^2$ auf das η -Meson zurückführen lässt. Dieses kann ebenfalls mit einer Wahrscheinlichkeit von $(22,92 \pm 0,28) \%$ über $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ zerfallen und besitzt eine Masse von $M_\eta = (547,862 \pm 0,018) \text{ MeV}/c^2$ [Ber+12]. Der η -Peak erscheint hier als Strich, da das hier verwendete binning des Histogramms die geringe Halbwertbreite des η von einigen keV nicht auflösen kann.

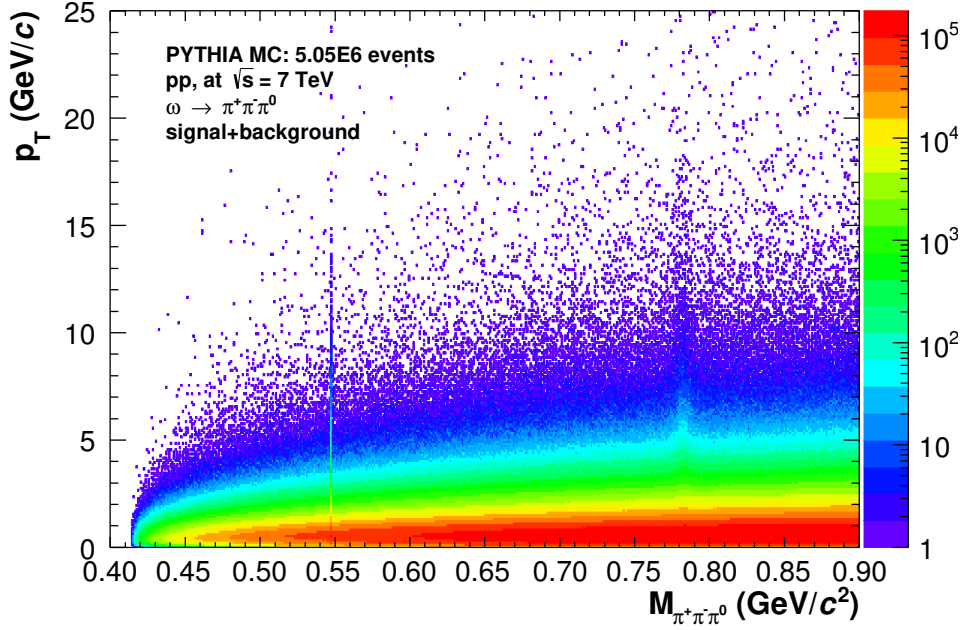


Abbildung 2.1: Invariante Massenverteilung aller $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kombinationen in Abhängigkeit von deren transversalen Impulsen.

Bevor im nächsten Abschnitt auf die Extraktion des eigentlichen Signals und die dazu benötigte Bestimmung und Subtraktion des kombinatorischen Hintergrunds eingegangen wird, sollen zunächst einige Unterschiede und Gemeinsamkeiten der hier in der Simulation verwendeten Methode zur praktischen Anwendung erläutert werden.

Die Analyse der invarianten Masse über einen bestimmten Zerfallskanal wird auch in der Praxis angewendet, jedoch kann hier zum einen nicht jedes entstandene Pion auch tatsächlich detektiert werden und zum anderen müssen die π^0 über den Zerfallskanal $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ zunächst ebenfalls mit der invariant mass Methode rekonstruiert werden. Um die Beschaffenheit der Detektoren zumindest teilweise in die Simulation einzubinden, wird eine Akzeptanz von $|\eta| < 0.8$ implementiert, was bedeutet, dass nur Teilchen im Rahmen der Simulation berücksichtigt werden, deren Pseudorapidität (siehe Gl. 1.15) die eben genannte Bedingung erfüllen.

Rekonstruktion in der Praxis

2.2.2 Beschreibung des Hintergrunds

Um das Signal zu erhalten, ist es notwendig, den kombinatorischen Hintergrund richtig zu beschreiben und diesen anschließend von der invarianten Massenverteilung abzuziehen. In anderen Worten: Die ω -Mesonen müssen aus der Überlagerung mit dem kombinatorischen Hintergrund extrahiert werden.

Eine Möglichkeit zur Beschreibung des Hintergrunds im jeweiligen p_T -bin wäre das Anfitzen eines Polynoms, jedoch hat sich die Methode des sog. *event mixing* etabliert und bewährt: Betrachtet man Pionen aus unterschiedlichen events, so sind diese Pionen nicht korreliert, da sie aus unterschiedlichen Ereignissen stammen, welche jedoch ähnlich zueinander sind. Ein Peak bei M_ω ist also nicht zu erwarten, jedoch der kombinatorische Hintergrund, welcher gerade durch die Kombination unkorrelierter

Event mixing

Pionen zustande kommt [Kleo4, Kap. 6.1.2]. Für das in dieser Arbeit durchgeführte event mixing wurden vier verschiedene Hintergrundgruppen angenommen, in denen die Pionen entweder teilweise oder sogar vollständig unkorreliert sind. Eine Übersicht befindet sich in Tab. 2.1.

Tabelle 2.1: Die verschiedenen für das *event mixing* verwendeten Hintergrundgruppen. Teilchen, welche in der jeweiligen Gruppe aus dem gleichen event stammen, sind mit einem X gekennzeichnet.

GRUPPE	π^0	π^+	π^-
B_1	-	X	X
B_2	X	X	-
B_3	X	-	X
B_4	-	-	-

In den Gruppen B_1 bis B_3 stammen jeweils zwei der Pionen aus demselben event und sind somit korreliert. Die Gruppe B_4 berücksichtigt den Fall, dass alle Pionen aus unterschiedlichen events stammen, d.h. die Pionen nicht korrelieren. So ergibt sich für jede Hintergrundgruppe eine invariante Massenverteilung, welche dann im folgenden Verlauf der Analyse zur Beschreibung des Hintergrunds verwendet werden könnte. Die invariante Massenverteilung von B_1 befindet sich in Abb. 2.2, die anderen im Anhang in Abb. A.1, A.2 und A.3.

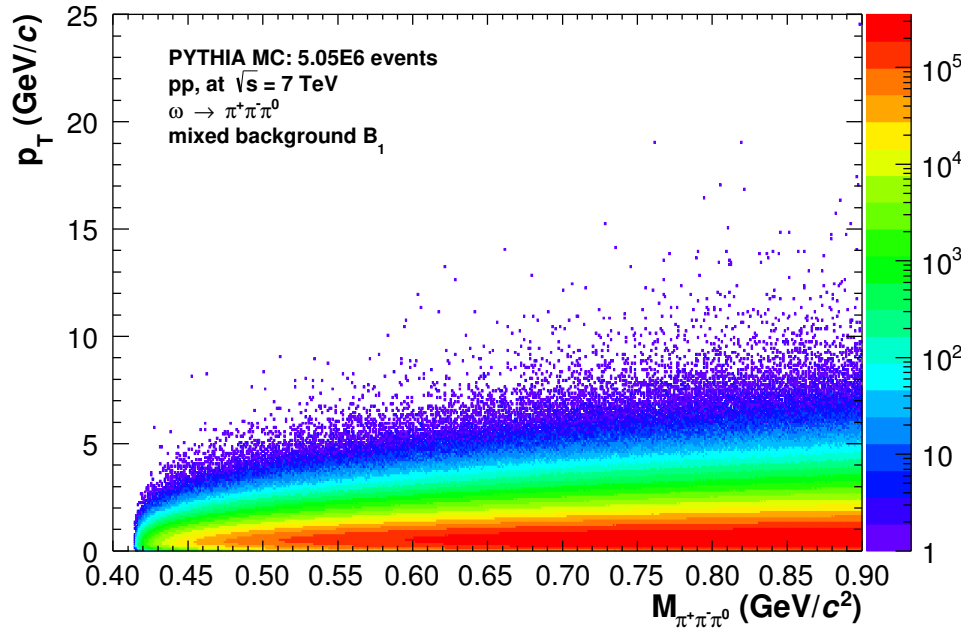


Abbildung 2.2: Invariante Massenverteilung der ersten Hintergrundgruppe, in der das π^+ und das π^- korrelieren, d.h. aus dem selben event stammen.

Vergleich der Hintergrundgruppen

An dieser Stelle gilt es zu klären, wie gut die verschiedenen Hintergrundgruppen den tatsächlichen kombinatorischen Hintergrund beschreiben und etwaige Unterschiede der Gruppen je nach Korrelation aufzuzeigen. Hierzu werden die invari-

riante Massenverteilung der verschiedenen Hintergrundgruppen B_i und die des Signals+Hintergrund G_{SB} zunächst für einen Vergleich ihrer Form auf die x-Achse im gesamten p_T -Bereich projiziert und die Projektionen der Hintergrundgruppen anschließend durch eine Skalierung an der Stelle $0,75 \text{ GeV}/c^2$, in ausreichend großer Entfernung zum ω -Peak, an den kombinatorischen Hintergrund angepasst.

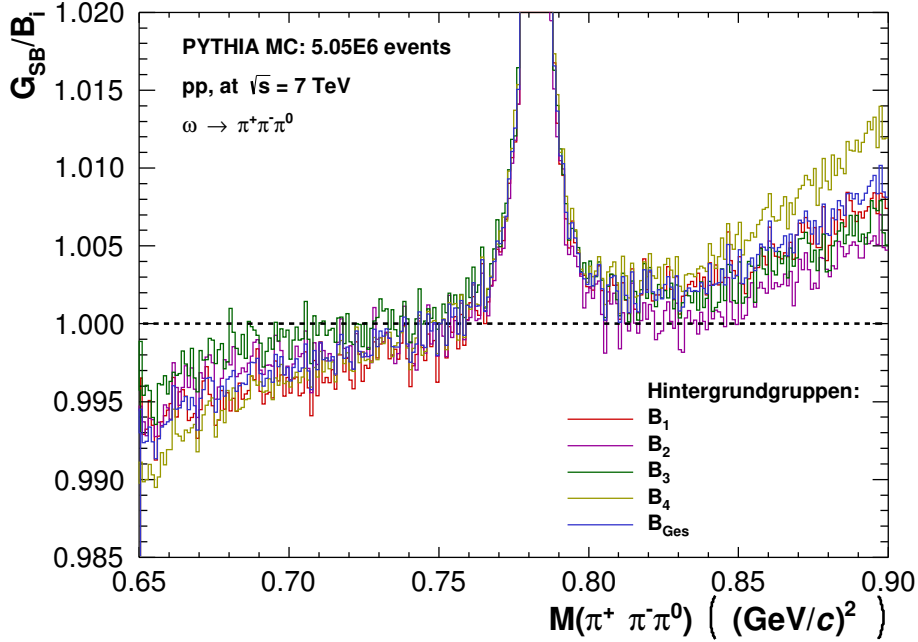


Abbildung 2.3: Das Verhältnis der Projektionen der unterschiedlichen Hintergrundgruppen B_i zum tatsächlichen Signal+Hintergrund.

Abb. 2.3 zeigt das Verhältnis G_{SB}/B_i in Abhängigkeit der invarianten Masse für $0,65 \text{ GeV}/c^2 \leq M(\pi^+ \pi^- \pi^0) \leq 0,9 \text{ GeV}/c^2$ um den ω -Peak. Ein Verhältnis von 1.0 bedeutet dementsprechend, dass der jeweilige Hintergrund B_i mit dem kombinatorischen Hintergrund übereinstimmt (hier zur Orientierung verdeutlicht mit einer gestrichelten schwarzen Linie). Zusätzlich wurden hier die Hintergrundgruppen mit gleicher Gewichtung λ gemäß

$$B_{\text{ges}} = \lambda B_1 + \lambda B_2 + \lambda B_3 + \lambda B_4 \quad (2.2)$$

zu einem Gesamthintergrund addiert und anschließend ebenfalls an G_{SB} angepasst.

Es ist zunächst zu erkennen, dass alle fünf Hintergrundvarianten den kombinatorischen Hintergrund links vom Peak der ω -Mesonen mit abnehmender invarianter Masse zunehmend überschätzen, jedoch umgekehrt, mit zunehmender Masse rechts vom Peak den tatsächlichen Verlauf des Hintergrunds unterschätzen. Lediglich an der Stelle $0,75 \text{ GeV}/c$ stimmen die Hintergrundvarianten mit dem tatsächlichen Verlauf per Definition der Skalierung überein. Vergleicht man die verschiedenen Hintergrundgruppen untereinander, so sind die Verläufe sehr ähnlich. Erwähnenswert ist an dieser Stelle jedoch, dass die Hintergrundgruppe B_4 mit zunehmender bzw. abnehmender invarianten Masse mit am stärksten vom tatsächlichen Hintergrund abweicht. Da es sich bei dieser Hintergrundgruppe um eben jene Gruppe handelt, in der keine der Pionen korreliert sind, lässt sich vermuten, dass der kombinatorische

Hintergrund noch Korrelationen enthält, welche dementsprechend durch eine komplett unkorrelierte Hintergrundgruppe am schlechtesten beschrieben werden. Die genauere Untersuchungen des kombinatorischen Hintergrundes bieten Raum für weitere Analysen, welche im engen Rahmen dieser Arbeit hier nicht mehr durchgeführt werden können. Bevor also die genauen Unterschiede der Hintergrundgruppen und die im kombinatorischen Hintergrund vorkommenden Korrelationen geklärt sind, wird in dieser Arbeit von nun an stets zur Hintergrundbeschreibung B_{Ges} verwendet, welche alle möglichen Korrelationen mit gleicher Gewichtung enthält.

2.2.3 Extraktion des Signals

Mit den nun vorliegenden invarianten Massenverteilungen G_{SB} und denen der Hintergrundgruppen B_{ges} kann an dieser Stelle mit der eigentlichen Extraktion des Signals begonnen werden. Hierzu wird das von der Photon Conversion Group (PCG) bereitgestellte ExtractSignal Makro verwendet, dessen Funktionsweise und Vorgehen bei der Signalextraktion in diesem Abschnitt erläutert wird.

Skalierung des
Hintergrunds

Im vorherigen Abschnitt wurden die invarianten Massenverteilungen lediglich im gesamten p_T -Bereich auf die Massenachse projiziert. Um jedoch das Signal, d.h. die Massenverteilung des ω , dennoch auf seine p_T -Abhängigkeit untersuchen zu können, bietet es sich an, die Projektion in verschiedenen p_T Bereichen, sog. p_T -bins, durchzuführen und für jeden einzelnen dieser bins das Signal zu extrahieren. Als Erstes wird vom Makro die invariante Massenverteilung von B_{ges} an G_{Ges} angeglichen. Die benötigte Skalierung der invarianten Massenverteilung von B_{ges} wird hier jedoch anstatt an einer bestimmten Stelle – wie im vorherigen Abschnitt – durch die Integration von B_{ges} und G_{SB} in einem festen, vom Benutzer einstellbaren Intervall entweder links, rechts oder beidseitig vom Peak des Mesons im jeweiligen p_T -bin durchgeführt. In dieser Analyse wird stets rechts vom Peak skaliert. Der Skalierungsfaktor f ergibt sich entsprechend aus den mit Hilfe der Integration gewonnenen Flächen des Hintergrunds A_{Bck} und des Signals+Hintergrund A_{SB} nach

$$f = \frac{A_{\text{SB}}}{A_{\text{Bck}}}. \quad (2.3)$$

Den skalierte Hintergrund B_{norm} erhält man dementsprechend aus

$$B_{\text{norm}} = B_{\text{ges}} \cdot f. \quad (2.4)$$

Die sich so in den hier verwendeten 19 p_T -bins von 1 bis 20 GeV/ c jeweils ergebenen Projektionen von G_{SB} und B_{norm} befinden sich in Abb. 2.4. Der Peak bei der Masse des ω ist hier in fast allen p_T -bins bereits gut zu erkennen: Für geringe p_T ist der Peak zunächst relativ klein im Vergleich zum großen kombinatorischen Hintergrund. Dieser nimmt jedoch mit zunehmendem p_T ab und so ist der Peak besser erkennbar. Da jedoch mit zunehmendem p_T zwar der kombinatorische Hintergrund verringert wird, jedoch dementsprechend auch die Statistik insgesamt, ist diese ab ca. 18 GeV/ c nicht mehr ausreichend, um einen Peak bei M_ω aufzulösen. Dies macht es für hohe p_T -Bereiche nötig, ein Rebinning² der Histogramme vorzunehmen. Es galt, das optimale Rebinning zu finden, da zwar durch eine Erhöhung des Peaks das spätere

