

**Systematische Studien zur Signalextraktion in
der Messung von η -Mesonen mit dem
ALICE-PHOS**

Bachelorarbeit
am Institut für Kernphysik Frankfurt

dem Fachbereich Physik
der Goethe-Universität
Frankfurt am Main
vorgelegt von

Andrea Hornung

November 2016

Erstgutachter: Prof. Dr. H. Büsching
Zweitgutachter: Prof. Dr. H. Appelshäuser

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	1
1	Physikalische Grundlagen	3
1.1	Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.2	Starke Wechselwirkung	5
1.3	Quark-Gluon-Plasma	6
1.4	η -Mesonen als Sonden hochrelativistischer Teilchenkollisionen	9
2	Experimenteller Aufbau	11
2.1	LHC	11
2.2	ALICE	12
2.3	PHOS	13
3	Analyse	17
3.1	Datensatz und Rekonstruktion der invarianten Masse	17
3.2	Signalextraktion	22
3.2.1	Bestimmung des Peak-Ausschlussbereichs	23
3.2.2	Subtraktion des Untergrunds	24
3.2.3	Integration des η -Signals und Berechnung der statistischen Unsicherheit	33
3.3	Systematische Unsicherheit	35
3.3.1	Variationen von Parametern der Signalextraktion	35
3.3.2	Signifikanz der Abweichungen	38
3.3.3	Berechnung der systematischen Unsicherheit	41
3.4	Ausblick	42
3.4.1	Korrekturen auf Akzeptanz, Rekonstruktionseffizienz und Triggereffizienz	42
3.4.2	η -zu- π^0 -Verhältnis	44
4	Zusammenfassung	47
A	Anhang	49
A.1	χ^2/ν	49
A.2	Signalextraktion in den einzelnen p_T -Intervallen	51
	Literaturverzeichnis	52

0 Einleitung

In den ersten Sekunden nach dem Urknall vor ungefähr 13,7 Milliarden Jahren dehnte sich das Universum, das aus einer Singularität hervorgegangen war, schlagartig aus. Parallel dazu kühlte es von extrem hohen Temperaturen nach und nach ab. Etwa $1 \mu\text{s}$ nach dem Urknall bildeten sich die elementaren Quarks, die bei Temperaturen von $T \gtrsim 200 \text{ MeV}$ allerdings noch keine gebundenen Zustände eingehen konnten. Stattdessen bildeten sie gemeinsam mit den Gluonen, den Austauschpartikeln der starken Wechselwirkung, das Quark-Gluon-Plasma (QGP). In diesem liegen die Quarks und die Gluonen frei vor. Noch innerhalb der ersten Sekunde nach dem Urknall entstanden dann mit der weiteren Abkühlung des Universums unter anderem Protonen und Neutronen aus dem QGP. Man sagt, die Quarks und Gluonen hadronisieren. Nach etwa drei Minuten war das Universum so weit abgekühlt, dass sich die ersten Atomkerne bildeten, aus denen sich die Materie heute noch zusammensetzt [Bha14]. Die Untersuchung der Fragen, warum die Materie in ihrer heutigen Form vorliegt, welche die elementaren Teilchen sind und woher das Universum kommt, hängt also eng mit dem Abkühlungsprozess des Universums und damit mit dem QGP zusammen. Um die Eigenschaften des QGP zu untersuchen, erzeugt man es heute mithilfe von Beschleunigern im Labor.

Der derzeit größte und leistungsfähigste Beschleuniger der Welt, der LHC¹, erzeugt in hochenergetischen Blei-Blei-Kollisionen Energiedichten, die die kritische Energiedichte zur Bildung eines QGP überschreiten. Die Eigenschaften des so entstehenden QGP werden am LHC vom ALICE²-Experiment mithilfe verschiedener Detektoren, darunter dem elektromagnetischen Kalorimeter PHOS³, untersucht. Dazu wird unter anderem die Teilchenproduktion in Blei-Blei-Kollisionen mit der Teilchenproduktion in Proton-Proton-Kollisionen verglichen. Dadurch lässt sich beispielsweise der Energieverlust von Quarks und Gluonen mit hohen Transversalimpulsen⁴ p_T beim Durchqueren des QGP ermitteln. Mit der Abkühlung des QGP hadronisieren die Quarks und Gluonen. Dabei entstehen viele neue Teilchen, zum Beispiel Protonen und Neutronen, aber auch η -Mesonen.

η -Mesonen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von ungefähr 39% in zwei Photonen. Die Photonen können mit einem elektromagnetischen Kalorimeter nachgewiesen und die η -Mesonen so rekonstruiert werden. In der vorliegenden Arbeit wird die p_T -Verteilung von η -Mesonen inklusive der statistischen und systematischen Unsicherheiten mit dem ALICE-PHOS bei einer Schwer-

¹Large Hadron Collider, Genf.

²A Large Ion Collider Experiment.

³PHOTon Spectrometer.

⁴Anteil des Impulses senkrecht zur Strahlachse.

punktenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV in Proton-Proton-Kollisionen bestimmt.

In Abschnitt 2 dieser Arbeit werden die physikalischen Grundlagen diskutiert. In Abschnitt 3 wird der LHC-Beschleuniger, das ALICE-Experiment und insbesondere das PHOS vorgestellt. In Abschnitt 4 wird die Signalextraktion der η -Mesonen inklusive der Bestimmung der statistischen und systematischen Unsicherheiten diskutiert und ein Ausblick auf Verwendungen des Ergebnisses gegeben.

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die heute bekannten Elementarteilchen und die fundamentalen Wechselwirkungen. Unter Elementarteilchen versteht man jene Teilchen, die sich nach heutigem Kenntnisstand nicht weiter teilen lassen. Dazu gehören jeweils sechs Quarks und Antiquarks, sechs Leptonen und Antileptonen, zwölf Austauschteilchen der Wechselwirkungen sowie das Higgs-Boson, auf das im Folgenden nicht näher eingegangen wird. Die Elementarteilchen tragen alle einen Eigendrehimpuls, den sogenannten Spin. Teilchen mit halbzahligem Spin, zu denen die Quarks und die Leptonen gehören, bezeichnet man als Fermionen. Teilchen mit ganzzahligem Spin, zu denen die Austauschteilchen der Wechselwirkungen gehören, nennt man Bosonen.

