
Messung von ω -Mesonen in Proton-Blei-
Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ TeV mit ALICE

BACHELORARBEIT
am Institut für Kernphysik

vorgelegt von

NICOLAS STRANGMANN

Fachbereich Physik
Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Juni 2021

ERSTGUTACHTER: Prof. Dr. H. Büsching
ZWEITGUTACHTER: Prof. Dr. H. Appelshäuser

INHALTSVERZEICHNIS

0	EINLEITUNG	1
1	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	3
1.1	Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
1.1.1	Klassifizierung von Elementarteilchen	3
1.1.2	Hadronen	4
1.1.3	Wechselwirkungen im Standardmodell	6
1.2	Das Phasendiagramm der QCD	7
1.3	Teilchenkollisionen	9
2	EXPERIMENTELLER AUFBAU	13
2.1	Der Large Hadron Collider	13
2.2	Das ALICE Experiment	14
2.2.1	Die TPC Spurendriftkammer	16
2.2.2	Das EMCal Kalorimeter	17
2.3	Das Analyseframework	18
3	ANALYSE	19
3.1	Verwendete Daten und Monte-Carlo-Simulationen	19
3.2	Messung der geladenen Pionen	22
3.3	Messung der neutralen Pionen	25
3.3.1	Detektion der Photonen	25
3.3.2	Rekonstruktion der neutralen Pionen	26
3.4	Signalextraktion	28
3.4.1	Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes	29
3.4.2	Die Masse des ω -Mesons	33
3.4.3	Das unkorrigierte p_T -Spektrum	34
3.5	Korrekturen des Spektrums	35
3.5.1	Die geometrische Akzeptanz	35
3.5.2	Die Effizienz der Messung	37
3.5.3	Das korrigierte p_T -Spektrum	39
3.5.4	Der Wirkungsquerschnitt	39
3.6	Statistische und systematische Unsicherheiten	40
3.7	Skalierung der Referenzmessung	44
4	ERGEBNISSE	47
5	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	49
A	ANHANG	51
A.1	Kinematische Größen der Teilchenphysik	51
A.2	Zusätzliche Abbildungen	52
	LITERATUR	59

ABKÜRZUNGEN

ALICE	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
BNL	Brookhaven National Laboratory
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CGC	Color Glass Condensate
CMS	Compact Muon Solenoid
CNM	Cold Nuclear Matter
DCA	Distance of Closest Approach
DCal	Di-Jet Calorimeter
DPM	Dual-Parton-Modell
EMCal	Electromagnetic Calorimeter
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
ITS	Inner Tracking System
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	LHC beauty
MB	Minimum Bias
MC	Monte-Carlo
PbPb	Blei-Blei
PHOS	Photon Spectrometer
pp	Proton-Proton
pPb	Proton-Blei
pQCD	perturbative Quantenchromodynamik
QCD	Quantenchromodynamik
QED	Quantenelektrodynamik
QGP	Quark-Gluonen-Plasma
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider
SDD	Silicon Drift Detector
SPD	Silicon Pixel Detector
SSD	Silicon Strip Detector
TPC	Time Projection Chamber



EINLEITUNG

Auf der Suche nach den elementaren Bausteinen unseres Universums sind die Menschen im Laufe der Jahrtausende zu immer kleineren Dimensionen vorgedrungen. Bereits im 5. Jahrhundert v. Chr. wurde von Philosophen im antiken Griechenland das Konzept kleinster, unteilbarer Atome (vom griechischen *átomos*, unzerlegbar) eingeführt. Jedoch dauerte es noch bis in die Neuzeit, dass sich Chemiker und Physiker von den Elementen der Alchemie (Luft, Wasser, Erde, Feuer) trennen konnten [Sie02] und immer mehr Indizien für das Atommodell, von kleinsten unteilbaren Teilchen, fanden. Erst zu Beginn des 20. Jahrhunderts konnte die Existenz von Atomen vollends nachgewiesen werden.

Doch ihre Position als kleinste Teilchen hielten sie nicht lange, da spätestens die Versuche von Rutherford im Jahr 1911 zeigten, dass selbst Atome eine innere Struktur besitzen und somit nicht elementar sind [Rut11]. Etwa 20 Jahre später stellte sich wiederum heraus, dass die von Rutherford entdeckten Atomkerne selbst aus Protonen und Neutronen zusammen gesetzt sind [Cha65].

In der Mitte des 20. Jahrhunderts wurden dann in Teilchenbeschleunigern mit zunehmender Geschwindigkeit neue Teilchen gefunden, die sich nicht auf die bisher vermeintlich elementaren Bausteine (Proton, Neutron, Elektron) zurückführen ließen. Dieser stetig anwachsende *Teilchenzoo* konnte schließlich durch das sogenannte Standardmodell geordnet werden. Dieses basiert auf der Existenz von Quarks, die allerdings unter Normalbedingungen nie einzeln, sondern immer in Paaren von zwei oder drei Quarks vorkommen.

In modernen Teilchenbeschleunigern wie dem LHC¹ können jedoch Bedingungen erzeugt werden, unter denen quasifreie Quarks innerhalb eines Quark-Gluonen-Plasmas (QGP) vermutet werden. Dafür werden schwere Atomkerne auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt, um sie dann in Experimenten entlang des 27 Kilometer langen Ringes kollidieren zu lassen.

Neben der Untersuchung des QGP's zielen Experimente, wie das dieser Arbeit zugrundeliegende ALICE² Experiment, auch auf ein besseres Verständnis der Kernmaterie selbst ab. Die Eigenschaften von Kernmaterie, also in Kernen eingeschlossene Protonen und Neutronen, lassen sich besonders gut in Proton-Kern-Kollisionen beobachten. Bei diesen werden im Gegensatz zu Kern-Kern-Kollisionen nicht die für die Bildung eines QGP's notwendigen Energiedichten erreicht. Daher ermöglichen Proton-Kern-Kollisionen die Betrachtung von Kerneffekten ohne die Überlagerung durch Effekte eines QGP's. In Proton-Kern-Kollisionen gewonnene Erkenntnisse über den Aufbau von Kernmaterie dienen außerdem der Deutung von Kern-Kern-Kollisionen und den darin enthaltenen Signaturen des QGP's.

¹ Der Large Hadron Collider (LHC) ist der weltweit größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger.

² A Large Ion Collider Experiment (ALICE) ist eines der vier großen Experimente am LHC.

Zur Untersuchung von Kernmaterie wird in der vorliegenden Arbeit die Produktionsrate von ω -Mesonen in Proton-Blei-Kollisionen anhand von im Herbst 2016 mit ALICE aufgenommenen Daten ermittelt. Hierfür wird der drei-Pionen-Zerfall $\omega \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$ genutzt, da dieser mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 89% den dominanten Zerfallskanal darstellt und somit eine möglichst präzise Messung erlaubt.

Diese Arbeit setzt sich aus fünf Kapiteln zusammen: Auf diese Einleitung folgen in Kapitel 1 die theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis der hier vorgestellten Analyse nötig sind. Anschließend werden in Kapitel 2 der Beschleuniger sowie die verwendeten Detektoren des ALICE Experiments erläutert. In Kapitel 3 wird die Messung der einzelnen Pionen sowie ihre anschließende Rekonstruktion zu ω -Mesonen behandelt. Die Ergebnisse dieser Analyse werden in Kapitel 4 dargestellt. Abschließend folgt in Kapitel 5 die Zusammenfassung der Analyse sowie ein Ausblick auf mögliche folgende Analysen.

THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen erläutert, die für das Verständnis dieser Arbeit nötig sind. Hierfür werden in Abschnitt 1.1 die Bestandteile sowie Wechselwirkungen des Standardmodells dargestellt. In Abschnitt 1.2 wird das QGP eingeführt und abschließend in Abschnitt 1.3 die zur Untersuchung des QGP benötigten Teilchenkollisionen diskutiert.

1.1 DAS STANDARDMODELL DER ELEMENTARTEILCHENPHYSIK

Das Standardmodell führt in einer Theorie alle bekannten Elementarteilchen sowie drei der vier bekannten Wechselwirkungen zusammen. Mithilfe des Standardmodells konnten mehrfach theoretische Vorhersagen getätigt werden, die später im Experiment verifiziert wurden. Als jüngste dieser Entdeckungen ist der experimentelle Nachweis des Higgs-Bosons im Jahr 2012 am LHC zu erwähnen, welches knapp 50 Jahre zuvor vorhergesagt wurde [Hig64].

1.1.1 Klassifizierung von Elementarteilchen

In Abbildung 1.1 sind alle Elementarteilchen des Standardmodells dargestellt. Teilchen werden als elementar bezeichnet, wenn diese nicht teilbar sind und keine räumliche Ausdehnung besitzen. Die Elementarteilchen lassen sich anhand ihrer Eigenschaften wie beispielsweise Masse, elektrische Ladung und Spin unterscheiden.

MATERIETEILCHEN Teilchen mit halbzahligen Spin werden als Fermionen bezeichnet und bilden die uns bekannte Materie. Die elementaren Fermionen des Standardmodells setzen sich zusammen aus sechs Quarks und sechs Leptonen. Zu den elementaren Fermionen des Standardmodells gehören zunächst die sechs Quarks *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* und *bottom*. Abschnitt 1.1.2 behandelt, wie diese in Hadronen, wie Protonen oder Neutronen, gebunden werden. Die übrigen sechs Fermionen werden als Leptonen bezeichnet und teilen sich auf in drei geladene Leptonen, das Elektron, das Muon und das Tau, sowie jeweils ein zugehöriges Neutrino. Die Fermionen können in drei Generationen eingeteilt werden, wobei jede Generation aus zwei Quarks und zwei Leptonen besteht. Diese Einteilung wird in Abbildung 1.1 ersichtlich, da sich die Familien nur in ihren Massen unterscheiden. Ausschließlich Fermionen der ersten Generation bilden die Materie in unserem Universum, da Fermionen der zweiten und dritten Generation deutlich schwerer sind und somit unter Energiegewinn in Fermionen der ersten Generation zerfallen können. Zu jedem der zwölf Fermionen existiert außerdem ein Antiteilchen mit

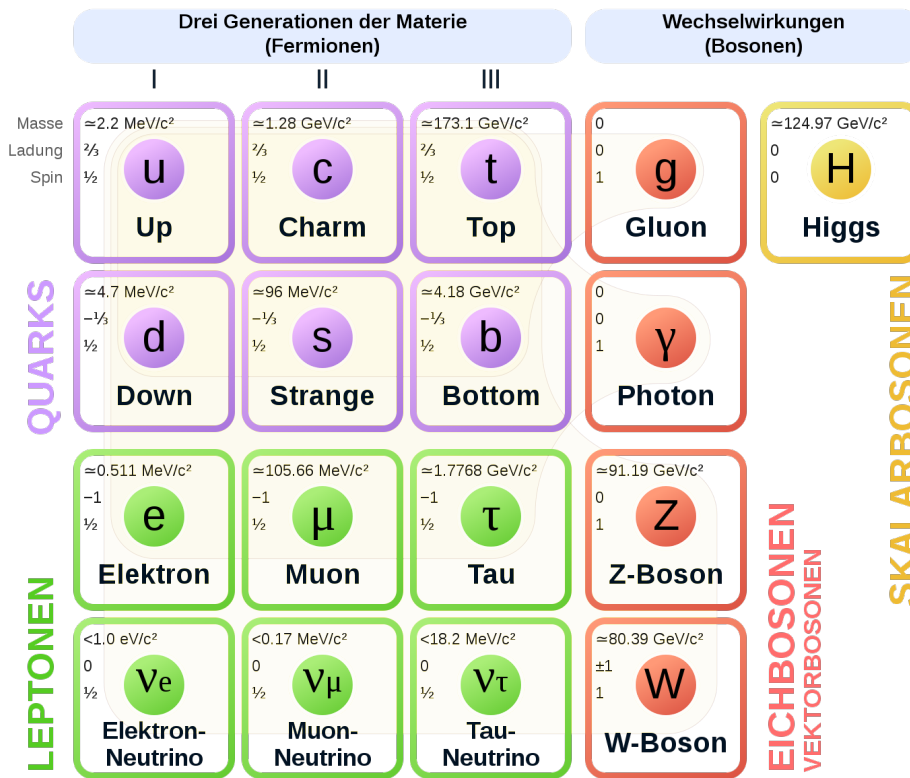


Abbildung 1.1: Zusammenstellung der Elementarteilchen des Standardmodells [Wika].

identischer Masse und Lebensdauer, wobei elektrische Ladung sowie ladungsartige Quantenzahlen umgekehrt sind. Während in der Natur keine Antiteilchen vorkommen, herrscht bei Kollisionen im LHC ein perfektes Gleichgewicht aus Teilchen und Antiteilchen. Dies liegt daran, dass die an der Kollision teilnehmende Materie bei LHC-Energien einen vernachlässigbar kleinen Anteil der in der Kollision produzierten Materie ausmacht. Bei diesen hohen Energien stammen die Teilchen im Ausgangskanal fast ausschließlich aus der kinetischen Energie des Strahls.

AUSTAUSCHTEILCHEN Wechselwirkungen werden im Standardmodell durch den Austausch von Eichbosonen beschrieben, deren Spin 1 beträgt. Die Wechselwirkungen sowie die Zuordnung der jeweiligen Austauscheteilchen werden in Abschnitt 1.1.3 beschrieben.

1.1.2 Hadronen

Die in Abschnitt 1.1.3 beschriebenen besonderen Eigenschaften der starken Wechselwirkung bewirken, dass sich Quarks in der Natur in gebundenen Zuständen finden, jedoch nicht frei existieren können. Einen gebundenen Zustand aus drei Quarks bezeichnet man als Baryon. So lässt sich beispielsweise das bekannteste Baryon, das Proton, durch eine Kombination aus zwei *up*-Quarks und einem *down*-Quark

Pion	Quark Zusammensetzung	$m(\text{MeV}/c^2)$	$\tau(\text{s})$
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}} [u\bar{u}\rangle - d\bar{d}\rangle]$	134,98	$8,5 \times 10^{-17}$
π^+	$ u\bar{d}\rangle$	139,57	$2,6 \times 10^{-8}$
π^-	$ d\bar{u}\rangle$	139,57	$2,6 \times 10^{-8}$

Tabelle 1.1: Die wichtigsten Eigenschaften der Pionen, in die das ω -Meson zerfällt.

beschreiben. Neben dem stabilen Proton und dem im Kern stabilen Neutron kann in Teilchenbeschleunigern aus den sechs Quarks eine Vielzahl weiterer Baryonen gebildet werden, die jedoch alle schnell wieder in leichtere Teilchen zerfallen. Die Kombination aus Quark und Antiquark wird als Meson bezeichnet. Da es keine stabilen Mesonen gibt, können ihre Eigenschaften und Produktionsraten nur an Teilchenbeschleunigern wie dem [LHC](#) untersucht werden. Neben den soeben vorgestellten Valenzquarks, welche die Eigenschaften der Hadronen festlegen, findet man in Hadronen auch einen dynamischen Anteil, bestehend aus Seequarks und Gluonen. Zusammen bezeichnet man diese Bestandteile von Hadronen als Partonen.

Da in dieser Arbeit im Rahmen des [ALICE](#) Experiments der Zerfall des ω -Mesons in drei Pionen untersucht wird, werden in den folgenden Absätzen die wichtigsten Eigenschaften dieser vier Mesonen diskutiert [[PDG20](#)].

DAS ω -MESON Mit einer Ruheenergie von $m_\omega = 783 \text{ MeV}/c^2$ stellt das ω -Meson eines der leichtesten Mesonen dar. Es setzt sich zusammen aus einer antisymmetrischen Superposition einer $u\bar{u}$ - und einer $d\bar{d}$ -Kombination:

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

Die Zerfallsbreite $\Gamma_\omega = 8,5 \text{ MeV}/c^2$ lässt sich über die Heisenbergsche Unschärfere-lation in eine Lebensdauer $\tau = \hbar c^2/\Gamma = 7,7 \times 10^{-23} \text{ s}$ umrechnen. Da das ω -Meson zerfällt, bevor es die [ALICE](#) Detektoren erreichen kann, werden in der Analyse die Zerfallsprodukte gemessen und aus diesen auf die ω -Mesonen rückgeschlossen. Dafür wird der Zerfallskanal in drei Pionen mit einem Verzweungsverhältnis von $\Gamma_{\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} / \Gamma_\omega = 89\%$ genutzt, da dies die mögliche Statistik maximiert.

PIONEN Tabelle 1.1 zeigt die Quark-Zusammensetzung, Masse und Lebensdauer der Pionen. Aufgrund der außerordentlich kleinen Masse von Pionen stellen diese einen Großteil der in Teilchenkollisionen gemessenen Mesonen dar. Die geladenen Pionen zerfallen zu 99,99% schwach in ein Myon und ein Myon-Neutrino. Da das neutrale Pion jedoch zu 98,8% durch die wesentlich stärkere elektromagnetische Wechselwirkung in zwei Photonen zerfällt, besitzt dieses eine deutlich geringere Lebensdauer als die geladenen Pionen. Daher muss auch das π^0 anhand seiner Zerfallsprodukte gemessen werden, während die geladenen Pionen die Detektoren erreichen und dort direkt identifiziert werden können.

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Relative Stärke	Wechselwirkung mit
Starke Wechselwirkung	Gluon	1	Quarks, Gluonen
Elektromagnetische Wechselwirkung	Photon	10^{-2}	Quarks, geladene Leptonen, W^{\pm} -Boson
Schwache Wechselwirkung	Z^0 - und W^{\pm} -Boson	10^{-13}	Quarks, Leptonen
Gravitation	-	10^{-38}	Quarks, Leptonen Z^0 , W^{\pm} -Boson

Tabelle 1.2: Zusammenstellung aller bekannten Wechselwirkungen. Die Stärke ist relativ zur starken Wechselwirkung angegeben [Fri13]. Lediglich die Gravitation ist nicht Teil des Standardmodells.

1.1.3 Wechselwirkungen im Standardmodell

In Tabelle 1.2 sind die Wechselwirkungen des Standardmodells sowie die Gravitation, als vierte bekannte Wechselwirkung, zusammengetragen.

DIE SCHWACHE WECHSELWIRKUNG Trotz ihrer vergleichsweise kleinen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit spielt die schwache Wechselwirkung in vielen Teilchenzerfällen eine entscheidende Rolle, da nur in schwachen Zerfällen Quarks ineinander umgewandelt werden können. Nur so kann beispielsweise der β^- -Zerfall Neutronen in Protonen umwandeln und damit die Kernfusion in der Sonne ermöglichen. Für die vorliegende Analyse ermöglicht die geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eine direkte Messung der geladenen Pionen, da diese nur schwach, und damit langsam, zerfallen können.

DIE ELEKTROMAGNETISCHE WECHSELWIRKUNG Die Quantenelektrodynamik (QED) beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch von Photonen. Da Photonen weder Masse noch elektrische Ladung besitzen, ist die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung unbegrenzt. Die elektromagnetische Wechselwirkung koppelt dabei an Teilchen mit elektrischer Ladung. Sie erklärt beispielsweise die Bildung von Atomen durch Bindung von Elektronen an Atomkerne.

DIE STARKE WECHSELWIRKUNG Zur Beschreibung der starken Wechselwirkung dient die Quantenchromodynamik (QCD) (vom griechischen *chróma*, Farbe). Ladung kommt in der QCD in den drei verschiedenen Zuständen Rot, Grün und Blau sowie den jeweiligen Antifarben vor. Analog zur Optik ergibt eine Mischung der drei Farben einen farbneutralen (weißen) Zustand. Gleiches gilt für Kombinationen aus einer Farbe mit ihrer Antifarbe. Als Austauschteilchen dienen in der QCD acht

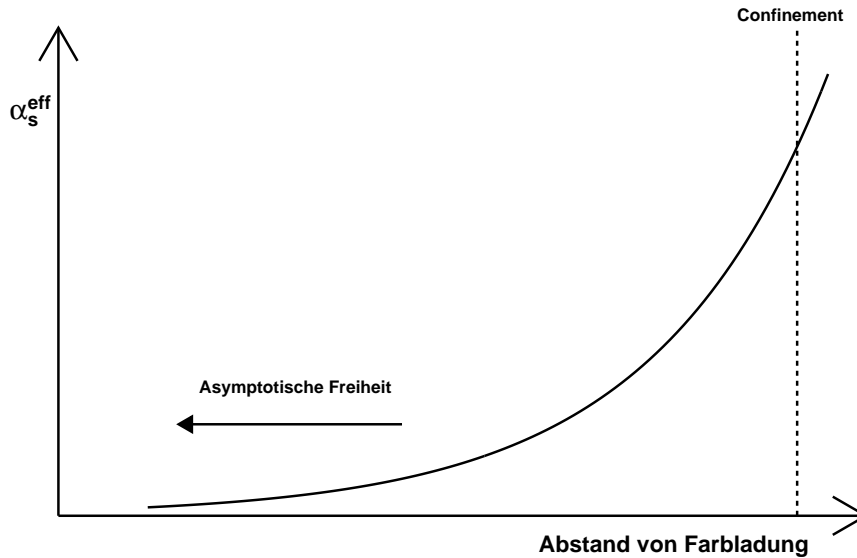


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der laufenden Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung in Abhängigkeit vom Abstand zu einer Farbladung.

Gluonen (vom englischen *glue*, kleben). Gluonen können selbst Farbladung tragen und daher untereinander wechselwirken. Diese Selbstwechselwirkung der Gluonen führt zu einer Kopplungskonstante, die mit zunehmenden Abständen zur Farbladung ansteigt. In der schematischen Darstellung der laufenden Kopplungskonstante α_s^{eff} in Abbildung 1.2 werden die Begriffe der asymptotischen Freiheit und des *Confinement* (vom englischen *confine*, einschließen) eingeführt. Asymptotische Freiheit beschreibt den Bereich immer kleiner werdender Abstände, die mit einer asymptotisch verschwindenden Kopplungskonstante einhergehen. *Confinement* bezeichnet die Beobachtung einer stark anwachsenden Kopplung für große Abstände. Dadurch werden die Farbladungen eingeschlossen und binden sich in Hadronen.

1.2 DAS PHASENDIAGRAMM DER QCD

In der Thermodynamik werden Phasendiagramme genutzt, um Phasenübergänge zu visualisieren. Beispielsweise werden für Wasser anhand von Temperatur und Druck die feste, flüssige und gasförmige Phase unterschieden.

Für stark wechselwirkende Materie lässt sich ebenfalls ein Phasendiagramm aufstellen, das deren Phase jedoch in Abhängigkeit von der Temperatur T und der netto Baryonendichte μ_B angibt. Dieses in Abbildung 1.3 dargestellte Phasendiagramm der QCD visualisiert die beiden Phasen stark wechselwirkender Materie. Während Quarks bei geringen bis mittleren Energiedichten in Hadronen gebunden vorliegen, vermutet man bei hohen Energiedichten einen neuen Materiezustand, das sogenannte Quark-Gluonen-Plasma (QGP).

Als QGP bezeichnet man einen Materiezustand, in welchem das in 1.1.3 beschriebene

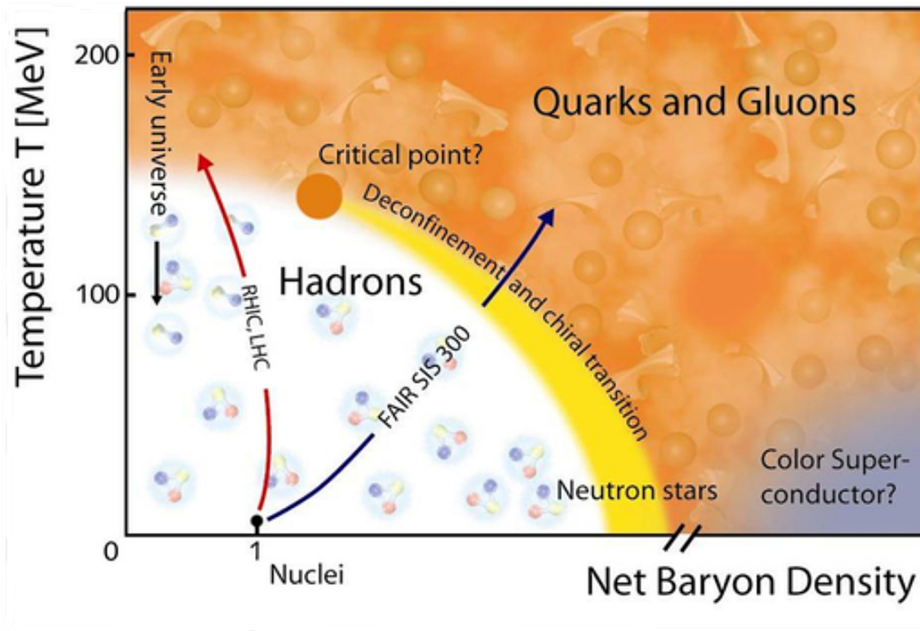


Abbildung 1.3: Das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie [Phizo].

Confinement aufgehoben ist, Quarks also nicht mehr in Hadronen gebunden vorliegen. Neben dem *Deconfinement* erwartet man außerdem eine Wiederherstellung der chiralen Symmetrie. Solch ein Zustand quasifreier Quarks wird bei großer Energiedichte erwartet, die durch hohe Temperatur oder Dichte realisiert werden kann. Nach aktuellem Stand der Wissenschaft entstand beim Urknall sehr heiße Materie und Antimaterie zu gleichen Stücken, was einer verschwindenden netto Baryondichte entspricht. Das Abkühlen dieses QGP's in den ersten Millisekunden des Universums ist in Abbildung 1.3 durch einen Pfeil entlang der Temperatur-Achse angedeutet. Neben dem frühen Universum wird ein QGP auch in Neutronensternen erwartet, da diese zwar keine hohen Temperaturen, dafür aber hohe baryonische Dichten aufweisen. Im Phasendiagramm ist außerdem dargestellt, wie mit Schwerionenkollisionen bei verschiedenen Energien und Kollisionssystemen versucht wird, verschiedene Bereiche des Phasenübergangs zu vermessen. So ermöglicht der LHC Messungen bei hohen Temperaturen und verschwindender Baryondichte wie nach dem Urknall, während beispielsweise Experimente am FAIR¹-Beschleuniger das QGP bei höheren baryonischen Dichten untersuchen sollen. Die Existenz sowie Position eines kritischen Punktes im Phasenübergang sind Gegenstand aktueller Forschung. Dieser mögliche kritische Punkt würde einen *Crossover* bei geringen baryonischen Dichten von einem Phasenübergang erster Ordnung trennen. Zuletzt sei das von theoretischen Modellen bei sehr hohen baryonischen Dichten vorhergesagte Phänomen der Farb-Supraleitung erwähnt.

¹ Die Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) ist eine sich aktuell im Bau befindliche Teilchenbeschleunigeranlage in Darmstadt und gehört zum GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung.

1.3 TEILCHENKOLLISIONEN

In Teilchenbeschleunigern wie dem [LHC](#) werden verschiedene Kombinationen von Kernen zur Kollision gebracht, um Phänomene der einzelnen Kollisionssysteme zu untersuchen. In den folgenden drei Absätzen werden zunächst am Beispiel von Proton-Proton ([pp](#))-Kollisionen allgemeine in Teilchenkollisionen auftretende Effekte beschrieben und anschließend die Besonderheiten der Kollisionssysteme Blei-Blei ([PbPb](#)) und Proton-Blei ([pPb](#)) vorgestellt.

PROTON-PROTON-KOLLISIONEN Da sich die Partonen in Protonen bei vom [LHC](#) erreichbaren Energien mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegen, erfahren diese eine starke Zeit-Dilatation. So lassen sich hochenergetische [pp](#)-Kollisionen als mehrere Stöße dieser quasi eingefrorenen Partonen beschreiben [[Sch19](#)]. Diese Stöße werden anhand ihres Impulsübertrags Q in harte beziehungsweise weiche Prozesse unterteilt. Harte Stöße werden durch hohe Impulsüberträge charakterisiert, was einer kleinen Kopplungskonstante α_s^{eff} entspricht. Daher können diese mit störungstheoretischen Methoden in der sogenannten perturbativen Quantenchromodynamik ([pQCD](#)) analytisch berechnet werden. Im Gegensatz dazu lassen sich weiche Stöße bei kleinem Impulsübertrag nur durch phänomenologische Modelle deuten. Stark vereinfacht gesprochen, finden am Anfang einer Kollision harte Stöße zwischen den Partonen der beiden Protonen statt, bei welchen Partonenschauer entstehen, die sich vom Kollisionsvertex wegbewegen. Die darin enthaltenen Partonen zerfallen in immer mehr Partonen und verlieren dabei ihre Energie. Dieser Prozess wird als Fragmentation bezeichnet und lässt sich aufgrund der immer kleiner werdenden Impulsüberträge nicht mehr durch die [pQCD](#) beschreiben. Da, wie in Abschnitt [1.1.3](#) beschrieben, keine freien Farbladungen existieren können, rekombinieren die einzelnen Partonen des Schauers zu Hadronen. Auch diese Hadronisierung lässt sich ausschließlich durch phänomenologische Modelle beschreiben. Die bisher beschriebenen Zusammenhänge lassen sich auf die weiteren Kollisionssysteme übertragen, sind dort jedoch überlagert von zusätzlichen Effekten.