2 Beim Rebinning werden mehrere bins in einem Histogramm zu einem bin zusammengefasst.

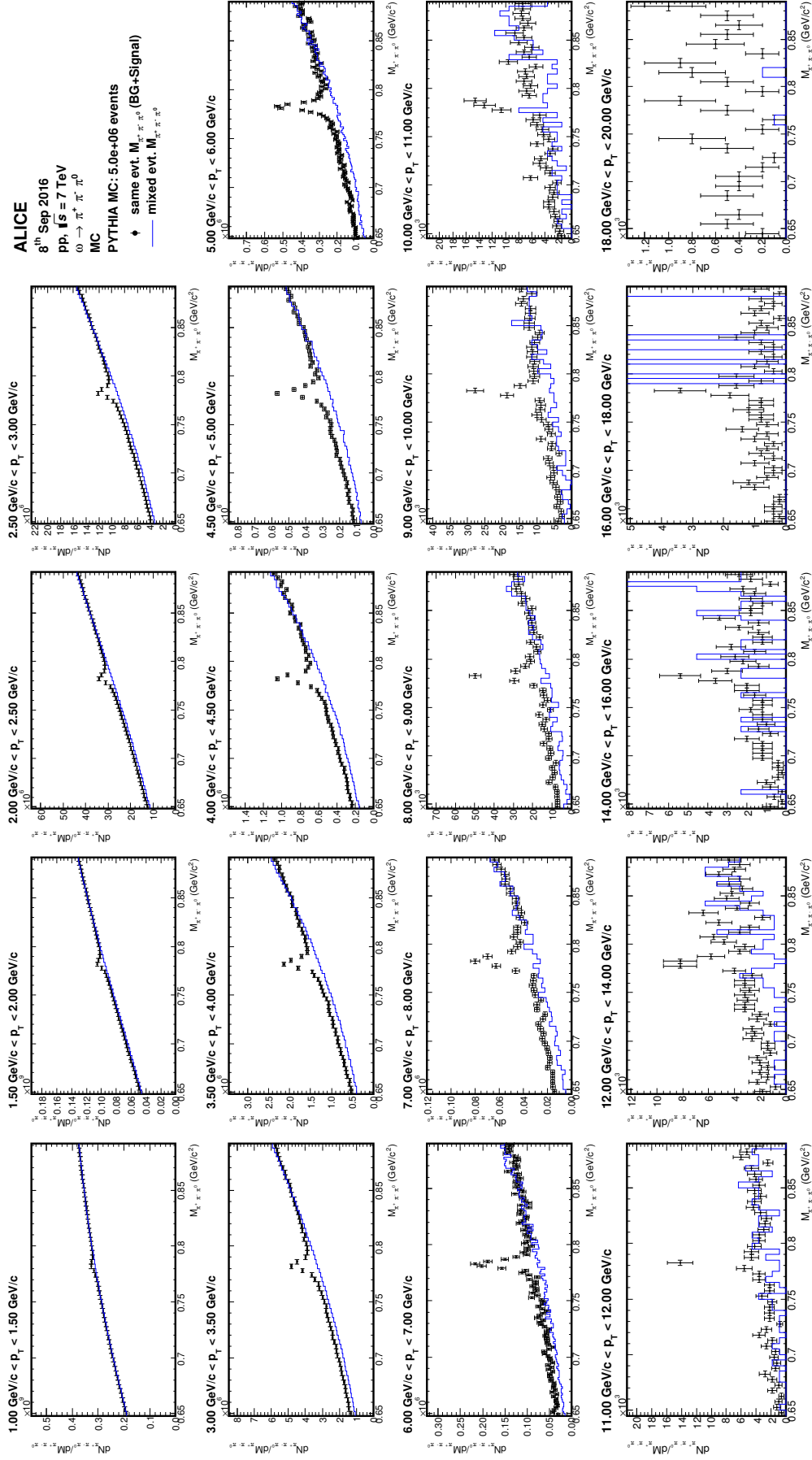


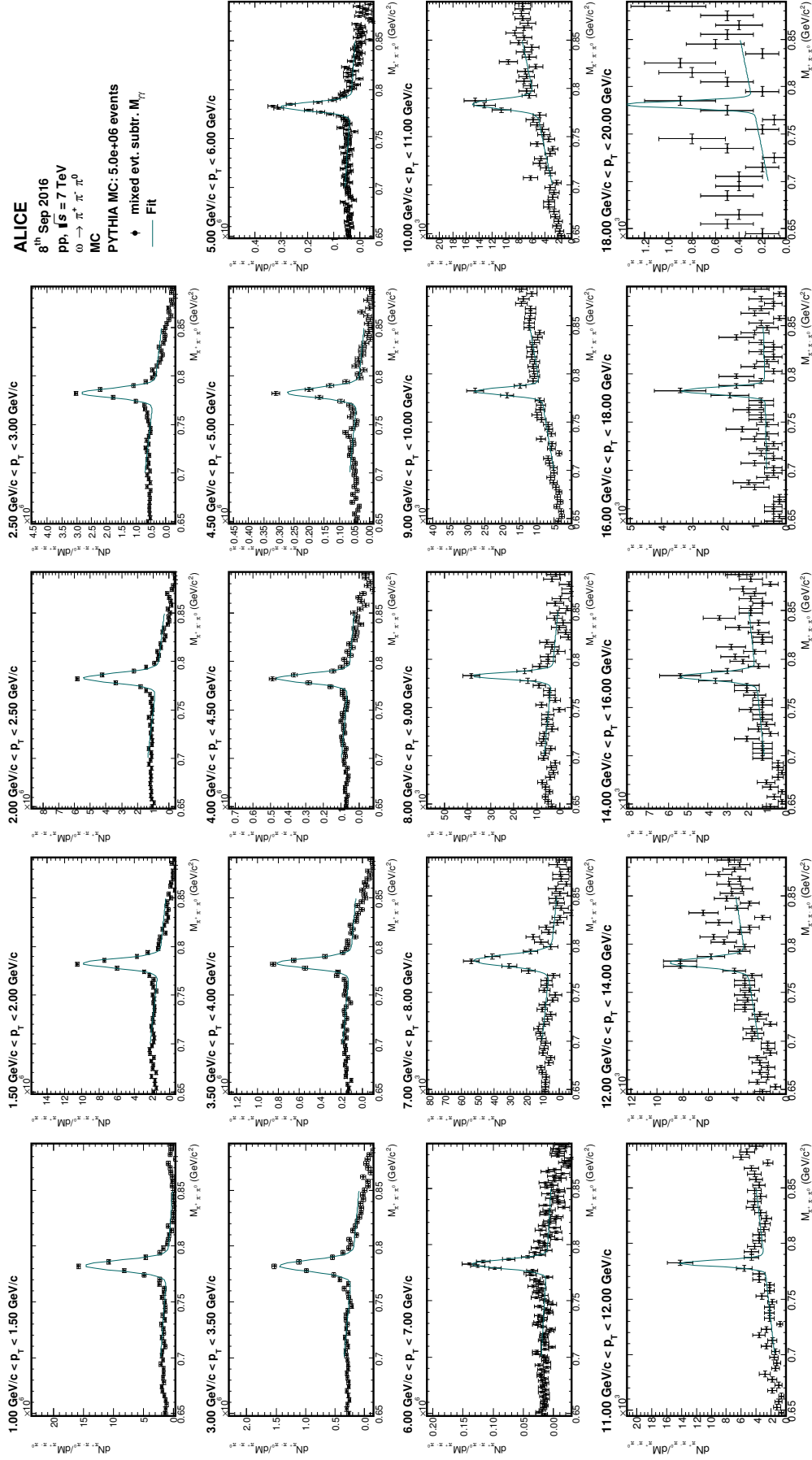
Abbildung 2.4: Signal+Hintergrund für verschiedene p_T -bins. Der durch das event mixing gewonnene Hintergrund ist in blau eingezeichnet.

re Fitting erleichtert wird, sich jedoch gleichzeitig entsprechend die Auflösung und somit die Zahl der Datenpunkte verringert. Damit die einzelnen p_T -Bereiche trotz des teilweise unterschiedlichen Rebinnings vergleichbar und aussagekräftig bleiben, muss außerdem eine Normalisierung mit der Binbreite $\Delta M_{\pi\pi\pi^0}$ durchgeführt werden, weshalb auf der y -Achse nicht die Anzahl der Kandidaten $N_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ aufgetragen ist, sondern stets das Differential $dN_{\pi^+\pi^-\pi^0} / dM_{\pi^+\pi^-\pi^0}$. Es handelt sich hierbei um ein gängiges Verfahren, welches von nun an in der Arbeit stets verwendet wird.

Betrachtet man den durch das event mixing gewonnenen normierten Hintergrund B_{norm} , so zeigt sich hier in den einzelnen p_T -bins ein anderes Bild als bei den Betrachtungen der Projektion im gesamten p_T -Bereich: B_{norm} scheint zunächst für kleine p_T den tatsächlichen kombinatorischen Hintergrund gut zu beschreiben, jedoch wird mit zunehmendem p_T deutlich, dass B_{norm} den Hintergrund links vom Peak leicht unterschätzt, rechts jedoch verhältnismäßig gut beschreibt. Bei den Betrachtungen der verschiedenen Hintergrundvarianten im gesamten p_T -Bereich hatte sich jedoch gezeigt, dass diese den tatsächlichen Hintergrund links vom Peak überschätzen und rechts vom Peak unterschätzen (siehe Abb. 2.3). Diese Unterschiede lassen sich auf die unterschiedlichen Skalierungsmethoden zurückführen, da hier zum einen rechts vom Peak integriert wurde anstatt wie zuvor links und zum anderen je nach Integrationsintervall die Stärke der Skalierung beeinflusst werden konnte. Die Beschreibung des Hintergrunds könnte hier in Zukunft weiter verbessert werden, indem eine beidseitige Skalierung verwendet und ferner die Größe und genaue Position der Integrationsintervalle variiert wird. Mit zunehmendem p_T ist außerdem zu erkennen, dass auch die Statistik von B_{norm} zunehmend abnimmt. Dies äußert sich neben der Abnahme von $dN_{\pi^+\pi^-\pi^0} / dM_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ durch eine Zunahme an Fluktuationen, bis ab ca. 14 GeV/c der kombinatorische Hintergrund kaum noch beschrieben wird.

*Subtraktion des
Hintergrunds*

Im nächsten Schritt wird der so für jeden p_T -bin erzeugte Hintergrund von G_{SB} abgezogen und die resultierende Verteilung mit einer Kombination aus Gauss- und Exponentialfunktion angefitet. Ein möglicher vorhandener Resthintergrund wird hierbei durch das zusätzliche Fitting einer linearen Funktion berücksichtigt. Die so extrahierten Signalverläufe nach Abzug von B_{norm} für 19 p_T bins von 1 bis 20 GeV/c befinden sich in Abb. 2.5. Betrachtet man die verschiedenen p_T -Intervalle, so ist zunächst gut zu erkennen, dass wie erwartet nach Subtraktion von B_{norm} je nach p_T -bin ein Rest des kombinatorischen Hintergrunds übrig bleibt. Dieser ist links vom Peak annähernd konstant, fällt jedoch rechts vom Peak mit zunehmender invarianten Masse stetig ab, da hier B_{norm} den kombinatorischen Hintergrund wie bereits gezeigt besser beschreibt. Es ist gut zu erkennen, dass der lineare Fit des Resthintergrunds nur nahe um den Peak eine hinreichende Näherung darstellt, weshalb in zukünftigen Analysen dieses Fitting weiter verbessert werden sollte. Vergleicht man Abb. 2.4 und Abb. 2.5, so fällt auf, dass ab 9 GeV/c der durch das event mixing gewonnene Hintergrund nicht mehr abgezogen wird. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass das ExtractSignal Makro von einer Subtraktion des Hintergrunds absieht, sollten über 25 % dessen bins Null sein. Betrachtet man den kombinatorischen Hintergrund in 2.4 für $p_T > 14$ GeV/c, so ist dies auf den ersten Blick offensichtlich der Fall. Betrachtet man jedoch die Hintergründe für $9 \text{ GeV/c} < p_T < 14 \text{ GeV/c}$, so ist zunächst nicht klar, warum diese vom Makro abgelehnt werden. Dies liegt daran, dass hier nur der invariante Massenbereich um den Peak betrachtet wird, das Makro jedoch die bins im gesamten invarianten Massenbereich bei seiner Evaluation berücksichtigt. Wird der Hintergrund durch event mixing in einem bin nicht abgezogen, so wird der kom-

Abbildung 2.5: Extrahiertes ω Signal mit Resthintergrund und eingezeichnetem Fit für verschiedene p_T -bins.

binatorische Hintergrund als Resthintergrund angenommen und im nächsten Schritt analog zum normalen Vorgehen durch einen linearen Fit beschrieben.

Das eigentliche Signal nach Abzug des Resthintergrunds befindet sich in Abb. 2.6. Hier ist wie zu erwarten kein Resthintergrund mehr zu erkennen, was bestätigt, dass der Resthintergrunds sich durch eine lineare Funktion hinreichend genau beschreiben lässt. Die gut zu erkennenden Peaks werden durch den verwendeten Gaussfit angemessen beschrieben, wobei das Fitting für $18 \text{ GeV}/c < p_T < 20 \text{ GeV}/c$ zwar erfolgreich ist, dieser p_T -bin jedoch bei der Berechnung weiterer Größen auf Grund der zu geringen Statistik ausgelassen wird. An dieser Stelle sei erwähnt, dass das durchgeführte Fitting eine hohe Sensibilität auf die im ExtractSignal Makro gemachten Voreinstellungen aufweist. Dieses besitzt eine Vielzahl an einstellbaren Parametern, welche der im Anhang befindlichen Übersicht in Tab. A.1 entnommen werden können. So können neben den bereits erwähnten Integrationsintervallen zur Hintergrundskalierung eine Vielzahl an weiteren Startparametern, welche das Fitting des Peaks betreffen, festgelegt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese Einstellung variiert, wobei es des Öfteren passieren konnte, dass das Fitting selbst bei einer kleinen Veränderung der Parameter nicht nur die Peakhöhe unterschätzte, sondern bspw. komplett fehlschlug oder der Mittelwert der Fitfunktion gegenüber dem tatsächlichen Peak verschoben war. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass hier hohe Peaks mit steilen Kanten vorliegen, da bei der Simulation keinerlei Auflösungseffekte auftreten und so die Wahl der richtigen Startparameter des Fittings besonders wichtig wird. Das Fitting wird zusätzlich erschwert, da sich der Resthintergrund offensichtlich nicht mit dem verwendeten linearen Zusammenhang beschreiben lässt. Die Startparameter mussten deshalb immer wieder angepasst werden, bis das Fitting die tatsächlichen Peaks hinreichend genau beschreiben konnte. Auch das durchgeführte Rebinning hatte hierbei durch die Reduktion an Datenpunkten Auswirkungen auf die Signalbeschreibung. Diese und alle folgenden Abbildungen sind das Resultat der jeweiligen Optimierungsversuche [Aam+10, Kap. 2.2.1][Kleo4, Kap. 6.1.2].

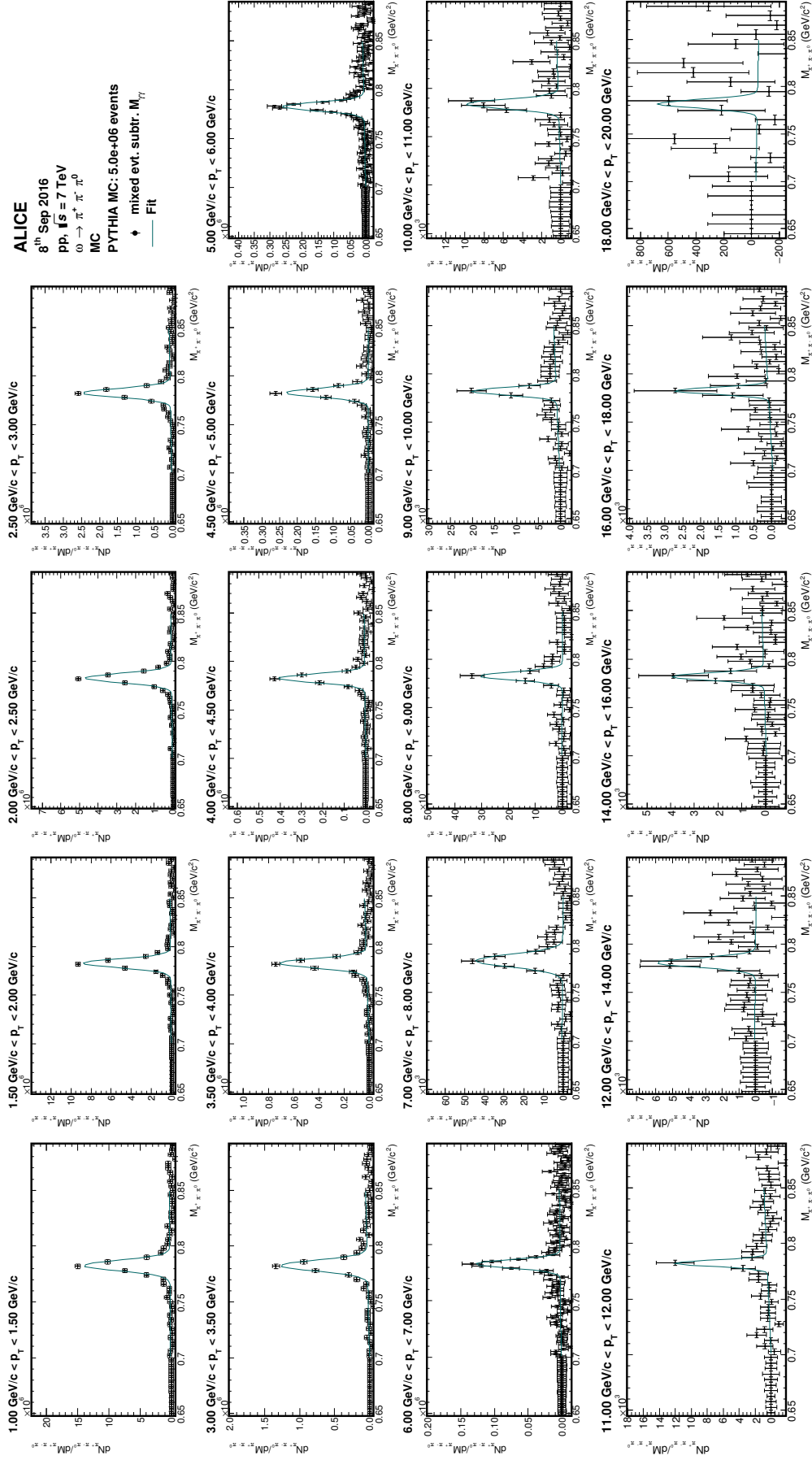


Abbildung 2.6: Extrahiertes Signal des ω Mesons mit eingezeichnetem Fit für verschiedene p_T -bins nach Abzug des auftretendem Resthintergrunds.

2.3 EXTRAKTION DER CUTS

Nachdem im vorherigen Abschnitt das Rekonstruktionsverfahren der ω erläutert und durchgeführt wurde, widmet sich dieser Abschnitt der Untersuchung des $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ Zerfall. So soll hier zunächst die Extraktion der Winkelscuts erläutert werden, bevor diese dann im letzten Abschnitt der Analyse angewendet und die extrahierten Signale näher auf mögliche Rekonstruktionsverbesserungen untersucht werden können.