Die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen werden von vier Grundkräften vermittelt: die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation. Die starke Wechselwirkung bindet Quarks zu Nukleonen (das heißt zu Protonen und Neutronen) und Nukleonen zu Atomkernen. Die schwache Wechselwirkung erklärt beispielsweise Prozesse in der Sonne und den radioaktiven β -Zerfall. Die elektromagnetische Wechselwirkung verursacht unter anderem die Bindung von Atomen. Die Gravitation bestimmt zum Beispiel die Bahnen von Planeten. Sie spielt auf elementarer Ebene nur eine sehr geringe Rolle und ist als einzige der vier fundamentalen Wechselwirkungen (bislang) nicht Teil des Standardmodells.

Zu jeder der Wechselwirkungen des Standardmodells gehört ein oder ein Satz von Austauschteilchen: die acht Gluonen (starke Wechselwirkung), die W^\pm -Bosonen und das Z^0 -Boson (schwache Wechselwirkung) und das Photon (elektromagnetische Wechselwirkung). Sie koppeln an Teilchen, die die entsprechende Ladung der Wechselwirkung besitzen. Man unterscheidet für die verschiedenen Wechselwirkungen des Standardmodells die Farbladung (starke Wechselwirkung), die schwache Ladung (schwache Wechselwirkung) und die elektrische Ladung (elektromagnetische Wechselwirkung). Tabelle 1.1 zeigt eine Übersicht über die Wechselwirkungen inklusive ihrer relativen Stärken.

Neben den zwölf Austauschteilchen lassen sich auch die sechs Quarksorten und die sechs Leptonensorten weiter unterteilen. Man unterscheidet zwischen den Quarksorten, auch *flavor* genannt, *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) und *bottom* (b) (oder *beauty*). Diese tragen jeweils eine drittelzahlige elektrische Ladung von $+2/3$ oder $-1/3$. Die Leptonen können zunächst in

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Ladung	relative Stärke
Stark	8 Gluonen	Farbe	10
Schwach	W^\pm, Z^0	schwach	10^{-13}
Elektromagnetisch	γ	elektrisch	10^{-2}
Gravitation	Graviton?	?	10^{-42}

Tabelle 1.1: Die vier fundamentalen Wechselwirkungen mit ihren Austauschteilchen und ihrer relativen Stärke. Die Gravitation ist nicht Teil des Standardmodells (das Graviton wurde noch nicht entdeckt) [Pov13][Gri08].

Generation	<i>flavor</i>	Elektr. Ladung	Masse
I	<i>u</i>	+2/3	2,3 MeV/ c^2
	<i>d</i>	-1/3	4,8 MeV/ c^2
II	<i>c</i>	+2/3	1,28 GeV/ c^2
	<i>s</i>	-1/3	95 MeV/ c^2
III	<i>t</i>	+2/3	173 GeV/ c^2
	<i>b</i>	-1/3	4,7 GeV/ c^2

Tabelle 1.2: Eigenschaften der Quarks [PDG14].

elektrisch geladene und elektrisch ungeladene Leptonen unterschieden werden. Zu den elektrisch geladenen Leptonen gehören das Elektron (e^-), das Myon (μ^-) und das Tau (τ^-), zu den elektrisch ungeladenen Leptonen, die als Neutrinos bezeichnet werden, das Elektron-Neutrino (ν_e), das Myon-Neutrino (ν_μ) und das Tau-Neutrino (ν_τ). Während die Neutrinos nur die schwache Ladung tragen und damit nur schwach wechselwirken, tragen die elektrisch geladenen Leptonen zusätzlich zur schwachen Ladung auch eine elektrische Ladung. Die Quarks tragen schwache Ladung, elektrische Ladung und Farbladung.

Jeweils zwei Quarks und Leptonen mit unterschiedlichen elektrischen Ladungen gehören zu einer Generation (auch Familie genannt). Somit können Quarks und Leptonen nach elektrischer Ladung und Generation geordnet werden. Die gegenständliche Materie besteht nur aus Elementarteilchen der ersten Generation: Aus *up*-Quarks, *down*-Quarks und Elektronen. Die Tabellen 1.2 und 1.3 zeigen eine Übersicht über Quarks und Leptonen.

Während Leptonen auch frei vorkommen, beobachtet man Quarks (die in diesem Zusammenhang auch als Partonen bezeichnet werden) unter natürlichen Bedingungen nur in gebundenen Zuständen, sogenannten Hadronen. Dabei unterscheidet man zwischen Mesonen, die sich aus einem Quark und einem Antiquark zusammensetzen, und Baryonen, die aus drei Quarks bestehen. Zu den Baryonen gehören beispielsweise das Proton und das Neutron, zu den Mesonen das η -Meson, dessen Teilchenproduktion in der vorliegenden Arbeit untersucht wird. Die genannten Bindungszustände werden durch die starke Wechselwirkung erzeugt, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

Familie	<i>flavor</i>	Elektr. Ladung	Masse
I	ν_e	0	$< 2 \text{ eV}/c^2$
	e	-1	$0,511 \text{ MeV}/c^2$
II	ν_μ	0	$< 2 \text{ eV}/c^2$
	μ	-1	$105,7 \text{ MeV}/c^2$
III	ν_τ	0	$< 2 \text{ eV}/c^2$
	τ	-1	$1776,8 \text{ MeV}/c^2$

Tabelle 1.3: Eigenschaften der Leptonen [PDG14].

1.2 Starke Wechselwirkung

Die Quarks werden durch die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, in Hadronen zusammengehalten. Quarks tragen jeweils eine der Farbladungen rot, grün oder blau, die Antiquarks die entsprechenden Antifarben. Die Kombination der drei verschiedenen Farben bzw. einer Farbe und ihrer Antifarbe ergibt einen farblosen (weißen) Zustand. In der Natur beobachtet man keine einzelnen Teilchen mit Farbladung, sondern stets gebundene Zustände, die nach außen farbneutral sind. Zu beachten ist, dass die Farben der Farbladung nicht den optischen Farben der Quarks entsprechen und lediglich als Analogie zur Farblehre zu verstehen sind, in der drei qualitativ unterschiedliche Werte beziehungsweise zwei komplementäre Werte einen farblosen Zustand ergeben. Die Quarks sind also nicht tatsächlich rot, grün oder blau.