BLEI-BLEI-KOLLISIONEN Im Gegensatz zu [pp](#)-Kollisionen kann die Kollision von zwei Blei-Kernen bei [LHC](#)-Energien zu einer Überschreitung der für die Bildung eines [QGP](#)'s kritischen Temperatur T_c führen. Dieses aus Quarks, Antiquarks und Gluonen bestehende [QGP](#) erfährt daraufhin eine rasche Expansion und kühlt dabei ab. Nach nur etwa 10^{-22} s binden sich die Quarks in Hadronen [[BMS07](#)]. Um dieses sehr kurzlebige [QGP](#) untersuchen zu können, müssen dessen Signaturen aus den finalen, von Detektoren messbaren, Teilchen extrahiert werden. So bildet beispielsweise die Modifikation der Transversalimpulsverteilung von Hadronen im Endzustand eine solche Signatur. Quantifiziert wird diese durch den nuklearen Modifikationsfaktor R_{PbPb} .

$$R_{\text{PbPb}} = \frac{1}{\langle N_{\text{PbPb}}^{\text{coll}} \rangle} \frac{d^2 N_{\text{PbPb}} / dp_T d\eta}{d^2 N_{\text{pp}} / dp_T d\eta} \quad (1.2)$$

N_{PbPb} beziehungsweise N_{pp} beschreiben die p_{T} -abhängige Anzahl der gemessenen Teilchen in **PbPb**- beziehungsweise **pp**-Kollisionen bei gleicher Schwerpunktsenergie. Diese sogenannten p_{T} -Spektren werden pro p_{T} - und η -Intervall angegeben, in dem die Teilchen gemessen werden. Das Verhältnis dieser p_{T} -Spektren wird durch die mittlere Anzahl einzelner Nukleon-Nukleon-Kollisionen in einer **PbPb**-Kollision geteilt. Falls sich eine **PbPb**-Kollision durch eine Überlagerung von $\langle N_{\text{PbPb}}^{\text{coll}} \rangle$ unabhängigen **pp**-Kollisionen beschreiben ließe, wäre der nukleare Modifikationsfaktor gleich eins. Als Referenzmessung werden **pp**-Kollisionen bei der gleichen Schwerpunktsenergie genutzt, da bei diesen die Energiedichte nach aktuellem Stand der Wissenschaft nicht hoch genug für die Bildung eines **QGP**'s ist. Abweichungen des nuklearen Modifikationsfaktors von eins können daher auf das Vorhandensein eines Mediums in **PbPb**-Kollisionen deuten.

Messungen zeigen deutliche Modifikationen des p_{T} -Spektrums durch das **QGP**, wovon zwei im Folgenden kurz umrissen werden. Einerseits beobachtet man bei hohen Transversalimpulsen das sogenannte *jet quenching* (vom englischen *quench*, dämpfen). Dieser Effekt beschreibt die Unterdrückung von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen, da diese durch Wechselwirkung mit dem **QGP** Energie verlieren. Andererseits findet sich bei kleinen Transversalimpulsen eine Modifikation des Spektrums aufgrund der radialen Expansion des **QGP**'s [Jon18].

PROTON-BLEI-KOLLISIONEN Durch das **QGP** hervorgerufene Effekte, wie beispielsweise die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Modifikation des p_{T} -Spektrums, werden als *Final State*-Effekte bezeichnet. Beim Vergleich von **PbPb**- zu **pp**-Messungen durch den nuklearen Modifikationsfaktor R_{PbPb} gilt es jedoch zu beachten, dass neben den Modifikationen durch das **QGP** auch Effekte durch den Einschluss der Nukleonen in Kernen enthalten sind. Diese werden als *Initial State*-Effekte bezeichnet, da sie aus der Anfangsbedingung folgen, dass die kollidierenden Nukleonen von weiteren Nukleonen umgeben sind [Rog17].

Sowohl in **PbPb**- als auch in **pPb**-Kollisionen beeinflusst die Nähe der Partonen innerhalb eines Nukleons zu weiteren Nukleonen die Impulsverteilung der Partonen und somit die Teilchenproduktion der einzelnen Partonen-Kollisionen. Diese Einflüsse werden als Cold Nuclear Matter (**CNM**)-Effekte bezeichnet, da sie nukleare Materie beschreiben, die zu kalt für die Bildung eines **QGP**'s ist. **CNM**-Effekte lassen sich anhand des Verhältnisses $R_{\text{F}_2}^{\text{A}}$ aus der Strukturfunktion eines Kernes mit A Nukleonen zu der eines freien Nukleons darstellen [Armo6].

$$R_{\text{F}_2}^{\text{A}}(x, Q^2) = \frac{1}{A} \frac{F_2^{\text{A}}(x, Q^2)}{F_2^{\text{N}}(x, Q^2)} \quad (1.3)$$

Sowohl die Strukturfunktion des Kernes F_2^{A} als auch die des freien Nukleons F_2^{N} hängen ab vom Impulsübertrag Q^2 sowie dem Impulsanteil x des gestreuten Partons am Gesamtimpuls. Für einen festen Impulsübertrag $Q^2 = Q_0^2$ lassen sich wie in Abbildung 1.4 gezeigt, vier Bereiche identifizieren, in denen die Strukturfunktion im Kern verstärkt oder verkleinert wird. Diese Modifikation der Strukturfunktion in Abhängigkeit vom Impulsanteil wirkt sich auf das p_{T} -Spektrum der in der Kollision

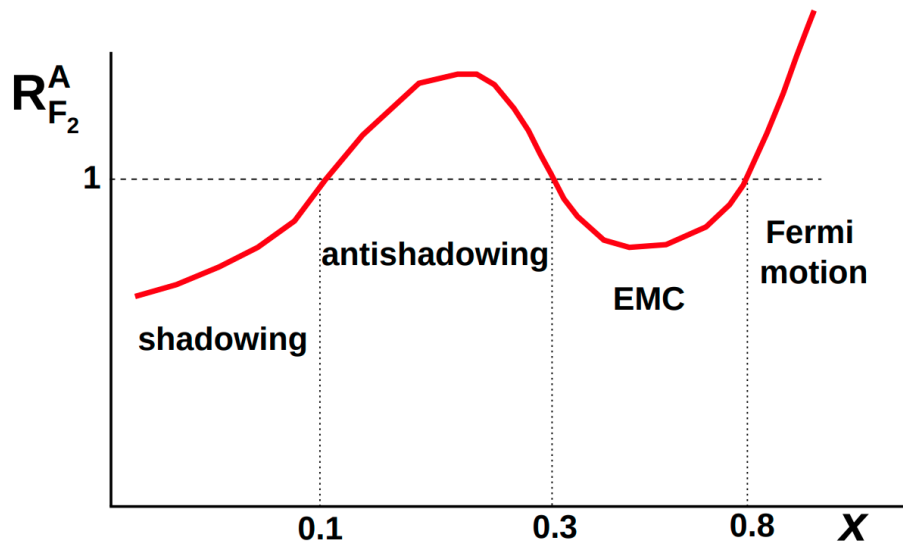


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung des Verhältnisses $R_{F_2}^A(x, Q_0^2)$ der Strukturfunktion eines Kerns zu der eines einzelnen Nukleons für ein festes Q^2 [Armo6].

erzeugten Hadronen aus. Neben den CNM-Effekten spielt auch der Cronin-Effekt eine wichtige Rolle für eine möglichst vollständige Beschreibung der Kern-Effekte in pPb - und $PbPb$ -Kollisionen. Als Cronin-Effekt bezeichnet man eine Härtung des p_T -Spektrums, also eine Verschiebung des Spektrums hin zu höheren Transversalimpulsen. Interpretiert wird dies als Resultat mehrerer Streuungen von Partonen des Protons mit Partonen des Kernes [Krz+79]. Dieser *Transversalimpulskick* wird jedoch nur bei kleinen Transversalimpulsen beobachtet ($p_T < 3 \text{ GeV}/c$).

Verschiedene theoretische Modelle versuchen, die vorangegangenen Effekte zu erklären. Eines davon ist das Color Glass Condensate (CGC), eine vorhergesagte Materieform, welche die *Initial State*-Effekte stark wechselwirkender Materie bei hohen Energien beschreibt. Die starke Lorentzkontraktion eines hochrelativistischen Kernes sorgt für hohe Gluondichten. Auf ein mit einem solchen Kern kollidierendes Teilchen wirkt dieser somit wie eine Wand bestehend aus Gluonen [Bro]. Da die Dichte dieser Gluonen mit $A^{-1/3}$ skaliert, sind Effekte des CGC für hochrelativistische Bleikerne sehr relevant für die Deutung von *Initial State*-Effekten [LM13]. Eine Vorhersage des CGC's ist ein Verschwinden des Cronin-Peaks bei mittleren Rapiditäten in pPb -Kollisionen am LHC [Alb12]. Das CGC hat das Potential, viele offene Fragen der Hochenergiephysik zu beantworten; die Existenz einer solchen Materie wird jedoch sehr kontrovers diskutiert [Bro].

Während in $PbPb$ -Kollisionen sowohl *Initial*- als auch *Final State*-Effekte auftreten, finden sich in pPb -Kollisionen keine starken *Final State*-Effekte. Daher bieten pPb -Kollisionen die Möglichkeit, *Initial State*-Effekte separat untersuchen zu können [Sal+11]. Als Referenz werden für beide Kollisionssysteme pp -Kollisionen genutzt, da dort weder *Initial*-, noch *Final State*-Effekte zu erwarten sind.

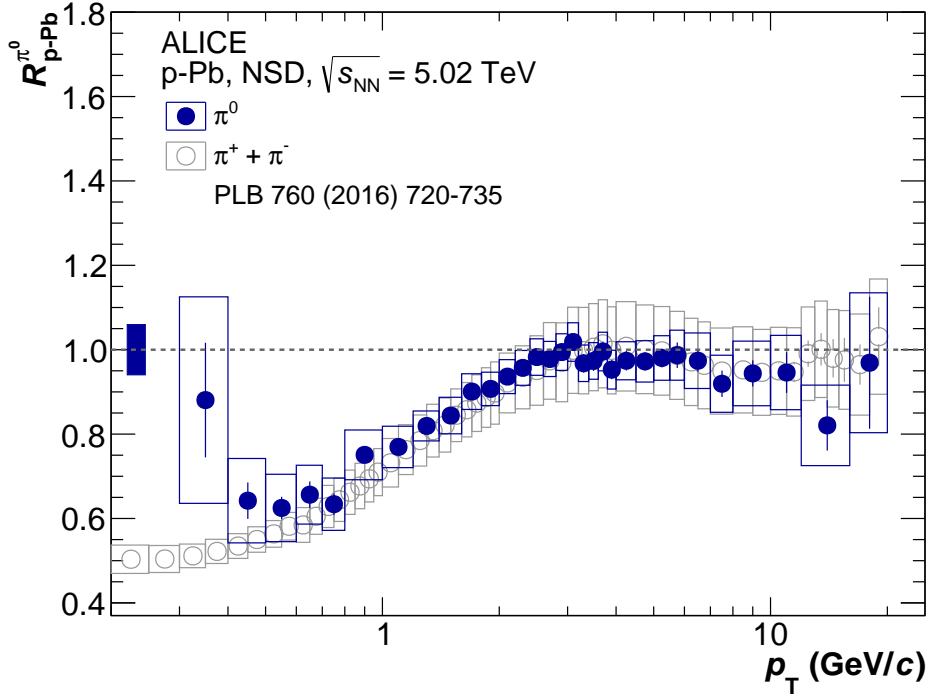


Abbildung 1.5: Messungen des nuklearen Modifikationsfaktors R_{pPb} [Ach+18].

Ähnlich wie für PbPb-Kollisionen wird zur Beschreibung der Effekte in pPb-Kollisionen ebenfalls der nukleare Modifikationsfaktor R_{pPb} betrachtet [Ach+21].

$$R_{pPb} = \frac{1}{A_{pPb}} \frac{d^2\sigma_{pPb}/dp_T d\eta}{d^2\sigma_{pp}/dp_T d\eta} \quad (1.4)$$

Da sowohl für Analysen von pp- als auch pPb-Kollisionen üblicherweise Wirkungsquerschnitte für die Produktion der jeweiligen Teilchen angegeben werden, wird der nukleare Modifikationsfaktor R_{pPb} häufig als das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte angegeben. Teilt man dieses Verhältnis durch die Massenzahl von Blei ($A_{pPb} = 208$), so deuten, ähnlich wie für R_{PbPb} , Abweichungen von eins auf Kerneffekte beziehungsweise Effekte der kalten nuklearen Materie hin.

Abbildung 1.5 zeigt zwei Messungen der ALICE-Kollaboration des nuklearen Modifikationsfaktors R_{pPb} in Abhängigkeit von p_T anhand geladener und neutraler Pionen. Bei kleinen Transversalimpulsen ($p_T < 2 \text{ GeV}/c$) lässt sich eine signifikante Unterdrückung der Pionproduktion durch den aus Abbildung 1.4 bekannten shadowing-Effekt erkennen. Bei geringen Schwerpunktsenergien wie etwa am RHIC², zeigt sich ein deutlicher Cronin-Peak bei $p_T \approx 3 \text{ GeV}/c$ [Armo6]. Bei den in Abbildung 1.5 am LHC vorgenommenen Messungen ist der Cronin-Peak jedoch sehr stark unterdrückt, was durch CGC Rechnungen vorhergesagt wird [Alb12].

² Der Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) ist ein Beschleunigerring am Brookhaven National Laboratory (BNL), der bei geringeren Energien als der LHC ebenfalls das QGP untersucht.

Auf beiden Seiten der französisch-schweizerischen Grenze befindet sich nahe Genf das im Jahr 1954 gegründete Kernforschungszentrum [CERN](#)¹. Die am [CERN](#) betriebene Grundlagenforschung konzentriert sich auf die Untersuchung des Aufbaus von Materie mithilfe verschiedener Teilchenbeschleuniger, wie etwa dem im Jahr 2008 in Betrieb genommenen Large Hadron Collider ([LHC](#)). In der vorliegenden Arbeit werden im Herbst 2016 am [LHC](#) aufgenommene [pPb](#)-Kollisionen untersucht. Die zur Vermessung der in der Kollision entstandenen Teilchen verwendeten Detektoren des [ALICE](#) Experiments sowie der Teilchenbeschleuniger selbst werden daher in diesem Kapitel vorgestellt.

2.1 DER LARGE HADRON COLLIDER

In einer Tiefe von etwa 100 m befindet sich mit einem Umfang von 26,7 km der derzeit größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger weltweit, der Large Hadron Collider ([LHC](#)). Dieser beschleunigt Teilchen in entgegengesetzten Richtungen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit, um diese in den vier großen anliegenden Experimenten zur Kollision zu bringen. Dabei werden zur Untersuchung verschiedener physikalischer Effekte hauptsächlich die Kollisionssysteme [pp](#), [pPb](#) sowie [PbPb](#) betrachtet. Die vom [LHC](#) maximal erreichbare Schwerpunktsenergie wird festgelegt durch dessen Radius von $r = 4,3$ km sowie durch die anliegenden Magnetfelder von 8,33 T [[Bru+04](#)], welche die Teilchen auf die Kreisbahn zwingen. Um Magnetfeldstärken von bis zu 8,33 T zu erreichen, werden Dipolmagneten auf unter 2 K abgekühlt, da diese so supraleitend werden und Verluste durch ohmsche Widerstände verschwinden. Entlang des [LHC](#)'s befinden sich 1232 dieser supraleitenden Dipolmagneten mit einer Länge von jeweils 15 m. Diese starken Magnetfelder ermöglichen in Kombination mit dem großen Radius eine maximale Strahlenergie von $E = 7$ TeV für Protonen und $E = 2,76$ TeV pro Nukleonpaar für Bleikerne [[Bru+04](#)].

Bevor der [LHC](#) die Protonen und Bleikerne jedoch auf diese Energien beschleunigen kann, müssen diese in mehreren, in [Abbildung 2.1](#) gezeigten, Abschnitten vorbeschleunigt werden. Zunächst müssen die Wasserstoff- beziehungsweise Bleiatome vollständig ionisiert werden, damit diese mithilfe von elektrischen und magnetischen Felder beschleunigt werden können. Daraufhin werden die Teilchen durch einen Linear- sowie drei Ringbeschleuniger auf eine Energie von 450 MeV beschleunigt, bevor sie in den [LHC](#) injiziert werden. Im [LHC](#) angelangt, werden die Teilchen weiter beschleunigt und schließlich werden die gegenläufigen Strahlen an

¹ Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire ([CERN](#))

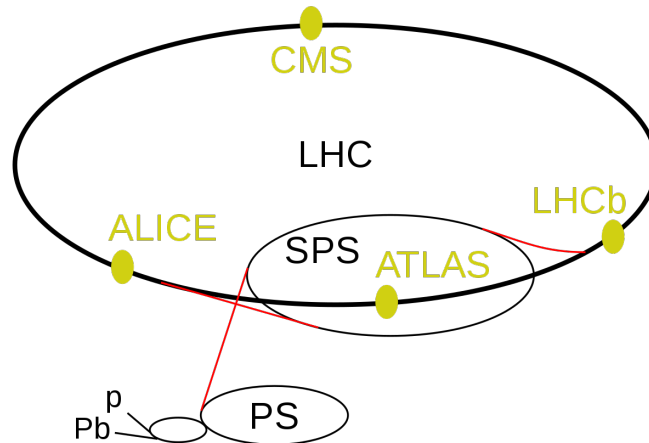


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der zum LHC gehörigen Beschleuniger- und Detektoranlagen [Wikb].

den vier in Abbildung 2.1 gelb gekennzeichneten Experimenten zusammengeführt, die im Folgenden kurz eingeführt werden.

Die beiden Experimente [ATLAS](#)² und [CMS](#)³ überprüfen das Standardmodell der Elementarteilchenphysik und suchen darüber hinaus nach möglicher Physik jenseits des Standardmodells. Ihr bislang größter Erfolg liegt in der Detektion des Higgs-Bosons im Jahr 2012.

Das [LHCb](#)⁴ Experiment untersucht hingegen die CP-Verletzung über Zerfälle von B-Meson, also Hadronen die ein bottom-Quark beinhalten.

Als einziges der vier Experimente am LHC ist das [ALICE](#)⁵ Experiment auf die Untersuchung von Schwerionenkollisionen ausgelegt. Da Daten dieses Experiments die Grundlage für die Messung der ω -Mesonen in dieser Arbeit bilden, wird das [ALICE](#) Experiment mitsamt der für die Analyse relevanten Detektoren im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

2.2 DAS ALICE EXPERIMENT

Das [ALICE](#) Experiment wurde entwickelt, um die Eigenschaften stark wechselwirkender Materie unter Extrembedingungen zu untersuchen. Dafür wird in Schwerionenkollisionen nach den in Abschnitt 1.3 vorgestellten Signaturen stark wechselwirkender Materie gesucht. Abbildung 2.2 zeigt schematisch den Aufbau des [ALICE](#) Experiments, bestehend aus einer Vielzahl verschiedener Detektoren, von denen die meisten konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Das Experiment lässt sich grob in den vom roten Solenoidmagneten umschlossenen zentralen Teil sowie den

² A Toroidal LHC ApparatuS ([ATLAS](#))

³ Compact Muon Solenoid ([CMS](#))

⁴ LHC beauty ([LHCb](#))

⁵ A Large Ion Collider Experiment ([ALICE](#))

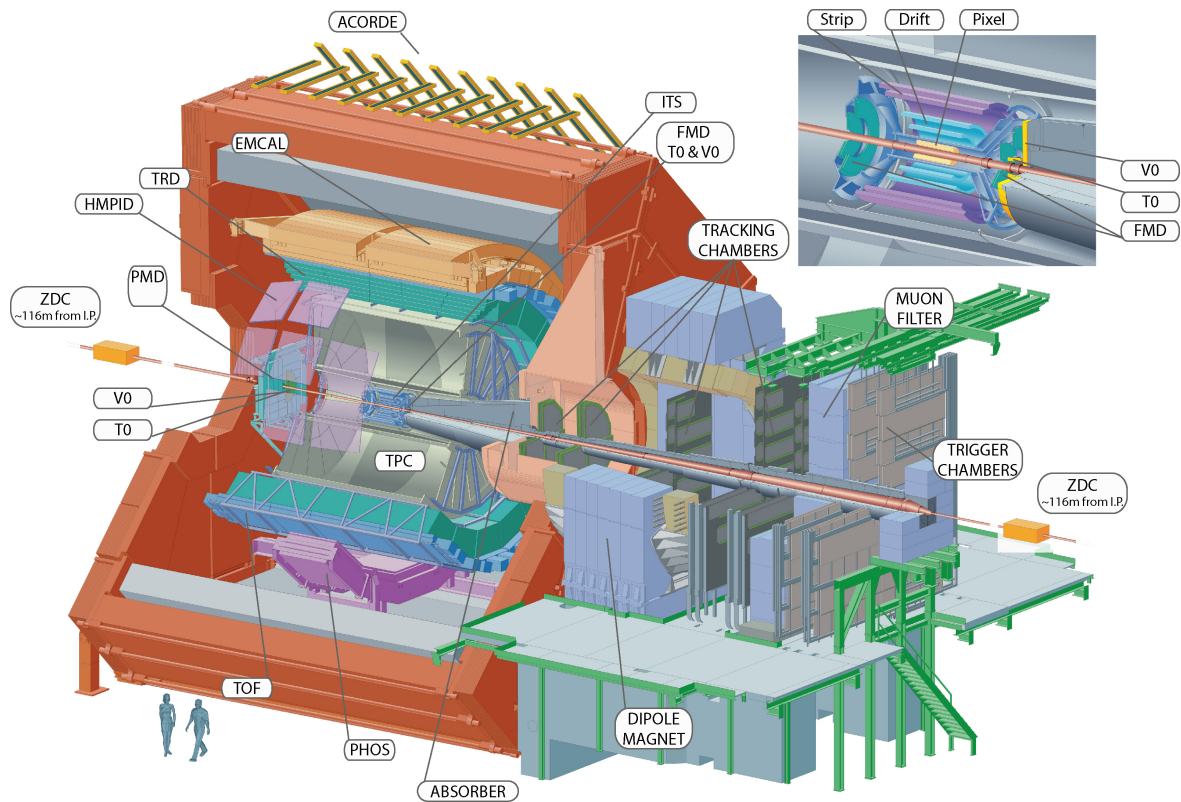


Abbildung 2.2: Die Innenansicht des **ALICE** Experiments zeigt die Anordnung der eingebauten Detektorsysteme um das Strahlrohr [Aam+08].

blau-grün markierten Myon-Arm des Experimentes in Vorwärtsrichtung unterteilen. Der 15 m hohe und 12,4 m lange Magnet erzeugt in seinem Inneren ein Magnetfeld, das geladene Teilchen auf Kreisbahnen zwingt. Anhand der Krümmung dieser Kreisbahn kann durch die Detektoren im Inneren auf den Impuls des jeweiligen Teilchens geschlossen werden. Die Zielsetzung des **ALICE** Experiments, Schwerionenkollisionen zu untersuchen, erfordert eine hohe Orts- und Impulsaufösung der Detektoren. Im Folgenden werden von Innen nach Außen gehend die Detektoren eingeführt, die für die Messung der ω -Mesonen in der vorliegenden Arbeit verwendet werden.

DAS INNER TRACKING SYSTEM Im Zentrum des **ALICE** Experiments befindet sich direkt um das Strahlrohr herum das sogenannte Inner Tracking System (**ITS**). Das **ITS** setzt sich aus sechs einzelnen Schichten zusammen, die den Rapiditätsbereich $|\eta| < 0.9$ sowie den vollen Azimutwinkelbereich abdecken [Del+99]. Bei einer Entfernung zum Kollisionspunkt (Vertex) von 3,9 und 7,6 cm befinden sich die als Silicon Pixel Detector (**SPD**) bezeichneten innersten beiden Schichten. Da bei dieser Nähe zum Kollisionsvertex hohe Teilchendichten zu erwarten sind, besitzt der **SPD** eine sehr hohe Granularität. Die mittleren beiden Schichten des **ITS** bilden den Silicon Drift Detector (**SDD**) und die äußersten beiden Schichten den Silicon Strip

Detector (SSD). Die wichtigsten Anwendungen des ITS liegen in der Lokalisierung des Kollisionsvertex sowie der Rekonstruktion von Spuren geladenen Teilchen.

DER V0-DETEKTOR Die beiden Szintillationszähler V0A und V0C bilden zusammen den V0 Detektor. Die Subdetektoren V0A und V0C befinden sich an den beiden Enden des ITS und decken damit den vollen Azimutwinkelbereich für $2,8 < \eta < 5,1$ sowie $-3,7 < \eta < -1,7$ ab [Del+04]. Der V0 Detektor wird gerade in PbPb-Kollisionen häufig für eine Abschätzung der in der Kollision produzierten Teilchenzahl (Multiplizität) verwendet. In der vorliegenden Arbeit wird er hingegen ausschließlich als sogenannter *Trigger* verwendet, der die Aufnahme einer Kollision auslöst, wie in Abschnitt 3.1 beschrieben wird.

DER T0-DETEKTOR Ähnlich wie der V0 Detektor setzt sich auch der T0 Detektor aus zwei Subdetektoren T0A und T0C zusammen. Der T0 Detektor besitzt im Vergleich zum V0 Detektor zwar ebenfalls eine volle Azimutwinkelabdeckung, jedoch eine deutlich verringerte Pseudorapiditätsabdeckung von lediglich $4,5 < \eta < 5,0$ sowie $-3,3 < \eta < -2,9$ [Del+04]. Die Messungen des T0 Detektors ermöglichen eine genaue Bestimmung des Kollisionszeitpunkts und bilden damit einen Referenzwert für andere Detektoren des ALICE Experiments.

Wie in Abschnitt 1.1.2 beschrieben, zerfällt das in dieser Analyse untersuchte ω -Meson bereits bevor es die Detektoren erreicht in zwei Photonen sowie zwei geladene Pionen. Die beiden für die Messung dieser Zerfallsprodukte verwendeten Detektoren werden im Folgenden diskutiert.

2.2.1 Die TPC Spurendriftkammer

Das Herzstück des ALICE Experiments bildet die Time Projection Chamber (TPC). Diese Spurendriftkammer [Del+00] besteht aus einem mit Gas gefüllten Hohlraum mit einer Länge und einem Außendurchmesser von jeweils 5 Metern, was einer Pseudorapiditätsabdeckung von $|\eta| < 0,9$ sowie einer vollen ϕ -Abdeckung entspricht. Innerhalb einer ebenfalls zylindrischen mittigen Aussparung mit einem Durchmesser von 80 cm befinden sich wie in 2.2 zu sehen neben dem Strahlrohr lediglich das ITS. Entlang der Strahlrichtung liegt ein elektrisches Feld von bis zu 400 V/cm an. Bewegt sich ein geladenes Teilchen durch die TPC, so ionisiert dieses Gasatome entlang des Weges und hinterlässt damit eine Spur von positiv geladenen Ionen und freien Elektronen. Diese Elektronen werden durch das starke Magnetfeld zu den mit Detektoren versehenen Endkappen des Zylinders beschleunigt und erreichen diese nach einer maximalen Driftzeit von 92 μ s. Aus dem Auftreffort auf der Endkappe kann in Kombination mit der Driftzeit der Ort der Ionisierung innerhalb der TPC bestimmt werden. Zusammen mit Signalen des ITS werden die einzelnen Spurpunkte anschließend zu Spuren zusammengefasst. Anhand dieser rekonstruierten Spuren können die Informationen über die spurerzeugenden Teilchen extrahiert werden. Der Krümmungsradius der durch das Magnetfeld induzierten Kreisbahn kann etwa verwendet werden, um den Impuls des Teilchens zu bestimmen. Neben dem

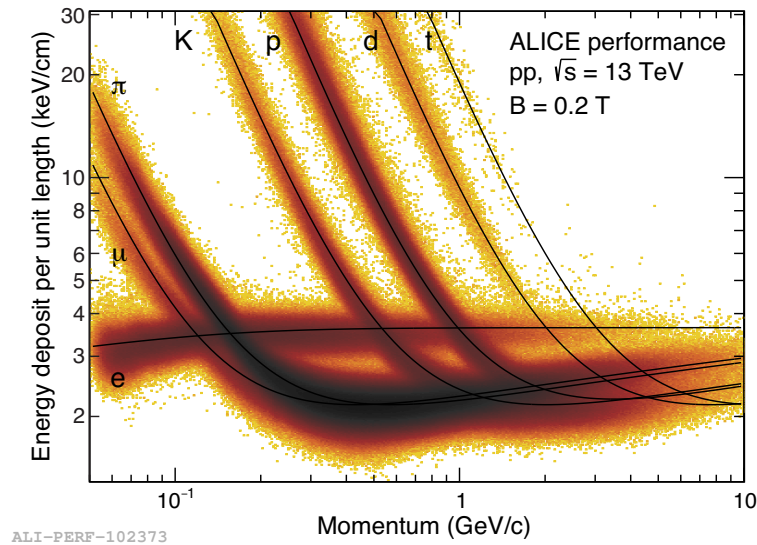


Abbildung 2.3: Energieverlust pro Weglänge in der TPC in Abhängigkeit vom Impuls der jeweiligen Teilchen [Ada+15].