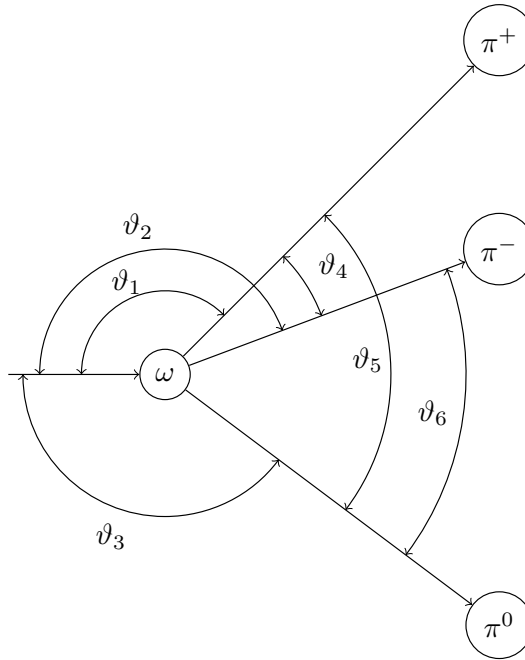
2.3.1 Zerfallskinetik des ω 

Abbildung 2.7: Darstellung der für den jeweiligen cut verwendeten Winkel.

Als Maß für die Güte der Rekonstruktion wird die signal to background ratio R_{SB} , d.h. das Verhältnis des Signals zum kombinatorischen Hintergrund, verwendet. Dieses ist dementsprechend definiert als das Verhältnis der Fläche A_S des Signals zur Fläche A_B des Hintergrunds in einem festen Intervall um den Massenpeak des ω -Mesons nach

$$R_{SB} = \frac{A_S}{A_B}. \quad (2.5)$$

Je größer das Verhältnis R_{SB} , desto besser lassen sich die Signale extrahieren.

Durch die Verwendung sog. *cuts* kann versucht werden, eben dieses Verhältnis zu verbessern, wobei ein cut bedeutet, Kandidaten, welche bestimmte Kriterien nicht erfüllen, auszuschließen. Möchte man R_{SB} vergrößern, so ist es notwendig, möglichst viele Kandidaten, welche den kombinatorischen Hintergrund ausmachen, während der Simulation zu identifizieren und zu entfernen, ohne jedoch das eigentliche Signal, d.h. tatsächliche ω , zu stark zu beschneiden. Hierzu muss eine Größe gefunden werden, welche es erlaubt, diese falschen Kandidaten von tatsächlichen ω -Mesonen zu unterscheiden.

In dieser Arbeit wird die Kinematik des $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ Zerfall untersucht, um hieraus Größen, welche für cuts geeignet sind, zu extrahieren. Wie bereits in den theoretischen Grundlagen erwähnt, handelt es sich hierbei um den wahrscheinlichsten Zerfall und die anderen Zerfälle des ω -Mesons werden in dieser Analyse vernachlässigt (vgl. Tab. 1.3). Zur Untersuchung des Zerfalls werden mit PYTHIA $50 \cdot 10^6$ einzelne ω mit zufälligen $p_T \leq 25 \text{ GeV}/c$ erzeugt³ und anschließend geprüft, ob ein $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ Zerfall vorliegt. Hierzu werden die in PYTHIA implementierten Identifikationscodes für Teilchen abgefragt und die Zerfallsprodukte zwischengespeichert, sodass schlussendlich für jeden Zerfall die Viererimpulse der beteiligten Teilchen bekannt sind. Dieses Wissen kann nun genutzt werden, um den Zerfall auf Größen zu untersuchen, welche besonders für einen cut geeignet scheinen. Im Rahmen dieser Analyse wurde sich für die Winkel zwischen den einzelnen Zerfallsprodukten als Cutgröße entschieden. Die Benennung der verschiedenen Winkeln kann der schematischen Übersicht in Abb. 2.7 entnommen werden. Diese Winkel zwischen den jeweiligen zwei Teilchen werden abgefragt und gegen den Transversalimpuls des ω in einem zweidimensionalen Histogramm aufgetragen. Die sich so ergebene Winkelverteilung $\theta_4(p_T)$ zwischen dem ω und dem π^+ in Abhängigkeit von p_T befindet sich stellvertretend für alle anderen Winkel in Abb. 2.8a, da sich die Verteilungen der einzelnen Winkel nicht sonderlich unterscheiden. Betrachtet man die Winkelverteilung in Abb. 2.8a, so ist eine Abhängigkeit des maximal auftretenden Winkels von p_T deutlich zu erkennen. Mit zunehmendem p_T verringert sich der Maximalwinkel zwischen den beiden Teilchen stetig, wobei jedoch in allen p_T Bereichen kleine Winkel bevorzugt werden. Ähnliche Verläufe können für die anderen Winkel beobachtet werden, welche das System des Zerfalls vollständig definieren. Die sichtbare Obergrenze der Winkel in Abhängigkeit des transversalen Impulses kann gut als cut verwendet werden, da so Kandidaten, deren Zerfallssystem für bestimmte p_T größere Winkel aufweist, ausgeschlossen werden können.

Winkelverteilungen

Bevor die p_T -Abhängigkeit der „Oberkante“ der Winkelverteilung funktional beschrieben wird, werden zunächst noch die Winkelverteilungen der Zerfälle aller ω -Kandidaten aus der für Kap. 2.2.1 durchgeführten Simulation betrachtet. Die Winkelverteilung des gleichen Winkels (zwischen ω und π^+) befindet sich in Abb. 2.8b, wobei hier der Transversalimpuls des jeweiligen Kandidaten bestimmt wurde. Hier ist eine Kante nicht zu erkennen. Zwar sind für alle p_T alle Winkel zwischen 0 und π vorhanden, jedoch nimmt die Zahl der gezählten Zerfälle mit zunehmenden p_T ab. Dies ist bei der Simulation einzelnen ω nicht der Fall, da hier die Kandidaten mit zufälligem p_T erzeugt werden, wobei jedem $p_T < 25 \text{ GeV}/c$ eine gleiche Wahrscheinlichkeit zugeordnet werden kann. Die Winkel für ein bestimmten p_T sind annähernd gleichmäßig verteilt, jedoch ist eine leichte Bevorzugung kleiner Winkel zu erkennen.

Der direkte Vergleich zwischen Abb. 2.8a und Abb. 2.8b zeigt deutlich das Potential, viele Kandidaten zu eliminieren, bei denen es sich offensichtlich nicht um ω Mesonen handelt, da die Winkel in Abb. 2.8a für das gegebene p_T nicht vertreten sind. Dies ist jedoch nur ab einem p_T von ungefähr $2,5 \text{ GeV}/c$ möglich, da für kleinere Transversalimpulse auch in der Winkelverteilung der tatsächlichen ω alle Winkel zwischen 0 und π möglich sind. Die Betrachtungen dieser Winkelverteilungen und deren Potential lieferte so den Ausschlag dafür, diese für die Implementierung von cuts in die Simulationen zu verwenden.

³ Da für einzelne erzeugte Teilchen kein Strahlachse vorhanden ist, wird der Transversalimpuls über eine beliebige, für alle Teilchen identische Achse definiert.

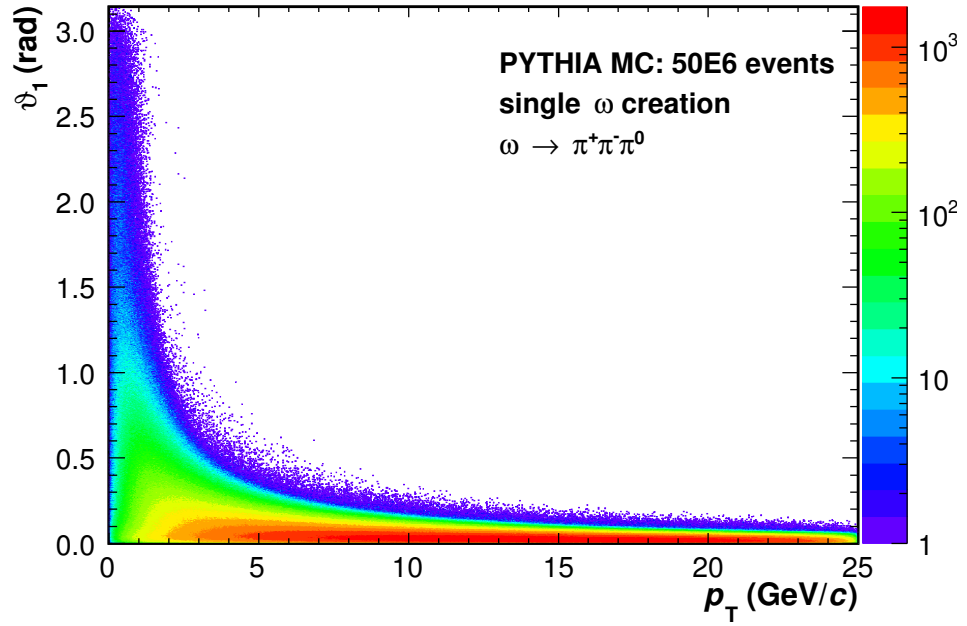
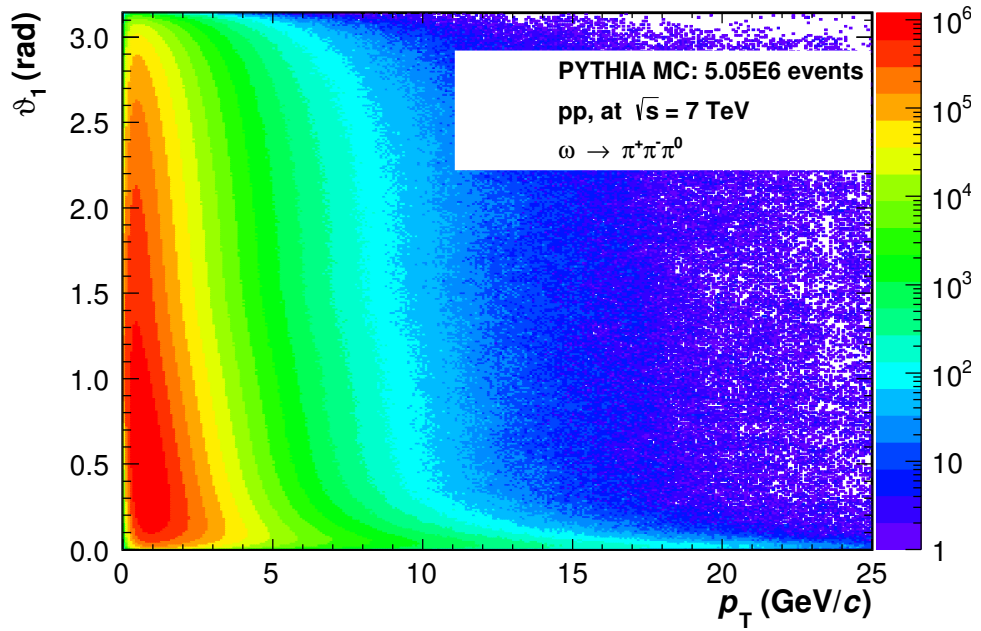
(a) Winkelverteilung für tatsächliche ω .(b) Winkelverteilung für ω -Kandidaten.

Abbildung 2.8: Winkel zwischen ω und dem aus dem Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ stammenden π^+ in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_T des ω . Zur Gewinnung der Winkelverteilung a) wurden mit PYTHIA $50 \cdot 10^6$ events einzelne ω generiert, die Winkelverteilung b) wurde mit Hilfe der Rekonstruktionskandidaten gewonnen.

2.3.2 Extraktion der Cutfunktion

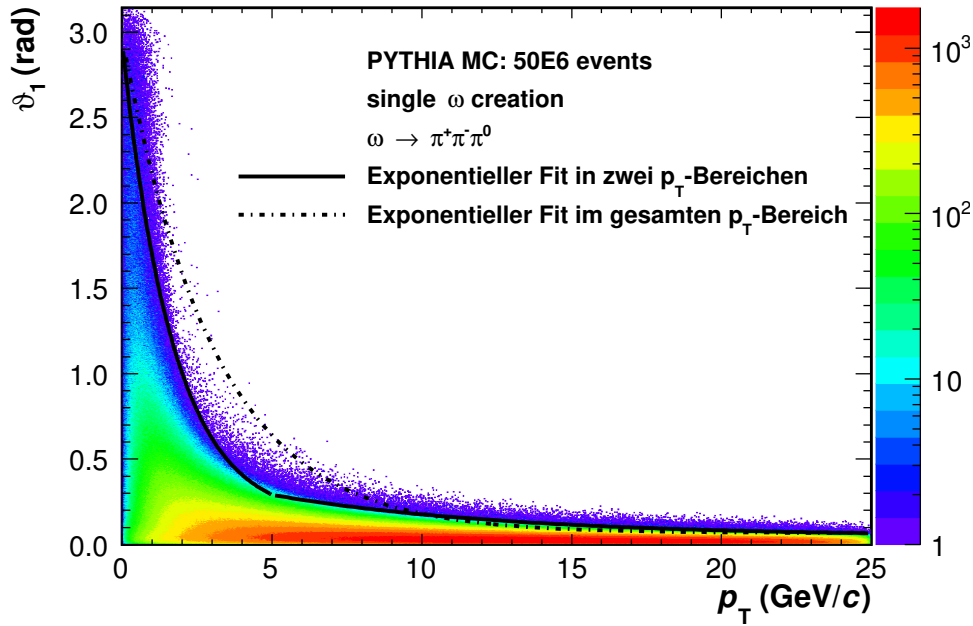


Abbildung 2.9: Winkel zwischen ω und dem aus dem Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ stammenden π^+ in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_T der tatsächlichen ω . Die Winkelverteilung wurde in zwei Bereiche eingeteilt und jeweils mit einer Exponentialfunktion angefitet, welche als schwarze durchgezogene Linie eingezeichnet wurde. Zum Vergleich ist zusätzlich der exponentielle Fit ohne eine vorherige Unterteilung im Histogramm eingezeichnet.

Als nächstes muss der Zusammenhang zwischen Maximalwinkel ϑ_i und dem Transversalimpuls des ω durch eine Funktion $\theta_i(p_T)$ beschrieben werden, um anschließend die cuts für den jeweiligen Winkel in die Simulation implementieren zu können. Hierzu wird zunächst das zweidimensionale Histogramm für jeden Winkel nach einem Minimum größer Null durchsucht und der so jeweils gefundene bin $(p_T^{\min}, \vartheta^{\min})$ in einem neuen eindimensionalen Histogramm abgespeichert. Dies ist notwendig, da ein Fit für die Kante des Histogramms gefunden werden soll.

Das so für jeden Winkel erstellte eindimensionale Histogramm der Minima kann nun mit einer Funktion gefittet werden. Hierbei erwies es sich als vorteilhaft, die Winkelverteilung in zwei p_T Bereiche zu unterteilen und diese separat zu fitten. Die Bereiche 0 bis 5 GeV/c und 5 bis 25 GeV/c werden jeweils mit einer Exponentialfunktion der Form

$$f_i(x) = p_0 \cdot (\exp(p_1 \cdot x) + p_2) \quad (2.6)$$

angefittet und anschließend so skaliert, dass eine Unstetigkeit der Funktion an der Stelle 5 GeV/c vermieden wird. An dieser Stelle ist anzumerken, dass die Auswahl der Bereiche, der Fitfunktionen und der Skalierung ohne physikalische Hintergedanken ausgewählt wurden. Ziel der Extraktion ist es nicht, den Verlauf mit einem theoretisch erwarteten und physikalisch begründeten funktionalen Zusammenhang zu beschreiben, sondern lediglich eine relativ genaue Beschreibung der Obergrenze der Winkelverteilung zu finden.

In Abb. 2.9 ist die Winkelverteilung aus Abb. 2.8a mit verschiedenen eingezeichneten Fitfunktion zu sehen. Zusätzlich zum Fitten mit Exponentialfunktionen in den beiden p_T Bereichen wurden hier der Fit mit einer Exponentialfunktion ohne die p_T Aufteilung aufgetragen. Dieser Fit stellt die ersten in dieser Arbeit gemachten Versuche dar, die Oberkante zu beschreiben. Der direkte Vergleich zeigt jedoch gut, dass die Aufteilung in zwei p_T Bereiche hier durchaus sinnvoll ist und die Kante relativ gut beschrieben wird. Im niedrigen p_T Bereich beschreibt die Funktion die Daten jedoch eher schlecht, da durch die anschließende Skalierung zu Gunsten der Stetigkeit der Fit zu weit in die eigentliche Verteilung reicht. Im oberen p_T Bereich wird die Kante sehr gut beschrieben. Lediglich ein kleiner Bereich mehrerer Größenordnungen kleiner als der Rest der Verteilung wird mit dieser Parametrisierung ebenfalls weggeschnitten. Es zeigt sich also, dass bei der Extraktion der Fitfunktion noch Raum für Verbesserungen vorhanden ist.

Bevor die so gefundenen Funktionen in die Simulation implementiert werden, wird ein weiterer Parameter p_{tol} hinzugefügt, welcher verwendet werden kann, um die Toleranz des cuts festzulegen. Die für den jeweiligen p_T -Bereich implementierten Funktionen haben dann die Form:

$$\vartheta_i(x) = p_{\text{tol}} \cdot f_i = p_{\text{tol}} \cdot p_0 \cdot (\exp(p_1 \cdot x) + p_2). \quad (2.7)$$

Je geringer p_{tol} , desto mehr ω werden weggeschnitten – oder in anderen Worten: desto aggressiver ist der cut. Da der cut mit diesem Parameter variiert werden kann, ist die Tatsache, dass die extrahierte Fitfunktion ohne Skalierung teilweise in die Verteilung hineinschneidet, dementsprechend nicht mehr so ausschlaggebend.

2.4 ANWENDUNG DER CUTS

Die so gefundenen cuts können nun in die PYTHIA Simulation der Kollisionen implementiert werden. Hierbei geschieht die Anwendung der cuts direkt, nachdem ein Kandidat aus den Pionen erzeugt wurde, sowohl für den kombinatorischen Hintergrund aus dem event mixing als auch für das Signal+Hintergrund. Für alle sechs den Zerfall definierenden Winkel werden die cuts nacheinander ausgeführt. Wurde ein Kandidat von allen cuts nicht aussortiert, so wird dieser als ω akzeptiert. Durch das Einstellen verschiedener Toleranzen

$$p_{\text{tol}} = \{0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 1,0; 1,1; 1,8; 2,0; 2,2; 3,0\} \quad (2.8)$$

kann nun die Stärke des cuts variiert werden und so anschließend die Auswirkungen auf die Simulationsergebnisse analysiert werden. Wie bereits für die nicht gecutteten Simulationsdaten wurden für jeden Cutparameter $5,05 \cdot 10^6$ events mit PYTHIA simuliert.