Im Gegensatz zum Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, dem Photon, tragen die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, selbst eine starke Ladung: eine Kombination von Farbe und Antifarbe. Dies hat Konsequenzen für das Potential zwischen den Quarks. In der Quantenchromodynamik (QCD), der Theorie der starken Wechselwirkung, wird das Potential V eines Quark-Antiquark-Paars wie folgt parametrisiert [Pov13]:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr . \quad (1.1)$$

Bei großen Abständen r von Quark und Antiquark dominiert der lineare Anteil des Potentials. Die Konstante k bezeichnet dabei die Feldenergie pro Länge, die etwa $1 \text{ GeV}/\text{fm}$ beträgt [Büs15]. Umso weiter man das Quark und das Antiquark voneinander entfernt, umso größer wird demnach das Potential V . Es muss also immer mehr Energie in das System gesteckt werden, wobei gilt: $V(r \rightarrow \infty) \rightarrow \infty$. Ab einem gewissen Abstand zwischen Quark und Antiquark entstehen aus der Energie des Systems zwei neue Quark-Antiquark-Paare, erneut liegen Quark und Antiquark in gebundenen Zuständen vor. Man beobachtet in der Natur also wie diskutiert nur farbneutrale Objekte und keine freien Quarks. Der lineare Anteil des Potentials führt somit zum Einschluss der Quarks, zum sogenannten *Confinement*.

Bei kleinen Abständen von Quark und Antiquark dominiert hingegen der $1/r$ -abhängige Anteil des Potentials und es gilt $V(r \rightarrow 0) \propto \frac{\alpha_s}{r}$. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s wird mit kleiner werdendem Abstand kleiner, es gilt $V(r \rightarrow 0) \rightarrow 0$. Deshalb können

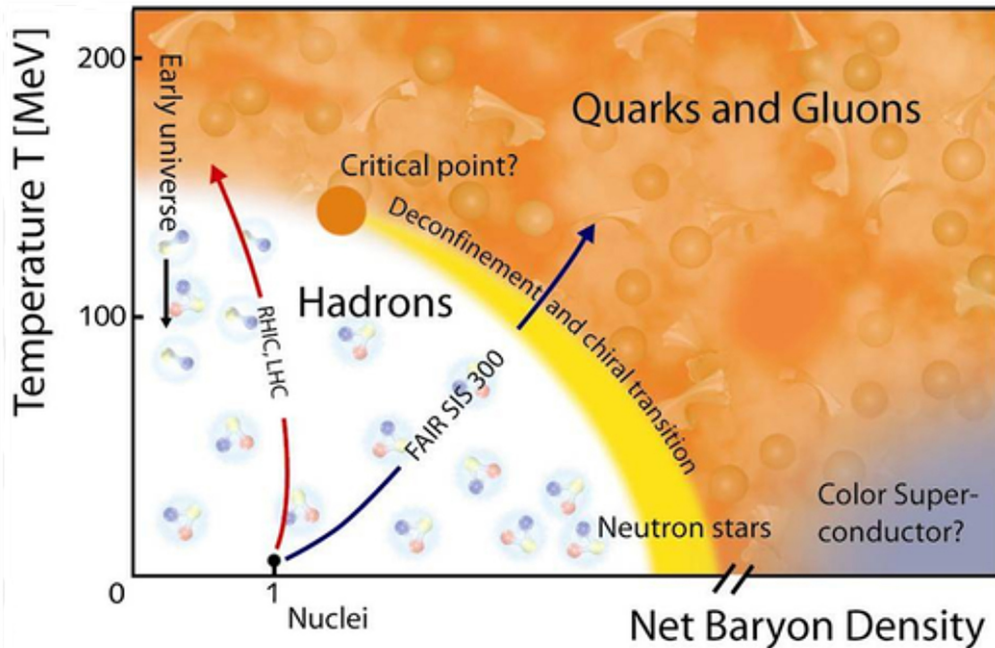


Abbildung 1.1: Phasendiagramm der QCD. Der orangefarbene Bereich bei hohen Temperaturen und hohen Baryondichten markiert die Lage des QGP im Phasendiagramm. Das gelbe Band markiert den Phasenübergang erster Ordnung von gebundener Materie zum QGP. Oberhalb des kritischen Punkts vermutet man hingegen einen *Crossover*-Übergang [GCS16].

Quarks bei kleinen Abständen als quasifreie Teilchen betrachtet werden. Man spricht von asymptotischer Freiheit. Die am Beispiel eines Quark-Antiquark-Paares erläuterten Phänomene des *Confinements* und der asymptotischen Freiheit gelten analog auch für die Gluonen. Aus der QCD lässt sich herleiten, dass unter bestimmten Bedingungen der Übergang der nuklearen, d.h. der gebundenen Materie zum sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP) stattfindet, in dem sich Quarks und Gluonen quasi-frei bewegen können und das *Confinement* somit aufgehoben ist.

1.3 Quark-Gluon-Plasma

Der Übergang von nuklearer Materie zum QGP vollzieht sich erst ab einer kritischen Energiedichte $\epsilon_{\text{krit}} \approx 700 \text{ MeV}/\text{fm}^3$, die etwa dem Fünffachen der Energiedichte im Zentrum eines schweren Atomkerns entspricht [Bra06]. Solche Energiedichten können entweder bei hohen Baryondichten μ_B oder bei hohen Temperaturen T erreicht werden. Erhöht man die Baryondichte, das heißt die Anzahl der Baryonen in einem gegebenen Volumen, beginnen diese sich zu überlappen bis sie ab einem gewissen Punkt nicht mehr unterscheidbar sind. Dann können sich die Quarks und Gluonen quasi-frei bewegen, ein QGP entsteht. Alternativ kann ein QGP beim Überschreiten einer kritischen Temperatur entstehen. In diesem Fall können immer mehr Quark-Antiquark-Paare

aus dem Vakuum erzeugt werden, die sich erneut überlappen. Wieder können sich die Quarks und Gluonen quasi-frei bewegen. Der Übergang von nuklearer Materie zum QGP lässt sich in Analogie zu klassischen Phasendiagrammen im Phasendiagramm der QCD für verschiedene Baryonendichten und Temperaturen darstellen.