Impuls kann aus den gemessenen Spuren außerdem der Energieverlust der Teilchen pro Weglänge dE/dx gemessen werden. Durch die sogenannte Bethe-Bloch-Formel lässt sich der Energieverlust in Abhängigkeit von der elektrischer Ladung und der Geschwindigkeit beschreiben. Trägt man wie in Abbildung 2.3 gezeigt, den für die Spuren gemessenen Impuls gegen den Energieverlust pro Weglänge auf, so lassen sich mehrere Bänder identifizieren, die jeweils unterschiedlichen Teilchensorten entsprechen. Diese Betrachtung des impulsabhängigen Energieverlust ermöglicht für die in der TPC gemessenen Spuren eine sehr gute Teilchenidentifikation.

Durch Spurendriftkammern wie die TPC können geladene Teilchen mit großer Präzision gemessen und identifiziert werden. Nicht geladene Teilchen wie etwa Photonen oder neutrale Hadronen ionisieren hingegen nicht das Gas der TPC und können daher auch nicht durch diese nachgewiesen werden. Um Position und Energie dieser nicht geladenen Teilchen zu messen, werden Kalorimeter verwendet. Das ALICE Experiment besitzt zwei elektromagnetische Kalorimeter: Das Electromagnetic Calorimeter (EMCal) sowie das Photon Spectrometer (PHOS). Für die Rekonstruktion der Zerfallsphotonen des ω -Mesons wird in der vorliegenden Arbeit das EMCal verwendet, das im folgenden Abschnitt vorgestellt wird.

2.2.2 Das EMCal Kalorimeter

Im Abstand von 4,4 Metern von der Strahlachse befindet sich das EMCal, um insbesondere Photonen innerhalb der Akzeptanz von $80^\circ < \phi < 187^\circ$ und $|\eta| < 0,7$ zu detektieren. Um Kollisionen zu untersuchen, bei denen sich Teilchen in entgegengesetzte Richtungen vom Kollisionsvertex entfernen, wurde im Jahr 2015 das bis dahin

bestehende [EMCal](#) durch das gegenüberliegende Di-Jet Calorimeter ([DCal](#)) erweitert. Dieses vergrößert den messbaren Azimutwinkelbereich um $261^\circ < \phi < 319^\circ$, besitzt mittig jedoch eine Aussparung, in der sich das [PHOS](#) befindet. Für die Rekonstruktion der Zerfallsphotonen in der vorliegenden Arbeit wird das ursprüngliche [EMCal](#) zusammen mit seiner Erweiterung durch das [DCal](#) verwendet. Diese Kombination der beiden Kalormeter wird im Folgenden als [EMCal](#) bezeichnet.

Auf das [EMCal](#) treffende Photonen konvertieren in dessen Bleischichten in Elektron-Positron-Paare, die im Detektormaterial abgebremst werden und daher wieder Photonen in Form von Bremsstrahlung aussenden. Die dabei entstehenden Kaskaden werden in den Szintillationsschichten der $6\text{ cm} \times 6\text{ cm}$ großen Zellen in niederenergetische Photonen und dann mithilfe von Photomultipliern in ein elektrisches Signal umgewandelt. Anschließend werden Signale benachbarter Zellen zu einem *Cluster* verbunden, dessen Energie dem eintreffenden Teilchen entspricht. Neben Photonen können auch Elektronen oder Positronen elektromagnetische Schauer hervorrufen und so durch das [EMCal](#) detektiert werden.

Nach der vorangegangenen Diskussion der für die Messung verwendeten Detektoren, folgt nun ein Abschnitt zur Software, die zur Verarbeitung der durch diese Detektoren aufgenommenen Daten verwendet wird.

2.3 DAS ANALYSEFRAMEWORK

Durch die Experimente am [LHC](#) werden während der Strahlzeit pro Sekunde etwa 8 GB an Daten aufgezeichnet. Die daraus folgenden großen Datenmengen werden nicht alle lokal am [CERN](#) gespeichert, sondern auf ein Netzwerk von Datenzentren verteilt. Diese 174 Datenzentren sind bis auf die Antarktis auf allen Kontinenten der Welt vertreten [[CER](#)].

Für die Auswertung der so gespeicherten Daten wird die am [CERN](#) entwickelte Software *Root* der Version 6.22/00 verwendet [[Roo](#)]. Dieses in C++ geschriebene Analyseframework ermöglicht die Verarbeitung und Visualisierung der für die Analyse verwendeten Daten.

Die in der vorliegenden Arbeit durchgeführte Rekonstruktion von ω -Mesonen durch ihren drei-Pion-Zerfall verwendet außerdem die auf *Root* aufbauende [ALICE](#)-spezifische *AliRoot* Software. Die in Abschnitt 3.4 beschriebene Signalextraktion wird schließlich mithilfe des von der [ALICE](#) Photonen Gruppe entwickelten *Afterburner* durchgeführt. Die für den Zerfallskanal spezifischen Bibliotheken wurden im Zuge der Analyse um die Analyse von [pPb](#)-Datensätzen sowie der Rotationsmethode zur Untergrundbeschreibung erweitert.

Dieses Kapitel beschreibt die Analyseschritte, die nötig sind, um mithilfe der zuvor vorgestellten Detektoren die Produktion von ω -Mesonen zu untersuchen.

Im ersten Abschnitt 3.1 werden die verwendeten Daten sowie Monte-Carlo-Simulationen vorgestellt. Darauf folgen in den Abschnitten 3.2 und 3.3 die Messungen der geladenen und neutralen Pionen, in welche die ω -Mesonen zerfallen. In Abschnitt 3.4 werden diese Pionen kombiniert und daraus ein unkorrigiertes p_T -Spektrum der ω -Meson-Produktion extrahiert. Die Korrektur des p_T -Spektrums auf verschiedene Detektoreffekte wird in Abschnitt 3.5 vorgestellt. Das p_T -Spektrum wird daraufhin in einen Wirkungsquerschnitt umgerechnet und in Abschnitt 3.6 dessen statistische sowie systematische Unsicherheiten diskutiert. Das Ende der Analyse bildet die Skalierung eines publizierten p_T -Spektrums in Abschnitt 3.7.

3.1 VERWENDETE DATEN UND MONTE-CARLO-SIMULATIONEN

DATEN Die vorliegende Messung der Produktion von ω -Mesonen wird anhand von Daten erarbeitet, die vom ALICE Experiment im Herbst 2016 am LHC aufgezeichnet wurden. Von ALICE aufgenommene Daten werden in Perioden unterteilt, in denen die Schwerpunktsenergie sowie das Kollisionssystem gleich bleiben. Die in dieser Analyse verwendeten Perioden *LHC16q* und *LHC16t* (kurz *LHC16qt*) wurden bei Kollisionen von Protonen mit Bleikernen bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleonpaar von $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV aufgenommen. Perioden werden wiederum in sogenannte *Runs* aufgeteilt, die jeweils einigen Stunden Strahlzeit entsprechen, innerhalb welcher die Leistung der einzelnen Detektoren etwa gleich bleibt. Entsprechend bereits bestehender *Runlisten* werden für die folgende Analyse Kollisionen aus 31 *Runs* (siehe Tabelle A.1) verwendet, in denen die relevanten Detektoren fehlerfrei liefen. Diese *Runs* beinhalten insgesamt etwa 760 Mio. aufgezeichnete Kollisionen, die im Folgenden als *Events* bezeichnet werden.

MONTE-CARLO-SIMULATIONEN In der Teilchenphysik werden Monte-Carlo (MC)-Simulationen genutzt, um Ergebnisse von Effekten zu bereinigen, die durch den Aufbau der Detektoren sowie die verwendete Signalextraktion hervorgerufen werden. So beschreibt Abschnitt 3.5.1 anhand einer MC-Simulation, wie der Einfluss durch die geometrische Akzeptanz des Detektors die Messung beeinflusst. Für die Berechnung der zur Korrektur notwendigen Akzeptanz wird in dieser Analyse der Pythia 8.2 MC-Generator [Sjo+15] zur Beschreibung des Zerfalls der ω -Mesonen genutzt. Dabei handelt es sich um den in der Teilchenphysik gängigsten MC-Generator, der in der Lage ist, pp -Kollisionen beliebiger Schwerpunktsenergie zu simulieren.

Für bei ALICE gemessene Perioden werden zugehörige MC-Simulationen erstellt, welche die jeweiligen Kollisionen und das Verhalten der Detektoren beschreiben sollen. Im Fall der Datenperiode *LHC16qt* steht eine Simulation durch den sogenannten DPMJET-MC-Generator zur Verfügung, die im Jahr 2018 erstellt wurde und daher die Bezeichnung *LHC18f3* trägt. Dieser auf dem Dual-Parton-Modell (DPM) basierende Generator nutzt für harte Stöße theoretische Modelle der pQCD, während bei kleinem Impulsübertrag die Regge-Theorie [Gri68] Anwendung findet [RER01]. Die Fortbewegung der vom DPJET generierten Teilchen durch das Detektormaterial wird durch die Software *Geant3* simuliert. Dabei wird sowohl die Wechselwirkung mit Materie als auch die eigentliche Messung durch die Detektoren beschrieben. Abschnitt 3.5.2 beschreibt, wie sich diese Simulationen nutzen lassen, um die Detektoreffizienz abzuschätzen. So können MC-Simulationen dazu dienen, von den im Experiment gemessenen Teilchen auf die tatsächlich in der Kollision produzierten Teilchen rückzuschließen.

EVENT SELEKTION Eine Herausforderung in der Untersuchung von Teilchenkollisionen liegt in der richtigen Auswahl der zu untersuchenden *Events*. Diese ist nötig, da durch das ALICE Experiment lediglich inelastische Kollisionen aufgezeichnet und untersucht werden sollen. Die von den Detektoren erzeugten Datenmengen sind allerdings zu groß, um die Detektoren nach jedem möglichen Zusammenstoß auszulesen. Ähnlich wie bei einer Kamera wird daher ein Auslöser genutzt, der das Signal gibt, dass es sich um eine inelastische Kollision handelt, und das Auslesen der Detektoren bewirkt. In der experimentellen Teilchenphysik werden diese Auslöser als *Trigger* bezeichnet. In dieser Analyse dient als *Trigger* eine Koinzidenz von Signalen aus den beiden in Abschnitt 2.2 beschriebenen V0-Detektoren. Dieser wird als Minimum Bias (MB)-*Trigger* (vom englischen *minimum bias*, minimaler Einfluss) bezeichnet, da dessen Einfluss auf die Eigenschaften der aufgezeichneten inelastischen Kollisionen minimal ist. So sollen die durch den in dieser Analyse verwendeten MB-*Trigger* aufgenommenen *Events* die Gesamtheit der inelastischen Kollisionen repräsentieren. Löst dieser *Trigger* die Aufzeichnung eines *Events* aus, so kann es zu mehr als einer primären Kollision zwischen Protonen innerhalb dieser Aufzeichnung kommen. In der Kamera-Analogie entspricht dies einer langen Belichtungszeit, innerhalb derer mehrere Kollisionen vorkommen können. Innerhalb eines *Events* werden die Spuren der gemessenen Teilchen genutzt, um ihren gemeinsamen Ursprung zu bestimmen, der dem Kollisionsvertex entspricht. Für die Analyse werden nur *Events* ausgewählt, für die genau ein Vertex rekonstruiert werden kann.

Außerdem gehen nur *Events* in die Analyse ein, deren Vertex nicht weiter als 10 cm vom Zentrum des Experiments in longitudinaler Richtung entfernt liegt. Dadurch wird sicher gestellt, dass ein Großteil der produzierten Teilchen die um das Zentrum herum angeordneten Detektoren erreicht.

Tabelle 3.1 zeigt, wie viele *Events* sich jeweils den soeben beschriebenen Kategorien zuordnen lassen. Dies wird einerseits für die gemessenen Daten (*LHC16qt*) und andererseits für die MC-Simulation gezeigt. Liegt der Vertex der vom MB-*Trigger* aufgenommenen *Events* (N_{MB}) außerhalb des Zentrums ($N_{|z_{\text{vtx}}|>10\text{cm}}$) oder es konnte

Datensatz	Anzahl <i>Events</i> ($\times 10^6$)				
	N_{MB}	$N_{ z_{\text{vtx}} >10\text{cm}}$	$N_{\text{Kein Vertex}}$	$N_{ z_{\text{vtx}} <10\text{cm}}$	N_{Norm}
LHC16qt	622	93	4	506	509
LHC18f3	644	86	7	536	542

Tabelle 3.1: Übersicht der Anzahl an *Events* in Daten und MC-Simulation und wie sich diese in verschiedenen Kategorien verteilen.

keiner rekonstruiert werden ($N_{\text{Kein Vertex}}$), so werden diese *Events* nicht für die weitere Analyse verwendet. Übrig bleiben zur Messung der ω -Mesonen daher die *Events* mit genau einem Vertex im Zentrum von ALICE ($N_{|z_{\text{vtx}}|<10\text{cm}}$). Die letzte Spalte der Tabelle beschreibt die Anzahl an *Events*, die zur Normierung des p_T -Spektrums verwendet wird. Diese Normierung ist nötig, da eine physikalische Aussage nicht anhand der Gesamtzahl an ω -Mesonen gemacht werden kann, sondern anhand der Anzahl pro *Event*. N_{Norm} wird nach der folgenden Formel bestimmt [Jon18].

$$N_{\text{Norm}} = N_{|z_{\text{vtx}}|<10\text{cm}} + \frac{N_{|z_{\text{vtx}}|<10\text{cm}}}{N_{|z_{\text{vtx}}|<10\text{cm}} + N_{|z_{\text{vtx}}|>10\text{cm}}} \cdot N_{\text{Kein Vertex}} \quad (3.1)$$

Diese Formel basiert auf der Annahme, dass *Events*, bei denen kein Vertex rekonstruiert werden kann, dieselbe z -Verteilung des Vertex besitzen wie die anderen Arten von *Events*, jedoch keine ω -Mesonen erzeugt werden. Daher geht ein Teil der *Events* ohne Vertex ebenfalls in die Normierung ein. Da jedoch bei wenigen *Events* kein Vertex rekonstruiert werden kann, beträgt diese Korrektur nur etwa 0.5%.

Im folgenden Abschnitt wird die Rekonstruktion geladener Pionen anhand der in diesem Abschnitt ausgewählten *Events* diskutiert.

3.2 MESSUNG DER GELADENEN PIONEN

Die Messung der ω -Mesonen erfolgt in der vorliegenden Analyse anhand des $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Zerfallskanals mit einem Verzweigungsverhältnis von 89%. Die Messung der beiden geladenen Pionen wird in diesem Abschnitt diskutiert, die der neutralen Pionen im folgenden Abschnitt 3.3.

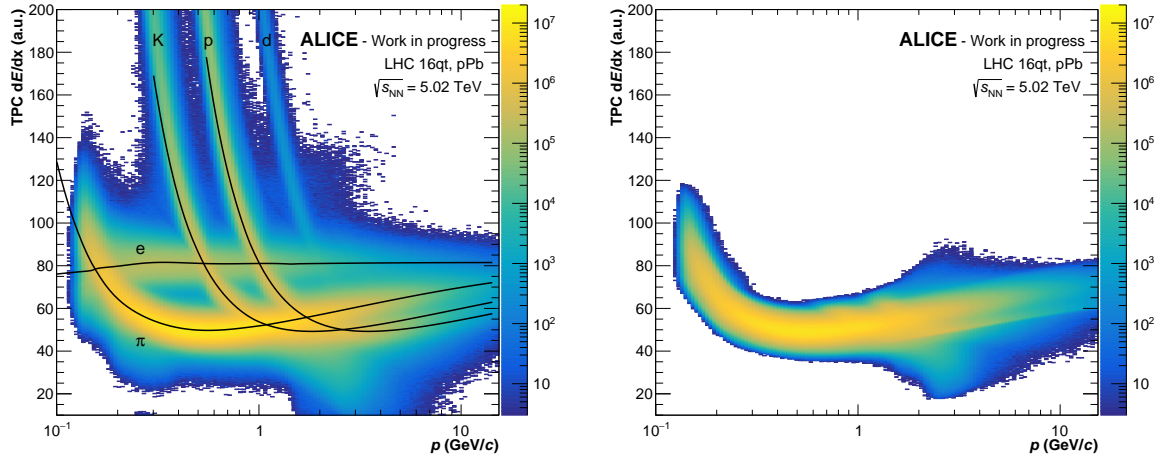
Geladene Teilchen lassen sich anhand ihrer durch das Magnetfeld gekrümmten Flugbahnen identifizieren. Dafür werden ihre Spuren anhand von Clustern in den Tracking-Detektoren **ITS** und **TPC** rekonstruiert, die in den Abschnitten 2.2 und 2.2.1 eingeführt werden. Um aus allen rekonstruierten Spuren möglichst nur Pionen zu selektieren, werden ähnlich wie für die *Events* auch auf die Spuren Auswahlkriterien angewandt. Diese sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt und werden im Folgenden erläutert.

Physikalische Größe	Anforderung an Pion
Pseudorapidität	$ \eta < 0.9$
ITS-Cluster	1 Treffer im SPD
TPC-Cluster	$N_{\text{cluster}} > 80$
DCA	$ x , y < 2.4 \text{ cm}, z < 3.2 \text{ cm}$
Transversalimpuls	$p_T > 0.1 \text{ GeV}/c$
Energieverlust	$-3\sigma < \Delta < 3\sigma$

Tabelle 3.2: Zusammenstellung der für die geladenen Pionen verwendeten Auswahlkriterien.

AUSWAHLKRITERIEN FÜR DIE GELADENEN PIONEN Als erste Anforderung an die Pionen ist die geometrische Einschränkung auf die Abdeckung der Tracking-Detektoren von $|\eta| < 0.9$ zu nennen. Zusätzlich werden Spuren nur weiter betrachtet, wenn diese durch den **SPD** detektiert wurden und sie mindestens 80 Cluster in der **TPC** beinhalten. Die Anforderung an die Cluster-Anzahl soll die Genauigkeit der Impulsmessung erhöhen, aber auch Rauschen durch nicht in der Kollision entstandene Teilchen unterdrücken. Eine weitere Möglichkeit zur Klassifikation von Teilchen, die nicht in der primären Kollision entstanden sind und somit nicht in die ω -Meson-Rekonstruktion eingehen sollen, liegt im Distance of Closest Approach (**DCA**). Der **DCA** beschreibt den minimalen Abstand zwischen der rekonstruierten Spur und dem Kollisionsvertex. Ist dieser minimale Abstand groß, so kann das entsprechende Teilchen nicht direkt in der Kollision entstanden sein. Für Pionen, die aus dem ω -Meson zerfallen sind, ist der **DCA** aufgrund der kleinen Lebensdauer des ω -Mesons entsprechend klein. In die Rekonstruktion der ω -Mesonen gehen nur Spuren mit $p_T > 100 \text{ MeV}/c$ ein, da das anliegende Magnetfeld zu Pionen mit kleineren Transversalimpulsen für eine so starke Ablenkung führt, dass diese die **TPC** nicht erreichen [Jon18].

IDENTIFIKATION DER PIONEN DURCH ENERGIEVERLUST Um die Pionen von anderen geladenen Teilchen unterscheiden zu können, lässt sich der in Abschnitt 2.2.1 eingeführte Energieverlust von Teilchen im Medium verwenden. Abbildung 3.1 zeigt, wie häufig Spuren mit welchen Kombinationen von Impuls und Energieverlust in den *MB-Events* vor und nach der Anwendung der Auswahlkriterien auftreten.



(a) Die Spuren aller Teilchen ordnen sich in Bändern der verschiedenen Teilchen.

(b) Die Auswahlkriterien schneiden anhand des Energieverlustes das Band der Pionen heraus.

Abbildung 3.1: Die Abbildungen zeigen den Energieverlust von geladenen Teilchen pro Weglänge in der TPC vor (a) und nach (b) dem Anwenden der Auswahlkriterien aus Tabelle 3.2.

Abbildung 3.1a zeigt den Impuls-abhängigen Energieverlust pro Wegstrecke aller geladenen Teilchen, die anhand von Spuren in der TPC rekonstruiert werden. In den vorliegenden *MB*-Daten lassen sich dabei das Pion-, Elektron-, Kaon-, Proton- und Deuteron-Band identifizieren. Um das Pion-Band zu isolieren, wird für jedes rekonstruierte Teilchen die Abweichung Δ des Energieverlustes zum Impuls-abhängigen mittleren Energieverlust von Pionen berechnet.

$$\Delta = \frac{dE}{dx} - \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\pi^\pm} \quad (3.2)$$

Nun wird als Auswahlkriterium angesetzt, dass diese Abweichung kleiner als das Dreifache der Standardabweichung des Energieverlustes beim jeweiligen Impuls ist. Wie sich Abbildung 3.1 entnehmen lässt, funktioniert diese Selektion sehr gut im Transversalimpuls-Intervall $0,2 \text{ GeV}/c < p_T < 0,8 \text{ GeV}/c$, da sich die Energieverluste der anderen Teilchen dort stark vom Pionenband unterscheiden.

EFFIZIENZ UND REINHEIT DER PION-REKONSTRUKTION Das Ziel von Auswahlkriterien wie in Tabelle 3.2 ist es, das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der Analyse zu erhöhen, aber gleichzeitig möglichst wenig Statistik zu verlieren. Im Fall

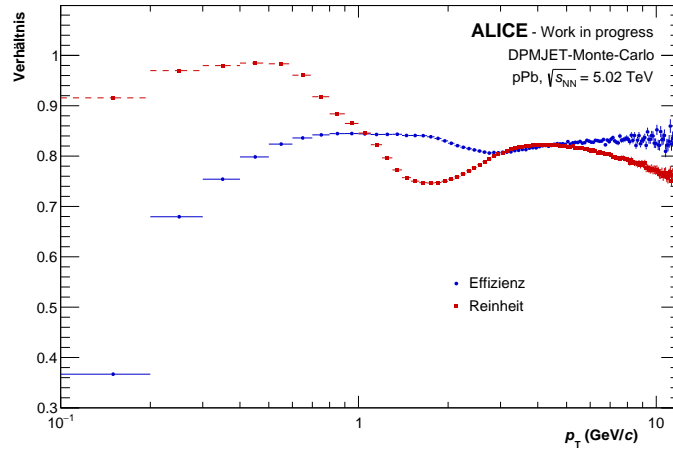


Abbildung 3.2: Transversalimpulsabhängige Darstellung von Effizienz ϵ_{π^\pm} und Reinheit R_{π^\pm} der Pion-Rekonstruktion in der MC-Simulation.

der Pion-Selektion sollen möglichst viele Spuren ausgeschlossen werden, die nicht durch Pionen hervorgerufen werden, jedoch dabei möglichst Pionen verwerfen. Um dies zu quantifizieren, betrachtet man die Effizienz ϵ_{π^\pm} und die Reinheit R_{π^\pm} .

$$\epsilon_{\pi^\pm} = \frac{N_{\pi^\pm}^{\text{validiert}}}{N_{\pi^\pm}^{\text{generiert}}} \quad R_{\pi^\pm} = \frac{N_{\pi^\pm}^{\text{validiert}}}{N_{\pi^\pm}^{\text{rekonstruiert}}} \quad (3.3)$$

Sowohl die hierfür benötigte Anzahl der richtig rekonstruierten Pionen $N_{\pi^\pm}^{\text{validiert}}$, als auch die der generierten Pionen $N_{\pi^\pm}^{\text{generiert}}$ sind keine messbaren Größen, lassen sich jedoch der MC-Simulation entnehmen. Die Effizienz gibt also an, wie viele in der Kollision entstandenen Pionen in die Rekonstruktion eingehen. Mit der Reinheit wird wiederum beschrieben, bei welchem Anteil der rekonstruierten Pionen es sich tatsächlich um Pionen handelt. In Abbildung 3.2 sind Effizienz und Reinheit in Abhängigkeit vom Transversalimpuls dargestellt. Für die Effizienz erkennt man eine nahezu monotone Zunahme mit p_T , da Teilchen mit höheren Impulsen eher von der TPC erfasst werden. Die Reinheit zeigt ein Maximum in dem p_T -Bereich, in welchem sich der Energieverlust der Pionen am meisten von anderen Teilchen unterscheidet (Siehe Abbildung 3.1a). Da Pionen einen Großteil der in Teilchenkollisionen produzierten geladenen Teilchen ausmachen, profitiert diese Analyse von einer hohen Reinheit der Pion-Rekonstruktion im gesamten p_T -Bereich. Über den gesamten p_T -Bereich integriert ergibt sich eine Effizienz von $\epsilon_{\pi^\pm} = 68\%$ und eine Reinheit von $R_{\pi^\pm} = 94\%$.

In dieser Analyse wird auf eine Verwendung der Flugzeitinformation zur Identifikation verzichtet. Da die Kontamination durch andere geladene Teilchen mit etwa 6% keinen starken Einfluss auf die Rekonstruktion der ω -Mesonen hat, wird eine Maximierung der Effizienz priorisiert.

Um die in diesem Abschnitt gemessenen geladenen Pionen zu ω -Mesonen zu kombinieren, werden die neutralen Zerfallspionen benötigt, die im folgenden Abschnitt rekonstruiert werden.

3.3 MESSUNG DER NEUTRALEN PIONEN

Im Gegensatz zu den beiden geladenen Pionen zerfällt das neutrale Pion bereits im primären Vertex ($\tau_{\pi^0} = 8,5 \times 10^{-17} \text{ s}$) und muss daher anhand seiner Zerfallsprodukte nachgewiesen werden. Da das π^0 zu 98,8% in zwei Photonen zerfällt, wird dieser Zerfallskanal für dessen Rekonstruktion verwendet. Die Messung der neutralen Pionen wird daher in zwei Schritten durchgeführt: Zunächst wird in 3.3.1 die Auswahl der vom EMCAL gemessenen Photonen erläutert, und anschließend werden diese Photonen in 3.3.2 zu neutralen Pionen kombiniert.

3.3.1 Detektion der Photonen

Das EMCAL misst eintreffende Teilchen anhand der durch sie hervorgerufenen elektromagnetischen Schauer und sammelt dabei Signale einzelner Zellen in Form von *Clustern* (siehe 2.2.2). Dabei ist es, im Gegensatz zu Tracking-Detektoren wie der TPC auch in der Lage, neutrale Teilchen wie etwa Photonen zu detektieren. Ähnlich wie für die geladenen Pionen, werden auch für die aufgezeichneten *Cluster* Auswahlkriterien angewandt, um möglichst nur durch Photonen hervorgerufene *Cluster* für die Analyse zu verwenden. Eine Zusammenstellung dieser Auswahlkriterien ist in Tabelle 3.3 gegeben und wird im folgenden genauer erläutert.

Physikalische Größe	Anforderung an Pion
Pseudorapidität	$-0,669 < \eta < 0,665$
Azimutwinkel	$1,4 \text{ rad} < \phi < 3,15 \text{ rad}$ (EMCAL) $4,56 \text{ rad} < \phi < 5,57 \text{ rad}$ (DCAL)
Cluster Energie	$E_{\text{cluster}} > 0,7 \text{ GeV}$
Cluster Zeit	$ t_{\text{cluster}} < 50 \text{ ns}$
Abstand zu Spur	$ \Delta\eta > 0,04 + (p_{\text{T}} + 4,07)^{-2,5}$ $ \Delta\phi > 0,09 + (p_{\text{T}} + 3,65)^{-2}$
Zellen pro Cluster	$N_{\text{Zellen}} \geq 2$
Cluster Form	$0,1 < \sigma_{\text{long}}^2 < 0,7$

Tabelle 3.3: Zusammenstellung der für die neutralen Pionen verwendeten Auswahlkriterien.