2.4.1 Winkelverteilungen

Zunächst soll kurz auf die Auswirkungen der cuts auf die Winkelverteilungen eingegangen werden. Diese Betrachtungen sind gut geeignet, um die Wirkung eines cuts zu visualisieren und dienen so nach dem Durchlaufen einer Simulation stets als Kon-

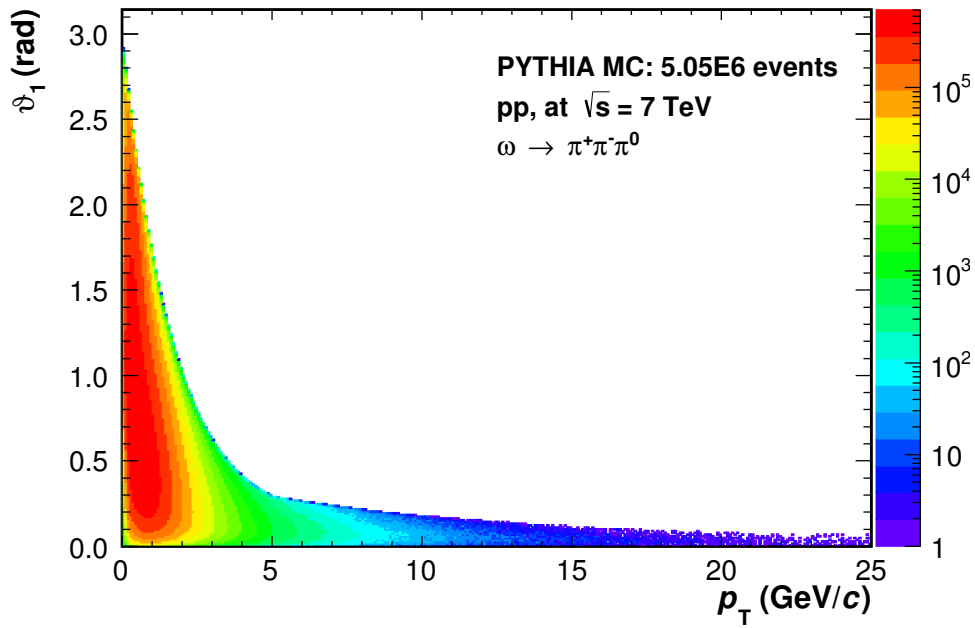
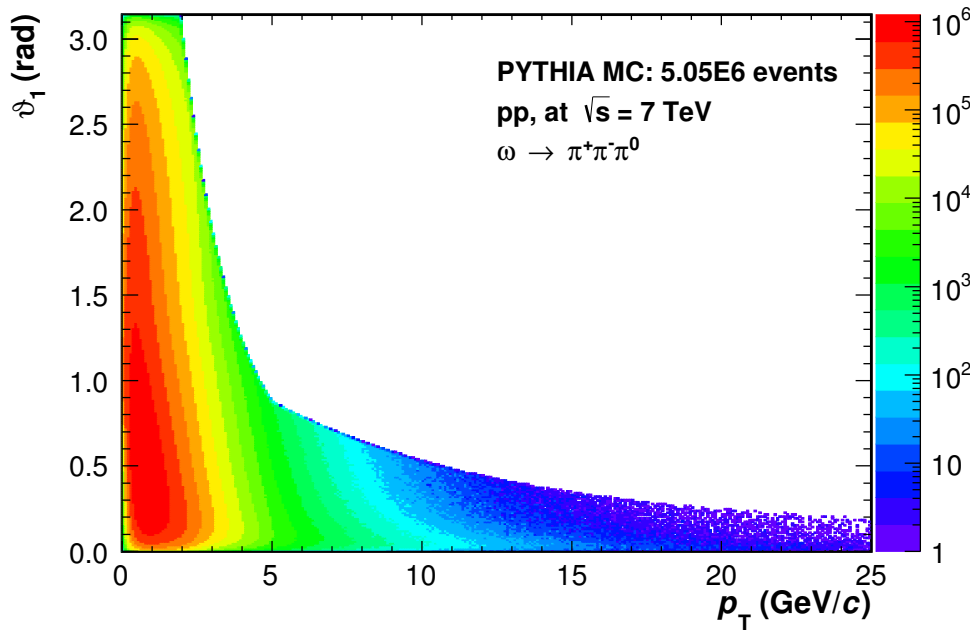
(a) Toleranz $p_{\text{tol}} = 1$ (b) Toleranz $p_{\text{tol}} = 3$

Abbildung 2.10: Winkel zwischen ω -Kandidat und dem aus dem Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ stammenden π^+ in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_T des Kandidaten nach dem Anwenden zweier cuts mit jeweils verschiedener Toleranz p_{tol} .

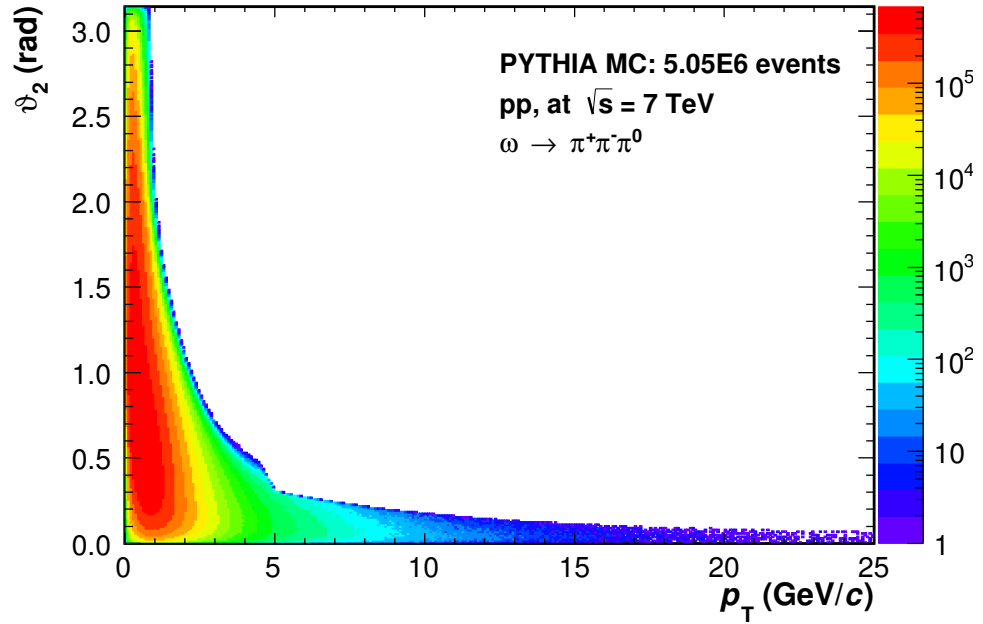


Abbildung 2.11: Winkel zwischen ω -Kandidat und π^- in Abhängigkeit vom transversalen Impuls p_T des Kandidaten nach dem Anwenden der Winkels cuts mit $p_{\text{tol}} = 1, 0$.

trolle, ob die Cutfunktionen auch wirklich die Kandidaten so beschneiden, wie es bei der Implementierung in die Simulation beabsichtigt war.

In Abb. 2.10 sind die Auswirkungen der Anwendung eines cuts am Beispiel der Winkelverteilung zwischen ω -Kandidat und π^+ für zwei verschiedene Toleranzen veranschaulicht. Es ist gut zu erkennen, dass trotz der Einteilung in zwei p_T -Bereiche dank richtiger Skalierung der Cutfunktion für den niedrigen p_T -Bereich keine Unstetigkeit an der Stelle $5 \text{ GeV}/c$ zu erkennen ist. Der cut mit $p_{\text{tol}} = 1$ beschneidet wie zu erwarten deutlich mehr Kandidaten als der cut mit $p_{\text{tol}} = 3$.

Betrachtet man Abb. 2.11 der Winkelverteilung zwischen ω -Kandidat und π^- mit $p_{\text{tol}} = 1$, so ist im Gegensatz zu den anderen Winkelverteilungen ein Knick kurz unterhalb eines Transversalimpulses von $5 \text{ GeV}/c$ zu erkennen. Dieser wurde zunächst für eine Unstetigkeit in der Cutfunktion gehalten, die Ursache liegt jedoch woanders: Betrachtet man die verschiedenen cuts, so muss stets beachtet werden, dass diese sich gegenseitig beeinflussen können. Da sie nacheinander ausgeführt werden, kann es sein, dass Kandidaten die von bspw. dem cut ϑ_2 beschnitten werden würden, bereits durch den cut eines anderen Winkels – in diesem Fall also ϑ_1 – aussortiert wurden. Diese gegenseitige Beeinflussung wird in dieser Winkelverteilung besonders visualisiert, da das Beschneiden vom vorherigen cut hier genau diesen Knick verursacht.

2.4.2 Extrahierte Signale

Unter der Anwendung der verschiedenen cuts werden in diesem Abschnitt nun die Simulationsdaten analog zu Kap. 2.2.1 und Kap. 2.2.2 mit Hilfe des ExtractSignal Makros ausgewertet. Abb. A.4 zeigt Signal+Hintergrund mit dem eingezeichnet

event mixing Hintergrund in den verschiedenen p_T -bins bei einer verwendeten Toleranz von ca. $p_{\text{tol}} = 1,0$. Beim direkten Vergleich mit den Ergebnissen, bei denen zuvor kein cut angewendet wurde (Abb. 2.4), zeigen sich Unterschiede im Signalverlauf: Konnte zuvor ein annähernd konstanter Anstieg des kombinatorischen Hintergrunds mit zunehmender Masse beobachtet werden, so zeigt sich nun ein Abflachen des Hintergrundes mit zunehmendem M rechts vom ω -Peak. Links vom Peak bleibt der Verlauf des Hintergrunds jedoch annähernd unverändert und der event mixing Hintergrund unterschätzt weiterhin leicht den tatsächlichen Verlauf. Hieraus lässt sich schließen, dass bei diesem Cut vornehmlich Kandidaten mit großen invarianten Massen eliminiert und so das Abflachen des kombinatorischen Hintergrunds rechts vom Peak verursacht wird. Die anschließend extrahierte invariante Massenverteilungen von Signal+Resthintergrund sowie nur die des Signals befinden sich in Abb. A.5 und Abb. A.6.

Betrachtet man Signal+Hintergrund für $p_{\text{tol}} = 0,8$ (Abb. A.7), so ist hier nicht nur ein Abflachen, sondern sogar ein Abfall des kombinatorischen Hintergrunds mit zunehmendem M zu erkennen. Dieser cut mit der niedrigeren Toleranz eliminiert nicht nur mehr Kandidaten mit hoher invarianter Masse, sondern beginnt zunehmend auch Kandidaten niedrigerer invarianter Masse zu eliminieren. Der hier bereits zu erahnende Trend wird auch bei den Betrachtungen noch kleinerer Toleranzen – in diesem Fall $p_{\text{tol}} = 0,6$ – weiter bestätigt: So ist in Abb. A.10 eine deutliche Reduktion von Signal+Hintergrund auch im Bereich des ω -Peaks und sogar links davon zu erkennen. Hier beschreibt der event mixing Hintergrund, speziell für $3 \text{ GeV}/c < p_T < 5 \text{ GeV}/c$, den tatsächlichen Verlauf des Hintergrunds äußerst schlecht. Ein Vergleich der verschiedenen p_T -bins zeigt außerdem, dass der cut hauptsächlich Kandidaten für $p_T < 6 \text{ GeV}/c$ eliminiert. Für größere Transversalimpulse ist ein Abflachen des Verlaufs kaum noch zu erkennen. Betrachtet man den übrig bleibenden Resthintergrund (Abb. A.11), so wird deutlich, dass dieser sich kaum noch durch eine lineare Funktion beschreiben lässt. Für $0,5 \text{ GeV}/c < p_T < 1,0 \text{ GeV}/c$ wird dies besonders deutlich, da hier der Resthintergrund um den Peak durch seine nicht lineare Form sowohl unter- als auch überschätzt wird. Das anschließend extrahierte Signal (Abb. A.12) weist deshalb in diesem p_T -bin immernoch einen oszillierenden Resthintergrund auf.

2.4.3 Signal-to-Background Ratio

Nachdem im vorherigen Abschnitt die extrahierten Signalverläufe für verschiedene p_{tol} untersucht wurden, soll in diesem Abschnitt die Signal-to-Background Ratio in den verschiedenen p_T -bins und für verschiedene Toleranzen bestimmt werden. Zwar konnte bei den bisherigen Betrachtungen qualitativ eine Reduktion von Signal+Hintergrund je nach p_{tol} festgestellt werden, jedoch war hier nicht ersichtlich, in wieweit dies das Verhältnis von Signal und kombinatorischen Hintergrund beeinflusst, weshalb dieses hier nun quantitativ bestimmt wird.

Die Signal-to-Background Ratio wurde mit Hilfe der Integration von Signal und Signal+Hintergrund im festen Intervall $0,76 \text{ GeV}/c^2 \leq M \leq 0,81 \text{ GeV}/c^2$ berechnet:

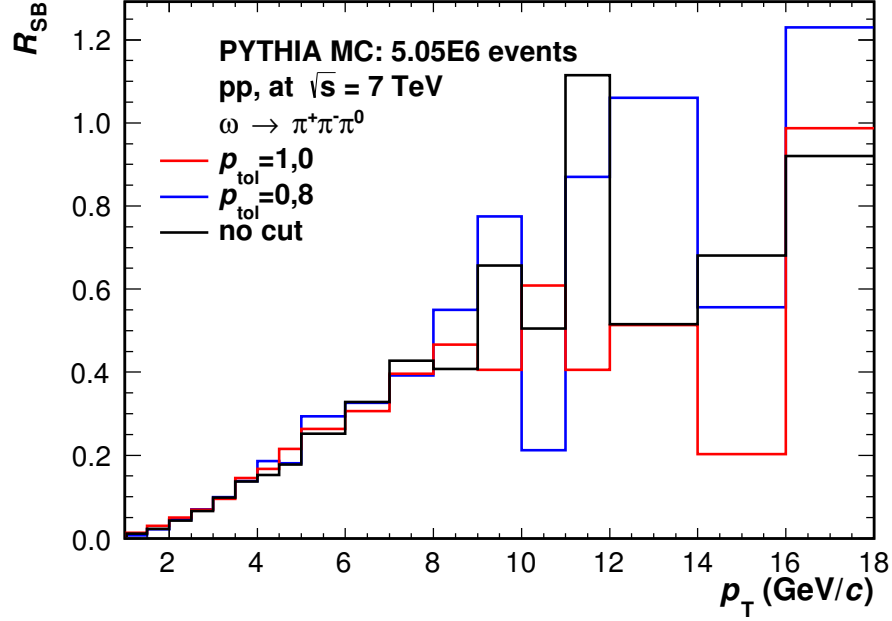


Abbildung 2.12: R_{SB} für die jeweiligen p_T -bins und unterschiedlichen Toleranzen.

Aus den durch die Integration erhaltenen Flächen A_{Sig} des Signals und A_{SB} des Signals+Hintergrund kann R_{SB} gemäß

$$R_{\text{SB}} = \frac{A_{\text{Sig}}}{A_{\text{SB}} - A_{\text{Sig}}} \quad (2.9)$$

bestimmt werden. Abb. 2.12 zeigt R_{SB} für zwei verschiedene cuts in Abhängigkeit von p_T . Die Binbreite ist entsprechend durch die gewählte Breite der p_T -bins bestimmt. Für alle drei Cutvarianten ist zunächst klar ein Anstieg von R_{SB} mit zunehmendem p_T zu erkennen, was bedeutet, dass mit zunehmendem p_T der kombinatorische Hintergrund schneller abfällt als das Signal. Dies deckt sich mit den bereits bei der zweidimensionalen Darstellung der invarianten Massenverteilung der ungeschnitteten Daten gemachten Beobachtungen (vgl. Abb. 2.1): Die Häufung der ω wird in dieser Darstellung ab ca. 5 GeV/c nur sichtbar, da hier der kombinatorische Hintergrund bereits stark genug abgenommen hat. Auffällig ist außerdem eine starke Zunahme an Fluktuationen aller Verläufe mit steigendem p_T . Ursache hierfür ist die bereits erwähnte Verschlechterung der Statistik bei hohem p_T , weshalb den hier quantitativ bestimmten Größen zumindest für hohe Transversalimpulse weniger Vertrauen geschenkt werden darf. Eine genaue Analyse der Unsicherheiten ist eine wichtige Aufgabe zukünftiger Untersuchungen.