Abbildung 1.1 zeigt das Phasendiagramm der QCD, in dem die Temperatur gegen die Baryonendichte aufgetragen ist. Die uns umgebende Materie (Hadronen) befindet sich in diesem Diagramm bei sehr kleiner Temperatur $T \approx 0$ und der Baryonendichte $\mu_B = 1$. Der orangefarbene Bereich im Phasendiagramm zeigt den Bereich an, in dem die kritische Energiedichte zur Bildung eines QGP überschritten wird. Das QGP kann also bei verschiedenen Temperaturen und Baryonendichten entstehen. Im frühen Universum gab es ein QGP bei hohen Temperaturen und relativ niedrigen Baryonendichten, im Gegensatz dazu bildet sich in Neutronensternen ein QGP bei hohen Baryonendichten und niedrigen Temperaturen. Der Bereich, in dem die nukleare Materie in ein QGP übergeht, wird als Phasenübergang bezeichnet. Man vermutet, dass es im Phasendiagramm der QCD zwei Arten von Phasenübergängen gibt. Bei hohen Baryonendichten μ_B erwartet man einen sogenannten Phasenübergang erster Ordnung. Dieser wird vom gelben Band in Abbildung 1.1 markiert. Bei niedrigen Baryonendichten vermutet man hingegen einen sogenannten *Crossover-Übergang*, der im Gegensatz zum scharfen Phasenübergang erster Ordnung nur graduell verläuft und damit gewissermaßen „verschmiert“ ist [Röß09]. Der sogenannte kritische Punkt, an dem der Phasenübergang erster Ordnung in einen *Crossover-Übergang* übergeht, wurde bisher noch nicht gefunden.

Die verschiedenen Bereiche des QCD-Phasendiagramms werden mithilfe verschiedener Beschleuniger untersucht, mit denen ein QGP im Labor erzeugt wird. Dazu lässt man hochrelativistische schwere Ionen kollidieren. Das QGP bei hohen Temperaturen und niedrigen Baryonendichten wird an den Beschleunigern LHC und RHIC¹ untersucht. Der Bereich etwas niedrigerer Temperaturen und hoher Dichten soll hingegen an FAIR² erforscht werden [Cha16].

Um zu überprüfen, ob es tatsächlich gelingt, ein QGP im Labor herzustellen, werden verschiedene Signaturen des QGP untersucht. Eine dieser Signaturen ist der nukleare Modifikationsfaktor R_{AA} :

$$R_{AA}(p_T, \eta) = \frac{1}{N_{\text{coll}}^{AA}} \frac{d^2 N^{AA}/dp_T d\eta}{d^2 N^{pp}/dp_T d\eta} . \quad (1.2)$$

Er hängt von der Anzahl der Kollisionen N_{coll}^{AA} in den Schwerionenkollisionen (A-A-Kollisionen), der Teilchenproduktion in A-A-Kollisionen $d^2 N^{AA}/dp_T d\eta$ und der Teilchenproduktion in Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) $d^2 N^{pp}/dp_T d\eta$ ab. Der Transversalimpuls³ p_T bezeichnet dabei den Anteil des Teilchenimpulses, der senkrecht zur Strahlachse steht, die Pseudorapidität⁴ η

¹ *Relativistic Heavy Ion Collider*, Brookhaven.

² *Facility for Antiproton and Ion Research*, Darmstadt, derzeit in Bau.

³ Der Transversalimpuls hängt vom Gesamtimpuls \vec{p} und dem Winkel θ des Impulses zur Strahlachse (z-Richtung) ab: $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |\vec{p}| \cdot \sin(\theta)$. Er ist vor der Kollision gleich Null.

⁴ Die Pseudorapidität definiert sich über den den Polarwinkel θ , den ein Vektor (in der Regel der Impuls) relativ zur Strahlachse hat: $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$.

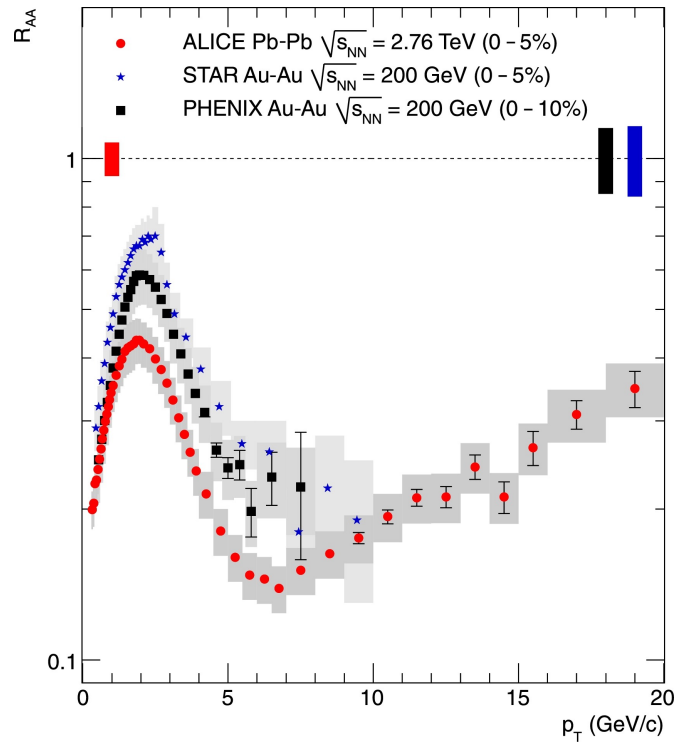


Abbildung 1.2: Nuklearer Modifikationsfaktor R_{AA} in Abhängigkeit des Transversalimpulses p_T für geladene Teilchen. Die Prozentzahlen geben die Zentralität der Kollisionen an, wobei die zentralsten Kollisionen bei 0% und die periphersten Kollisionen bei 100% liegen [Aam10].

ist ein Maß für den Winkel relativ zur Strahlachse. Wenn die Teilchenproduktion in A-A-Kollision eine einfache Superposition der Teilchenproduktion in pp-Kollisionen ist (Skalierung mit N_{coll}^{AA}), in der Kollision also kein neues Medium entstanden ist, gilt $R_{AA} = 1$. Wird die Teilchenproduktion hingegen im Medium unterdrückt, gilt $R_{AA} < 1$.

Abbildung 1.2 zeigt R_{AA} in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_T . Die roten, blauen und schwarzen Datenpunkte stellen jeweils R_{AA} -Messungen von ALICE, STAR⁵ und PHENIX⁶ für geladenen Teilchen in zentralen Kollisionen dar.⁷ Insbesondere bei hohen p_T liegt R_{AA} für alle Messungen mit einem Minimum bei $p_T \approx 6 - 7$ GeV/c deutlich unter Eins [Aam10]. Man erklärt dies mit der Entstehung eines QGP.

Um die Eigenschaften eines QGP untersuchen zu können, untersucht man also nicht nur Schwerionenkollisionen, sondern als Referenz Proton-Proton-Kollisionen, auf denen auch der Datensatz der vorliegenden Arbeit basiert. Um weitere Aussagen über die Eigenschaften des Mediums treffen zu können, interessiert man sich insbesondere für R_{AA} -Spektren einzelner Teilchen und nicht nur der geladenen Teilchen im Gesamten. Im Folgenden wird beispielhaft auf das η -Meson als Sonde hochrelativistischer Teilchenkollisionen eingegangen.