Die Einschränkungen der Pseudorapidität und des Azimutwinkels limitieren *Cluster* auf die Akzeptanz der Kalorimeter. Die beiden Azimutwinkel-Bereiche beschreiben dabei das ursprüngliche EMCAL sowie die gegenüberliegende Erweiterung durch das DCAL. Außerdem wird eine Mindestenergie der *Cluster* von 700 MeV gefordert. Dadurch werden minimal-ionisierte Teilchen ausgeschlossen, die einen signifikanten Teil des nicht durch Photonen erzeugten Signals ausmachen [Jon18].

Cluster, die mehr als 50 ns vor oder nach der Kollision aufgezeichnet wurden, werden ebenfalls nicht für die Rekonstruktion der neutralen Pionen verwendet, da die erzeugenden Teilchen meist einer vorangegangenen oder folgenden Kollision entstammen. Der Kollisionszeitpunkt wird dabei durch das Signal des in Abschnitt 2.2 eingeführten T0-Detektors definiert.

Um *Cluster* zu identifizieren, die durch geladene Teilchen entstehen, können die Teilchenspuren aus der TPC bis auf das EMCal extrapoliert werden. Bei einem kleinen Abstand zwischen der extrapolierten Spur und dem *Cluster* ist davon auszugehen, dass das *Cluster* durch das geladene Teilchen hervorgerufen wurde. Um nur neutrale *Cluster* zu selektieren, werden nur *Cluster* für die Analyse selektiert, auf die keine Spur zeigt. Der minimale Abstand zur nächsten Spur wird in Abhängigkeit vom gemessenen Transversalimpuls vorgegeben, da mit steigendem p_T die Messgenauigkeit und Extrapolation der Spur genauer werden.

Um Rauschen einzelner Zellen zu unterdrücken, werden mindestens zwei Zellen pro *Cluster* gefordert. Dies ermöglicht außerdem die Einführung von σ_{long}^2 , einer weiteren Größe, die zur Identifikation von Photon-*Clustern* verwendet werden kann. σ_{long}^2 wird anhand der Energieverteilung innerhalb des *Clusters* berechnet und beschreibt die Länge der langen Halbachse unter der Annahme eines elliptischen *Clusters*. Da sich Teilcheneigenschaften auf die Form der durch sie erzeugten *Cluster* auswirken, kann σ_{long}^2 bei der Unterscheidung bestimmter Teilchensorten helfen.

Weil Elektronen durch das anliegende Magnetfeld auf eine Kreisbahn gezwungen werden, sind ihre *Cluster* durch größere σ_{long}^2 -Werte charakterisiert. Durch das Auswahlkriterium $\sigma_{\text{long}}^2 = 0.7$ kann daher die Reinheit der Photonen erhöht werden.

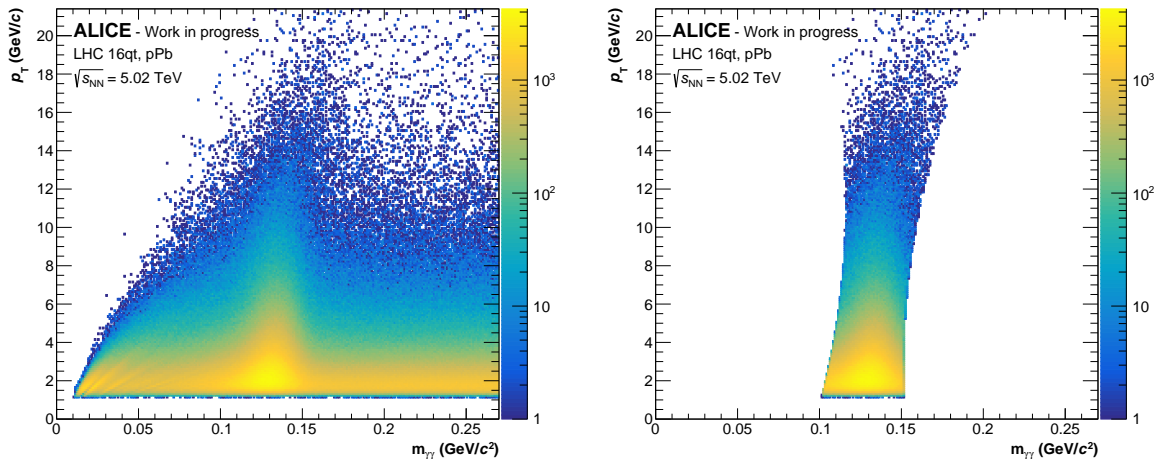
3.3.2 Rekonstruktion der neutralen Pionen

Die im vorangegangenen Abschnitt selektierten Photonen werden in diesem Abschnitt zu *Cluster*-Paaren kombiniert, um diese im folgenden Abschnitt 3.4 für die Rekonstruktion der ω -Mesonen zu verwenden. Dafür wird genutzt, dass die invariante Masse m_{inv} eines Teilchens beim Zerfall erhalten bleibt und sich daher aus den Tochterteilchen ermitteln lässt. Für Zerfälle in Photonen wird die Bestimmung der invarianten Masse des Mutterteilchens vereinfacht, da für die masselosen Photonen Impuls und Energie gleichgroß sind. So lässt sich für die invariante Masse eines Mutterteilchens, das in zwei Photonen mit Energien E_1 und E_2 unter einem Öffnungswinkel ϑ zerfällt, folgender Zusammenhang herleiten:

$$\begin{aligned} m_{\gamma\gamma}^2 &= PP = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = 2(E_1 E_2 - \vec{p}_1 \vec{p}_2) \\ &= 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos(\vartheta)) = 2E_1 E_2 (1 - \cos \vartheta) \\ \Rightarrow m_{\gamma\gamma} &= \sqrt{2E_1 E_2 (1 - \cos \vartheta)} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Mithilfe dieser Gleichung kann aus den *Cluster*-Positionen und Energien von zwei Zerfallsphotonen die invariante Masse des Mutterteilchens berechnet werden. Die einzelnen vom EMCal gemessenen *Cluster* ermöglichen jedoch keine Zuordnung zueinander beziehungsweise einem gemeinsamen Mutterteilchen. Daher muss ein

statistischer Ansatz gewählt werden, bei dem zunächst die invariante Masse jedes Photonen-Paars bestimmt wird. Abbildung 3.3a zeigt die Anzahl der *Cluster*-Paare in Abhängigkeit von ihrer invarianten Masse und ihrem Transversalimpuls. Bei vielen dieser π^0 -Kandidaten handelt es sich um Kombinationen nicht zusammengehörender Photonen. Diese Paare bilden den sogenannten kombinatorischen Untergrund. Neben diesen relativ gleichmäßig verteilten falsch zugeordneten π^0 werden auch Photonenpaare kombiniert, die tatsächlich aus dem selben π^0 stammen. Diese richtig rekonstruierten π^0 's bilden somit ein Signal über dem kombinatorischen Untergrund, das in Abbildung 3.3a in der Umgebung von $m_{\pi^0} = 135 \text{ MeV}/c^2$ deutlich zu erkennen ist.



(a) Verteilung der invarianten Masse aller gemessenen Photon-Paare.

(b) Für die weitere Analyse verwendete Pion-Kandidaten nahe der π^0 -Masse.

Abbildung 3.3: Verteilung der invarianten Masse von Photon-Paaren in Abhängigkeit vom Transversalimpuls aus dem Datensatz *LHC16qt*.

Um die Reinheit der π^0 -Kandidaten zu verbessern, werden nur Photonen-Paare mit einer Masse innerhalb der 2σ -Umgebung um die bekannte π^0 -Masse ausgewählt. Abbildung 3.3b visualisiert die für die ω -Rekonstruktion verfügbaren π^0 -Mesonen. Da die Pion-Masse in der Messung durch das *EMCal* vom Transversalimpuls abhängt, wurde eine experimentell bestimmte p_T -Abhängigkeit der Masse für dieses Auswahlkriterium genutzt.

Die zu erkennende Verschmierung der π^0 -Masse ist deutlich ausgeprägter als die eigentliche Zerfallsbreite von $\Gamma_{\pi^0} = 8,5 \text{ MeV}/c^2$ [PDG20]. Die Breite der Massenverteilung lässt sich stattdessen auf die Energieauflösung des *EMCal* zurückführen.

Mithilfe der in den vorangegangenen Abschnitten rekonstruierten geladenen und neutralen Pionen beschreibt der nächste Abschnitt die Signalextraktion des ω -Mesons aus den einzelnen Pion-Messungen.

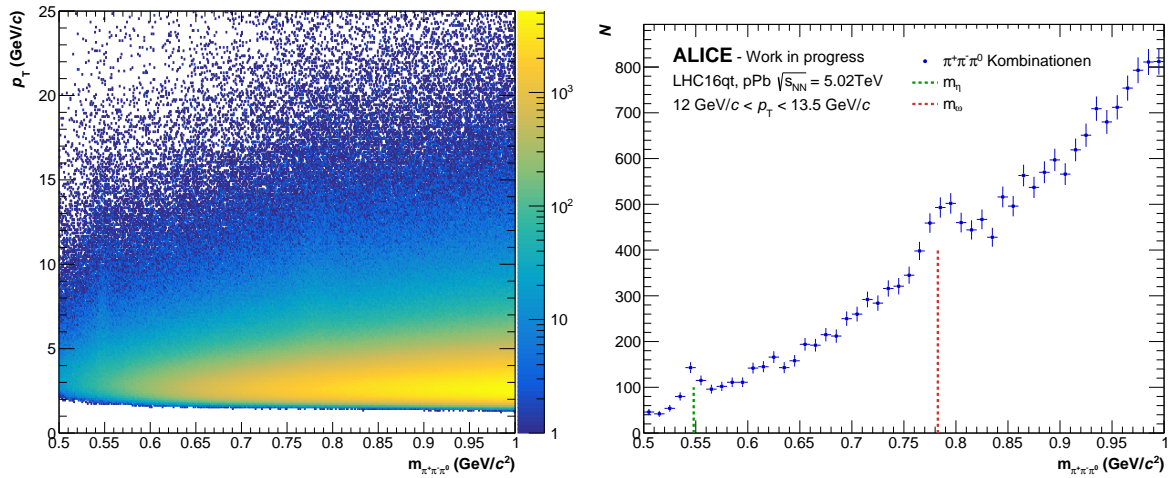
3.4 SIGNALEXTRAKTION

Dieser Abschnitt der Analyse behandelt die Rekonstruktion der ω -Mesonen sowie die p_T -abhängige Extraktion ihrer Anzahl aus den gemessenen Pionen.

SAME-EVENT Als Ausgangslage für die Analyse stehen die Impuls- und Energiemessungen der geladenen und neutralen Pionen aus den Abschnitten 3.2 und 3.3 zur Verfügung. Jedoch ist, wie bei der in Abschnitt 3.3.2 diskutierten Rekonstruktion der neutralen Pionen, keine Zuordnung zu ihren jeweiligen Mutterteilchen möglich. Um dennoch von den Pion-Einzelmessungen auf die gesuchte Anzahl von ω -Mesonen zu schließen, werden zunächst die invarianten Massen und Transversalimpulse aller möglichen Kombinationen aus jeweils einem π^+ , π^- und π^0 innerhalb eines *Events* berechnet. Um die aus der Detektorauflösung des **EMCal**'s resultierende Verschmierung zu minimieren, wird die gemessene Masse des π^0 auf ihren Literaturwert [PDG20] fest gesetzt:

$$m_{\pi^+\pi^-\pi^0} = \sqrt{(P_{\pi^+} + P_{\pi^-} + P_{\pi^0})^2 - m_{\pi^0}^{\text{EMCal}} + m_{\pi^0}^{\text{PDG}}} \quad (3.5)$$

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der so berechneten invarianten Masse aller ω -Kandidaten aus allen drei-Pion-Kombinationen, die alle in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Auswahlkriterien erfüllen.



(a) Verteilung der invarianten Massen und Transversalimpulse aller ω -Kandidaten.

(b) Verteilung der invarianten Masse im Intervall $12 \text{ GeV}/c < p_T < 13,5 \text{ GeV}/c$.

Abbildung 3.4: Invariante Massen aller Kombinationen aus jeweils einem π^+ , π^- und π^0 .

Ähnlich wie bei der Rekonstruktion der neutralen Pionen in Abschnitt 3.3.2 lassen sich Häufungen richtig kombinierter ω -Mesonen über einem kombinatorischen Untergrund beobachten. Neben der Resonanz des ω -Mesons zeigt sich ebenfalls eine Resonanz bei der Masse des η -Mesons, weil dieses den gleichen Zerfallskanal besitzt. Da diese Analyse allerdings nur die Messung von ω -Mesonen behandelt, wird von nun an der Massenbereich $0,6 \text{ GeV}/c^2 < m_{\text{inv}} < 1 \text{ GeV}/c^2$ betrachtet, um die Resonanz des η -Mesons bei $m_\eta = 0,548 \text{ GeV}/c^2$ auszuschließen.

3.4.1 Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes

Um aus der in Abbildung 3.4b gezeigten *Same-Event*-Verteilung die ω -Mesonen zu extrahieren, muss der kombinatorische Untergrund zunächst beschrieben, und anschließend abgezogen werden. Die folgenden drei Absätze erläutern jeweils die *Mixed-Event*-, *Like-Sign*- und *Rotations*-Methode, die den Untergrund physikalisch motiviert beschreiben. Diese stellen verschiedene Modifikationen der *Same-Event*-Methode dar, durch welche die Korrelation der drei Pionen, die aus dem gleichen ω -Meson stammen, gebrochen werden soll. Darauf folgt die Einführung der Untergrundbeschreibung durch eine *Parametrisierung*. Im letzten Absatz des Abschnitts werden die vorgestellten Untergrundbeschreibungen verglichen.

MIXED-EVENT Diese Methode kombiniert ähnlich wie bei der *Same-Event*-Verteilung jeweils ein π^+ , π^- und π^0 , jedoch stammen die Pionen nicht aus demselben Event, sondern es werden Pionen aus verschiedenen *Events* vermischt. Da aus verschiedenen Kollisionen stammende Teilchen nicht aus demselben Zerfall stammen können, wird lediglich der kombinatorische Untergrund beschrieben; die ω -Resonanz verschwindet also.

Abbildung 3.5b zeigt die Beschreibung des Untergrundes der *Same-Event*-Verteilung durch das *Event-Mixing* für ein p_T -Intervall. Die Untergrundbeschreibungen sollen die Form des Untergrundes beschreiben, nicht jedoch dessen Amplitude. Um tatsächlich den Untergrund der *Same-Event*-Verteilung zu beschreiben, wird die *Mixed-Event*-Verteilung durch einen Faktor skaliert, der im in Tabelle 3.4 dargestellten Skalierungs-Intervall bestimmt wird. Die grün dargestellte Differenz aus *Same*- und *Mixed-Event*-Verteilung macht bei hohen Massen eine Diskrepanz zwischen den beiden Verteilungen deutlich. Diese Abweichung der Untergrundbeschreibung wird korrigiert, indem die Differenz durch eine Polynomfunktion zweiten Grades parametrisiert wird. Dabei wird der in Tabelle 3.4 dargestellte Peakbereich ausgelassen, da ausschließlich der verbleibende, nicht durch das *Event-Mixing* beschriebene, Untergrund beschrieben werden soll. Abziehen dieses restlichen Untergrundes von der Differenz aus *Same*- und *Mixed-Event*-Verteilung führt zu dem in Abbildung 3.5b gelb dargestellten Signal des ω -Mesons. Für eine gute Untergrundbeschreibung müssen Pion-Kombinationen, die ein ω -Meson ergeben, ausgeschlossen werden, während möglichst viele der übrigen Korrelationen erhalten bleiben. Modifikationen des Untergrundes, beispielsweise durch das ρ -Meson, das in $\pi^+\pi^-$ zerfällt, würden bei Rekonstruktionen mit geladenen Pionen aus verschiedenen *Events* wegfallen. Um den Effekt solcher zwei-Pion-Korrelationen abzuschätzen, werden zwei verschiedene Varianten des *Event-Mixing* genutzt. Bei der ersten werden alle π^+ und π^- aus dem gleichen mit π^0 aus anderen *Events* kombiniert. Somit können Korrelationen zwischen π^+ und π^- erhalten bleiben. In der zweiten Variante nutzt man π^+ und π^0 aus demselben, mit π^- aus anderen *Events*. In den Abbildungen A.5 und A.7 sind im Anhang die beiden Arten des *Event-Mixing* für alle p_T -Intervalle dargestellt. Diese sowie die aus den Untergrundbeschreibungen resultierenden p_T -Spektren zeigen kaum Unterschiede zwischen den Varianten (siehe Abschnitt 3.4.3).

Anwendung	m_{inv} -Intervall (GeV/ c^2)
Skalierung und	$0,6 < m_{\text{inv}} < 0,75$
Parametrisierung	$0,81 < m_{\text{inv}} < 0,99$
Integration	$0,75 < m_{\text{inv}} < 0,81$

Tabelle 3.4: Für Skalierung, Parametrisierung und Integration verwendete m_{inv} -Intervalle.

LIKE-SIGN Bei der *Like-Sign*-Methode wird die korrekte Rekonstruktion von ω -Mesonen verhindert, indem innerhalb des jeweiligen *Events* nur Kombinationen aus einem neutralen und zwei gleich geladenen Pionen, also $\pi^0\pi^+\pi^+$ und $\pi^0\pi^-\pi^-$ gebildet werden. Die Symmetrie zwischen Teilchen und Antiteilchen bei Teilchenkollisionen im **LHC** sorgen dafür, dass sich der kombinatorische Untergrund dadurch sehr genau beschreiben lässt. Abbildung 3.5c zeigt die Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes durch die *Like-Sign*-Methode. Für das gezeigte p_T -Intervall liefert die *Like-Sign*-Methode eine sehr gute Beschreibung des Untergrundes. Für kleine p_T zeigen sich allerdings größere Abweichungen der Untergrundbeschreibung zur *Same-Event*-Verteilung (siehe Abbildung A.9). Daher wird wie auch bei der *Mixed-Event*-Methode eine zusätzliche Untergrundkomponente parametrisiert und abgezogen. Da die *Like-Sign*-Methode nur Pionen innerhalb der jeweiligen *Events* kombiniert, ist ihre Statistik stark limitiert. Der in der Abbildung 3.5c angegebene Skalierungsfaktor von 1,67 zeigt, dass der ermittelte Untergrund weniger Statistik als die *Same-Event*-Verteilung beinhaltet. Somit ergibt sich für die *Like-Sign*-Methode eine größere statistische Unsicherheit im Vergleich zum *Event Mixing*.

ROTATION Die Rotations-Methode ist eine im Vergleich zu den vorangegangenen Methoden weniger geläufige Untergrundbeschreibung, die bisher meist in $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Analysen angewandt wurde, um die Korrelation zwischen den Photonen zu brechen. Dabei wird der Impulsvektor jedes Photonenpaars berechnet und dieses Paar anschließend um diesen um 90° rotiert. Anschließend kombiniert man die rotierten Photonen jeweils mit allen nicht rotierten Photonen desselben *Events* zu neuen π^0 's. Diese Methode ist motiviert dadurch, dass die Zerfallsebene, in der die Photonen sich nach dem Zerfall bewegen, zufällig ist. Für die Untergrundbeschreibung des ω -Mesons wird nun die Rotationsmethode wie in [Goe20] auf die gemessenen π^0 angewandt und anschließend mit den geladenen Pionen aus demselben *Event* kombiniert. Da durch die Rotationsmethode die verwendeten neutralen Pionen keinen in der Kollision entstandenen Teilchen entsprechen, können Kombinationen mit ihnen keinen ω -Mesonen entsprechen. Die Rotationsmethode kann, wie in Abbildung 3.5d dargestellt, den Untergrund der *Same-Event*-Verteilung für das gezeigte p_T -Intervall sehr passend und mit ausreichend Statistik beschreiben. Abbildung A.11 zeigt jedoch Abweichungen der Untergrundbeschreibung zur *Same-Event*-Verteilung bei kleinen Transversalimpulsen. Daher ist auch diese auf das zusätzliche Parametrisieren und Abziehen von restlichem Untergrund angewiesen.

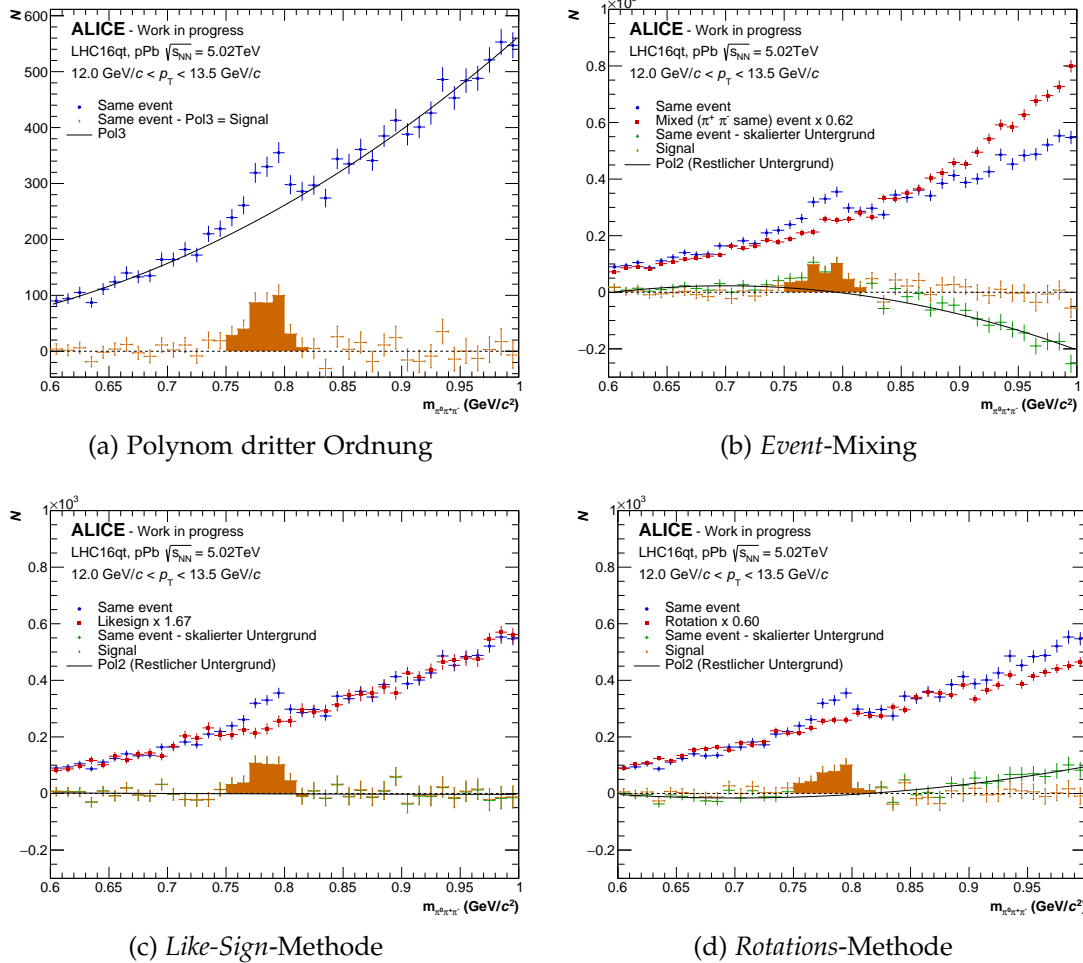


Abbildung 3.5: Darstellung der Subtraktion verschiedener Untergrundbeschreibungen von der Same-Event-Verteilung im Intervall $12 \text{ GeV}/c < p_T < 13.5 \text{ GeV}/c$.

PARAMETRISIERUNGEN Bei dieser Methode wird die *Same-Event*-Verteilung durch eine Polynomfunktion parametrisiert. Um dabei die ω -Mesonen auszuschließen und nur Untergrund zu beschreiben, erfolgt die Parametrisierung im in Tabelle 3.4 angegebenen Intervall. Als Parametrisierungen bieten sich besonders Polynome zweiten und dritten Grades an, da diese in der Lage sind, mit einer geringen Anzahl von Parametern den Untergrund passend zu beschreiben. Abbildung 3.5a zeigt die Untergrundbeschreibung durch ein Polynom dritten Grades. Da die Differenz aus *Same-Event*-Verteilung und Polynom dritten Grades außerhalb des Peaks für alle p_T -Intervalle verschwindet, wird auf die bei den vorangegangenen Untergrundbeschreibungen durchgeführte Parametrisierung des restlichen Untergrundes verzichtet. Die Abbildungen A.3 und A.1 zeigen, dass sich die Untergrundbeschreibungen der beiden Polynome für $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ stark ähneln. Unterhalb dieser Grenze ist das Polynom zweiten Grades nicht mehr in der Lage, den Untergrund passend zu beschreiben, während das Polynom dritten Grades durch seinen zusätzlichen Freiheitsgrad weiterhin eine gute Beschreibung des Untergrundes darstellt.

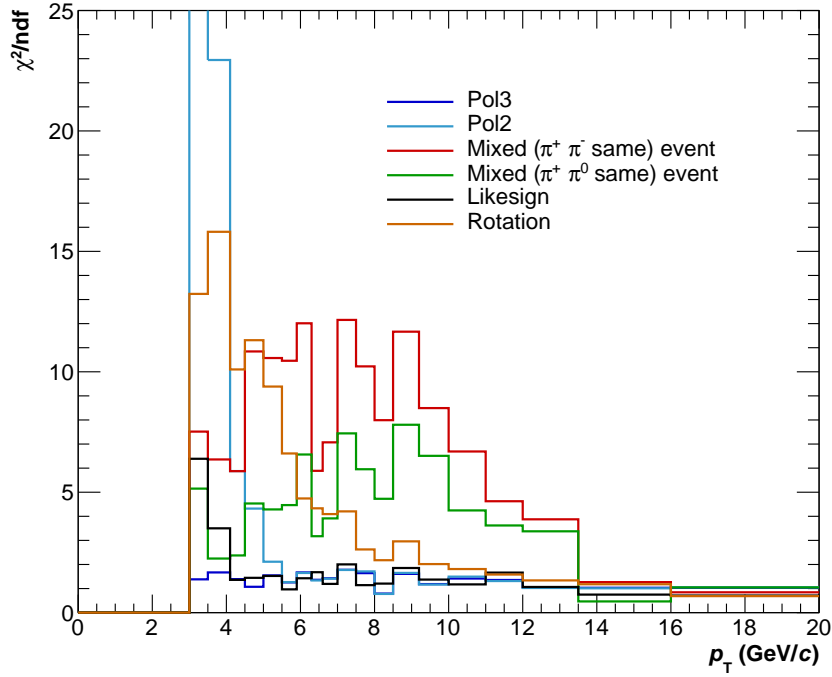


Abbildung 3.6: p_T -abhängiges χ^2/ndf des Signals der verschiedenen Untergrundbeschreibungen in Bezug auf die Null außerhalb des Peakbereichs.

VERGLEICH DER UNTERGRUNDBESCHREIBUNGEN Um die Güte der in den vorangegangenen Absätzen vorgestellten Untergrundbeschreibungen zu quantifizieren, kann das χ^2/ndf der in Abbildung 3.5 dargestellten Signale in Bezug auf die Null im in Tabelle 3.4 gegebenen Parametrisierungsbereich betrachtet werden. Abbildung 3.6 zeigt das transversalimpulsabhängige χ^2/ndf für alle vorgestellten Untergrundbeschreibungen. Da bei einer passenden Untergrundbeschreibung das Signal außerhalb des Peakbereichs verschwindet, deutet $\chi^2/\text{ndf} \approx 1$ auf eine innerhalb der statistischen Unsicherheiten passende Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes hin. Das χ^2/ndf sinkt für alle Untergrundbeschreibungen mit steigendem p_T . Dies liegt an dem größer werdenden Signal-zu-Untergrund-Verhältnis der *Same-Event*-Verteilung, wodurch die Untergrundbeschreibung vereinfacht wird.

Für $p_T < 4$ GeV/c beobachtet man ein stark ansteigendes χ^2/ndf für alle Untergrundbeschreibungen bis auf das Polynom dritten Grades. Im Vergleich zum Polynom zweiten Grades kann das dritten Grades den Untergrund bei kleinem p_T durch den zusätzlichen Freiheitsgrad deutlich besser parametrisieren. Während bei mittleren bis hohen Transversalimpulsen alle Untergrundbeschreibungen für die Signalextraktion geeignet sind, besitzt nur die Beschreibung durch das Polynom dritten Grades ein $\chi^2/\text{ndf} \approx 1$ im gesamten p_T -Intervall.