Vergleicht man nun R_{SB} der verschiedenen Cutvarianten, so sind etwaige Unterschiede der Verhältnisse, abgesehen von den starken Fluktuationen für hohe Transversalimpulse, kaum zu erkennen. Um auch mögliche kleine Unterschiede besser erkennen und analysieren zu können, ist in Abb. 2.13 das Verhältnis der Signal-to-Background Ratio des jeweiligen cuts $R_{\text{SB}}^{\text{cut}}$ zur Signal-to-Background Ratio ohne cut $R_{\text{SB}}^{\text{Uncut}}$ für die verschiedenen p_T -bins aufgetragen. Ein Verhältnis $R_{\text{SB}}^{\text{cut}}/R_{\text{SB}}^{\text{Uncut}} > 1$ bedeutet eine Verbesserung von R_{SB} durch den cut, ein Verhältnis kleiner eins entspricht dementsprechend einer Verschlechterung. Zur besseren Orientierung wurde deshalb

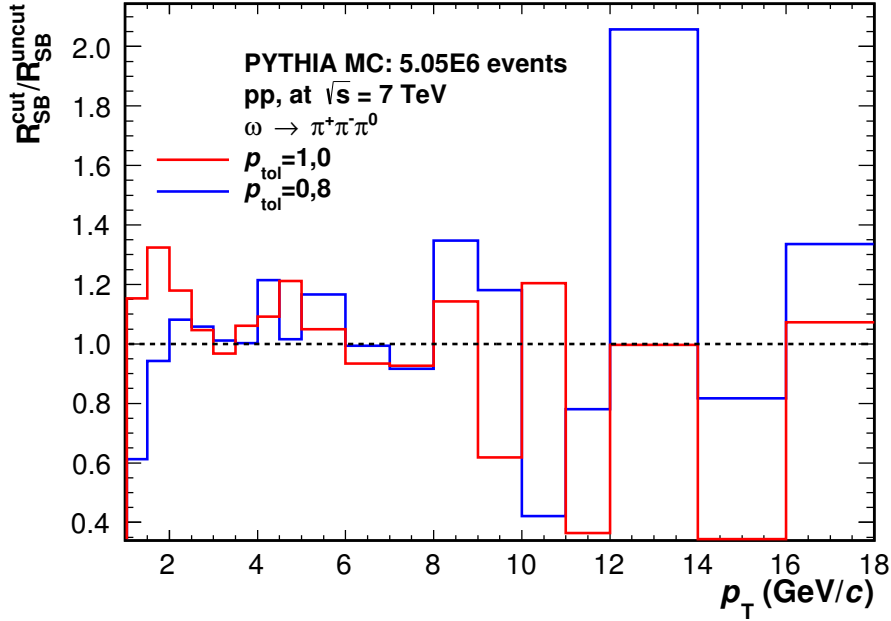


Abbildung 2.13: Verhältnis der Signal-to-Background Ratio des jeweiligen cuts $R_{\text{SB}}^{\text{cut}}$ zur Signal-to-Background Ratio ohne cut $R_{\text{SB}}^{\text{Uncut}}$ für die verschiedenen p_T Intervalle. Das Verhältnis $R_{\text{SB}}^{\text{cut}}/R_{\text{SB}}^{\text{Uncut}} = 1$ wurde zur Orientierung in Form einer schwarzen Linie eingezeichnet.

eine gestrichelte schwarze Linie bei $R_{\text{SB}}^{\text{cut}}/R_{\text{SB}}^{\text{Uncut}} = 1$ eingezeichnet. Betrachtet man zunächst das Verhältnis für $p_{\text{tol}} = 1$, so sind für $p_T < 8 \text{ GeV}/c$ relativ konsistent kleine Verbesserungen von R_{SB} von bis zu 20 % zu erkennen. Zwar verschlechtert sich das Verhältnis in drei p_T -bins minimal (es wird immer noch nur $p_T < 8 \text{ GeV}/c$ betrachtet), jedoch kann trotz der auch im niedrigen p_T -Bereich vorhandenen Fluktuationen zumindest qualitativ von einer kleinen Verbesserung durch den cut gesprochen werden. Für den cut mit $p_{\text{tol}} = 0,8$ liegt für $p_T < 8 \text{ GeV}/c$ ebenso in nur drei p_T -Bereichen eine Verschlechterung vor, wobei diese im Intervall $1,0 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 1,5 \text{ GeV}/c$ deutlich stärker ausfällt, als dies bei den Verschlechterungen durch den Parameter $p_{\text{tol}} = 1$ der Fall ist. Auf die Betrachtungen der Verhältnisse für hohe Transversalimpulse $p_T > 8 \text{ GeV}/c$ wird an dieser Stelle auf Grund der großen Fluktuationen verzichtet.

Auch wenn zumindest qualitativ eine kleine Verbesserung von R_{SB} durch die angewendeten kinematischen cuts festgestellt werden konnte, so liegen diese Verbesserungen jedoch deutlich unter den Erwartungen. Die Erwartungen stützten sich bspw. auf den direkte Vergleich zwischen der Winkelverteilung tatsächlicher ω (Abb. 2.8a) und der Winkelverteilung der Rekonstruktionskandidaten (Abb. 2.8b), da sich hier großes Potential gezeigt hatte, viele nicht- ω -Kandidaten zu eliminieren. Mögliche Ursachen für die geringe Verbesserung und die Abschätzung eines sinnvollen p_{tol} -Bereichs sollen deshalb im folgenden Kapitel diskutiert werden.

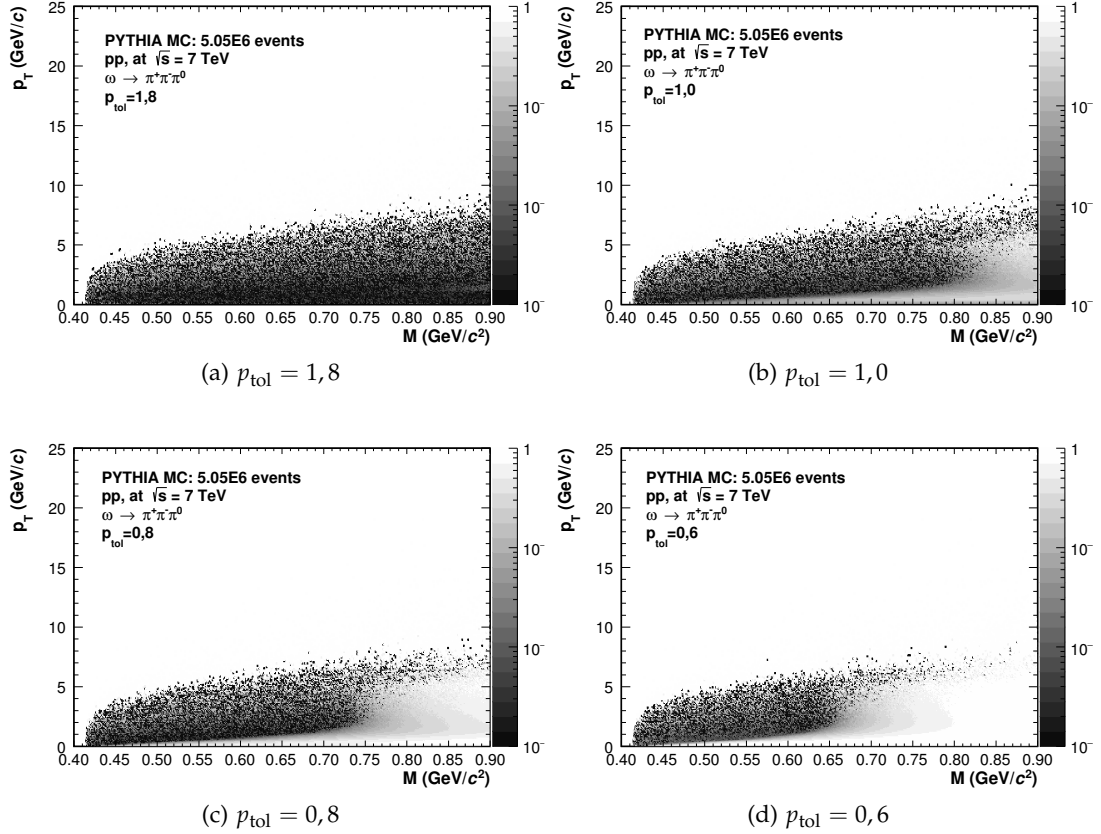


Abbildung 2.14: Gegenüberstellung der invarianten Massenverteilungen jener Kandidaten, welche durch einen cut aussortiert wurden. Hier für die Toleranzen $p_{\text{tol}} = \{1,8; 1,0; 0,8; 0,6\}$.

2.4.4 Diskussion

Bei den Betrachtungen der extrahierten Signal+Hintergrund Verläufe in Kap. 2.4.2, konnte eine Korrelation zwischen der verwendeten Cutoffoleranz p_{tol} und der invarianten Masse der eliminierten Kandidaten festgestellt werden. Diese Beobachtung soll an dieser Stelle mit Hilfe einer Untersuchung der abgelehnten Kandidaten geprüft werden. Um sowohl Informationen über p_T als auch $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ der abgelehnten Kandidaten zu erhalten, werden die zweidimensionalen invarianten Massenverteilungen nach Anwendung der Cuts von der ungeschnittene Massenverteilung subtrahiert, und das so erhaltene Differenzhistogramm wird anschließend durch die ungeschnittene Verteilung geteilt. Die resultierenden Verteilungen für vier verschiedene Cutparameter befinden sich in Abb. 2.14. Vergleicht man die Verteilungen, so wird der bisher beobachtete Trend bestätigt und besonders veranschaulicht. Für $p_{\text{tol}} = 1,8$ sind zunächst nur Untergrundfluktuationen zu erkennen, jedoch werden mit zunehmender Härte des cuts bis $p_{\text{tol}} = 0,6$ zunehmend Kandidaten geringerer invarianten Massen eliminiert. Auch die bereits vermutete Bevorzugung kleinerer p_T durch das cutten ist hier zu erkennen. Die Untersuchung der invarianten Massen der abgelehnten Kandidaten liefert so eine Obergrenze für die Cutoffoleranz von ca. $p_{\text{tol}} = 1$, da ansonsten keine Kandidaten in dem für die ω -Rekonstruktion relevanten Massenintervall eliminiert werden.

Als nächstes soll nach einer Abschätzung für die untere Grenze der Toleranz gesucht werden. Die kleinste untere Grenze ist hierbei eben jenes p_{tol} , bei dem das gesamte Signal eliminiert wird. Es ist wünschenswert bei der Betrachtung des Signals nicht auf das ExtractSignal Makro zurückgreifen zu müssen, um dieses als mögliche Fehlerquelle auszuschließen und unabhängig von dessen Analyse zu klären, für welchen Parameter das tatsächliche ω -Signal auf null abgefallen ist. Wie viele ω eliminiert werden, kann mit Hilfe der Winkelverteilung der tatsächlichen ω (siehe Abb. 2.8a) bestimmt werden, indem die jeweilige Cutfunktion über die Verteilung gelegt wird und die Kandidaten, welche über dieser Funktion liegen, summiert werden. Das Verhältnis zu den insgesamt in dieser Verteilung vorhandenen Kandidaten gibt dann an, welcher Anteil der ω für diesen Winkel durch die Anwendung des entsprechenden Winkelcuts eliminiert wurde. Mit Hilfe dieses Verfahrens kann jedoch nur geklärt werden, wie viele Kandidaten jeder einzelne Cut eliminiert. In früheren Betrachtungen wurde bereits die gegenseitige Beeinflussung der Winkelcuts angesprochen, über die mit den vorliegenden Informationen keine Aussage gemacht werden kann. Um dennoch eine Abschätzung des sinnvollen p_{tol} -Intervalls machen zu können, kann hier derjenige Fall angenommen werden, in dem die größtmögliche Anzahl an Kandidaten nach der Anwendung aller Cuts eliminiert wird. Dies ist genau dann der Fall, wenn sich die Cutfunktionen nicht gegenseitig beeinflussen. Eliminiert der i -te cut den Anteil R_i der tatsächlichen ω , so ist das Verhältnis R_{tot} der durch alle cuts eliminierten ω gegeben durch

$$R_{\text{tot}} = \prod_{i=1}^9 R_i. \quad (2.10)$$

Die einzelnen R_i werden nun für verschiedene p_{tol} bestimmt. Abb. 2.15 zeigt $1 - R_i$ aufgetragen gegen p_{tol} .

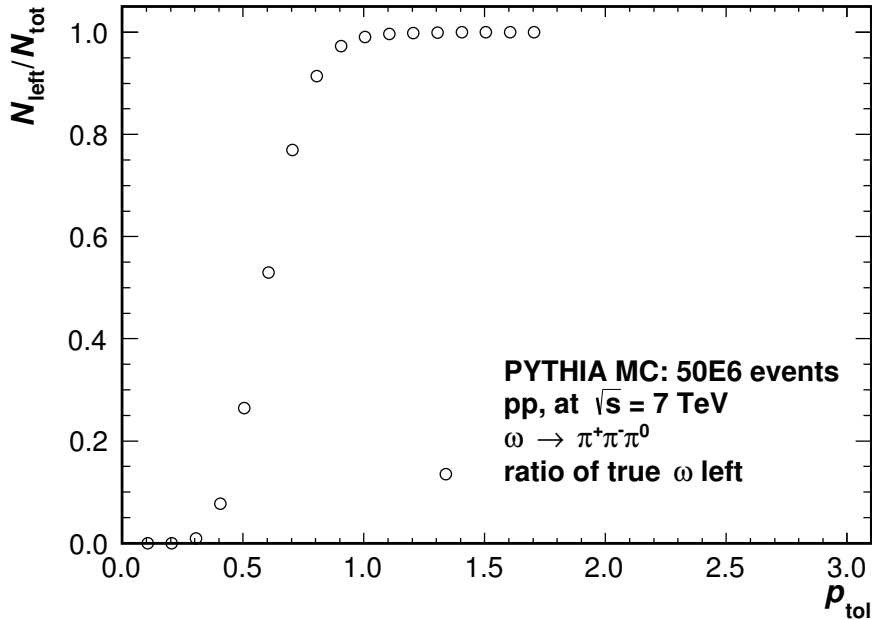


Abbildung 2.15: Abfall des ω -Signals für den angenommenen Fall, dass die cuts sich nicht gegenseitig beeinflussen, in Abhängigkeit der Cuttoleranz p_{tol}

Es ist zu erkennen, dass ab ca. $p_{\text{tol}} = 1$ das Signal zu fallen beginnt und bis ca. $p_{\text{tol}} = 0,3$ fast alle ω durch die cuts eliminiert werden. Da hier eben jener Fall angenommen wurde, in dem am meisten ω eliminiert werden, ist der tatsächliche Verlauf durch die gegenseitige Beeinflussung vermutlich flacher. Die größte untere Grenze kann also zu $p_{\text{tol}} = 0,3$ abgeschätzt werden. Für das so bestimmte Intervall ist also prinzipiell eine Verbesserung von R_{SB} möglich, da hier die Mindestvoraussetzungen erfüllt sind, nämlich, dass zum einen die Massen der Kandidaten im Massenbereich des ω liegen und zum anderen das Signal nicht vollständig eliminiert wird.

Ob jedoch R_{SB} verbessert wird, hängt vom tatsächlichen Verlauf des kombinatorischen Hintergrunds ab. Wieviel kombinatorischer Hintergrund bei gegebener Toleranz eliminiert wird, kann jedoch im Rahmen dieser Diskussion nicht geklärt werden. Zwar liegen hier die Winkelverteilungen der Kandidaten vor, jedoch wurden für die Kandidaten während der Simulation zuvor der η -Cut angewendet, wodurch diese Winkelverteilungen nicht mit der tatsächlichen ω Verteilung vergleichbar sind. Zukünftig sollten deshalb noch weitere Simulationen einzelner ω durchgeführt werden, bei denen zuvor geprüft wird, ob deren Zerfallsprodukte die Bedingung des η -cuts erfüllen.

An dieser Stelle können deshalb nur Vermutungen angestellt werden, wieso sich R_{SB} im gegebenen Intervall kaum verbessert. Die Betrachtungen der abgelehnten Kandidaten hatten gezeigt, dass für $p_{\text{tol}} > 1,0$ kaum Kandidaten im relevanten Massenbereich um den ω -Peak eliminiert werden. Dies trifft also offensichtlich auch auf den kombinatorischen Hintergrund zu, welcher demnach ebenfalls wie das Signal ab $p_{\text{tol}} = 1,0$ im relevanten Massenbereich zu fallen beginnen sollte. Fällt dieser schneller als das Signal ab, so verbessert sich die Signal-to-Background ratio. Da geringfügige Verbesserungen von R_{SB} beobachtet wurden, kann vermutet werden, dass der Hintergrund für diese Toleranzen nur geringfügig schneller fällt als das Signal. Der Vergleich der Winkelverteilungen hatte zwar gezeigt, dass viele Kandidaten eliminiert werden, bei denen es sich offensichtlich nicht um ω handelt, diese Elimination passiert jedoch hauptsächlich in hohen invarianten Massenbereichen, weshalb die Erwartungen an den Cut verfehlt werden.

FAZIT UND AUSBLICK

In dem letzten Kapitel dieser Arbeit soll noch einmal das Vorgehen und die Ergebnisse der durchgeführten Analyse kurz zusammengefasst werden. Anschließend sollen in einem Ausblick mögliche zukünftige Untersuchungen und Verbesserungen erläutert werden, für welche im begrenzten zeitlichen Rahmen dieser Arbeit kein Platz mehr gefunden werden konnte.

3.1 ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die bei einer pp-Kollision mit $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ entstehenden ω -Mesonen untersucht. Diese mussten zunächst über die Invariant Mass Method rekonstruiert werden, wobei in diesem Fall die Rekonstruktion über den Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ durchgeführt wurde. Als Datengrundlage dienten hierbei $5,05 \cdot 10^6$ mit Hilfe von PYTHIA simulierte Kollisionsergebnisse. Die mit Hilfe des von der PCG bereitgestellten ExtractSignal Makro durchgeführte Extraktion des Signals der ω -Mesonen wurde erläutert und die Peaks bei der Masse des ω sind in den untersuchten p_T -bins zwischen 1,0 und 18,0 GeV/c gut zu erkennen. Für höhere Transversalimpulse konnte ein Peak jedoch nicht mehr aufgelöst werden, da die Statistik hier nicht ausreichte.

Rekonstruktion ohne cut

Im nächsten Abschnitt wurde die Zerfallskinetik des ω -Mesons näher untersucht. Hierzu wurden mit PYTHIA $50 \cdot 10^6$ einzelne ω -Mesonen mit $p_T \leq 25 \text{ GeV}$ simuliert und anschließend die p_T Abhängigkeit der neun Winkel des $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ Zerfalls bestimmt. Aus den so erhaltenen Winkelverteilungen konnten dann Exponentialfunktionen angefitet werden, welche den maximal auftretenden Winkel in Abhängigkeit von p_T beschreiben. Die sich so ergebenden funktionalen Zusammenhänge wurden anschließend als Cutfunktionen in die Simulationen der pp-Kollision implementiert.

Extraktion der kinematischen cuts

Nach der Implementierung der kinematischen cuts wurden diese anschließend für elf verschiedene Toleranzen angewendet und das Signal erneut extrahiert. Für die so erhaltenen Signale wurde anschließend jeweils die Signal-to-Background Ratio R_{SB} bestimmt und für zwei Parameter direkt mit R_{SB} der Peaks, bei denen zuvor kein cut angewendet wurde, in den jeweiligen p_T -bins verglichen. Hier zeigte sich zum einen ein Anstieg von R_{SB} mit zunehmendem p_T , jedoch auch die gleichzeitige Zunahme an Fluktuationen, welche sich auf die Abnahme der Statistik zurückführen lassen. Für niedrige $p_T < 8 \text{ GeV}/c$ konnten minimale Verbesserungen von R_{SB} durch die Anwendung der cuts festgestellt werden, welche jedoch die vorherigen Erwartungen an die mögliche Verbesserung nicht erfüllten.