⁵Solenoidal Tracker at RHIC.

⁶Pioneering High Energy Nuclear Interaction Experiment.

⁷Die Experimente STAR und PHENIX am RHIC suchen vor allem nach dem Quark-Gluon-Plasma.

Masse	$547,862 \pm 0,018 \text{ MeV}/c^2$
Spin	0
Mittlere Lebensdauer	$5 \cdot 10^{-19} \text{ s}$ ($c\tau = 0,95 \text{ nm}$)

Tabelle 1.4: Eigenschaften des η -Mesons [PDG14].

1.4 η -Mesonen als Sonden hochrelativistischer Teilchenkollisionen

Das η -Meson besteht aus einer Superposition von Quark-Antiquark-Paaren der *flavor up*, *down* und *strange*. Mit einer Masse von $m = 547,862 \pm 0,018 \text{ MeV}/c^2$ gehört es zu den leichten Mesonen. Es zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von $5 \cdot 10^{-19} \text{ s}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 55% über die beiden Zerfallskanäle $\eta \rightarrow 3\pi^0$ und $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^-$ in drei Pionen und mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 39% in zwei Photonen ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$). Daneben gibt es einige weitere, aber wesentlich seltenere Zerfallskanäle. Der Zerfallskanal in zwei Photonen ermöglicht die Messung des η -Mesons durch ein elektromagnetisches Kalorimeter. Tabelle 1.4 gibt eine Übersicht über einige Eigenschaften des η -Mesons.

Um das η -Meson als Sonde für ein QGP zu verwenden, wird die p_T -abhängige Teilchenproduktion in A-A-Kollisionen gemessen. Mithilfe der p_T -abhängigen Teilchenproduktion des η -Mesons in pp-Kollisionen lässt sich schließlich der nukleare Modifikationsfaktor berechnen. Darüber hinaus kann beispielsweise das η -zu- π^0 -Verhältnis berechnet werden, um Prozesse der Teilchenproduktion detaillierter zu untersuchen. Über den Vergleich verschiedener η -zu- π^0 -Verhältnisse können die Teilchenproduktionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien und Kollisionssystemen untersucht werden. Zudem sind η -Mesonen nach den π^0 der zweitgrößte Beitrag zum Untergrund direkter Photonen, mit denen u.a. die Temperatur des QGP bestimmt werden kann. Die Messung der Teilchenproduktion der η -Mesonen wird also zur Bestimmung des Untergrunds der direkten Photonen benötigt [Rey11]. Im Folgenden wird noch näher auf das η -zu- π^0 -Verhältnis eingegangen, das in der vorliegenden Arbeit unter anderem berechnet wird.

Als η -zu- π^0 -Verhältnis bezeichnet man das Produktionsverhältnis der p_T -Spektren von η - und π^0 -Mesonen in Teilchenkollisionen. Man erwartet, dass es unabhängig von der Schwerpunktsenergie und sogar vom Kollisionssystem ist. Das bedeutet, dass das Produktionsverhältnis von η und π^0 trotz der beobachteten Unterdrückung der Teilchenproduktion in A-A-Kollisionen (siehe Abbildung 1.2) konstant ist. Dies erklärt sich möglicherweise dadurch, dass die Unterdrückung der Teilchenproduktion von Hadronen mit hohem p_T auf Partonebene vor sich geht, die Bildung von Teilchenschauern (das heißt die Fragmentation) und die Hadronisierung aber nicht vom Medium beeinflusst wird [Sah08]. Abbildung 1.3 zeigt das η -zu- π^0 -Verhältnis in Abhängigkeit von p_T für verschiedene Schwerpunktsenergien in pp-Kollisionen. Bei den farbig hinterlegten Datenpunkten handelt es sich jeweils um η -zu- π^0 -Verhältnisse, die von ALICE gemessen wurden. Die schwarzen Datenpunkte zeigen Referenzmessungen anderer Experimente. Innerhalb der Unsicherheiten stimmen die η -zu- π^0 -Verhältnisse gut überein. Für $p_T \gtrsim 4 \text{ GeV}/c$ liegt das Verhältnis bei ungefähr 0,5; in den Kollisionen werden also ungefähr halb so viele η wie π^0 produziert. Für

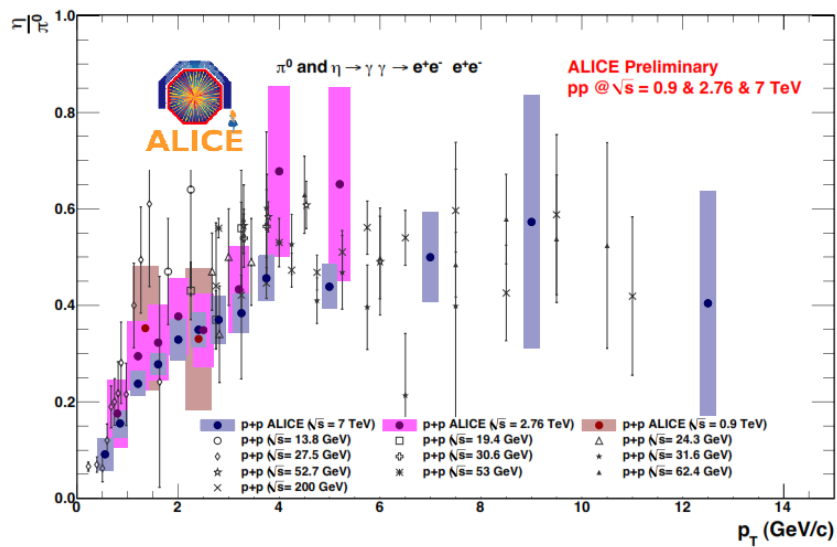


Abbildung 1.3: η/π^0 -Verhältnis in Abhängigkeit von p_T . Die farbig hinterlegten Datenpunkte wurden von ALICE bei verschiedenen Schwerpunktsenergien gemessen. Die schwarzen Datenpunkte zeigen Referenzmessungen anderer Experimente [Abe12].

$p_T \lesssim 4$ GeV/c fällt η/π^0 aufgrund der höheren Masse des η -Mesons im Vergleich zum π^0 -Meson stark ab.

Nachdem auf die physikalischen Grundlagen der vorliegenden Arbeit eingegangen wurde, wird im folgenden Abschnitt die Messung von η -Mesonen mit dem ALICE-PHOS am LHC diskutiert.