Um den p_T -Bereich der Messung der Produktionsrate von ω -Mesonen zu maximieren, wird daher das Polynom dritten Grades als Standard-Untergrundbeschreibung verwendet. Die weiteren vorgestellten Untergrundbeschreibungen dienen zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten in Abschnitt 3.6.

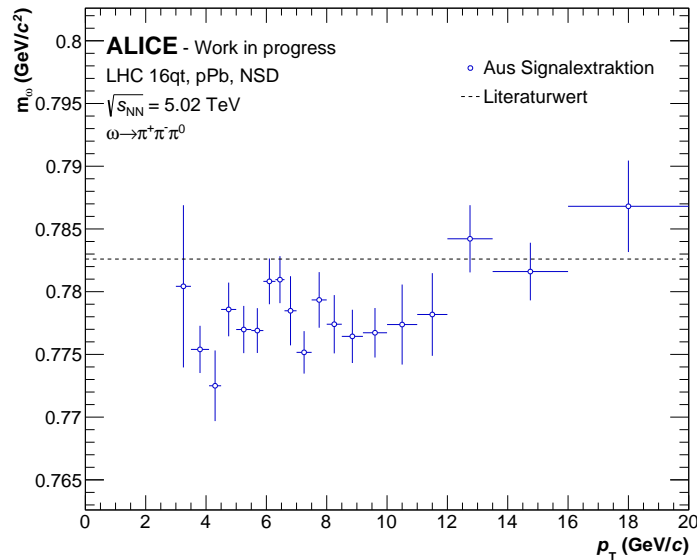


Abbildung 3.7: p_T -abhängiger Mittelwert der Gauß-Parametrisierung des Signals sowie der Literaturwert der Masse des ω -Mesons [PDG20].

3.4.2 Die Masse des ω -Mesons

Das nach dem Abziehen übrige Signal enthält neben der Information über die Anzahl an ω -Mesonen ebenfalls die Masse des ω -Mesons in Form des Maximums des Signals. Dafür kann dieses durch eine Gauß-Funktion parametrisiert und deren Mittelwert in Abhängigkeit vom Transversalimpuls betrachtet werden. Dieser gemessene Mittelwert, der die Masse des ω -Mesons beschreibt, ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die in der Abbildung sichtbare, statistisch signifikante Abweichung der gemessenen Masse vom Literaturwert von etwa 0,6% kann verschiedene Ursachen haben:

- Unpassende Untergrundbeschreibung in der Peak-Region
- Unzureichende Detektor-Kalibration
- Modifikation der Masse durch Einschluss in Kernmaterie [Trn+05]

Eine mögliche Referenzmessung in pp -Kollisionen bei gleicher Schwerpunktsenergie könnte zur Überprüfung dienen, ob hier tatsächlich Kern-Effekte für die Modifikation der Masse verantwortlich sind.

Andererseits kann die Nähe der rekonstruierten Masse des ω -Mesons zum Literaturwert im gesamten p_T -Intervall mit einer Abweichung von nur 0,6% als Indikator für eine passende und robuste Beschreibung des kombinatorischen Untergrundes gesehen werden.

Nach der Betrachtung der aus der Signalextraktion hervorgehenden Masse des ω -Mesons in diesem Abschnitt, behandelt der nächste Abschnitt die Extraktion der Anzahl von ω -Mesonen in Form eines p_T -Spektrums.

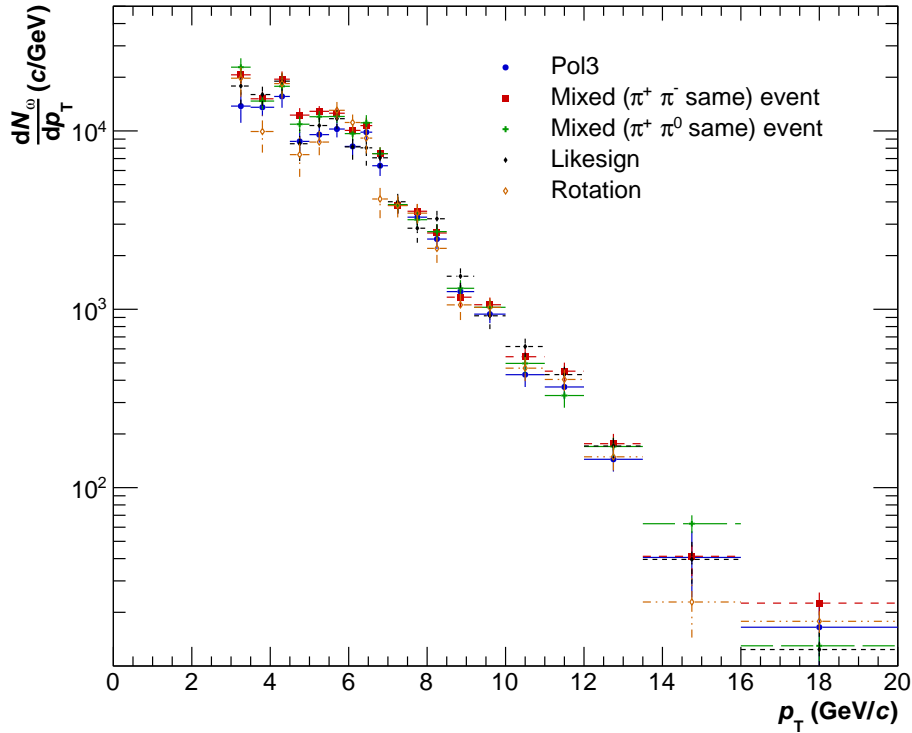


Abbildung 3.8: Unkorrigierte p_T -Spektren der verschiedenen Untergrundbeschreibungen.

3.4.3 Das unkorrigierte p_T -Spektrum

Die in Abbildung 3.5a dargestellte Untergrundbeschreibung durch ein Polynom dritten Grades ermöglicht die Untersuchung des durch ω -Mesonen hervorgerufenen Signals. Durch Integration dieses Signals innerhalb des in Tabelle 3.4 angegebenen Integrationsbereichs kann für die einzelnen p_T -Intervalle die Anzahl enthaltener ω -Mesonen extrahiert werden. Diese p_T -abhängige Anzahl gemessener ω -Mesonen pro Intervall-Breite wird als unkorrigiertes p_T -Spektrum bezeichnet.

Abbildung 3.8 zeigt neben dem blau gekennzeichneten unkorrigierten p_T -Spektrum der Standard-Untergrundbeschreibung durch ein Polynom dritten Grades ebenfalls die durch die weiteren eingeführten andere Untergrundbeschreibungen extrahierten p_T -Spektren. Die hier gezeigten p_T -Spektren werden als unkorrigiert bezeichnet, da die im nächsten Abschnitt beschriebenen Akzeptanz- und Effizienz-Korrekturen noch ausstehen. Somit hängen die p_T -Spektren vom experimentellen Aufbau sowie der durchgeführten Analyse ab.

Beide Varianten des *Event-Mixing* zeigen in Abbildung 3.8 eine sehr starke Ähnlichkeit zueinander. Jedoch ist die durch sie extrahierte Anzahl an ω -Mesonen gerade bei kleinen Transversalimpulsen systematisch größer als die der anderen Methoden. Dies deutet darauf hin, dass der Untergrund entweder durch das *Event-Mixing* unterschätzt oder von den anderen Methoden überschätzt wird. Durch die in Abschnitt 3.5.2 beschriebene Effizienz-Korrektur wird eine solche Abhängigkeit von der Untergrundbeschreibung entfernt.

3.5 KORREKTUREN DES SPEKTRUMS

Das in Abbildung 3.8 gezeigte unkorrigierte p_T -Spektrum hängt sowohl vom Experiment als auch von der Analyse ab und ermöglicht daher keine physikalische Aussage, die mit theoretischen Modellen abgeglichen werden könnte. Um ein korrigiertes p_T -Spektrum zu erhalten, werden in den Abschnitten 3.5.1 und 3.5.2 die Akzeptanz und Effizienz der Messung ermittelt. In Abschnitt 3.5.3 werden diese sowie weitere Normierungen auf das unkorrigierte p_T -Spektrum angewandt. Dieses korrigierte p_T -Spektrum wird anschließend in Abschnitt 3.5.4 in einen Wirkungsquerschnitt umgerechnet.

3.5.1 Die geometrische Akzeptanz

Die nicht vollständige Raumabdeckung durch Detektoren wird anhand der sogenannten Akzeptanz quantifiziert. Die Akzeptanz ist definiert als

$$\text{Akzeptanz} = \frac{N_{\omega}^{\text{akzeptiert}}}{N_{\omega}^{\text{generiert}}}, \quad (3.6)$$

dabei beschreibt $N_{\omega}^{\text{generiert}}$ die Anzahl der ω -Mesonen, die innerhalb eines festgelegten Rapiditätsbereichs von $|y| < 0,85$ generiert werden. Der Anteil derjenigen, bei denen sich die Zerfallspionen in den Tabellen 3.2 und 3.3 gegebenen η - ϕ -Bereichen der jeweils sensitiven Detektoren befinden, wird als $N_{\omega}^{\text{akzeptiert}}$ bezeichnet. Blaue Kreise zeigen in Abbildung 3.9 die Akzeptanz in Abhängigkeit vom Transversalimpuls, bestimmt anhand der DPMJET-MC-Simulation. Dabei lässt sich ein deutlicher Anstieg der Akzeptanz mit steigendem p_T beobachten. Dies erklärt sich dadurch, dass hohe Transversalimpulse kleinen Öffnungswinkeln beim Zerfall entsprechen. Während die Teilchen bei kleinem p_T also sehr unterschiedliche Flugbahnen besitzen, liegen diese bei Teilchen mit hohem p_T näher aneinander. Somit sinkt die Wahrscheinlichkeit mit steigendem p_T , dass nur eine Teilmenge der Zerfallsprodukte den Detektor erreicht, und daher steigt die Akzeptanz.

PYTHIA-PARTICLE-GUN Da in den Teilchenkollisionen der DPMJET-MC-Simulation nur wenige ω -Mesonen mit hohen Transversalimpulsen generiert werden, hat die Akzeptanz eine statistische Unsicherheit von etwa 2%. Um diese Unsicherheit zu minimieren, wird zur Bestimmung der Akzeptanz eine sogenannte *particle-gun* verwendet. Damit wird eine stark vereinfachte Pythia-MC-Simulation bezeichnet, in der keine vollen Teilchenkollisionen simuliert werden, sondern stattdessen lediglich der Zerfall von ω -Mesonen simuliert wird. Aus den daraus ermittelten kinematischen Eigenschaften der Zerfallsteilchen lässt sich die Akzeptanz berechnen. Ihre p_T -Verteilung sowie ihre Entstehungsorte entlang der Strahlachse werden dafür aus der DPMJET-MC-Simulation übernommen. Da ω -Mesonen nur einen sehr kleinen Teil der in der DPMJET-Simulation berechneten Teilchen ausmachen, kann durch eine solche vereinfachte Simulation mit deutlich weniger Rechenaufwand eine deutlich

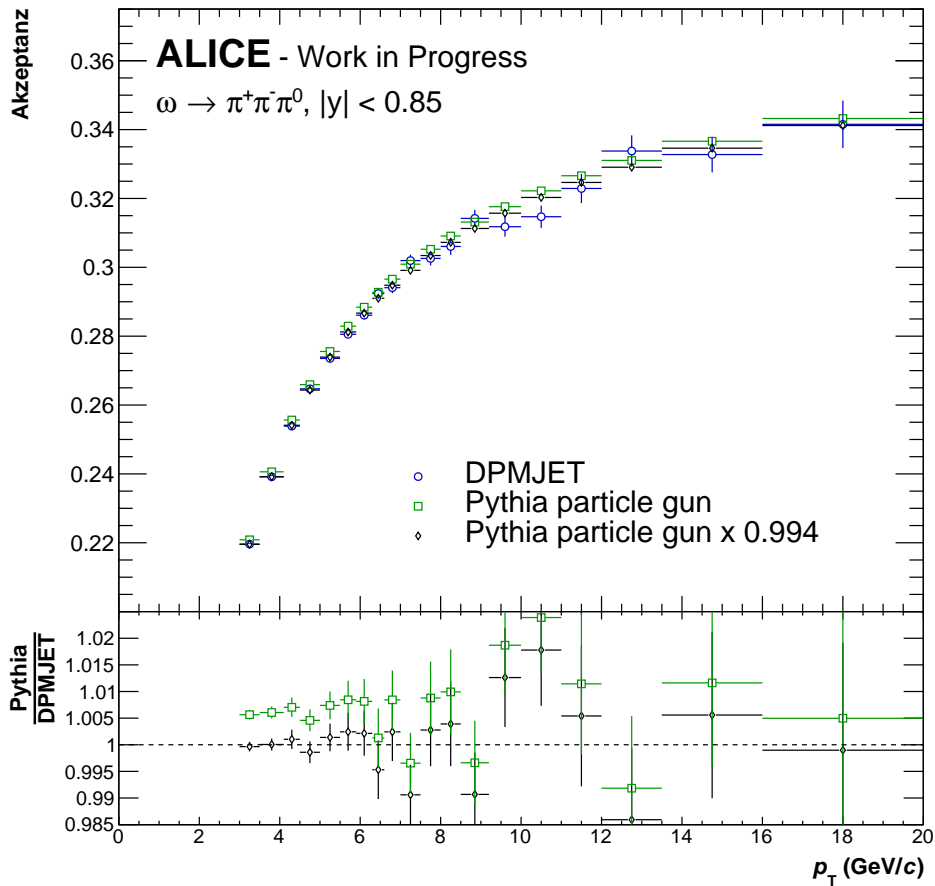


Abbildung 3.9: Darstellung der geometrischen Akzeptanz von ω -Mesonen bei Messung der Teilchen durch TPC und EMCal. Die hohen statistischen Unsicherheiten der DPMJET-Simulation motivieren die Verwendung einer Pythia-*particle-gun*.

bessere Statistik generiert werden. Ein weiterer Vorteil der Pythia-*particle-gun* liegt darin, dass die ω -Mesonen mit beliebigen Transversalimpulsen generiert werden können und somit gleichmäßige Statistik für das gesamte p_T -Intervall generiert wird. Abbildung 3.9 zeigt die Akzeptanz als Funktion von p_T , wobei die grünen Quadrate die durch die Pythia-*particle-gun* bestimmte Akzeptanz beschreiben. Das darunter dargestellte Verhältnis aus Pythia- und DPMJET-Akzeptanz zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen beiden Akzeptanzen mit einer Abweichung von unter einem Prozent. Im Intervall $3 \text{ GeV}/c < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ sind die statistischen Unsicherheiten der DPMJET-MC-Simulation jedoch gering genug, dass eine signifikante Abweichung der Akzeptanzen von etwa 0,6% erkennbar wird. Um diesen durch die Vereinfachungen entstandenen Fehler der *particle-gun* zu korrigieren, wird diese durch einen Faktor 0,994 korrigiert, um im Bereich kleiner Transversalimpulse mit der DPMJET-Akzeptanz übereinzustimmen. Dies führt zur in Abbildung 3.9 schwarz dargestellten Akzeptanz, die zur Korrektur des p_T -Spektrums in Abschnitt 3.5.3 verwendet wird. Die statistischen Unsicherheiten der DPMJET-Akzeptanz können dadurch von bis zu 2% auf unter 0,001% gesenkt werden. Damit einher

geht außerdem eine Unterdrückung der statistischen Schwankungen in der Akzeptanz, die sich sonst ebenfalls in den Wirkungsquerschnitt fortpflanzen würden. Aufgrund des eingeführten Korrekturfaktors wird für die Verwendung der *particle-gun*-Akzeptanz jedoch eine systematische Unsicherheit von 0,03% eingeführt, um eine mögliche p_T -Abhängigkeit dieser Abweichung abzudecken.

3.5.2 Die Effizienz der Messung

Um vom Detektor unabhängige Ergebnisse zu erhalten, muss neben der eben bestimmten Akzeptanz die Effizienz der Messung bestimmt werden. Diese beschreibt sowohl die Nachweiseffizienz der Detektoren als auch die Rekonstruktionseffizienz der Signalextraktion. Die Effizienz lässt sich anhand der MC-Simulation bestimmen als das Verhältnis von rekonstruierten und akzeptierten ω -Mesonen.

$$\text{Effizienz} = \frac{N_{\omega}^{\text{rekonstruiert}}}{N_{\omega}^{\text{akzeptiert}}} \quad (3.7)$$

$N_{\omega}^{\text{akzeptiert}}$ stellt hierbei wie im vorigen Abschnitt auch die Anzahl an ω -Mesonen dar, deren Zerfallspionen im Raumbereich der auf sie sensitiven Detektoren liegen. Die Anzahl rekonstruierter ω -Mesonen $N_{\omega}^{\text{rekonstruiert}}$ entspricht dem unkorrigierten p_T -Spektrum der MC-Simulation. Es wird analog zum p_T -Spektrum der gemessenen Daten bestimmt, indem die in Abschnitt 3.4 vorgestellte Signalextraktion auf die mit der MC-Simulation erzeugten Messdaten angewandt wird. So ergibt sich bei einer Signalextraktion durch ein Polynom dritten Grades die p_T -abhängige Rekonstruktions-Effizienz, die in Abbildung 3.10 durch blaue Kreise dargestellt wird. Anhand der MC-Daten lässt sich somit abschätzen, welcher Anteil der akzeptierten ω -Mesonen durch die Signalextraktion erfasst wird. Unter der Annahme, dass die Verluste in der MC-Simulation denen in den Daten gleichen, können die Effizienz-Verluste in den Daten, wie in Abschnitt 3.5.3 gezeigt, korrigiert werden.

VALIDIERTE EFFIZIENZ Als Variation der Rekonstruktions-Effizienz lässt sich nach folgender Vorgehensweise auch die sogenannte validierte Effizienz bestimmen. Da in MC-Daten bekannt ist, welche Pion-Kombinationen ω -Mesonen entsprechen, kann die Ausgangsverteilung der Signalextraktion in Abbildung 3.4a ausschließlich mit korrekt kombinierten Zerfallsteilchen aus ω -Mesonen erstellt und damit die Signalextraktion durchgeführt werden. Verwendet man bei der Signalextraktion nur diese validierten ω -Mesonen, so sinken die statistischen Unsicherheiten drastisch, da die Untergrundbeschreibung wegfällt. Rekonstruiert man nur diese validierten ω -Mesonen und teilt deren Anzahl durch die der akzeptierten ω -Mesonen, so erhält man die validierte Effizienz. Diese sowie ihr Verhältnis zur Rekonstruktions-Effizienz sind in Abbildung 3.10 dargestellt. Bevor die validierte Effizienz jedoch für die Korrektur des p_T -Spektrums verwendet werden kann, muss zunächst überprüft werden, ob dabei mögliche systematische Effekte in der Signalextraktion übergangen werden. Das Verhältnis aus validierter und Rekonstruktions-Effizienz in Abbildung

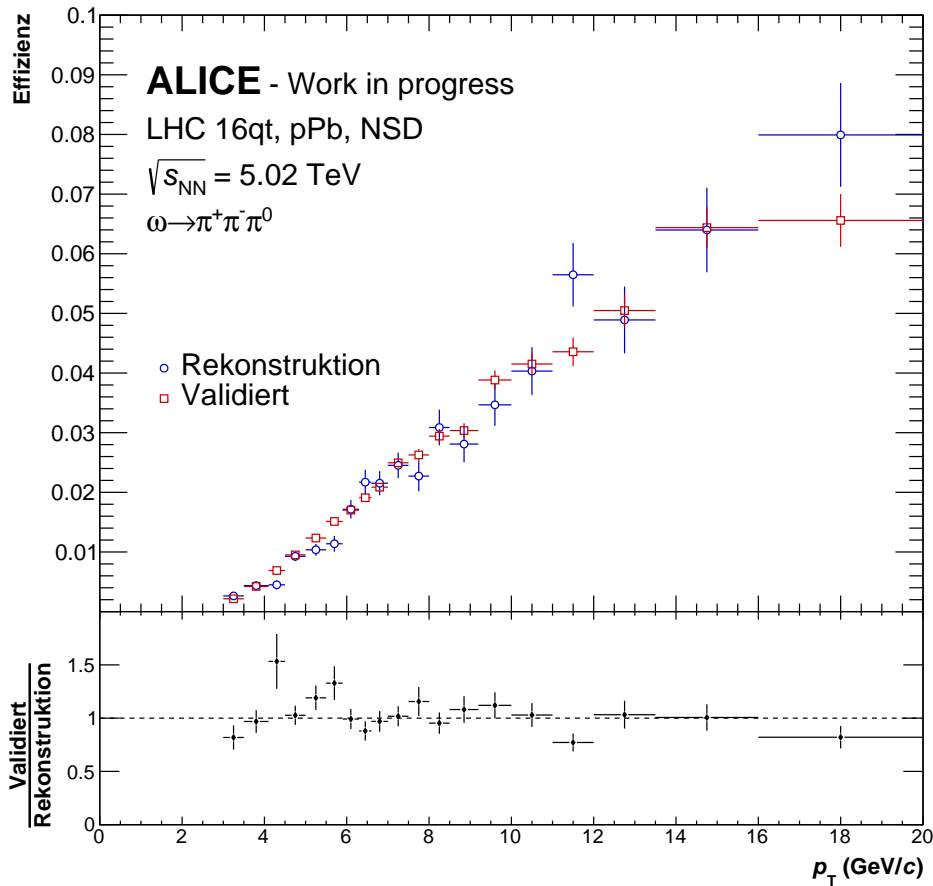


Abbildung 3.10: Validierte und Rekonstruktions-Effizienz der Messung bei einer Untergrundbeschreibung durch ein Polynom dritten Grades.

3.10 dient hierfür als Indikator. Innerhalb der statistischen Unsicherheiten stimmen die Effizienzen überein, wobei die Rekonstruktions-Effizienz statistisch um die validierte Effizienz schwankt. Eine Modifikation der Effizienz durch die Signalextraktion mit einem Polynom dritten Grades sind somit nicht statistisch signifikant feststellbar. Daher kann für diese Untergrundbeschreibung die validierte Effizienz zur Korrektur verwendet werden, wodurch die statistischen Unsicherheiten der Ergebnisse dieser Arbeit deutlich gesenkt werden.

Um in Abschnitt 3.6 die systematischen Unsicherheiten durch die Untergrundbeschreibung zu bestimmen, wird parallel zur eigentlichen Signalextraktion durch das Polynom dritten Grades auch die Signalextraktion mithilfe der übrigen Untergrundbeschreibungen durchgeführt. Für diese werden die jeweiligen Rekonstruktions-Effizienzen zur Korrektur angewandt, da sie signifikant von der validierten Effizienz abweichen.

Die hier vorgestellte Effizienz-Korrektur wird in Kombination mit der Akzeptanz-Korrektur des vorangegangenen Abschnitts im nächsten Abschnitt zur Korrektur des unkorrigierten p_T -Spektrums aus Abschnitt 3.4.3 angewandt.

3.5.3 Das korrigierte p_T -Spektrum

Das korrigierte p_T -Spektrum gibt unabhängig vom Experiment die Anzahl produzierter ω -Mesonen pro Teilchenkollision an. Um dieses zu erhalten, werden auf das aus der Signalextraktion resultierende unkorrigierte p_T -Spektrum aus Abschnitt 3.4.3 mehrere Korrekturfaktoren und Normierungen angewendet. Dieser Übergang zum korrigierten p_T -Spektrum ist in Ausdruck 3.8 gegeben, dessen Bestandteile im Folgenden erläutert werden.

$$\frac{dN_\omega}{dp_T} \rightarrow \frac{1}{2\pi N_{\text{evt.}}} \cdot \frac{1}{A \cdot \epsilon \cdot \gamma} \cdot \frac{d^2N_\omega}{p_T dp_T dy} \quad (3.8)$$

- A : Die in Abschnitt 3.5.1 erarbeitete Akzeptanz-Korrektur ermöglicht es, auf ω -Mesonen zu schließen, deren Zerfallspionen nicht die Detektoren erreichen.
- ϵ : Die Effizienz-Korrektur aus Abschnitt 3.5.2 kompensiert die Nachweiseffizienz der Detektoren.
- $\gamma \equiv \Gamma_{\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} / \Gamma_\omega = 89\%$: Das Verzweigungsverhältnis aus Abschnitt 1.1.2 ergänzt das p_T -Spektrum um die ω -Mesonen die nicht in drei Pionen zerfallen.
- $N_{\text{evt.}}$: Die in der *Event-Selektion* erläuterte Anzahl gemessener *Events* ermöglicht eine Angabe produzierter ω -Mesonen je Kollision.
- 2π entspricht dem Azimutwinkel-Intervall $d\phi$, das bei der Akzeptanzbestimmung in Abschnitt 3.5.1 betrachtet wird.
- $dy = \Delta y = 1,7$: Das durch ALICE messbare Rapiditäts-Intervall.
- p_T : Skalierung durch den Transversalimpuls .

Im Folgenden ist die Anzahl an ω -Mesonen N_ω als eine korrigierte Anzahl zu verstehen, die Korrekturfaktoren A , ϵ und γ werden daher nicht weiter explizit erwähnt. Das aus allen Korrekturen und Normierungen folgende Lorentz-invariante korrigierte p_T -Spektrum ist in Abbildung 3.12 gezeigt.

3.5.4 Der Wirkungsquerschnitt

Nach Gleichung 3.9 kann das korrigierte p_T -Spektrum in einen Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ω -Mesonen umgerechnet werden.

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \sigma_{\text{MB}} \cdot \frac{1}{2\pi N_{\text{evt.}}} \frac{d^2N_\omega}{p_T dp_T dy} \quad (3.9)$$

Der dabei verwendete MB-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{MB}} = (2,08 \pm 0.01)\text{b}$ [LKd19] ergibt sich aus Glauber-Simulationsrechnungen. In Kapitel 4 wird der invariante Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ω -Mesonen vorgestellt, zuvor werden dafür im folgenden Abschnitt jedoch die systematischen Unsicherheiten abgeschätzt.

3.6 STATISTISCHE UND SYSTEMATISCHE UNSICHERHEITEN

Dieser Abschnitt behandelt die statistischen und systematischen Unsicherheiten, mit denen die Ergebnisse dieser Arbeit behaftet sind. Dafür werden im Folgenden die systematischen Unsicherheiten der Analyse bestimmt und anschließend gemeinsam mit den statistischen Unsicherheiten im letzten Absatz diskutiert.

Die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten wird dabei anhand der Auswirkungen von Variationen in der Analyse auf das resultierende p_T -Spektrum betrachtet. Einstellungsmöglichkeiten in der Analyse, wie etwa Auswahlkriterien, werden hierfür variiert und mit diesen veränderten Einstellungen ebenfalls ein korrigiertes p_T -Spektrum bestimmt. Abweichungen des p_T -Spektrums von dem der Standardmethode lassen sich durch das Barlow-Kriterium einordnen, das im nächsten Absatz eingeführt wird. In den darauf folgenden drei Absätzen wird dieses Kriterium auf verschiedene Kategorien von Variationen angewandt.

DAS BARLOW-KRITERIUM Eine Herausforderung bei der Extraktion der systematischen Unsicherheiten liegt in deren Trennung von statistischen Unsicherheiten. So sind auch für Variationen ohne systematische Einflüsse auf das p_T -Spektrum dennoch statistische Fluktuationen zu erwarten. Zur Einteilung, ob eine Abweichung von der Standardmethode statistischer oder systematischer Natur ist, lässt sich das Barlow-Kriterium anwenden [Bar17]. Dafür kann eine Größe C definiert werden, die ein Maß für die Signifikanz einer Abweichung darstellt.

$$C = \frac{Y_s - Y_v}{\sqrt{|\sigma_s^2 - \sigma_v^2|}} \quad (3.10)$$

Y_s und σ_s^2 stehen hierbei für den Wert des korrigierten p_T -Spektrums sowie seine statistische Unsicherheit. Y_v und σ_v^2 stehen hingegen für den Wert und die statistische Unsicherheit des korrigierten p_T -Spektrums der betrachteten Variation. Für jede vorgenommene Variation in der Analyse lässt sich somit der p_T -abhängige C -Wert bestimmen. Der Betrag des C -Wertes gibt die Abweichung der Variation von der Standardmethode in Standardabweichungen an. Die Signifikanz dieser Abweichung kann anschließend als Indikator zur Identifikation systematischer Abweichungen verwendet werden.