Rekonstruktion mit cut

Diese geringe Verbesserung war dann die Grundlage des folgenden Abschnitts: Hier wurde zunächst ein Parameterintervall angegeben, in dem eine Verbesserung von R_{SB} überhaupt erst möglich ist. Ferner wurde erörtert, dass der Hintergrund im relevanten p_{tol} -Intervall vermutlich nur geringfügig schneller als das Signal abfällt und sich deshalb R_{SB} auch nur geringfügig verbessert. Die anfängliche Betrachtung

der Winkelverteilung ließen zwar ein hohes Potential vermuten, die Rekonstruktion zu verbessern, jedoch stellte sich heraus, dass die implementierten cuts für große Toleranzen hauptsächlich Kandidaten im falschen Massenbereich beschneiden.

3.2 AUSBLICK

Diese Arbeit konnte einige Einblicke in die Untersuchungen bezüglich der ω -Rekonstruktion in pp-Kollisionen geben und das hier gewonnene Wissen kann so als Ausgangspunkt für viele weitere Untersuchungen dienen.

*Beschreibung des
Hintergrunds
verbessern*

Die Betrachtungen des kombinatorischen Hintergrunds hatten gezeigt, dass seine Form sich durch den aus dem event mixing gewonnenen Hintergrund zwar grob beschreiben lässt, jedoch dieser gerade in niedrigen Bereichen der invarianten Masse den tatsächlichen Hintergrund unterschätzte. So blieb nach der Subtraktion des Hintergrunds zumeist nicht ein Resthintergrund linearer Form übrig, wie durch den anschließenden Fit mit einer linearen Funktion angenommen, sondern vielmehr ein Resthintergrund, dessen Form sich am ehesten mit einem Polynom höher Ordnung beschreiben ließe. Diese nicht vollständige Beschreibung des kombinatorischen Hintergrunds durch das event mixing lässt weitere Korrelationen vermuten, welche im Rahmen dieser Analyse nicht berücksichtigt wurden. Dementsprechend sind weitere Untersuchungen nötig, um diese Korrelationen zu identifizieren und so die Beschreibung des kombinatorischen Hintergrunds weiter zu verbessern und auf diese Weise den Resthintergrund zu minimieren.

*Fehleranalyse
durchführen*

Da die Untersuchung von R_{SB} größer werdende Fluktuationen mit zunehmendem p_T aufwies, ist eine genaue Fehleranalyse, welche im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte, ein logischer nächster Schritt, um das Vertrauen in die Ergebnisse dieser Arbeit auch quantitativ zu bestimmen. Qualitative Aussagen waren hier jedoch auch ohne eine vollständige Fehleranalyse möglich. Ferner sollten die in der Diskussion gemachten Vermutungen, warum R_{SB} sich nur geringfügig verbessert, in weiteren dafür geeigneten Untersuchungen geprüft werden.

*Detektoreffekte
berücksichtigen*

Da in dieser Arbeit lediglich die Akzeptanz des Detektors berücksichtigt wurde, könnte die Simulation in Zukunft schrittweise weiter an reale Detektoren und die Rekonstruktion, wie sie tatsächlich durchgeführt wird, angeglichen werden. So könnten bspw. die π^0 ebenfalls zunächst über $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ rekonstruiert und auch Konversionseffizienzen berücksichtigt werden. Interessant ist hierbei, wie sich diese Änderungen auf die Signalextraktion auswirken und z.B. unter diesen nicht als ideal angenommenen Bedingungen die angewendeten cuts die Rekonstruktion durchaus verbessern könnten.

*Weitere cuts
implementieren*

In dieser Arbeit wurden zwar nur die Winkel zwischen den Zerfallsprodukten des ω für cuts verwendet, jedoch könnten auch andere kinematische cuts, oder auch cuts, welche nicht auf kinematischen Größen beruhen, implementiert sowie ihre Auswirkungen auf die Rekonstruktion analysiert und dokumentiert werden. Auch die Kombination verschiedener Cutvarianten könnte hier zu einer Verbesserung beitragen. An dieser Stelle sollen deshalb bereits kurz zwei weitere Zusammenhänge des ω -Zerfalls gezeigt werden, welche ebenfalls aus der PYTHIA Simulation von $50 \cdot 10^6$ einzelnen ω -Mesonen extrahiert wurden.

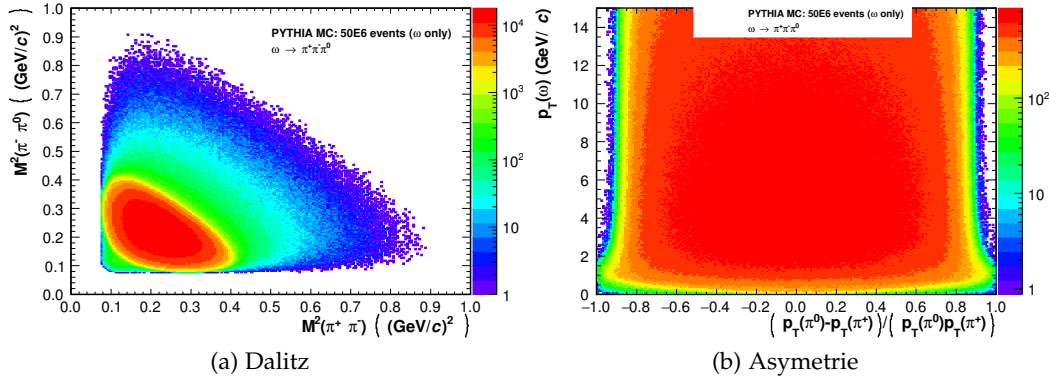


Abbildung 3.1: Dalitz-Diagramm und Asymmetrie-Diagramm als Ausblick für mögliche weitere kinematische cuts.

Abb. 3.1a zeigt ein sog. *Dalitz-Diagramm* für den $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ Zerfall. In diesem zweidimensionalen Histogramm sind auf den beiden Achsen jeweils die Quadrate der invarianten Massen zweier Zerfallsprodukte aufgetragen (in diesem Falle $M^2(\pi^+ \pi^-)$ und $M^2(\pi^- \pi^0)$) und die sichtbaren Grenzen der sich so ergebenden Verteilung sind durch die Kinematik des Dreikörperzerfalls bestimmt [Wue05, vgl. Kap. 1.1]. Hier ist es denkbar, eben diese Grenzen für die Extraktion neuer cuts zu verwenden und deren Auswirkungen auf die ω -Rekonstruktion zu untersuchen. Abb. 3.1b zeigt die Asymmetrie der Verteilung des Transversalimpulses auf zwei der drei Zerfallsprodukte (hier π^+ und π^-) in Abhängigkeit von $p_T(\omega)$. Auch hier bleibt zu klären, inwiefern sich diese Symmetriebetrachtungen in die Rekonstruktion in Form von cuts implementieren lassen.

In ferner Zukunft ist es desweiteren denkbar, den zur Simulation der pp-Kollision und die anschließende Kombination der Zerfallsprodukte des ω geschriebenen Code zunehmend zu verallgemeinern. Da der Ablauf hier stets nach dem gleichen Schema abläuft, wäre es z.B. möglich, ein Framework aufzusetzen, welches es erlaubt, für verschiedene Mesonen, Zerfälle und Kollisionsenergien sowohl die invarianten Massenverteilungen zu produzieren, als auch gleichzeitig die Zerfallskinematiken des tatsächlichen Mesonenzerfalls zu untersuchen. Dies könnte die Suche und anschließende Implementierung möglicher cuts erleichtern und so für verschiedene Anwendungsbereiche eingesetzt werden. Eine Überarbeitung des ExtractSignal Makro, speziell optimiert für die Rekonstruktion der ω Mesonen, sollte ebenfalls in Zukunft durchgeführt werden.

Alles in allem erwiesen sich die durchgeführten PYTHIA Simulationen als mächtiges Werkzeug um zum einen neue Cutvarianten zu finden, zum anderen deren Erfolg bei der Rekonstruktionsverbesserung in dieser idealisierten Umgebung zu bestimmen. Diese Informationen können so anschließend genutzt werden, um besonders erfolgsversprechende cuts bei der Rekonstruktion der ω aus tatsächlichen Detektordaten anzuwenden und diese so zu verbessern.

*Framework
aufsetzen und
ExtractSignal
verbessern*

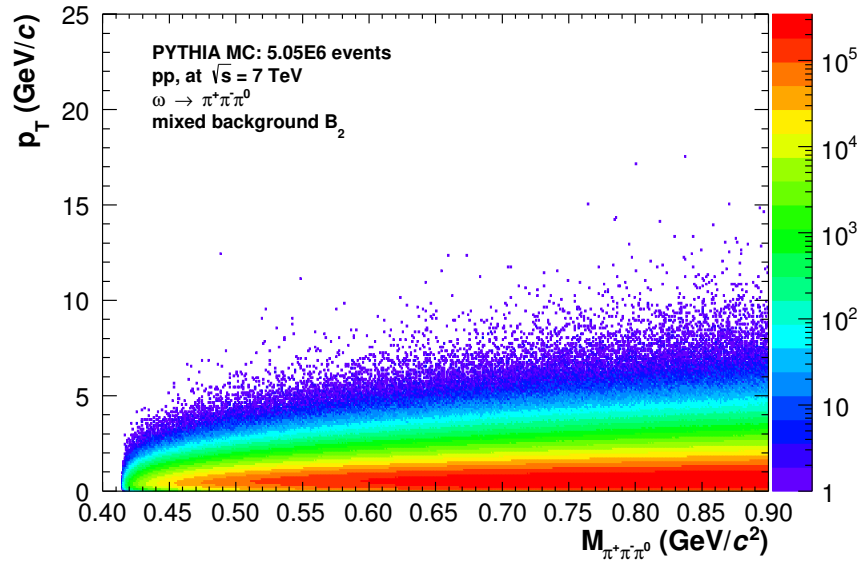


Abbildung A.1: Invariante Massenverteilung der zweiten Hintergrundgruppe, in der das π^0 und das π^+ korrelieren.

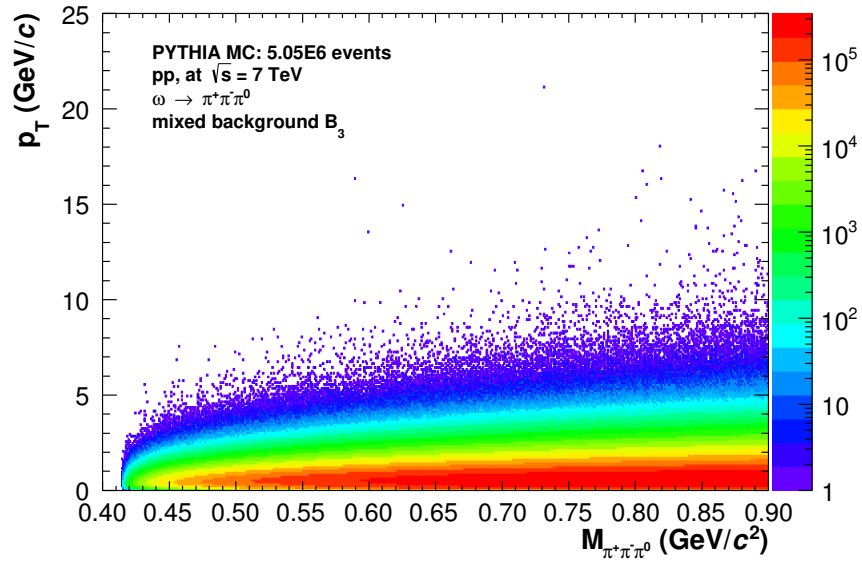


Abbildung A.2: Invariante Massenverteilung der dritten Hintergrundgruppe, in der das π^0 und das π^- korrelieren.

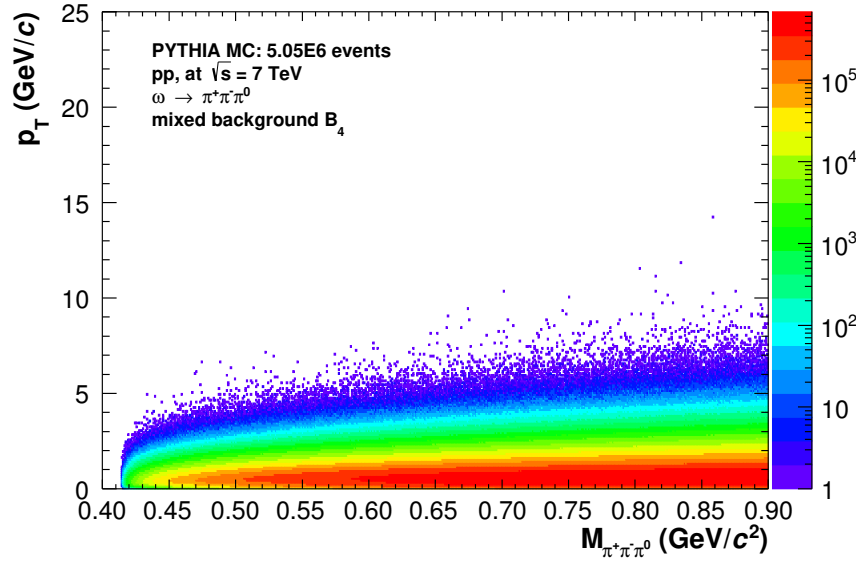


Abbildung A.3: Invariante Massenverteilung der vierten Hintergrundgruppe, in der keine der Pionen korrelieren.

Tabelle A.1: Übersicht der wichtigsten für die Extraktion des Signals mit dem Macro ExtractSignal verwendeten Parameter und Einstellungen.

PARAMETER	WERT (GeV/c^2)	BESCHREIBUNG
fPeakRange	0,75 – 0,85	Intervall in dem der Peak erwartet wird.
fBGFitRange	0,84 – 0,86	Das für die Skalierung verwendete Integrationsintervall des Hintergrunds rechts vom Peak.
fBGFitRangeLeft	0,74 – 0,75	Das für die Skalierung verwendete Integrationsintervall des Hintergrunds links vom Peak.
fMesonIntRange	0,74 – 0,83	Integrationsintervall zur Bestimmung der Mesonenausbeute (normal).
fMesonIntRangeWide	0,72 – 0,83	Integrationsintervall zur Bestimmung der Mesonenausbeute (breit).
fMesonIntRangeNarrow	0,77 – 0,81	Integrationsintervall zur Bestimmung der Mesonenausbeute (schmal).
fMesonMassRange	0,65 – 0,89	Das für die Plots verwendete invariante Massenintervall.
fMesonFitRange	0,70 – 0,85	Das für den Gaussfit verwendete invariante Massenintervall.

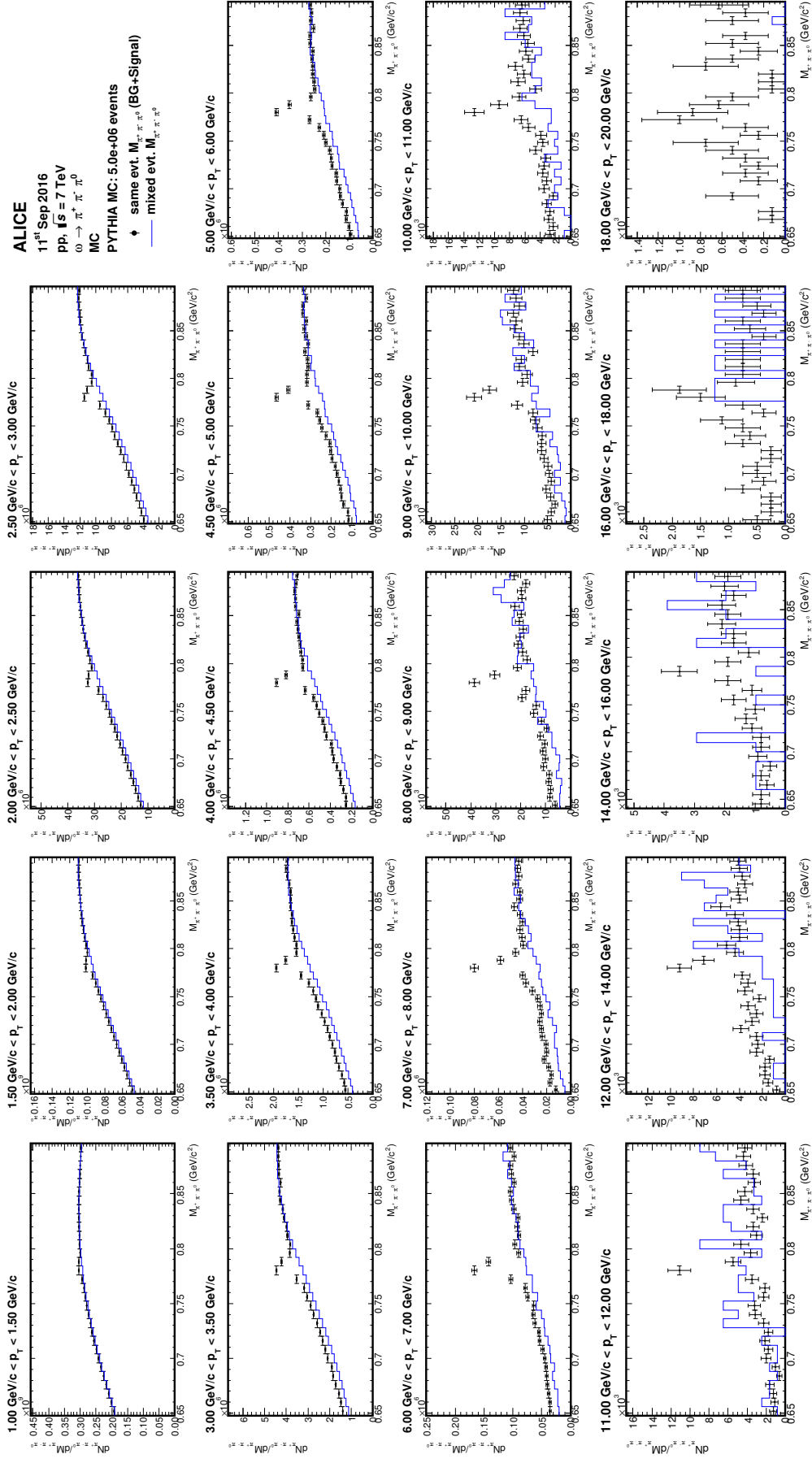


Abbildung A.4: Signal+Hintergrund in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tot}} = 1, 0$. Der durch das event mixing erhaltene und anschließend anskalierte Hintergrund ist in blau eingezeichnet.