2 Experimenteller Aufbau

Am CERN¹, einem der weltweit größten Zentren für Grundlagenforschung in der Nähe von Genf, arbeiten Wissenschaftlerinnen und Wissenschaftler aus 22 Mitgliedsstaaten [CER16c]. Der Forschungsschwerpunkt des CERN liegt in der Kern- und Elementarteilchenphysik, die insbesondere am Beschleuniger LHC untersucht wird. Vier große Experimente nutzen den LHC: LHCb² untersucht hauptsächlich die CP-Verletzung beim Zerfall von B-Mesonen und konnte zudem 2015 erstmals Pentaquarks nachweisen [CER16b][LHC15]. ATLAS³ und CMS⁴ suchen nach bisher noch unentdeckten Teilchen, beispielsweise nach Kandidaten für sogenannte supersymmetrische Teilchen. Außerdem entdeckten beide Experimente 2012 unabhängig voneinander das Higgs-Boson [CER16b]. Das ALICE-Experiment, auf dessen Daten die vorliegende Arbeit basiert, erforscht das QGP bei sehr hohen Temperaturen und niedrigen Dichten in Schwerionenkollisionen. Im Folgenden wird auf den LHC, das ALICE-Experiment und das ALICE-PHOS-Kalorimeter näher eingegangen.

2.1 LHC

Der Synchrotron-Beschleuniger LHC hat einen Umfang von 26,7 km und liegt im Grenzgebiet von Schweiz und Frankreich in durchschnittlich 100 m Tiefe. Mit hochfrequenten elektrischen Feldern bringt er Protonen und Bleikerne, die mit magnetischen Feldern auf der Bahn gehalten werden, in zwei gegenläufigen Strahlen fast bis auf Lichtgeschwindigkeit. Hierzu werden die Teilchen zunächst in mehreren Vorbeschleunigern auf Energien von 450 GeV gebracht [Bär10], bevor sie in den LHC injiziert werden und ihre finale Energie erreichen. Damit es zur Kollision der Teilchenstrahlen kommen kann, kreuzen sie sich an vier Punkten im LHC. An diesen Punkten befinden sich die großen Experimente, darunter damit auch der ALICE-Detektor.

Bisher wurden bei Teilchenkollisionen im LHC, dem derzeit leistungsfähigsten Teilchenbeschleuniger weltweit, Schwerpunktsenergien von bis zu $\sqrt{s} = 13$ TeV erreicht [CER16a]. Für zwei Teilchen mit identischen Massen und entgegengesetzten Impulsen — wie es bei Proton-Proton- und Blei-Blei-Kollisionen im LHC der Fall ist — hängt die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} nur von den

¹ *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*. Die Abkürzung stand ursprünglich für den Rat, der mit der Gründung der sogenannten Europäischen Organisation für Kernforschung beauftragt war, wurde aber auch danach beibehalten.

² *Large Hadron Collider beauty*.

³ *A Toroidal LHC Apparatus*.

⁴ *Compact Muon Solenoid*.

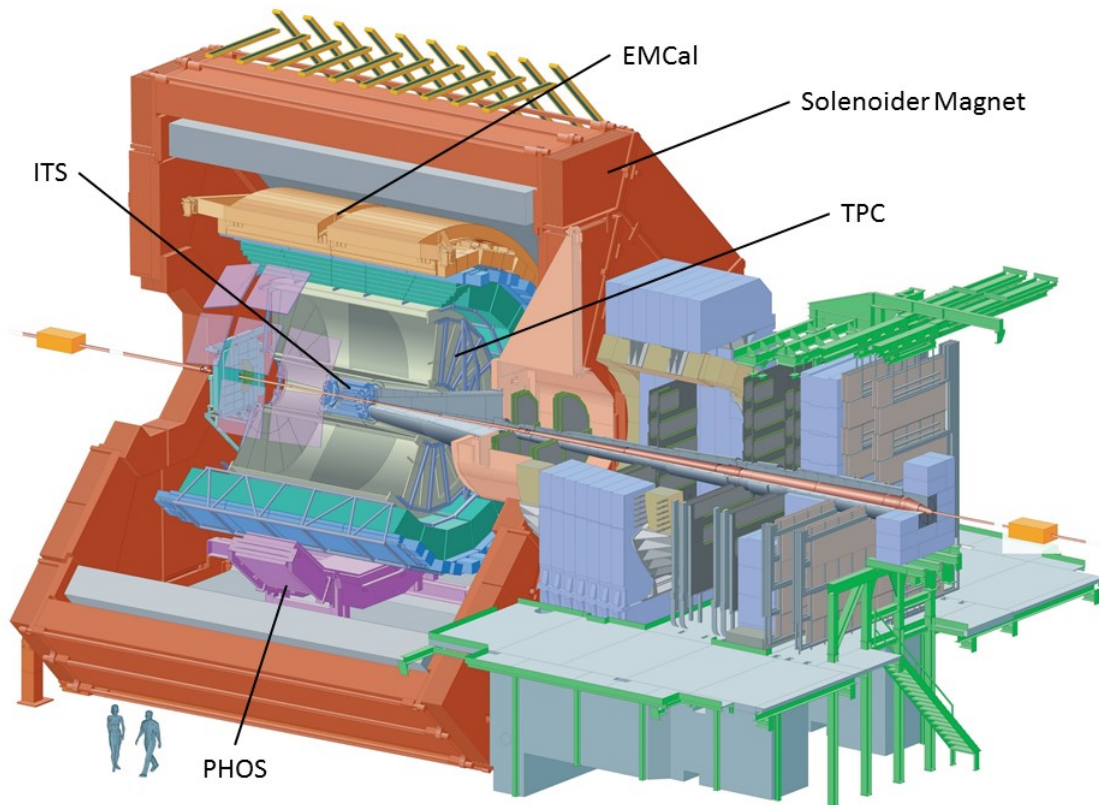


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des ALICE-Detektors. Abbildung nach [ALI16].

Strahlenergien E der beteiligten Hadronenstrahlen ab [Pov13]:

$$\sqrt{s} = 2E . \quad (2.1)$$

Die maximale Schwerpunktsenergie wird durch den Radius des LHC und das maximale Feld der Ablenkmagnete, welche die Teilchen auf der Bahn halten, begrenzt. Die Energiedichten, die bei diesen Schwerpunktsenergien in Blei-Blei-Kollisionen erreicht werden, reichen aus, um ein QGP im Labor zu erzeugen. Das entstehende QGP wird insbesondere vom ALICE-Experiment untersucht.