VARIATIONEN DER SPUR- UND CLUSTER-SELEKTION Für einige der in den Tabellen 3.2 und 3.3 festgelegten Auswahlkriterien für die gemessenen Spuren und *Cluster* stehen mehrere physikalisch sinnvolle Einstellungen zur Verfügung. Diese werden daher variiert und aus den jeweiligen Abweichungen des p_T -Spektrums wird der C -Wert bestimmt. Abbildung 3.11a zeigt diesen für acht verschiedene Variationen der Auswahlkriterien. Die Abbildung zeigt, dass der Betrag des C -Wertes für alle Variationen nahezu im gesamten p_T -Intervall kleiner Eins ist. Nach dem Barlow-Kriterium sollten diese Abweichungen daher nicht zur Extraktion der systematischen Unsicherheiten verwendet werden, da systematische Abweichungen von zu großen statistischen Unsicherheiten überlagert sind.

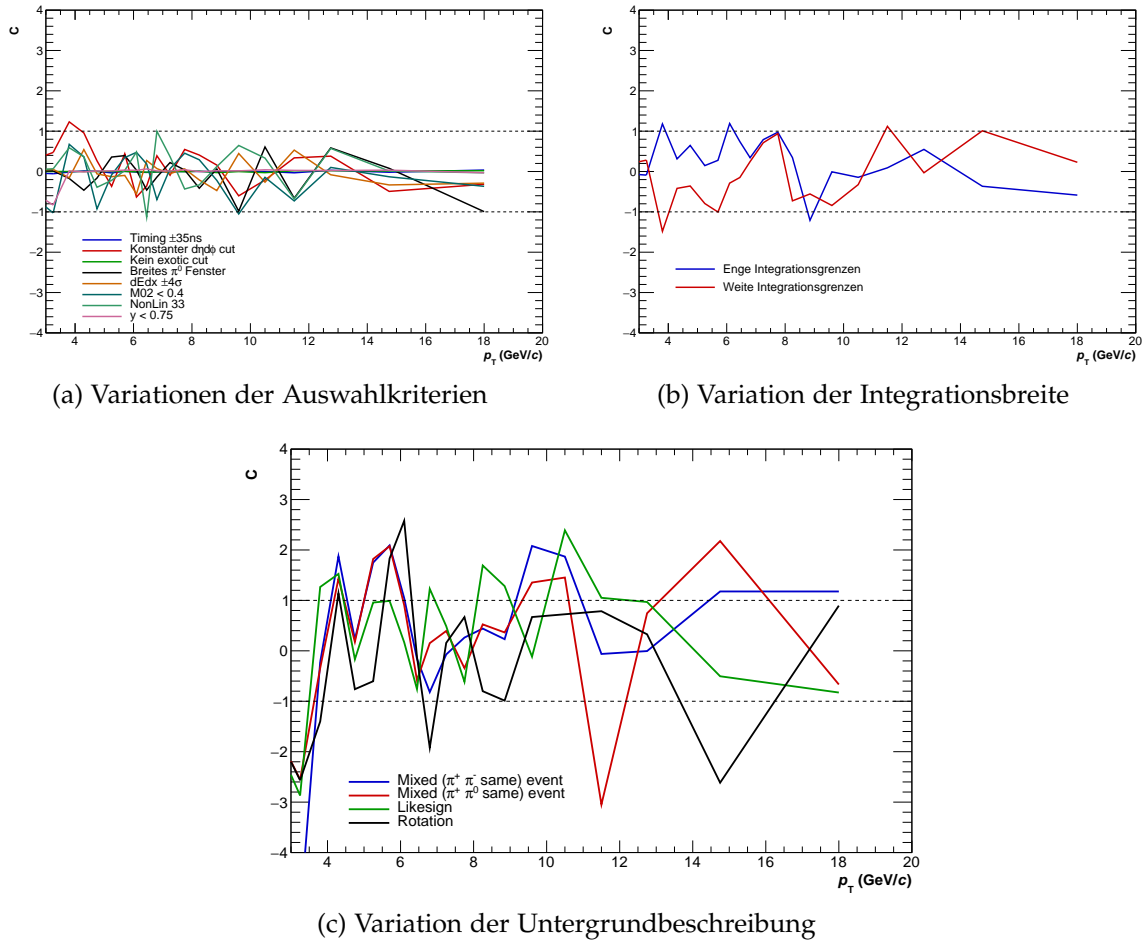


Abbildung 3.11: Nach Gleichung 3.10 bestimmter C-Wert für drei Kategorien von Variationen.

VARIATION DER INTEGRATIONSBREITE In Abschnitt 3.4 wird das unkorrigierte p_T -Spektrum durch Integration des Signals in der Peak-Region bestimmt. Der in Tabelle 3.4 eingeführte Integrationsbereich der Standardmethode umfasst den Bereich $|m_{inv} - m_\omega| < 0,03 \text{ GeV}/c^2$. Verluste durch ein zu kleines Integrationsintervall sind in der vorgenommenen Effizienz-Korrektur enthalten, sofern der Peak des ω -Mesons in der MC-Simulation die selbe Breite wie in den Daten aufweist. Eine Variation der Breite dieses Intervalls ermöglicht somit eine weitere Prüfung der Effizienz-Korrektur. Zur Untersuchung systematischer Abweichungen wird der C-Wert für ein breiteres Intervall $|m_{inv} - m_\omega| < 0,045 \text{ GeV}/c^2$ und ein engeres Intervall $|m_{inv} - m_\omega| < 0,021 \text{ GeV}/c^2$ bestimmt. Abbildung 3.11b zeigt diese und macht deutlich, dass die Variation der Integrationsbreite keine statistisch signifikante systematische Abweichung aufweist. Änderungen im unkorrigierten p_T -Spektrum durch eine Vergrößerung oder Verkleinerung des Integrationsbereichs werden also in der MC-Simulation wie in den Messdaten beobachtet, weshalb die Effizienz-Korrektur ein vom Integrationsbereich unabhängiges korrigiertes p_T -Spektrum ermöglicht.

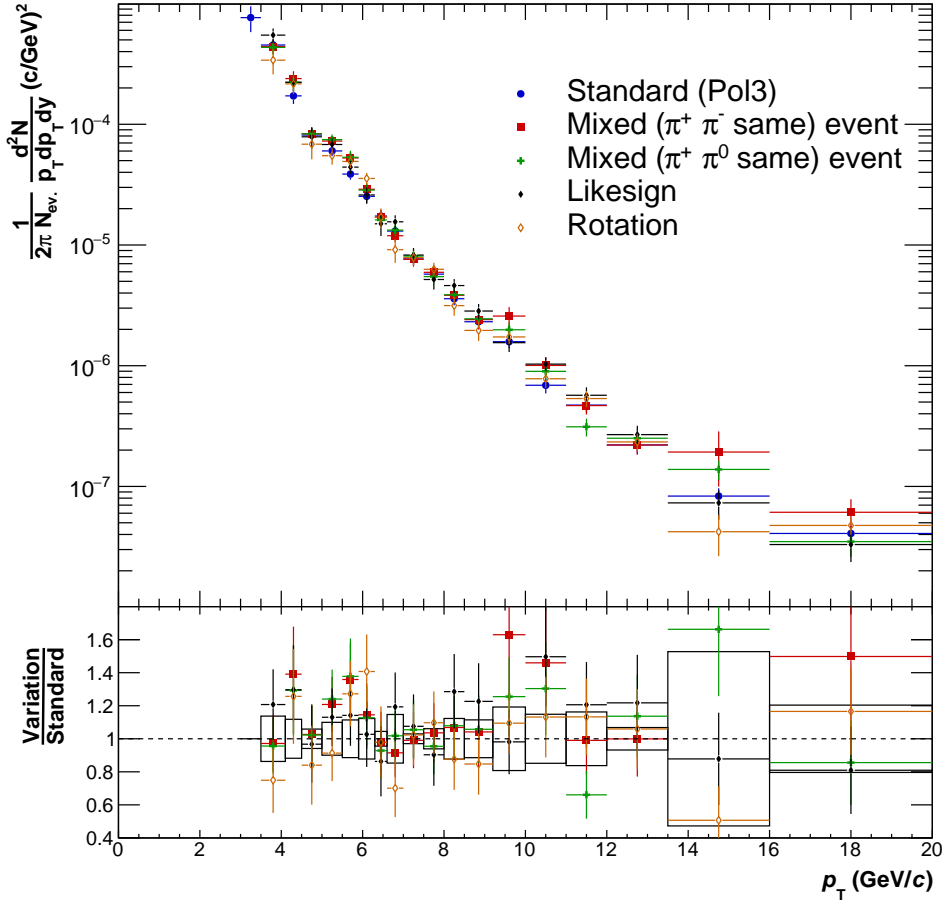


Abbildung 3.12: Korrigierte p_T -Spektren der verschiedenen Untergrundbeschreibungen sowie ihre Verhältnisse zur Standardmethode. Die schwarzen Boxen zeigen die nach Gleichung 3.11 abgeschätzten systematischen Unsicherheiten.

VARIATION DER UNTERGRUNDBESCHREIBUNG Abbildung 3.11c zeigt die C-Werte für die in Abschnitt 3.4.1 eingeführten Untergrundbeschreibungen. Im Vergleich zu den vorangegangenen Variationen sind die C-Werte der Untergrundvariationen deutlich höher, weshalb diese Abweichungen als statistisch signifikant anzusehen sind. Eine weitere Darstellung der Abweichungen ist in Abbildung 3.12 durch die korrigierten p_T -Spektren der verschiedenen Untergrundbeschreibungen sowie ihre Verhältnisse zur Standardmethode gegeben. Aus dem maximalen und minimalen Wert des p_T -Spektrums (Y_{\max} und Y_{\min}) lässt sich für jedes p_T -Intervall die systematische Unsicherheit wie folgt abschätzen.

$$\sigma_{\text{sys}} = \frac{Y_{\max} - Y_{\min}}{\sqrt{12}} \quad (3.11)$$

Die nach Gleichung 3.11 bestimmten p_T -abhängigen relativen systematischen Unsicherheiten der Standardmethode sowie die dafür verwendeten p_T -Spektren sind in Abbildung 3.12 dargestellt. Diese können für $p_T < 3,5$ GeV/c jedoch nicht extrahiert werden, da in diesem Bereich, wie in Abschnitt 3.4.1 diskutiert, lediglich

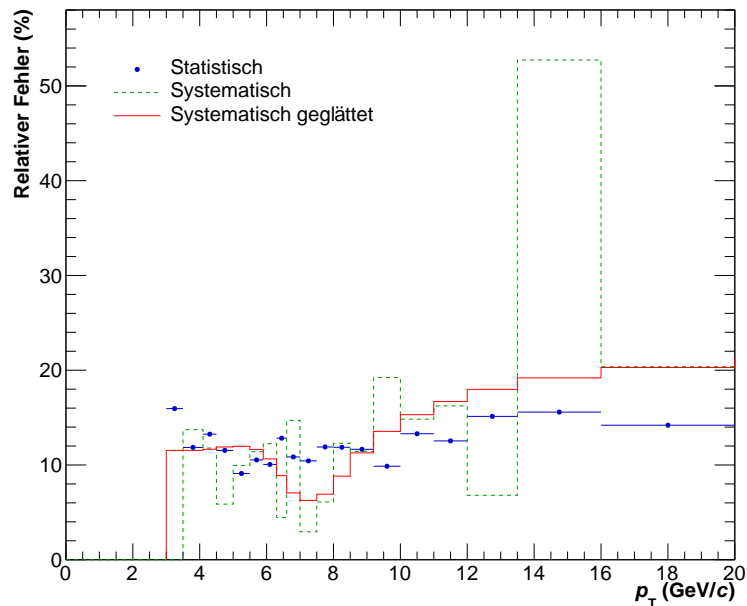


Abbildung 3.13: Zusammenstellung der relativen statistischen und systematischen Unsicherheiten des korrigierten p_T -Spektrums.

das Polynom dritten Grades den Untergrund passend beschreibt. In diesem p_T -Intervall wird daher die Unsicherheit des benachbarten Intervalls übernommen.

ZUSAMMENSTELLUNG DER UNSICHERHEITEN Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene systematische Unsicherheit durch die Untergrundbeschreibung wird zunächst um die systematische Unsicherheit aufgrund der Akzeptanzbestimmung durch die *Pythia-particle-gun* ergänzt. Hierfür wird die Unsicherheit der Akzeptanzbestimmung von 0,3% quadratisch zu den systematischen Unsicherheiten durch die Untergrundbeschreibung addiert. Diese gesamte systematische Unsicherheit ist in Abbildung 3.13 in grün dargestellt. Neben den systematischen Unsicherheiten sind in Abbildung 3.13 ebenfalls die relativen statistischen Unsicherheiten des korrigierten p_T -Spektrums abgebildet. Durch Anpassung der Breite der p_T -Intervalle können diese etwa konstant gehalten werden. Die systematischen Unsicherheiten weisen hingegen starke Schwankungen zwischen benachbarten p_T -Intervallen auf. Dass die Schwankungen der systematischen Unsicherheit etwa so groß wie die statistischen Unsicherheiten sind, deutet darauf hin, dass die Schwankungen statistischer Natur sind. Um die systematischen von den statistischen Unsicherheiten zu trennen, werden die systematischen Unsicherheiten mithilfe der in Root [Roo] implementierten *Smooth*-Funktion geglättet.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten relativen statistischen und systematischen Unsicherheiten werden für den in Kapitel 4 präsentierten Wirkungsquerschnitt der Produktion von ω -Mesonen verwendet. Vorher beschreibt der nächste Abschnitt für die Bestimmung des nuklearen Modifikationsfaktors notwendige Skalierungen eines publizierten Wirkungsquerschnitts.

3.7 SKALIERUNG DER REFERENZMESSUNG

Um aus dem in dieser Analyse gemessenen Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ω -Mesonen einen nuklearen Modifikationsfaktor R_{pPb} zu extrahieren, wird eine Messung von ω -Mesonen bei gleicher Schwerpunktsenergie und gleichem abgedecktem kinematischen Bereich in pp -Kollisionen benötigt. Als Referenzmessung von ALICE steht jedoch ausschließlich ein publizierter Wirkungsquerschnitt bei $\sqrt{s} = 7$ TeV zur Verfügung [Ach+20]. Daher wird in diesem Abschnitt eine durch MC-Simulationen ermittelte Skalierung vorgestellt, die eine Berechnung der Referenzmessung bei $\sqrt{s} = 5$ TeV sowie gleicher Rapiditätsabdeckung aus dem publizierten Wirkungsquerschnitt ermöglicht. Diese Umrechnung kann durch Gleichung 3.12 beschrieben werden.

$$\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{pp,5TeV,y}^{\omega, \text{Daten}} = \left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{pp,7TeV,y'}^{\omega, \text{Daten}} \cdot S_E(p_T) \cdot S_y \quad (3.12)$$

$\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{pp,7TeV}^{\omega, \text{Daten}}$ entspricht dem Wirkungsquerschnitt der Publikation und $\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{pp,5TeV}^{\omega, \text{Daten}}$ dem der gesuchten Referenzmessung. Die zur Umrechnung der Wirkungsquerschnitte benötigten Skalierungsfaktoren der Energie $S_E(p_T)$ sowie der Rapidität S_y werden in den folgenden drei Absätzen eingeführt und berechnet.

ENERGIESKALIERUNG DES ω -MESONS p_T -Spektren des ω -Mesons bei verschiedenen Schwerpunktsenergien in pp -Kollisionen können mithilfe des bereits für die Akzeptanzbestimmung verwendeten MC-Generator Pythia simuliert werden. Der Skalierungsfaktor $S_E^\omega(p_T)$ ergibt sich als das Verhältnis des simulierten p_T -Spektrums bei 5 TeV zu dem bei 7 TeV:

$$S_E^\omega(p_T) = \frac{N_{pp,5TeV}^{\omega, MC}(p_T)}{N_{pp,7TeV}^{\omega, MC}(p_T)} \quad (3.13)$$

Für diese Bestimmung des Skalierungsfaktors wird angenommen, dass Pythia die Energieabhängigkeit der p_T -Spektren richtig beschreibt. Abbildung 3.14 zeigt den Skalierungsfaktor $S_E^\omega(p_T)$, wobei sich dieser in rot dargestellte Faktor nach Gleichung 3.13 aus dem Verhältnis der p_T -Spektren des ω -Mesons ergibt. Hierfür werden für die beiden Schwerpunktsenergien jeweils 100 Millionen *Events* simuliert, aus denen dann das p_T -Spektrum des ω -Mesons ermittelt wird. Bei diesen *Events* muss jedoch im Gegensatz zur *Pythia-particle-gun* jeweils die gesamte *Kollision* simuliert werden. Da ω -Mesonen lediglich einen sehr kleinen Anteil der produzierten Teilchen darstellen, ist die Statistik 100 Millionen simulierter *Events* sehr beschränkt. Dadurch zeigen sich in Abbildung 3.14 hohe statistische Unsicherheiten für diese Methode der Energieskalierung bei hohen Transversalimpulsen. Aus diesem Grund wird im folgenden Abschnitt auf eine bestehende η -Simulation mit demselben MC-Generator, jedoch etwa zehnmals mehr *Events* zurückgegriffen.

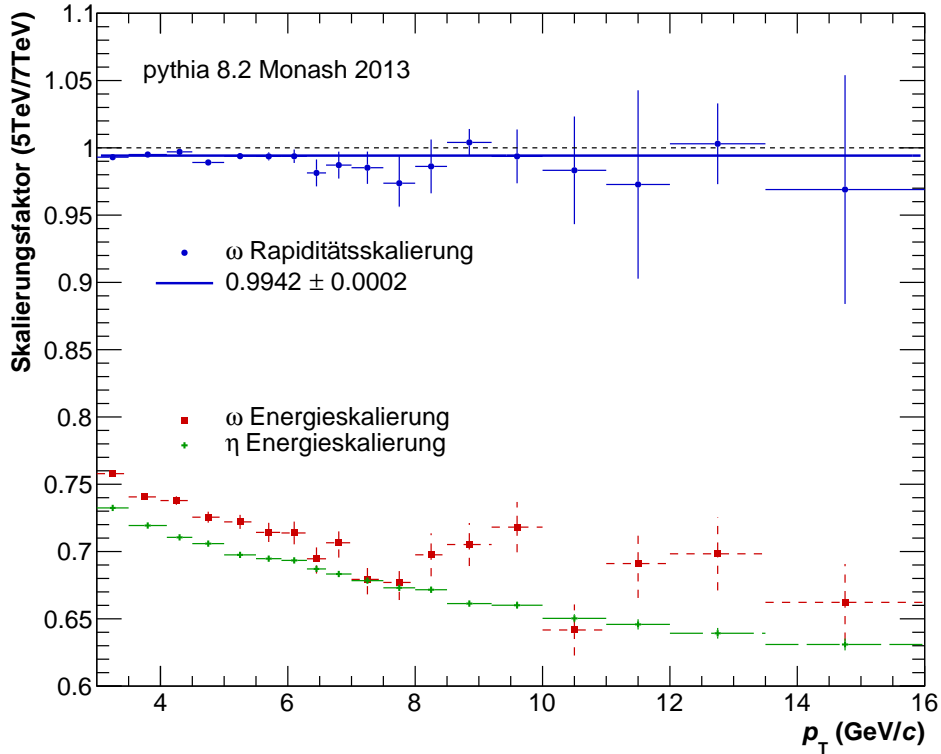


Abbildung 3.14: Verhältnis MC-simulierter p_T -Spektren aus $\sqrt{s} = 5$ TeV und $\sqrt{s} = 7$ TeV.

ENERGIESKALIERUNG DES η -MESONS In der hier vorgestellten Skalierung werden die p_T -Spektren von η -Mesonen auf Grundlage bereits simulierter Pythia-Events verwendet. Bei diesen wurden etwa 1 Milliarde Events simuliert, wodurch die statistische Unsicherheit deutlich gesenkt wird. Der Energieskalierungsfaktor $S_E^\eta(p_T)$ lässt sich damit, wie für das ω -Meson, durch das Verhältnis der p_T -Spektren der verschiedenen Schwerpunktsenergien bestimmen.

$$S_E^\eta(p_T) = \frac{N_{pp,5\text{TeV}}^{\eta,\text{MC}}(p_T)}{N_{pp,7\text{TeV}}^{\eta,\text{MC}}(p_T)} \quad (3.14)$$

Der so ermittelte Skalierungsfaktor $S_E^\eta(p_T)$ ist in Abbildung 3.14 in grün gezeigt. Ausgehend von der sogenannten m_T -Skalierung [Asa19] kann angenommen werden, dass sich die Energieskalierungen der beiden Mesonen stark ähneln. Die in Abbildung 3.14 dargestellte Energieskalierung des η -Mesons bestätigt diese Abschätzung mit einer Abweichung zu der des ω -Mesons von etwa 3 %. Aufgrund der hohen statistischen Unsicherheiten der Energieskalierung auf Grundlage der simulierten ω -Spektren wird in Gleichung 3.12 zur Skalierung des vorliegenden Wirkungsquerschnitts bei $\sqrt{s} = 7$ TeV die Energieskalierung des η -Mesons $S_E^\eta(p_T)$ angewandt. Um der Abweichung der beiden Energieskalierungen Rechnung zu tragen, wird bei dieser Skalierung eine systematische Unsicherheit von 3 % zu den bestehenden systematischen Unsicherheiten quadratisch addiert.

MODIFIKATION DURCH RAPIDITÄTSABDECKUNG Neben der Energieskalierung ist außerdem eine Modifikation des Wirkungsquerschnitts durch die Änderung des vermessenen Rapiditätsbereichs zu betrachten. Der Wirkungsquerschnitt in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ wird in der Publikation [Ach+20] für den Rapiditätsbereich $|y'_{\text{lab}}| = |y'_{\text{cm}}| < 0,5$ bestimmt. Im Gegensatz dazu wird in dieser Arbeit in Abschnitt 3.5.1 der Rapiditätsbereich festgelegt durch $|y_{\text{lab}}| < 0,85$ Während sich in pp -Kollisionen der Schwerpunkt der Kollisionsteilchen im Laborsystem in Ruhe befindet, bewegt sich der Schwerpunkt in pPb -Kollisionen aufgrund der Asymmetrie des Kollisionssystems. Der von den Detektoren im Laborsystem abgedeckte Rapiditätsbereich weicht daher in pPb -Kollisionen von dem im Schwerpunktsystem ab: $-1,315 < y_{\text{cm}} < 0,385$. Für die Bildung eines nuklearen Modifikationsfaktors wird daher eine pp -Referenzmessung in diesem verschobenen Rapiditätsbereich benötigt. Hierfür wird das Verhältnis aus dem verschobenem Rapiditätsbereich y zu dem nicht verschobenen Rapiditätsbereich y' in einer Pythia-MC-Simulationen betrachtet. Abbildung 3.14 zeigt dieses Verhältnis in Abhängigkeit von p_T in blau. Unter der Annahme eines p_T -unabhängigen Skalierungsfaktors S_y wird dieses Verhältnis durch eine Konstante parametrisiert. Der so ermittelte, mit den statistischen Unsicherheiten gewichtete Mittelwert beträgt

$$S_y = \left\langle \frac{N_{pp,y}^{\omega,MC}(p_T)}{N_{pp,y'}^{\omega,MC}(p_T)} \right\rangle = 0,9942 \pm 0,0004. \quad (3.15)$$

Dieser Skalierungsfaktor beschreibt eine $(0,58 \pm 0,04)\%$ geringere Produktion von ω -Mesonen im verschobenen Rapiditätsbereich, im Vergleich zum zentrierten Rapiditätsbereich der pp -Kollision. Eine vergleichbare Modifikation findet sich in einer Publikation zur Messung von π^0 -Mesonen in pPb -Kollisionen [Ach+18].

Der vorliegende publizierte Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ω -Mesonen in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV wird mit Gleichung 3.12 anhand der diskutierten Energieskalierung des η -Mesons $S_E^\eta(p_T)$ sowie der hier eingeführten Rapiditätskalierung S_y korrigiert. Durch diese Korrekturen wird ein Wirkungsquerschnitt gebildet, der im folgenden Kapitel mit dem in dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitt zu einem nuklearen Modifikationsfaktor zusammen geführt wird.

ERGEBNISSE

Der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt für die Produktion von ω -Mesonen in pPb-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie pro Nukleon von $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV für $3 \text{ GeV}/c < p_T < 20 \text{ GeV}/c$ ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Dieser Wirkungsquerschnitt wird sehr gut durch eine Levy-Tsallis Funktion [Tsa88] beschrieben.

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{C}{2\pi nT} \frac{(n-1)(n-2)}{[nT + m_\omega(n-2)]} \left(1 + \frac{\sqrt{m_\omega^2 + p_T^2} - m_\omega}{nT} \right)^{-n} \quad (4.1)$$

m_ω entspricht hier der Masse des ω -Mesons, während die Größen C , n und T freie Parameter der Levy-Tsallis Funktion darstellen, die durch die Parametrisierung

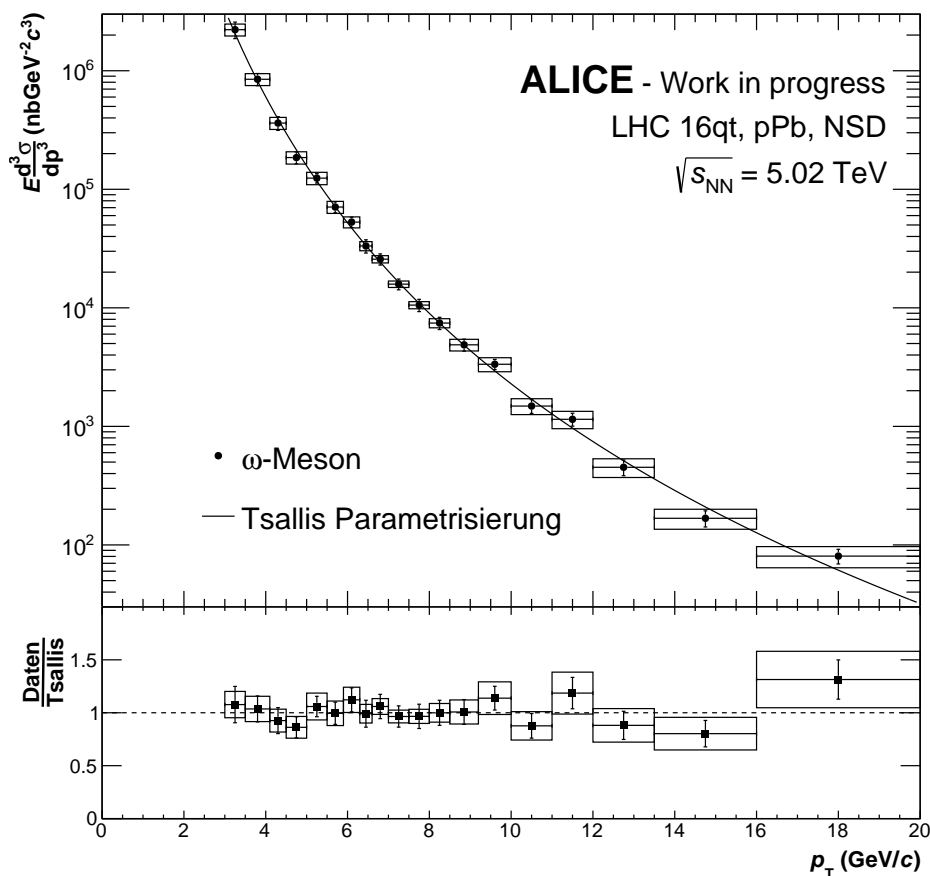


Abbildung 4.1: Wirkungsquerschnitt des ω -Mesons in pPb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV sowie dessen Parametrisierung durch eine Levy-Tsallis Funktion.