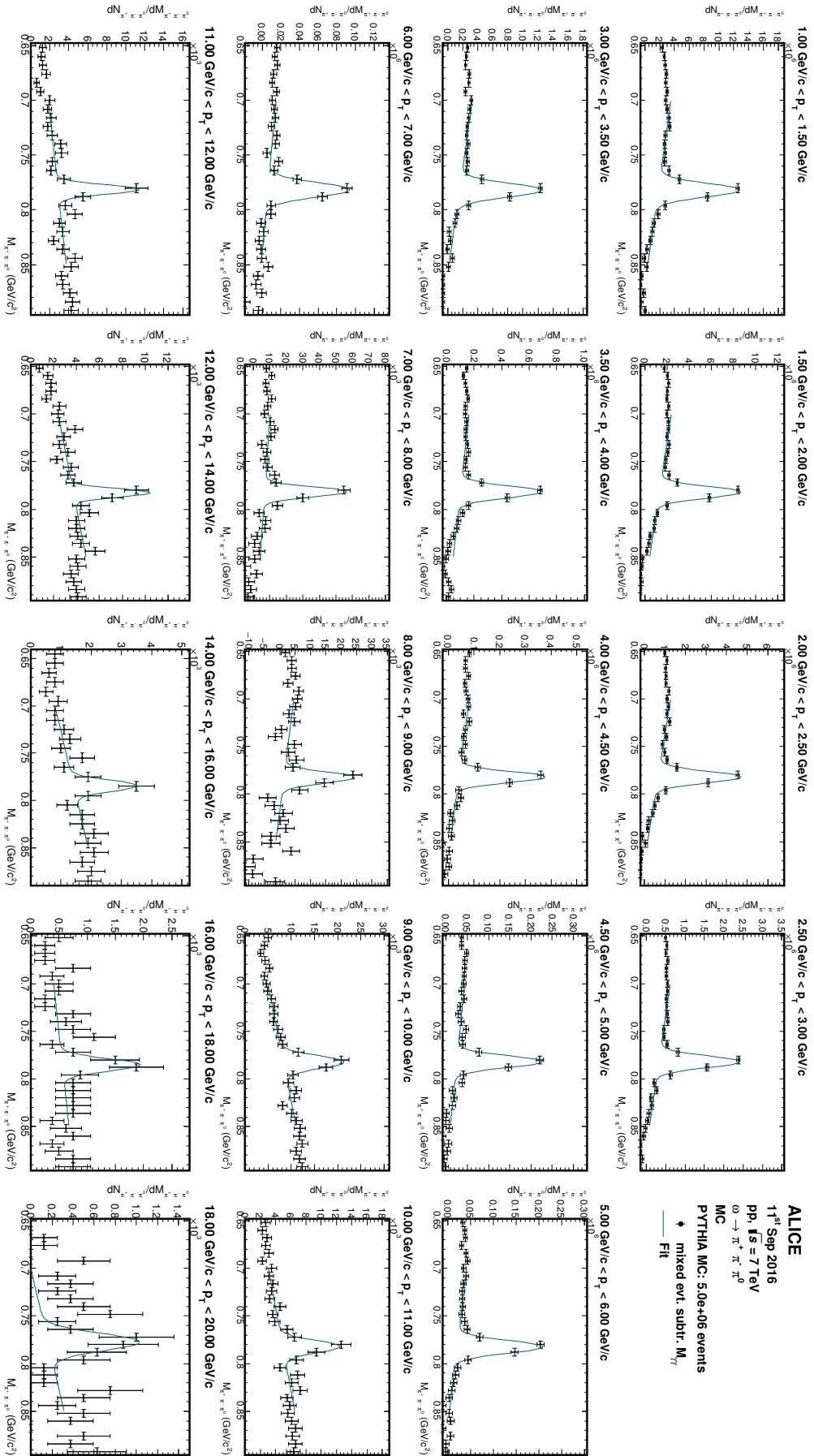


Abbildung A.5: Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{col}} = 1, 0$ nach dem Abzug des Hintergrunds. Der Gaussfit und die für den Resthintergrund angefitete lineare Funktion sind beide in türkis eingezeichnet.

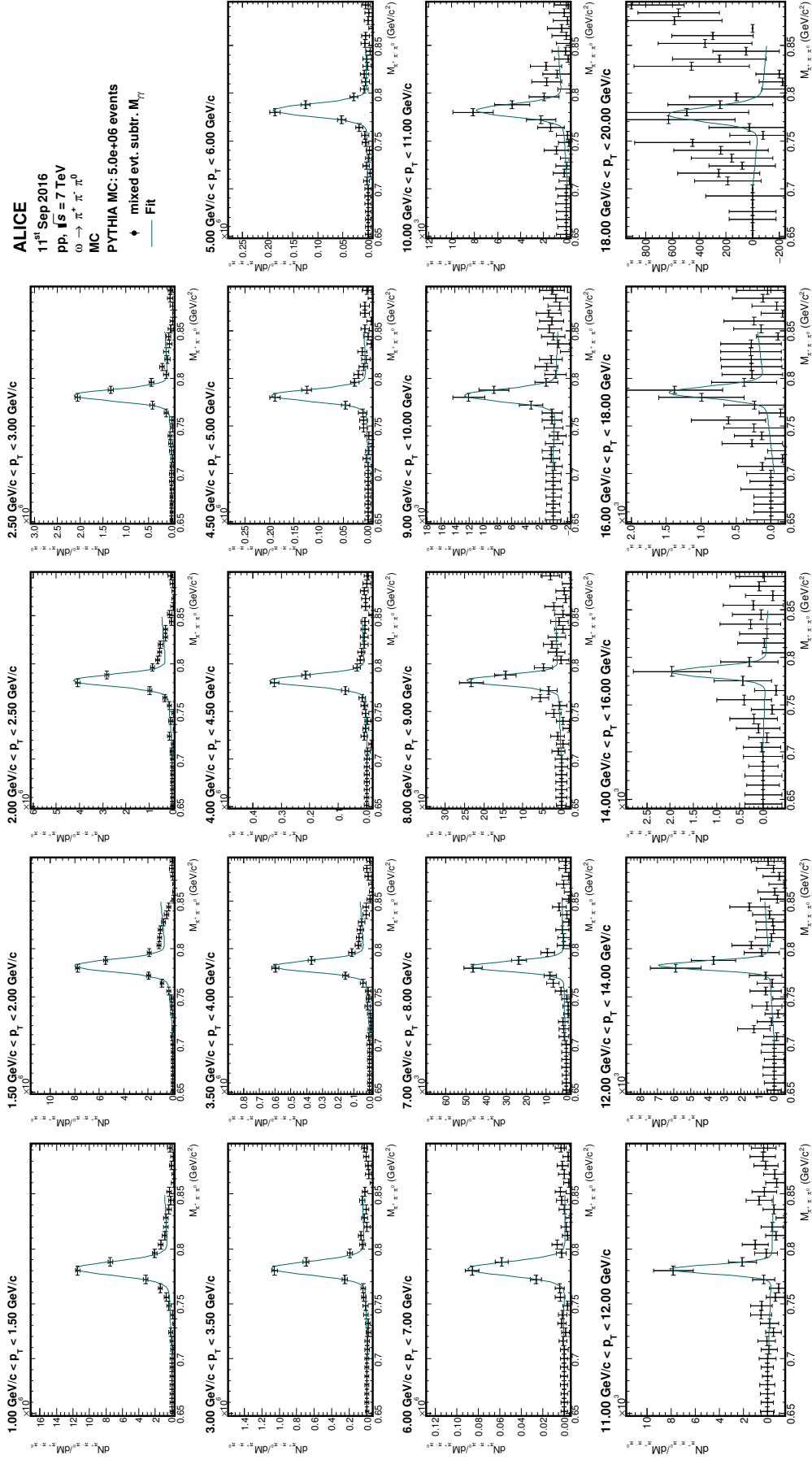


Abbildung A.6: Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tot}} = 1,0$ nach dem Abzug von Hintergrund und Resthintergrund. Die Beschreibung des Peaks mit einem Gaussfit ist in türkis eingezeichnet.

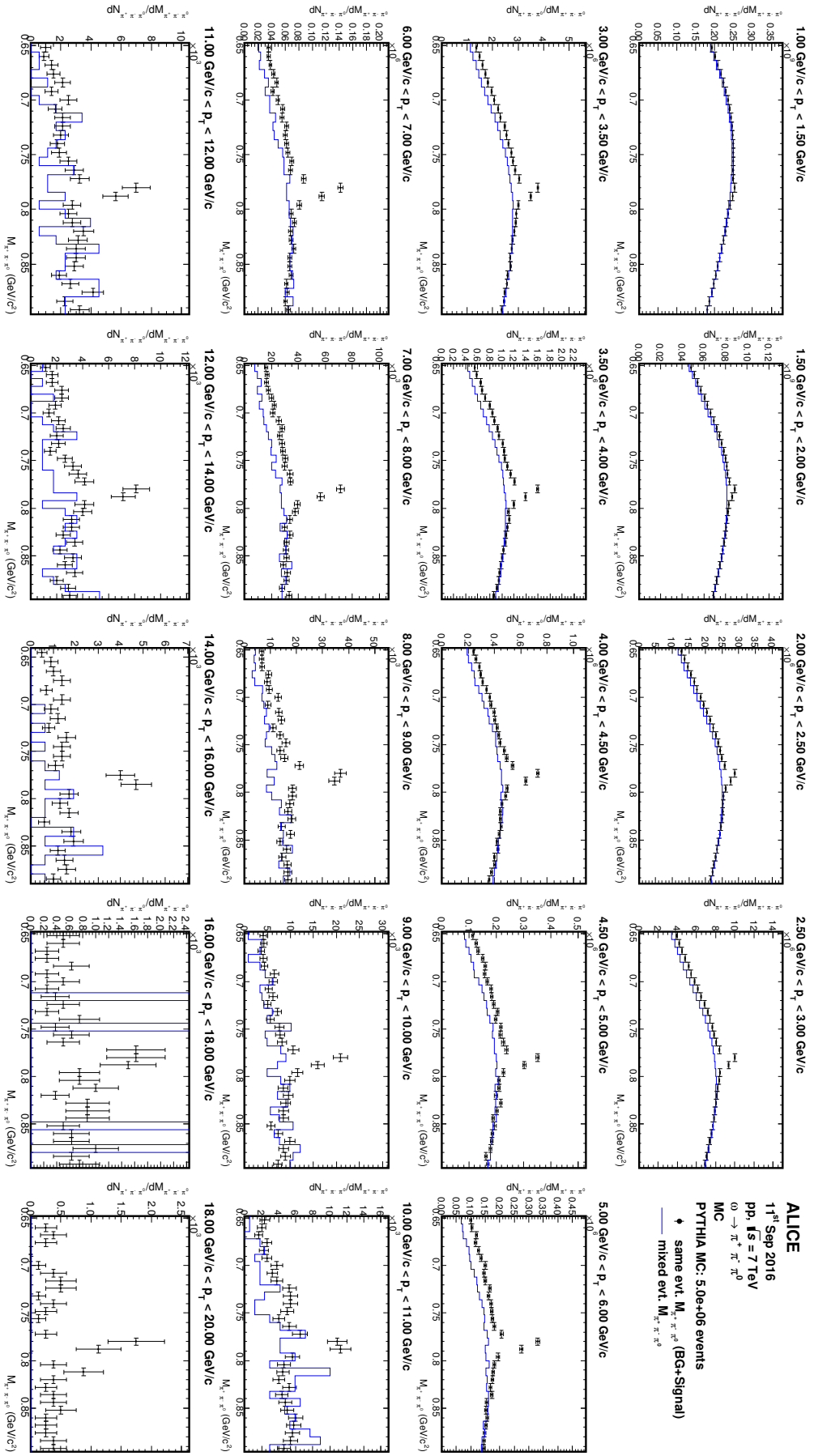


Abbildung A.7: Signal+Hintergrund in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{rel}} = 0,8$. Der durch das event mixing erhaltene und anschließend anskalierte Hintergrund ist in blau eingezeichnet.

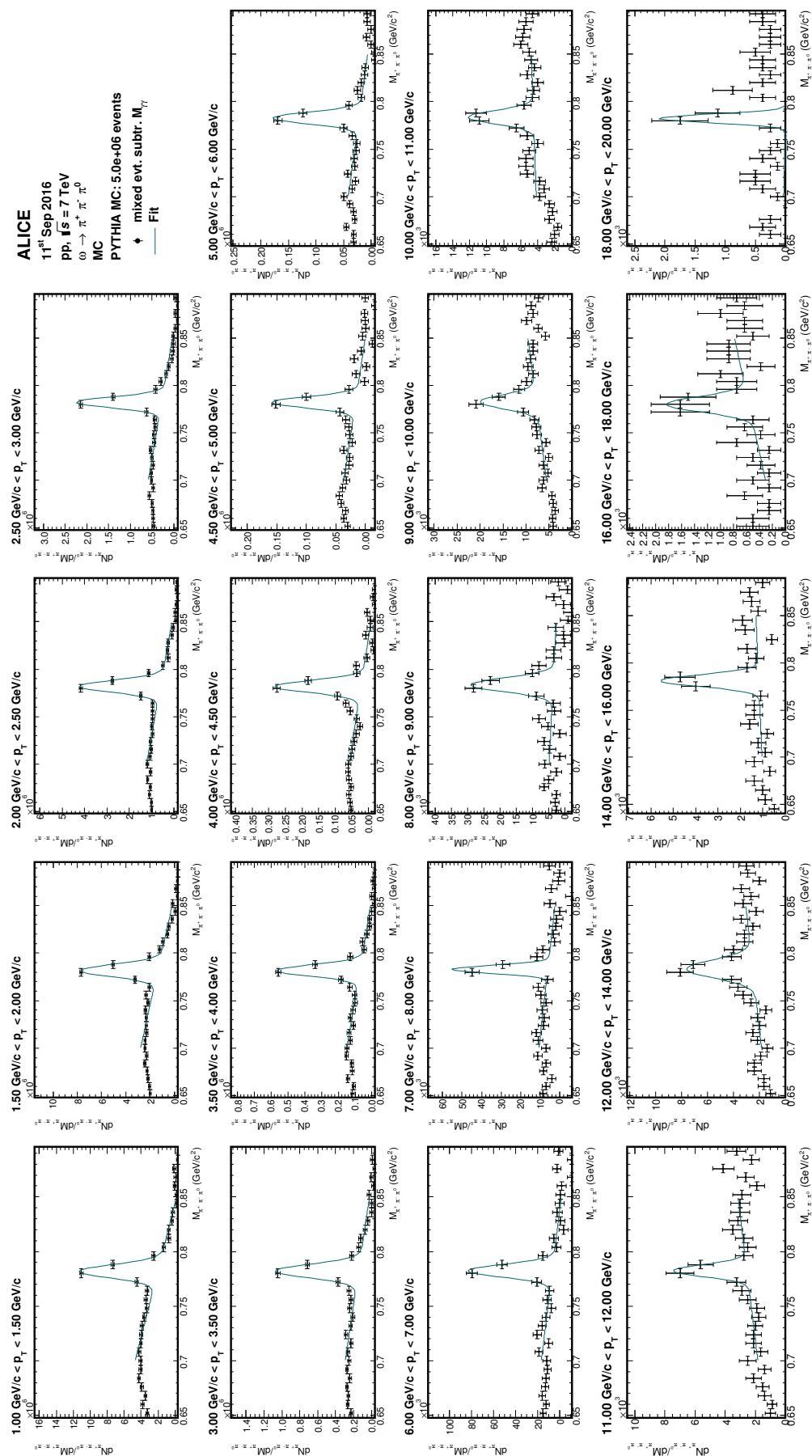


Abbildung A.8: Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tot}} = 0,8$ nach dem Abzug des Hintergrunds. Der Gaussfit und die für den Resthintergrund angefitzte lineare Funktion sind beide in türkis eingezeichnet.