2.2 ALICE

Der ALICE-Detektor liegt 56 m unter der Erde, misst ungefähr $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$ und wiegt etwa 10.000 t. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau des ALICE-Experiments, das aus insgesamt 18 verschiedenen Detektor-Systemen besteht [Del99]. Sie haben unterschiedliche Aufgaben wie beispielsweise die Bestimmung des Kollisionspunkts, die Teilchenidentifizierung, die Messung von Energie und Flugbahn der Teilchen oder das Auslösen von Triggerentscheidungen

(das heißt die Entscheidung darüber, ob die Daten einer bestimmten Kollision aufgezeichnet werden). Die hohen Multiplizitäten, also die große Anzahl von Teilchen, die bei zentralen Blei-Blei-Kollisionen erzeugt werden, stellen besondere Anforderungen an die Detektoren, wie zum Beispiel die Spurseparation mehrerer tausend Teilchen. Die Detektoren des ALICE-Experiments wurden speziell hierauf ausgelegt.

Die zentralen Detektoren liegen zylinderförmig um die Strahlachse des LHC innerhalb eines solenoiden Magneten, der ein Magnetfeld von $B = 0,5$ T erzeugt. Außerhalb des Magneten liegen der Myonen-Arm und verschiedene Vorwärtsdetektoren, die beispielsweise zur Bestimmung der Zentralität von Blei-Blei-Kollisionen dienen. Im Folgenden wird auf die für die vorliegende Arbeit relevanten, zentralen Detektoren eingegangen. Das *Inner Tracking System* (ITS) liegt dem Kollisionspunkt am nächsten und dient hauptsächlich der Rekonstruktion des primären Vertex. An den Endkappen des ITS befinden sich die V0-Triggerdetektoren. Auf die verschiedenen für diese Arbeit relevanten Triggerbedingungen wird in Abschnitt 3.1 näher eingegangen. Die *Time Projection Chamber* (TPC), ein Gasdetektor, bestimmt hauptsächlich die Spuren und Energieverluste geladener Teilchen. Mithilfe der spezifischen Energieverluste können die in der Kollision entstandenen Teilchen identifiziert werden. Um darüber hinaus auch Ort und Energie von Photonen messen zu können, befinden sich mehrere Kalorimeter im ALICE-Experiment. Dazu gehören das *Electromagnetic Calorimeter* (EMCal) mit seiner Erweiterung, dem *Di-Jet Calorimeter* (DCal, erst seit 2014 installiert und nicht in Abbildung 2.1 gezeigt [CER16b]), und das PHOS [Del99]. EMCal und DCal decken einen relativ großen Raumwinkel ab und können damit einen entsprechend großen Teil der entstehenden Photonen messen, das PHOS bietet eine sehr gute Energie- und Ortsauflösung. Im Folgenden wird näher auf das PHOS eingegangen, mit dem der Datensatz der vorliegenden Arbeit hauptsächlich aufgezeichnet wurde.

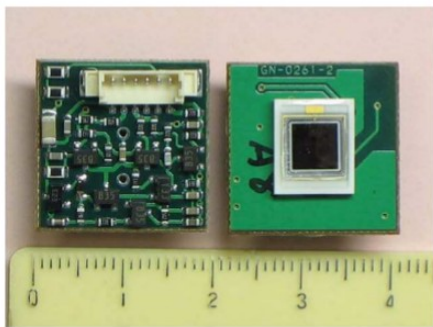
2.3 PHOS

Das elektromagnetische Kalorimeter PHOS detektiert reale Photonen sowie Elektronen und Positronen mit hoher Orts- und Energieauflösung. Aus den Daten, die das PHOS aufzeichnet, lassen sich Energie und Ort dieser Teilchen bestimmen. Über die Orts- und Energiemessung von Photonen können somit beispielsweise die Zerfallsprodukte leichter neutraler Mesonen (vor allem π^0 und η) rekonstruiert werden. Das PHOS wurde auf die Messung mittlerer Transversalimpulse optimiert (Photonen: $0,5 \text{ GeV}/c < p_T < 10,0 \text{ GeV}/c$; π^0 : $1,0 \text{ GeV}/c < p_T < 10,0 \text{ GeV}/c$; η : $2,0 \text{ GeV}/c < p_T < 10,0 \text{ GeV}/c$), es kann mit einer etwas schlechteren Auflösung aber auch höhere Transversalimpulse messen [Del99]. Im Folgenden wird zunächst auf den Aufbau des PHOS und schließlich auf die Energie-, Orts- und Impulsbestimmung eingegangen.

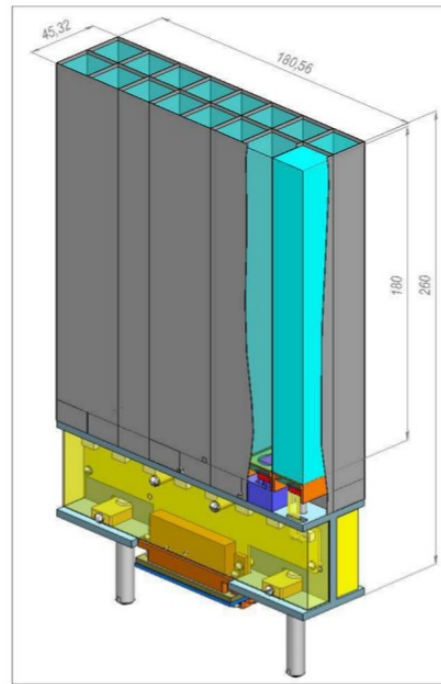
Das PHOS befindet sich 4,6 m unterhalb des nominellen Kollisionsvertex und besteht aus drei identischen Modulen (ursprünglich geplant: fünf Module). Mit diesen deckt es einen Bereich von $260^\circ < \phi < 320^\circ$ im Azimuthalwinkel (fünf Module: $220^\circ < \phi < 320^\circ$) und $|\eta| < 0,13$ in der Pseudorapidität ab. Die Module bestehen wiederum jeweils aus 64×56 Untereinheiten mit einer



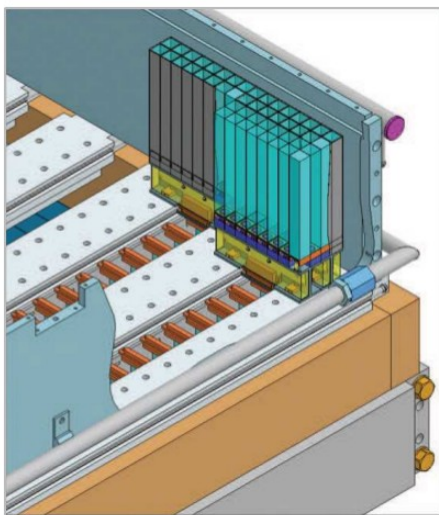
a)