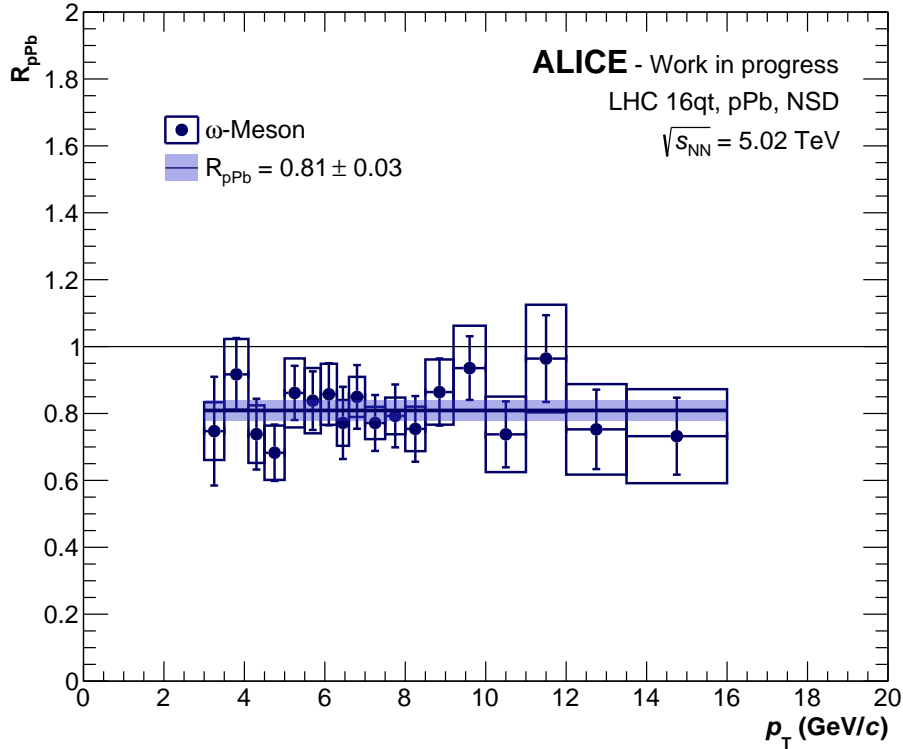


Abbildung 4.2: Der Nukleare Modifikationsfaktor R_{pPb} wird nach Gleichung 1.4 gebildet als das Verhältnis des Wirkungsquerschnitts dieser Arbeit und der Modifikation eines publizierten Wirkungsquerschnitts in pp -Kollisionen [Ach+20].

festgelegt werden. Für die Parametrisierung werden statistische und systematische Unsicherheiten des Wirkungsquerschnitts quadratisch zu einem gesamten Fehler addiert. So ergeben sich folgende Werte und Unsicherheiten für die Parameter der Levy-Tsallis Funktion: $C = (16 \pm 7) \text{ b}$, $n = 0,124 \pm 0,016$ und $T = (6,19 \pm 0,15) \text{ GeV}$.

NUKLEARER MODIFIKATIONSFAKTOR Der in dieser Arbeit bestimmte nukleare Modifikationsfaktor R_{pPb} des ω -Mesons ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Er wird durch Gleichung 1.4 mithilfe der in Abschnitt 3.7 vorgestellten Referenzmessung bestimmt. Im gesamten p_T -Intervall liegt der nukleare Modifikationsfaktor signifikant unterhalb von eins. Unter der Annahme eines im gemessenen p_T -Intervall konstanten nuklearen Modifikationsfaktors wird dieser durch eine Konstante parametrisiert. Diese ist in Abbildung 4.2 dargestellt und beträgt $R_{pPb} = 0,81 \pm 0,03$.

Publizierte Messungen des nuklearen Modifikationsfaktors R_{pPb} für Pionen, wie in Abbildung 1.5 zu sehen, stimmen in dem hier vermessenen p_T -Intervall hingegen innerhalb der statistischen Unsicherheiten mit eins überein [Ach+18]. Die Messung des nuklearen Modifikationsfaktors R_{pPb} des η -Mesons bei $\sqrt{s_{NN}} = 8,16 \text{ TeV}$ liegt hingegen ebenfalls signifikant unter eins [Ach+21].

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wird die Produktion von ω -Mesonen in pPb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ TeV untersucht. Hierfür werden etwa 622 Millionen Kollisionen aus dem im Herbst 2016 durch das ALICE Experiment aufgenommenen Datensatz *LHC16qt* betrachtet. Die ω -Mesonen, die unmittelbar nach der Kollision zerfallen, werden anhand ihres Zerfalls in drei Pionen $\pi^+\pi^-\pi^0$ rekonstruiert. Während die beiden geladenen Pionen direkt durch die TPC identifiziert sowie ihre Impulse bestimmt werden können, zerfällt auch das π^0 bereits im primären Vertex und muss daher anhand seiner Zerfallsphotonen rekonstruiert werden. Durch das EMCal werden Photonen detektiert und zu π^0 -Kandidaten kombiniert. Im nächsten Schritt werden alle Kombinationen aus jeweils einem π^+ , π^- und π^0 innerhalb einer Kollision gebildet und die invariante Masse sowie der Transversalimpuls der drei Pionen bestimmt. Um daraus das Signal richtig rekonstruierter ω -Mesonen zu extrahieren, gilt es, den kombinatorischen Untergrund zu beschreiben, der durch $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Kombinationen entsteht, die nicht aus einem gemeinsamen ω -Meson stammen. Neben den gängigen Untergrundbeschreibungen durch *Event-Mixing* oder die *Likesign*-Methode wird außerdem für diesen Zerfallskanal erstmalig die Rotationsmethode verwendet. Zusätzlich zu diesen statistischen Methoden zur Beschreibung des Untergrundes wird eine Parametrisierung durch Polynome zweiten und dritten Grades vorgestellt. Da die Parametrisierung durch ein Polynom dritten Grades das p_{T} -Intervall der möglichen Signalextraktion maximiert, wird dieses für die Untergrundbeschreibung verwendet. Im Zuge der Signalextraktion wird die Masse des ω -Mesons als Maximum des Signals bestimmt. Sie weist eine leichte Abweichung zum Literaturwert der ω -Masse von 0,6% auf. Für das in der Signalextraktion erzeugte p_{T} -Spektrum werden anschließend die notwendigen Korrekturen aufgrund der Detektorakzeptanz sowie der Effizienz der Messung bestimmt. Um die statistischen Unsicherheiten der Akzeptanz von 2% auf 0,001% zu verringern, wird eine *particle-gun* verwendet, die ausschließlich Zerfälle von ω -Mesonen simuliert. Als Effizienz-Korrektur wird die validierte Effizienz genutzt, da diese innerhalb der statistischen Unsicherheiten mit der Rekonstruktions-Effizienz übereinstimmt. Dieses Vorgehen ermöglicht kleinere statistische Unsicherheiten des korrigierten p_{T} -Spektrums, da mögliche Unsicherheiten durch die Untergrundbeschreibung in der MC-Simulation vermieden werden. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten werden Variationen der Auswahlkriterien, der Integrationsbreite und der Untergrundbeschreibung betrachtet. Nach dem Barlow-Kriterium zeigen die Variationen der Auswahlkriterien und Integrationsbreite keine statistisch signifikante Abweichung, somit lässt sich für diese Variationen keine systematische Unsicherheit extrahieren. Im Gegensatz dazu zeigt die Variation der Untergrundbeschreibung statistisch signifikante Abweichungen, aus denen eine systematische

Unsicherheit der Ergebnisse extrahiert wird. Das Ergebnis der in dieser Arbeit untersuchten Produktion von ω -Mesonen in pPb -Kollisionen bildet der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt in Abbildung 4.1. Durch eine Levy-Tsallis Funktion kann dieser Wirkungsquerschnitt sehr passend beschrieben werden. Eine anhand von MC-Simulationen erarbeitete Energieskalierung ermöglicht es, einen publizierten Wirkungsquerschnitt des ω -Mesons in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV auf die in dieser Arbeit betrachtete Schwerpunktsenergie pro Nukleonpaar zu skalieren. Mithilfe der so angepassten Referenzmessung in pp -Kollisionen wird aus dem in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitt in pPb -Kollisionen der nukleare Modifikationsfaktor R_{pPb} bestimmt. Dieser stellt die erste durch ALICE vorgenommene Messung des nuklearen Modifikationsfaktors anhand des ω -Mesons dar und liegt signifikant unter eins. Die Beschreibung des nuklearen Modifikationsfaktors durch eine Konstante ergibt $R_{pPb} = 0,81 \pm 0,03$.

Die gewonnenen Erkenntnisse könnten durch auf diese Arbeit aufbauende Analysen auf verschiedene Weisen erweitert werden, von denen drei im Folgenden motiviert werden sollen. Eine Ausdehnung des p_T -Intervalls bietet etwa die Möglichkeit, den nuklearen Modifikationsfaktor in Bereichen kleinerer Transversalimpulse zu messen, um die Auswirkungen von CNM-Effekten auf das ω -Meson zu untersuchen. Um das messbare p_T -Intervall zu erweitern, bietet es sich an, andere Methoden der Photondetektion zu verwenden. So könnten die Photonen in einer weitergehenden Analyse zusätzlich zum EMCal durch das PHOS-Kalorimeter sowie mithilfe der Photonen-Konversionsmethode rekonstruiert werden. Als Erweiterung der Analyse kann außerdem der Wirkungsquerschnitt sowie der nukleare Modifikationsfaktor des η -Mesons durch dessen drei-Pion-Zerfall extrahiert werden. Weiterhin ließe sich die Aussagekraft des hier erarbeiteten nuklearen Modifikationsfaktors durch eine Referenzmessung in pp -Kollisionen bei $\sqrt{s} = 5,02$ TeV deutlich erhöhen, da die mit großen systematischen Unsicherheiten behaftete Energieskalierung entfallen würde.

A.1 KINEMATISCHE GRÖSSEN DER TEILCHENPHYSIK

Einige der zur Charakterisierung von Teilchenkollisionen üblichen kinematischen Größen werden im Folgenden kurz vorgestellt.

$$\sqrt{s} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n P_{\mu,i}\right) \cdot \left(\sum_{i=1}^n P_i^\mu\right)} \quad (\text{A.1})$$

\sqrt{s} beschreibt die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem für n Teilchen mit den Viererimpulsen P_i . Für die Teilchenproduktion in der Kollision steht diese Schwerpunktsenergie nach $E = mc^2$ zur Verfügung. Bei Kollisionen von Kernen bestehend aus mehreren Nukleonen wird hingegen meist die Schwerpunktsenergie pro Nukleonpaar $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ angegeben.

Der Impuls p lässt sich in seinen transversalen und longitudinalen Anteil bezüglich der Strahlachse aufteilen. Da sich die Teilchen vor der Kollision ausschließlich entlang der Strahlachse bewegen, muss der nach der Kollision gemessene Transversalimpuls p_T bei den Stößen der Partonen entstanden sein. Während der Transversalimpuls p_T eine lorentzinvariante Größe ist, hängt der Wert des longitudinalen Impulses p_l vom Bezugssystem ab. Um eine lorentzinvariante Größe zu erhalten, wird die Rapidität y eingeführt:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_l}{E - p_l} \right) \quad (\text{A.2})$$

Für die Berechnung der Rapidität eines Teilchens wird dessen Masse benötigt. Da dies ohne die Teilchenidentifikation nicht möglich ist, wird stattdessen häufig die für hohe Energien äquivalente Pseudorapidität η verwendet. Diese hängt durch den folgenden logarithmischen Zusammenhang mit dem Polarwinkel θ zusammen.

$$\eta = -\ln \left(\frac{\theta}{2} \right) \stackrel{E \gg m}{\approx} y \quad (\text{A.3})$$

Die Bjorkenschen Skalenvariable x gibt den Impulsanteil des stoßenden Partons im Hadron vor der Kollision an. Im Grenzfall kleiner (Pseudo-) Rapiditäten lässt sich folgender Zusammenhang zum Transversalimpuls herstellen: $x_{\text{Bjorken}} \approx \frac{2p_T}{\sqrt{s}}$ [Bü21].

A.2 ZUSÄTZLICHE ABBILDUNGEN

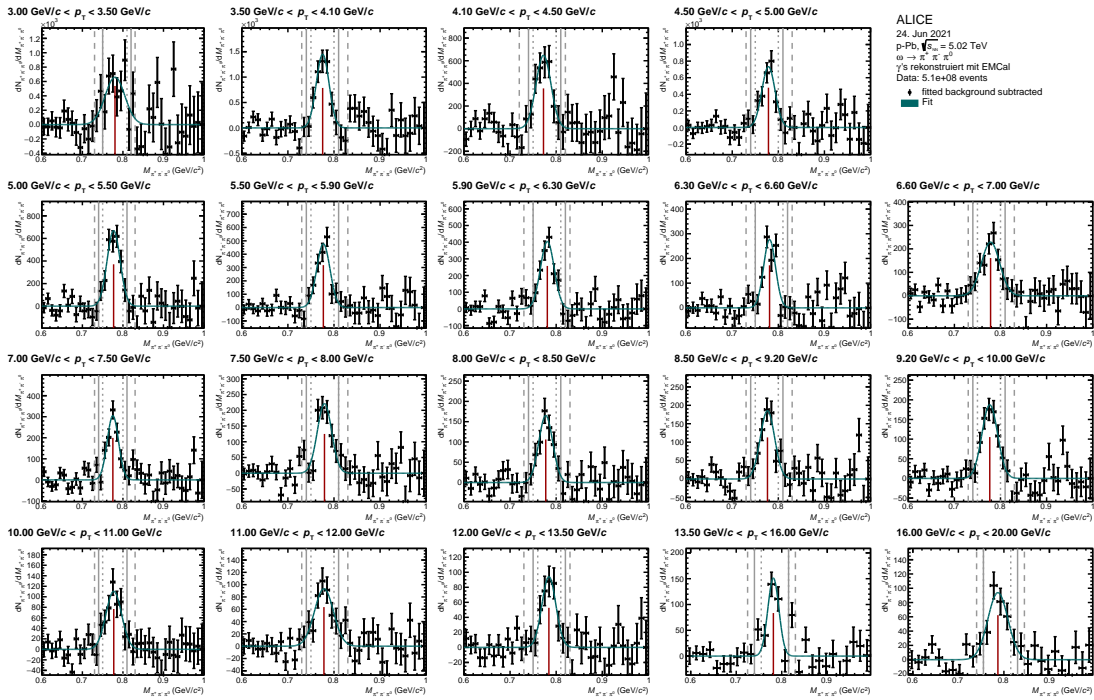


Abbildung A.1: Differenz aus Same-Event-Signal und der Pol3 Parametrisierung (Standardmethode) für die gemessenen Daten.

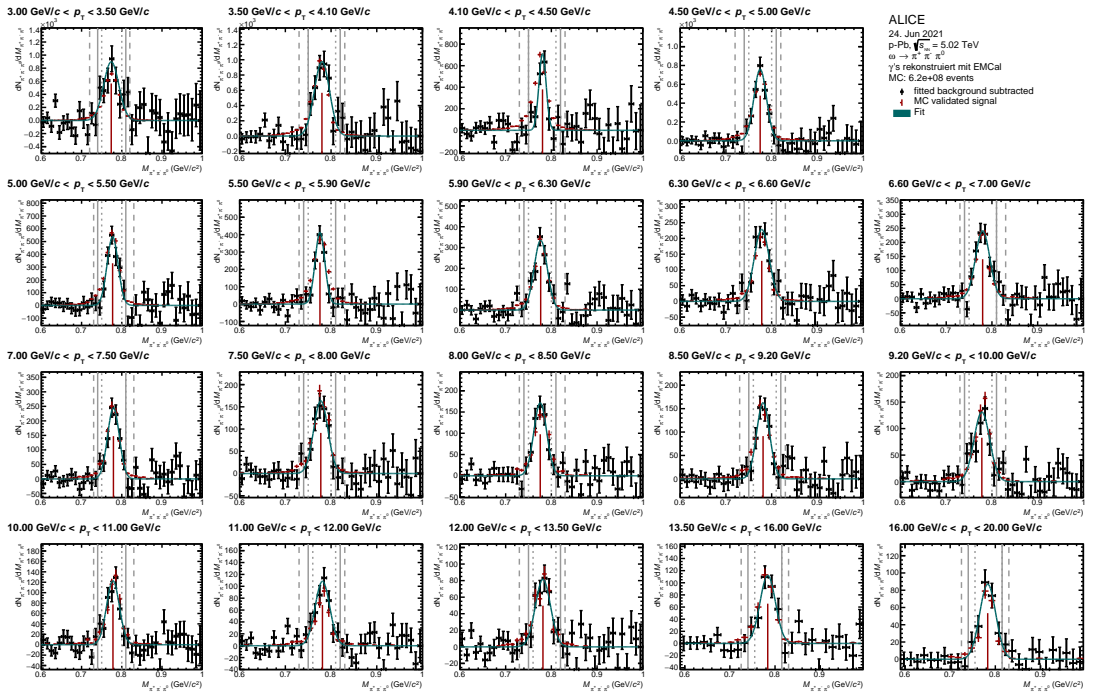


Abbildung A.2: Differenz aus Same-Event-Signal und der Pol3 Parametrisierung (Standardmethode) für die DPMJET-MC-Simulation.

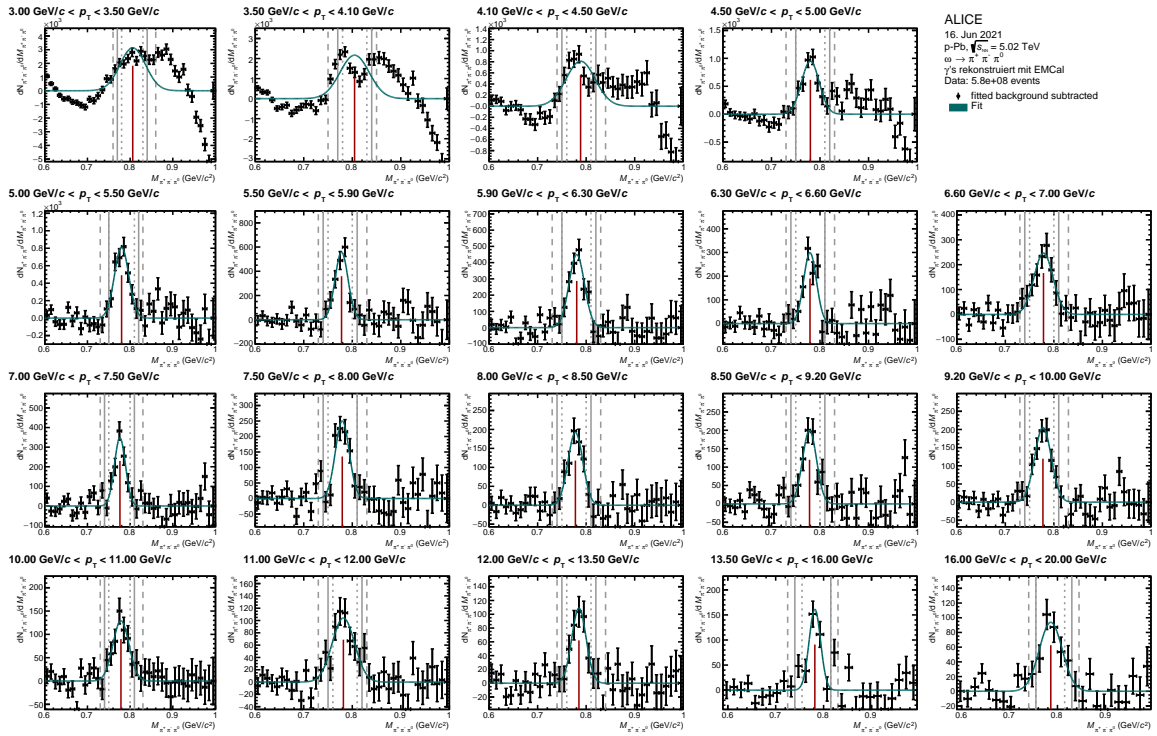


Abbildung A.3: Differenz aus Same-Event-Signal und der Polz Parametrisierung für die gemessenen Daten.

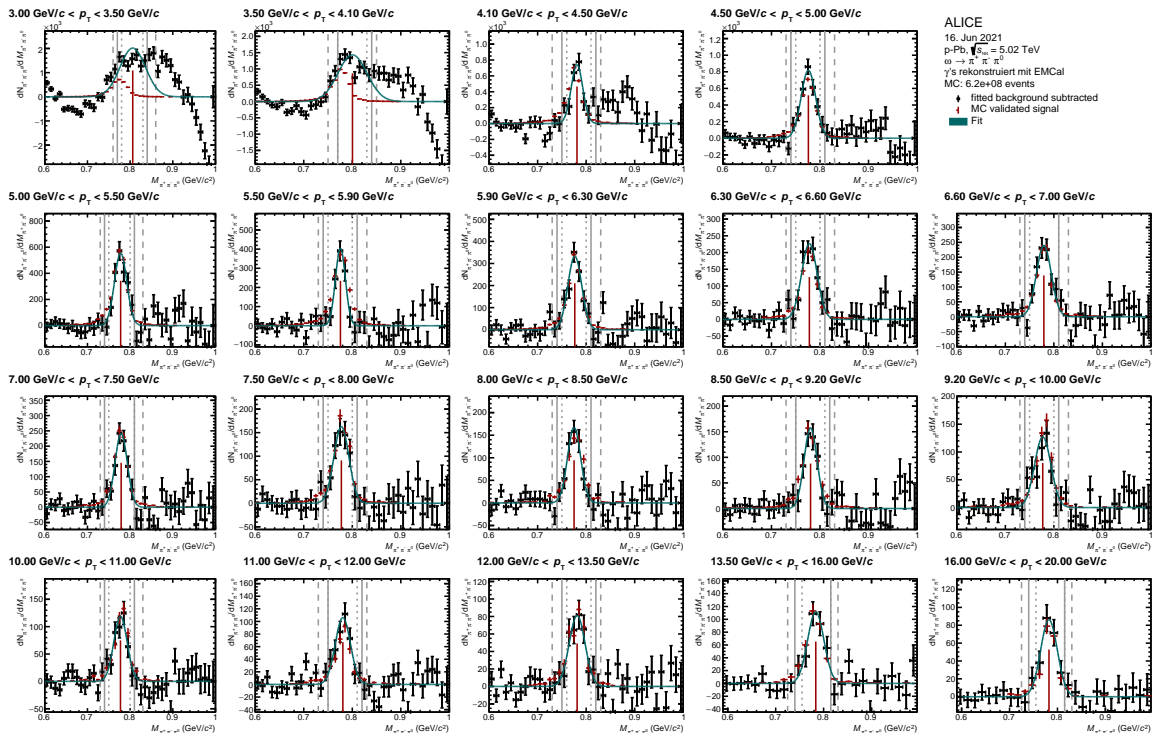


Abbildung A.4: Differenz aus Same-Event-Signal und der Polz Parametrisierung für die DPMJET-MC-Simulation.

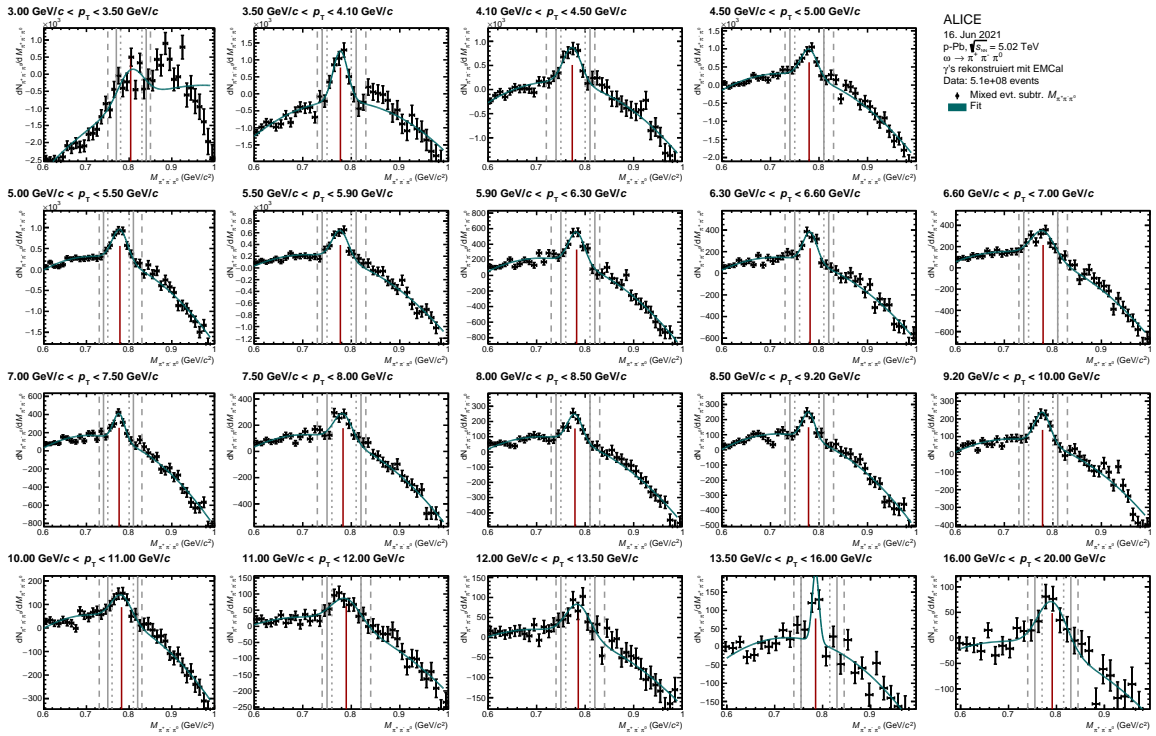


Abbildung A.5: Differenz aus Same-Event-Signal und dem skalierten *Mixed-Event*-Untergrund ($\pi^+\pi^-$ aus gleichem *Event*) für die gemessenen Daten.

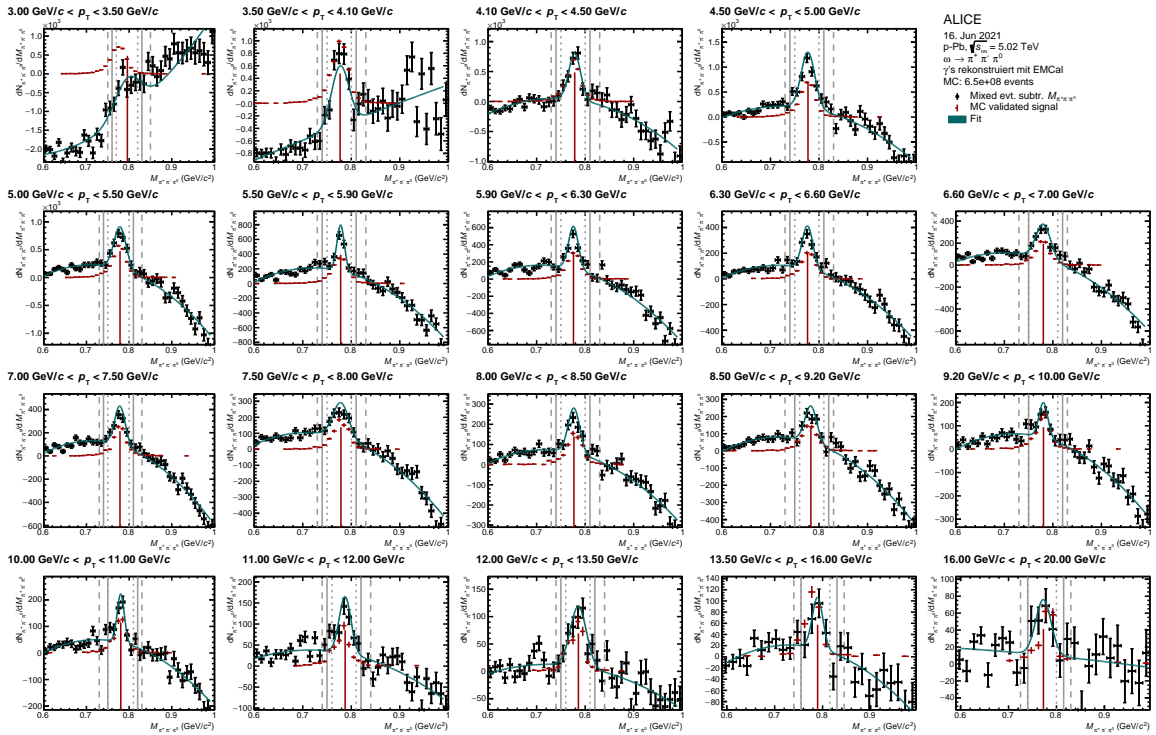


Abbildung A.6: Differenz aus Same-Event-Signal und dem skalierten *Mixed-Event*-Untergrund ($\pi^+\pi^-$ aus gleichem *Event*) für die DPMJET-MC-Simulation.