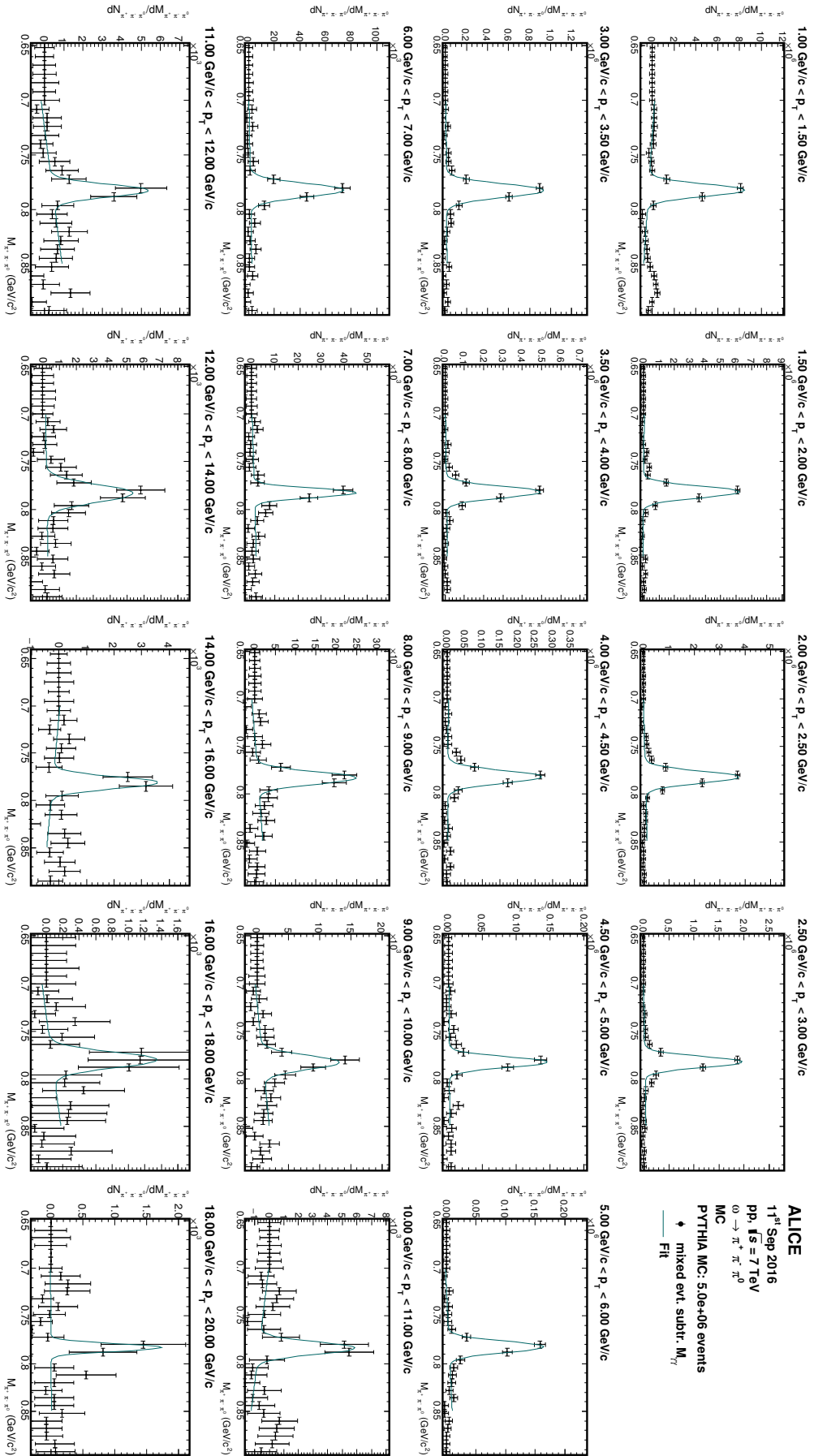


Abbildung A.9: Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{rel} = 0,8$ nach dem Abzug von Hintergrund und Resthintergrund. Die Beschreibung des Peaks mit einem Gaussfit ist in türkis eingezeichnet.

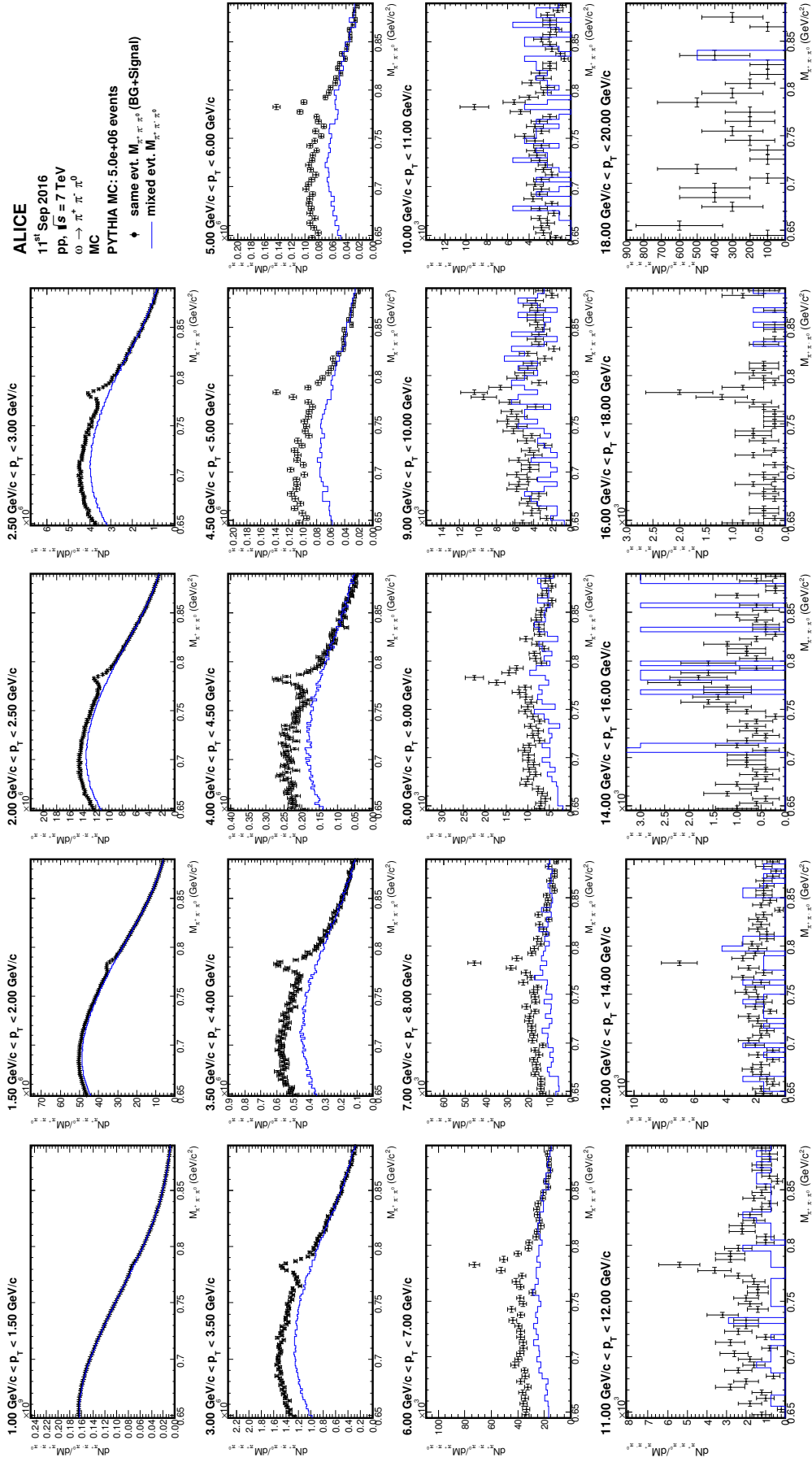


Abbildung A.10: Signal+Hintergrund in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{tol}} = 0,6$. Der durch das event mixing erhaltene und anschließend anskalierte Hintergrund ist in blau eingezeichnet.

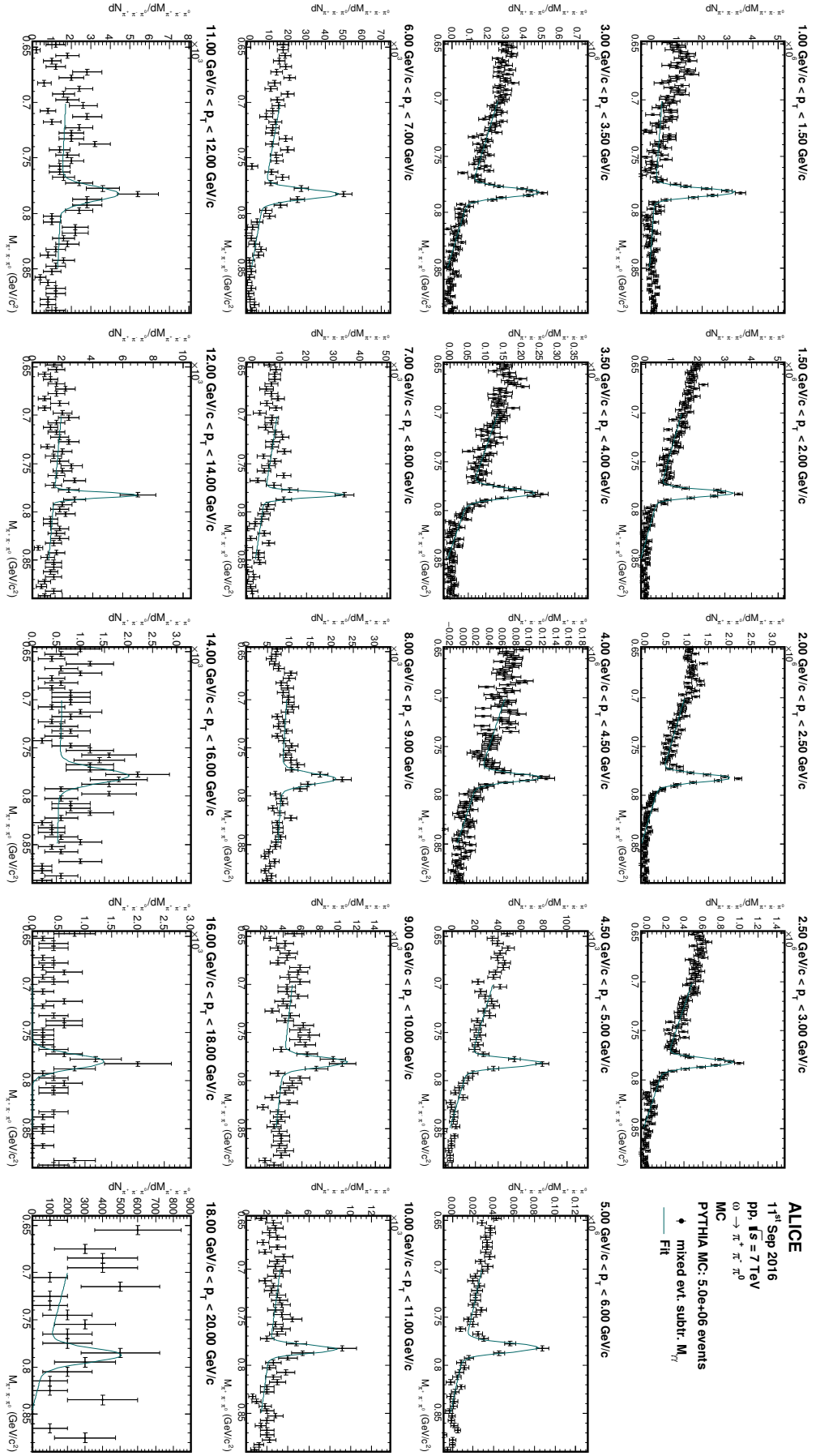


Abbildung A.11: Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{\text{col}} = 0,6$ nach dem Abzug des Hintergrunds. Der Gaussfit und die für den resthintergrund angefitete lineare Funktion sind beide in türkis eingezeichnet.

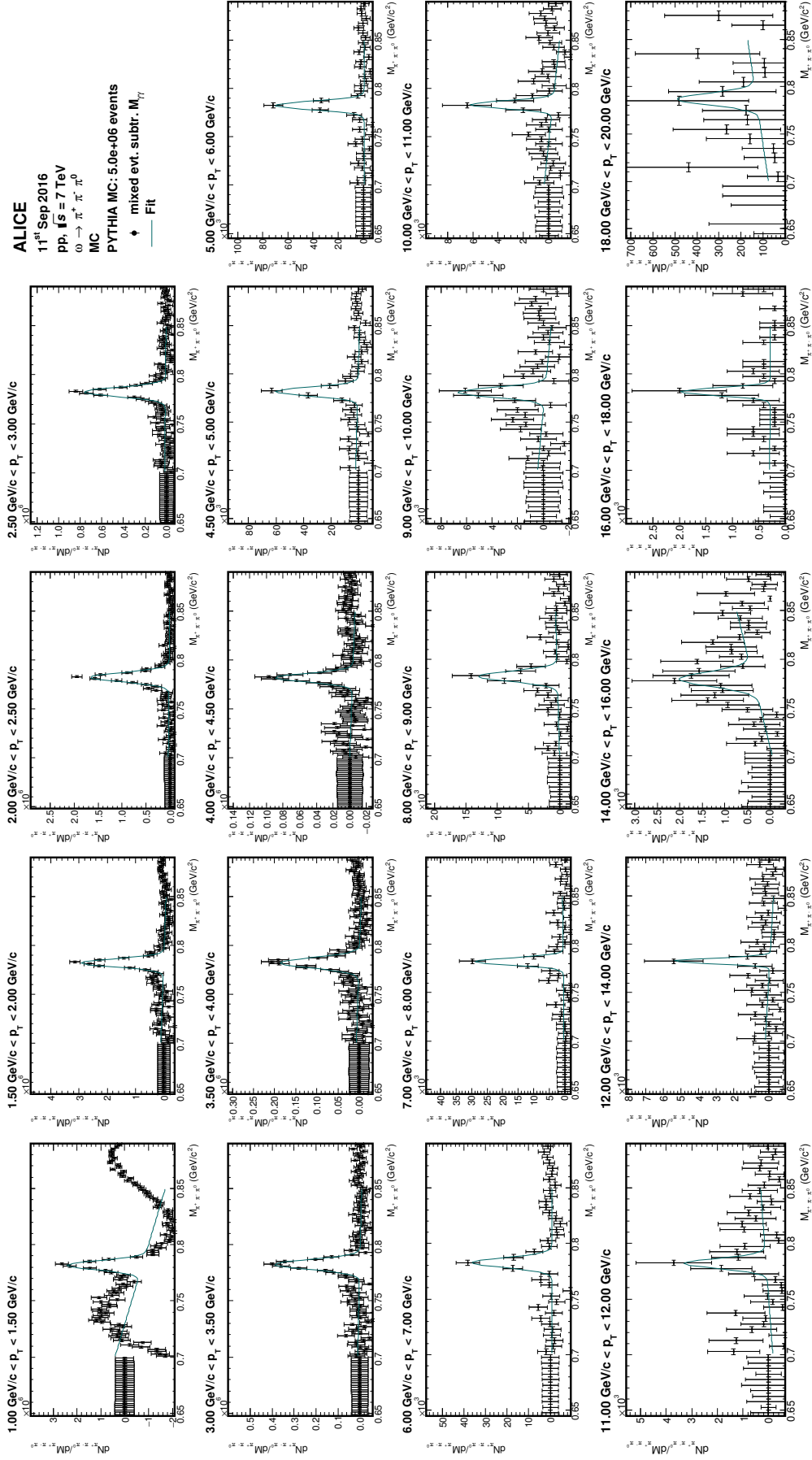


Abbildung A.12: Massenverteilung in verschiedenen p_T -bins für $p_{T0} = 0,6$ nach dem Abzug von Hintergrund und Resthintergrund. Die Beschreibung des Peaks mit einem Gaussfit ist in türkis eingezeichnet.

LITERATUR

- [Aam+10] K. Aamodt, F. Bock, P. Gonzalez, M. Ivanov und K. Koch. *Documentation of the Analysis Software of the Conversion Group*. Techn. Ber. 2010.
- [ALI14] ALICE Collaboration. "Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC". In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2014), So8002–So8002. ISSN: 1748-0221. DOI: [10.1142/S0217751X14300440](https://doi.org/10.1142/S0217751X14300440). arXiv: [1402.4476](https://arxiv.org/abs/1402.4476). URL: [http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08002%5Cbackslash\\$http://arxiv.org/abs/1402.4476%5Cbackslash\\$http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X14300440](http://iopscience.iop.org/1748-0221/3/08/S08002%5Cbackslash$http://arxiv.org/abs/1402.4476%5Cbackslash$http://dx.doi.org/10.1142/S0217751X14300440).
- [Ber+12] J. Beringer et al. "Review of Particle Physics". In: *Beringer, J. et al.* 86.1 (2012), S. 10001. ISSN: 1550-7998. DOI: [doi:10.1103/physrevd.86.010001](https://doi.org/10.1103/physrevd.86.010001). arXiv: [0402007](https://arxiv.org/abs/0402007) [gr-qc]. URL: [citeulike-article-id:12074247%5Cbackslash\\$http://dx.doi.org/10.1103/physrevd.86.010001](https://arxiv.org/abs/0402007).
- [Bič14] L'uboš Bičian. *Reconstruction of neutral mesons using photon conversions*. Project Report. CERN Summer Student Programme, 2014. URL: cds.cern.ch/record/1757521/files/main.pdf.
- [Cor+06] Thomas Cormier, Christian Wolfgang Fabjan, Lodovico Riccati und Hans de Groot. *ALICE electromagnetic calorimeter: addendum to the ALICE technical proposal*. Techn. Ber. CERN-LHCC-2006-014. CERN-LHCC-96-32-ADD-3. Geneva: CERN, März 2006. URL: <http://cds.cern.ch/record/932676>.
- [Dem14] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Berlin u.a.: Springer Spektrum, 2014.
- [Kle04] C. Klein-Bösing. *Production of Neutral Pions and Direct Photons in Ultra-Relativistic Au + Au Collisions*. 2004.
- [Kle13] C. Klein-Bösing. *Study of the Quark-Gluon Plasma with Hard and Electromagnetic Probes*. 2013.
- [Pov+14] B. Povh et al. *Teilchen und Kerne*. Berlin, Heidelberg: Springer Spektrum, 2014.
- [SR04] R. Santo und K. Reygers. "Notizen zur Kern-Teilchenphysik II". In: SS 2004. URL: <http://www.uni-muenster.de/Physik/KP/Lehre/KT2-SS04/>.
- [SMS06] T. Sjöstrand, S. Mrenna und P. Skands. "PYTHIA 6.4 physics and manual". In: *Journal of High Energy Physics* 2006.05 (2006), S. 026. URL: <http://stacks.iop.org/1126-6708/2006/i=05/a=026>.
- [SMS08] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna und Peter Skands. "A brief introduction to PYTHIA 8.1". In: *Computer Physics Communications* 178.11 (2008), S. 852–867. ISSN: 00104655. DOI: [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036). arXiv: [0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820).
- [Tho15] M. Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge: Cambridge Univ. Pr., 2015.
- [Vero8] E. Vercellin. "The ALICE experiment at the LHC". In: *Nuclear Physics A* 805.1-4 (2008), S. 511–518. ISSN: 03759474. DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2008.02.289](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2008.02.289).

- [Won94] C. Wong. *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*. Singapore: World Scientific Publishing, 1994.
- [Wue05] Adrian Wuethrich. "Dalitz Plots and Hadron Spectroscopy". In: *Thesis* 2005.May (2005), S. 87. arXiv: [0507058 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0507058). URL: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0507058>.

EIGENSTÄNDIGKEITSERKLÄRUNG

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel *Simulationen zur Optimierung der ω -Rekonstruktion in ALICE* selbständig verfasst habe, und dass ich keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt habe und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken – auch elektronischen Medien – dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind. Ich erkläre mich außerdem mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in einer Datenbank einverstanden.

Münster, September 2016

Florian Jonas