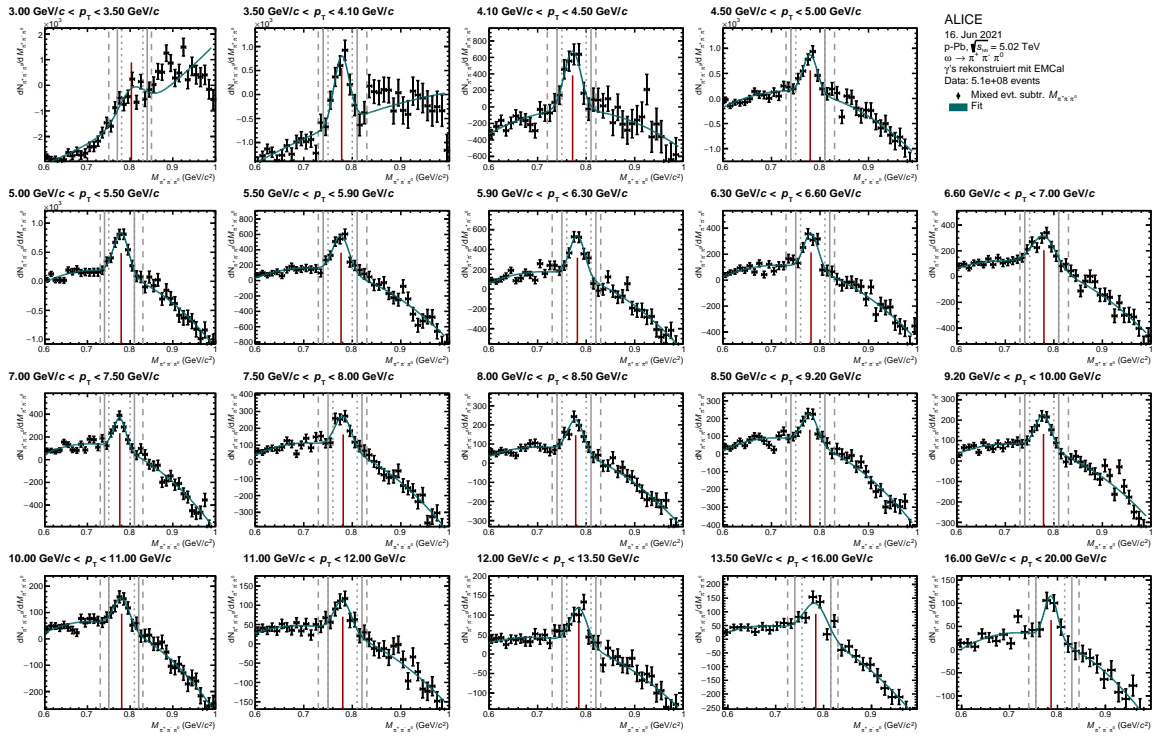


Abbildung A.7: Differenz aus Same-Event-Signal und dem skalierten *Mixed-Event*-Untergrund ($\pi^+\pi^0$ aus gleichem *Event*) für die gemessenen Daten.

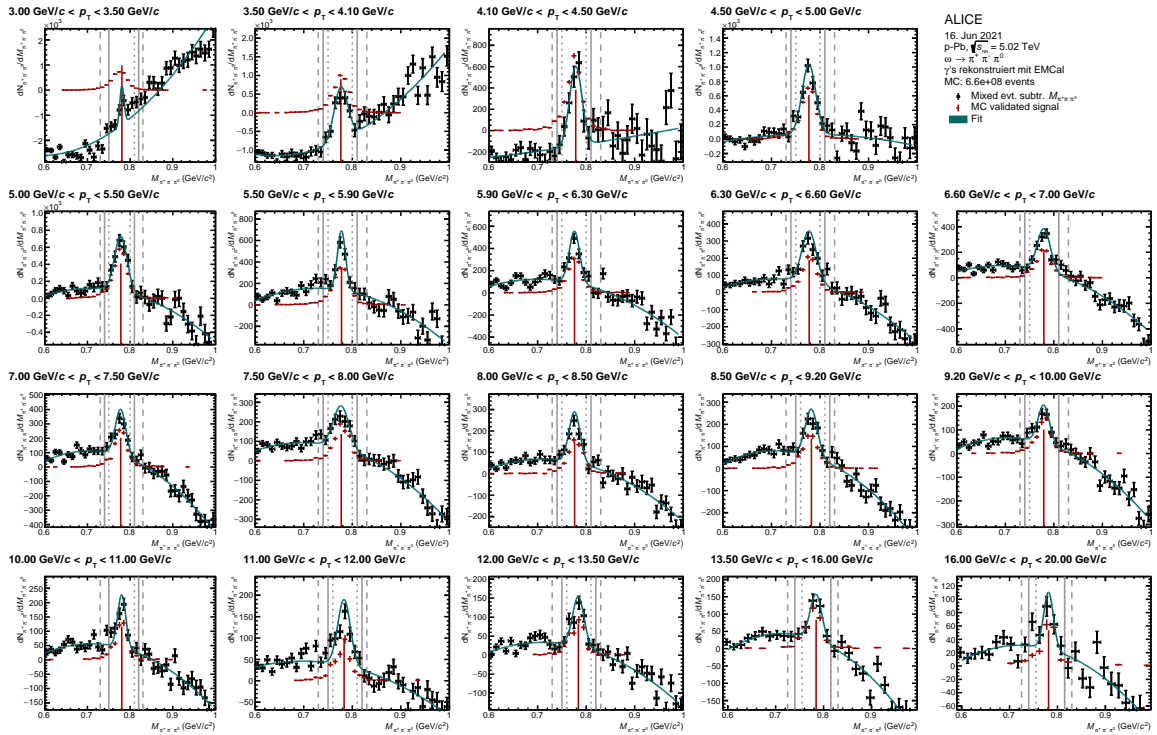


Abbildung A.8: Differenz aus Same-Event-Signal und dem skalierten *Mixed-Event*-Untergrund ($\pi^+\pi^0$ aus gleichem *Event*) für die DPMJET-MC-Simulation.

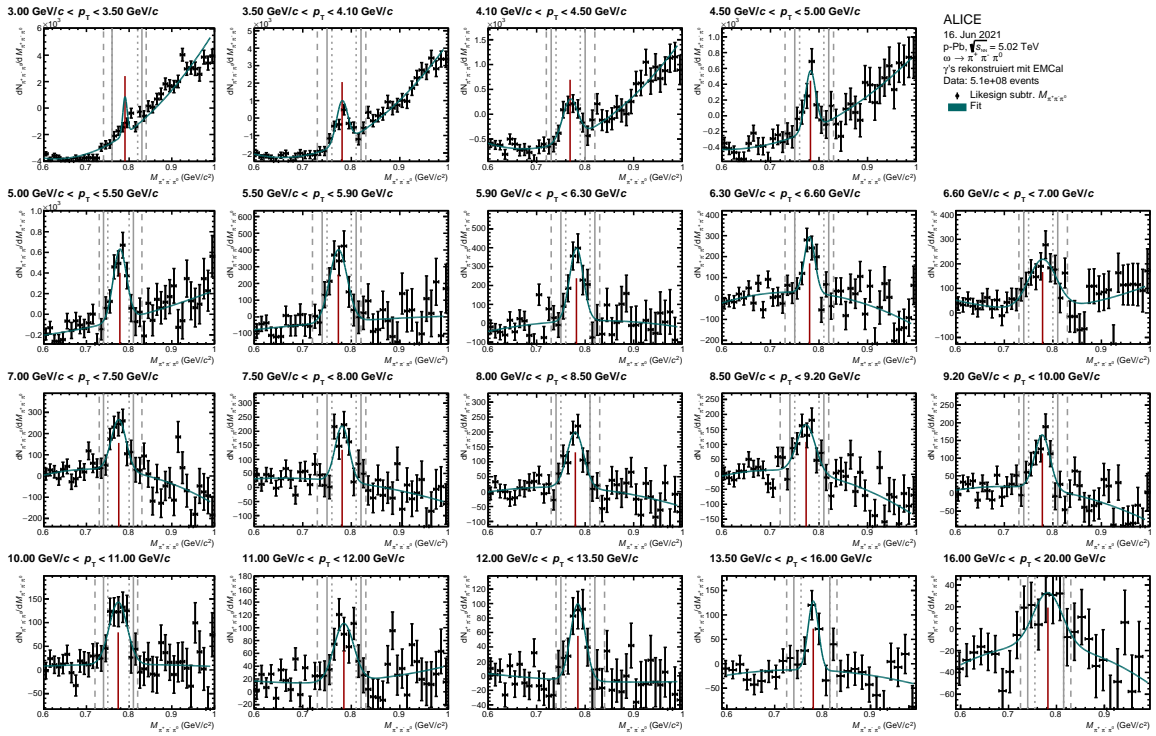


Abbildung A.9: Differenz aus Same-Event-Signal und dem skalierten *Likesign* Untergrund für die gemessenen Daten.

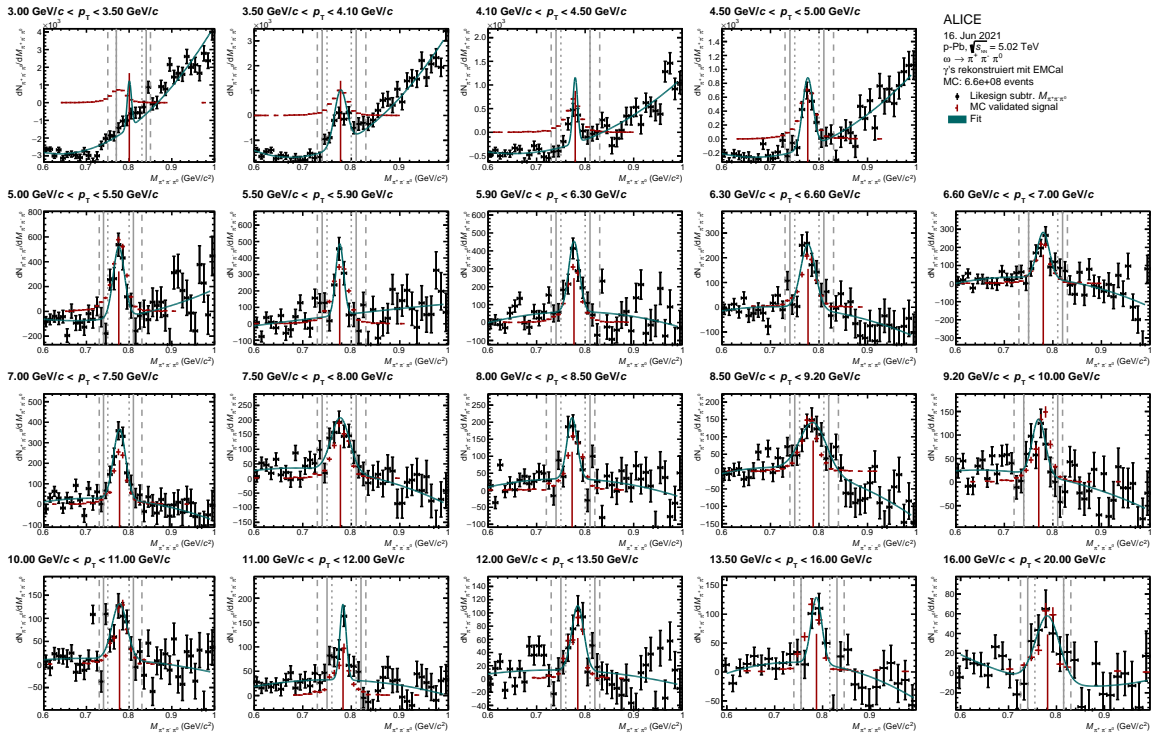


Abbildung A.10: Differenz aus Same-Event-Signal und dem skalierten *Likesign* Untergrund für die DPMJET-MC-Simulation.

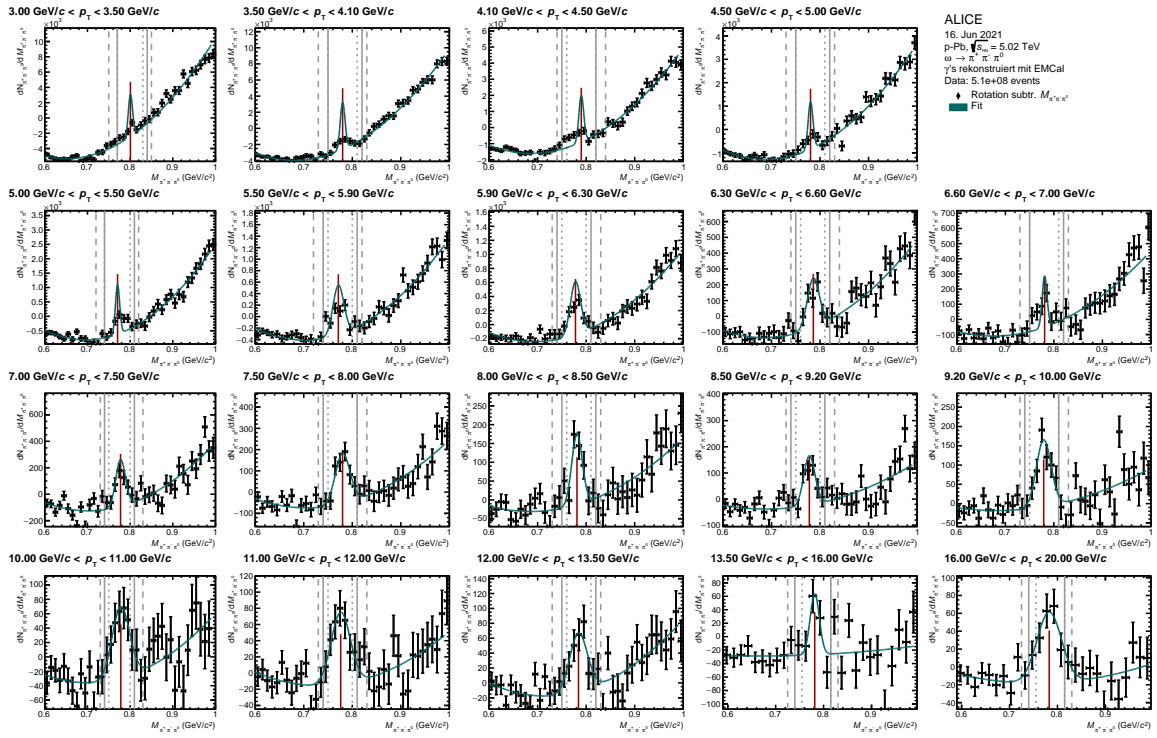


Abbildung A.11: Differenz aus Same-Event-Signal und dem skalierten Untergrund aus der Rotationsmethode für die gemessenen Daten.

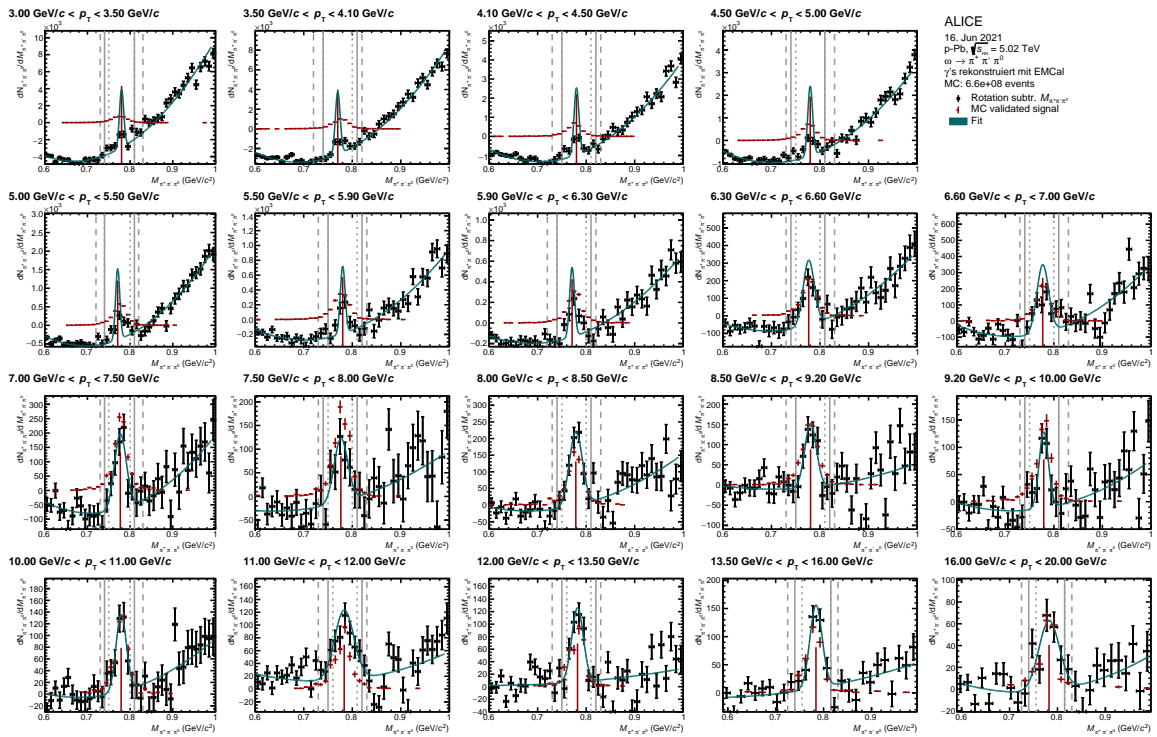


Abbildung A.12: Differenz aus Same-Event-Signal und dem skalierten Untergrund aus der Rotationsmethode für die DPMJET-MC-Simulation.

Run	Anzahl <i>Events</i> ($\times 10^6$)					
	Daten (LHC16qt)			MC (LHC18f3)		
	Fast	woSDD	Summe	Fast	woSDD	Summe
265525	23,7	18,0	41,7	17,6	17,6	35,2
265521	2,8	2,8	5,6	2,7	2,7	5,4
265501	15,9	11,9	27,8	11,6	11,6	23,2
265500	37,2	28,3	65,5	27,6	27,7	55,3
265499	0,9	0,6	1,5	0,6	0,6	1,2
265427	4,2	3,2	7,4	3,1	3,1	6,2
265426	0,6	0,5	1,1	0,5	0,4	0,9
265425	0,4	0,3	0,7	0,3	0,3	0,6
265424	31,5	24,1	55,6	23,7	23,8	47,5
265421	18,8	14,2	33,0	21,1	13,9	35,0
265420	5,3	3,8	9,1	3,9	3,9	7,8
265419	3,4	2,5	5,9	2,5	2,5	5,0
265388	6,2	4,7	10,9	4,7	4,7	9,4
265387	13,8	7,4	21,2	10,4	10,4	20,8
265384	14,7	11,3	26,0	11,1	11,1	22,2
265383	24,4	18,8	43,2	18,3	18,2	36,5
265378	36,2	27,8	64,0	27,2	27,0	54,2
265344	34,5	27,9	62,4	27,9	27,3	55,2
265343	41,3	33,7	75,0	33,3	32,7	66,0
265342	6,3	5,2	11,5	5,1	5,0	10,1
265339	5,1	4,1	9,2	3,9	3,9	7,8
265338	19,5	16,0	35,5	15,6	15,5	31,1
265336	0,7	0,5	1,2	0,5	0,5	1,0
265335	3,5	2,9	6,4	2,8	2,8	5,6
265334	12,3	7,5	19,8	7,3	7,3	14,6
265332	0,8	0,5	1,3	0,5	0,5	1,0
265309	0,5	1,1	1,6	0,5	1,1	1,6
267166	5,2	4,1	9,3	4,0	4,0	8,0
267165	15,9	12,6	28,5	12,2	12,3	24,5
267164	16,3	12,9	29,2	12,6	12,5	25,1
267163	27,9	21,8	49,7	21,3	21,3	42,6
Summe	429,8	331,0	760,8	334,4	326,2	660,6

Tabelle A.1: Liste der für die vorliegende Arbeit verwendeten *runs*, sowie die jeweils darin enthaltene Anzahl an *Events* in Daten und MC-Simulation.

LITERATUR

- [Aam+08] K. Aamodt u. a. "The ALICE experiment at the CERN LHC". In: *JINST* 3 (2008), S08002. DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002).
- [Ach+18] Shreyasi Acharya u. a. "Neutral pion and η meson production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV". In: *Eur. Phys. J. C* 78.8 (2018), S. 624. DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-6013-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6013-8). arXiv: [1801.07051](https://arxiv.org/abs/1801.07051) [nucl-ex].
- [Ach+20] Shreyasi Acharya u. a. "Production of ω mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV". In: *Eur. Phys. J. C* 80.12 (2020), S. 1130. DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-08651-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08651-y). arXiv: [2007.02208](https://arxiv.org/abs/2007.02208) [nucl-ex].
- [Ach+21] Shreyasi Acharya u. a. "Nuclear modification factor of light neutral-meson spectra up to high transverse momentum in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV". In: (Apr. 2021). arXiv: [2104.03116](https://arxiv.org/abs/2104.03116) [nucl-ex].
- [Ada+15] Jaroslav Adam u. a. "First results of the ALICE detector performance at 13 TeV". In: (2015). URL: <https://cds.cern.ch/record/2047855>.
- [Alb12] Javier L. Albacete. *Testing the CGC in proton-lead collisions at the LHC*. 2012. arXiv: [1209.0336](https://arxiv.org/abs/1209.0336) [hep-ph].
- [Armo06] Néstor Armesto. "Nuclear shadowing". In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 32.11 (2006), R367–R393. ISSN: 1361-6471. DOI: [10.1088/0954-3899/32/11/r01](https://doi.org/10.1088/0954-3899/32/11/r01). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/32/11/R01>.
- [Asa19] Charlotte Asal. χ_T - und m_T -Skalierung der p_T -Spektren neutraler Mesonen bei unterschiedlichen \sqrt{s} . Institut für Kernphysik Frankfurt. 2019.
- [Bar17] Roger Barlow. *Systematic Errors in Particle Physics*. 2017. URL: https://indico.cern.ch/event/591374/contributions/2511753/attachments/1429002/2193943/01_PWA-Barlow.pdf.
- [BMS07] Peter Braun-Munzinger und Johanna Stachel. "The quest for the quark-gluon plasma". In: *Nature* 448 (2007), S. 302–309. URL: <https://doi.org/10.1038/nature06080>.
- [Bro] Brookhaven National Laboratory. *Background on color glass condensate*. Online; abgerufen am 20 Mai 2021. URL: <https://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/2003/colorglasscondensate-background.htm>.
- [Bru+04] Oliver Sim Bruening, Paul Collier, P Lebrun, Stephen Myers, Ranko Ostojic, John Poole und Paul Proudlock. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva: CERN, 2004. DOI: [10.5170/CERN-2004-003-V-1](https://doi.org/10.5170/CERN-2004-003-V-1). URL: <https://cds.cern.ch/record/782076>.
- [Bü21] Henner Büsching. *Kern- und Teilchenphysik 4b: Die Physik des Quark-Gluon-Plasmas*. Vorlesungsskript. 2021.

- [CER] CERN. *Worldwide LHC Computing Grid*. Online; abgerufen am 26 Juni 2021. URL: <https://wlcg-public.web.cern.ch/about>.
- [Cha65] James Chadwick. "The Neutron and its Properties". In: *Nobel Lectures, Physics* (1965).
- [Del+99] G. Dellacasa u. a. "'ALICE technical design report of the Inner Tracking System (ITS)". In: (1999).
- [Del+00] G. Dellacasa u. a. "'ALICE: Technical design report of the Time Projection Chamber". In: (2000).
- [Del+04] G. Dellacasa u. a. "'ALICE: Technical design report on Forward Detectors: FMD, To, Vo". In: (2004).
- [Fri13] Olaf Fritsche. *Physik für Biologen und Mediziner*. 1. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2013.
- [Goe20] Anton Goertz. *Entwicklung einer neuen Methode zur Untergrundbestimmung bei der Messung von neutralen Pionen in $pp \sqrt{s} = 13$ TeV*. Institut für Kernphysik Frankfurt. 2020.
- [Gri68] V. N. Gribov. "A reggeon diagram technique". In: *Soviet Physics JETP* 26.2 (1968), S. 414–423.
- [Hig64] Peter Higgs. "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons". In: *Physical Review Letters* 13.16 (1964), S. 508–509.
- [Jon18] Florian Jonas. *Measurement of ω and η mesons via their three pion decay with ALICE in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster. 2018.
- [Krz+79] A. Krzywicki, J. Engels, B. Petersson und U. Sukhatme. "Does a nucleus act like a gluon filter?" In: *Physics Letters* 85B.4 (1979), S. 407–412.
- [LM13] T. Lappi und H. Mäntysaari. "Single inclusive particle production at high energy from HERA data to proton-nucleus collisions". In: *Physical Review D* 88.11 (2013). ISSN: 1550-2368. DOI: [10.1103/physrevd.88.114020](https://doi.org/10.1103/physrevd.88.114020). URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.88.114020>.
- [LKd19] Constantin Loizides, Jason Kamin und David d'Enterria. *Improved Monte Carlo Glauber predictions at present and future nuclear colliders*. 2019. arXiv: [1710.07098 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1710.07098).
- [PDG20] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group). "Review of Particle Physics". In: *Prog. Theor. Exp. Phys.* (2020).
- [Phi20] Owe Philipsen. "Numerical Determination of the Phase Diagram of Hadronic and Nuclear Matter". Online; abgerufen am 30 April 2021. 2020. URL: <https://www.gauss-centre.eu/results/elementaryparticlephysics/article/numerical-determination-of-the-phase-diagram-of-nuclear-matter/>.

- [RERo1] S. Roesler, R. Engel und J. Ranft. "The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III". In: *Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications* (2001), S. 1033–1038. DOI: [10.1007/978-3-642-18211-2_166](https://doi.org/10.1007/978-3-642-18211-2_166). URL: http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-18211-2_166.
- [Rog17] Tim Rogoschinski. *Signalextraktion neutraler Pionen in p-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV mit dem ALICE-PHOS-Detektor*. Institut für Kernphysik Frankfurt. 2017.
- [Roo] Root. *Root Data Analysis Framework*. Online; abgerufen am 26 Juni 2021. URL: <https://root.cern/>.
- [Rut11] Ernest Rutherford. "The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom". In: *Philosophical Magazine* 21.6 (1911), S. 669–688.
- [Sal+11] C A Salgado u. a. "Proton-nucleus collisions at the LHC: scientific opportunities and requirements". In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 39.1 (2011), S. 015010. ISSN: 1361-6471. DOI: [10.1088/0954-3899/39/1/015010](https://doi.org/10.1088/0954-3899/39/1/015010). URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/39/1/015010>.
- [Sch19] Kristina Schmitt. *Multiplizitätsabhängigkeit der Produktion geladener Teilchen in Proton-Proton-Kollisionen bei ALICE*. Institut für Kernphysik Frankfurt. 2019.
- [Sie02] Robert Siegfried. *From Elements to Atoms*. 1. Aufl. Philadelphia, PA, USA: American Philosophical society, 2002.
- [Sjo+15] Torbjoern Sjostrand u. a. "An introduction to PYTHIA 8.2". In: *Computer Physics Communications* 191 (2015), S. 159–177. ISSN: 0010-4655. DOI: [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024). URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024>.
- [Trn+05] D. Trnka u. a. "Observation of In-Medium Modifications of the ω Meson". In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (19 2005), S. 192303. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.192303](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.192303). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.192303>.
- [Tsa88] Constantino Tsallis. "Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics". In: *Journal of Statistical Physics* 52 (1988), S. 479–487. URL: <https://doi.org/10.1007/BF01016429>.
- [Wika] Wikipedia. *Das Standardmodell der Teilchenphysik*. Online; abgerufen am 27 April 2021. URL: https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell_der_Teilchenphysik.
- [Wikb] Wikipedia. *Large Hadron Collider*. Online; abgerufen am 23 Juni 2021. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider.

DANKSAGUNG

Nie hätte ich in meiner Schulzeit geglaubt, dass ich bereits für meine Bachelorarbeit Daten des größten Teilchenbeschleunigers der Welt analysieren dürfte. Deshalb möchte ich mich besonders bei den Personen bedanken, die dies möglich gemacht haben. Zuallererst gilt mein Dank Prof. Dr. Henner Büsching, der mir durch die Aufnahme in die Arbeitsgruppe diese Welt der Hochenergie eröffnet hat und darüber hinaus eine große Hilfe bei der Entwicklung dieser Arbeit war.

Weiterhin möchte ich mich herzlich bei meinen beiden Betreuern Joshua König und Adrian Mechler für die sehr angenehme Einführung in die lokale Arbeitsgruppe sowie die internationalen Strukturen von ALICE bedanken. Die Beantwortung zahlloser Fragen sowie die Unterstützung beim Schreiben dieser Arbeit - teils weitab von üblichen Arbeitszeiten - weiß ich sehr zu schätzen.

Auch bei allen weiteren Mitgliedern der Frankfurter Arbeitsgruppe möchte ich mich bedanken für die vielen Impulse und Hilfestellungen innerhalb und außerhalb der Meetings.

Zu guter Letzt gilt mein Dank allen Mitgliedern des *Kollektivs*, mit denen ich seit dem ersten Uni-Tag so viele Vorlesungen, Mensabesuche und Reisen teilen konnte.

EIGENSTÄNDIGKEITSERKLÄRUNG

Erklärung nach §30 (12) Ordnung für den Bachelor- und dem Masterstudiengang

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt, Juni 2021

Nicolas Strangmann