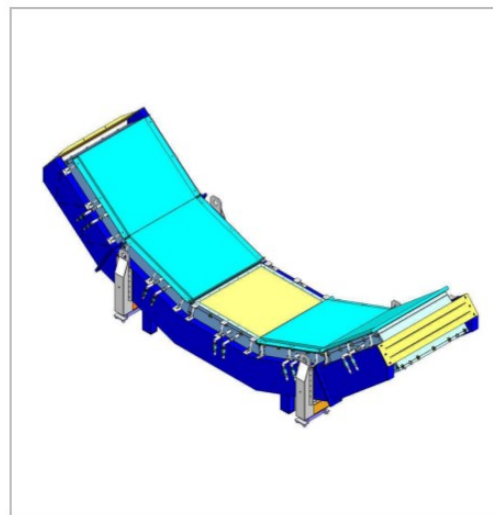
b)



c)



d)



e)

Abbildung 2.2: a) PbWO_4 -Kristalle mit angeklebter Avalanche-Photodiode. b) Avalanche-Photodiode mit Ausseelektronik. c) *Strip Unit*, die aus 8×2 Zellen besteht. d) Auf den Kühlrahmen montierte *Strip Units*. e) Fünf (ursprünglich geplante) PHOS-Module. Abbildung nach [Aam08].

Module	Drei (ursprünglich geplant: fünf)
Detektormaterial	Blei-Wolframat (PbWO_4)
Zellen pro Modul	3584 (64 x 56)
Kristallgröße	22 x 22 x 180 mm ³
Molière-Radius	20 mm
Raumabdeckung (Azimutalwinkel)	$260^\circ < \phi < 320^\circ$ (fünf Module: $220^\circ < \phi < 320^\circ$)
Raumabdeckung (Pseudorapidität)	$ \eta < 0,13$
Abstand zum Kollisionspunkt	4,6 m
Betriebstemperatur	-25 °C

Tabelle 2.1: Technische Daten des PHOS-Detektors [Aam08][Del99].

Größe von jeweils 22 x 22 x 180 mm³, den sogenannten Zellen. Das Detektormaterial der Zellen besteht aus Blei-Wolframat (PbWO_4), das gleichzeitig als Absorber- und als Szintillatormaterial dient [Aam08]. Abbildung 2.2 a) zeigt eine Zelle, an die eine Avalanche-Photodiode (die in Abbildung 2.2 b) mit Ausleseelektronik zu sehen ist) angeklebt ist. Diese wandelt das im Szintillator entstandene sichtbare Licht in ein elektrisches Signal um. Abbildung 2.2 c) zeigt eine *Strip Unit*, die aus 8 x 2 Zellen zusammengesetzt wird. Die *Strip Units* werden auf Kühlrahmen angebracht [Aam08] (Abbildung 2.2 d)). Die Kühlrahmen bringen die Zellen des PHOS auf eine für die Lichtausbeute optimale Temperatur von -25 °C [Del99]. Abbildung 2.2 e) zeigt schließlich die Anordnung der fünf, ursprünglich geplanten PHOS-Module.

Trifft ein Photon auf das PHOS, so konvertiert es im Blei-Wolframat-Kristall mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit in ein e^+e^- -Paar. Die so entstehenden Elektronen und Positronen können wiederum durch Bremsstrahlung Photonen erzeugen, welche erneut konvertieren können. Dieser Prozess wiederholt sich kaskadenartig, wodurch ein sogenannter elektromagnetischer Schauer entsteht. Analog kann dieser Schauer statt durch ein Photon auch durch ein Elektron oder Positron ausgelöst werden, das dann zunächst durch Bremsstrahlung Photonen erzeugt. Der Prozess endet, sobald die entstehenden Elektronen bzw. Positronen eine kritische Energie erreicht haben, bei welcher der Energieverlust durch die Ionisation der Atome des Blei-Wolframat-Kristalls genauso groß ist wie der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Unterhalb dieser Schwelle ionisieren die Elektronen und Positronen die Atome des PbWO_4 -Kristalls. Die ionisierten Atome geben ihre Ionisationsenergie schließlich durch die Aussendung von Photonen ab, die eine materialabhängige charakteristische Energie tragen. Das so entstehende Signal wird mithilfe der Photodioden in ein elektrisches Signal umgewandelt und schließlich gespeichert. Die Anzahl der entstehenden Photonen mit charakteristischer Energie verhält sich proportional zur Energie des primären Photons, Elektrons oder Positrons. Somit kann die Energie des auftreffenden Teilchens bestimmt werden. Die transversale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers kann mit dem sogenannten Molière-Radius R_M beschrieben werden, innerhalb dessen 90% der Energie des elektromagnetischen Schauers deponiert wird:

$$R_M = 0,0265 X_0 (Z + 1,2) . \quad (2.2)$$

Z bezeichnet hier die Ordnungszahl der Atome des Kristalls und X_0 die Strahlungslänge, eine Materialkonstante. Der Molière-Radius von PbWO_4 beträgt ungefähr 20 mm [Aam08]. Der elektromagnetische Schauer der auftreffenden Photonen, Elektronen und Positronen verteilt sich demnach zumeist über mehrere Zellen. Die Position der Teilchen wird sich schließlich über den Schwerpunkt der rekonstruierten Photonenenergie bestimmt. Mithilfe des von ITS und TPC rekonstruierten primären Vertex (Kollisionspunkt) lässt sich neben Energie und Position der Teilchen ihr Impuls bestimmen. Auf die Rekonstruktion der Photonen und die anschließende Rekonstruktion der η -Mesonen wird in Abschnitt 3.1 näher eingegangen.

3 Analyse

Das Ziel der in der vorliegenden Arbeit präsentierten Analyse besteht darin, die Signalextraktion von η -Mesonen vorzunehmen sowie diese systematisch zu untersuchen. Dazu wird eine statistische Methode verwendet, mit deren Hilfe die Anzahl der produzierten η in verschiedenen p_T -Bereichen extrahiert wird. Die systematische Unsicherheit der Signalextraktion wird durch die Variation zentraler Parameter der Analyse bestimmt. Die Produktion der η -Mesonen in Abhängigkeit von p_T wird dabei im Weiteren als p_T -Spektrum bezeichnet.

Im folgenden Abschnitt wird daher nach einer kurzen Vorstellung des Datensatzes die Rekonstruktion der invarianten Masse erläutert. Daraufhin wird die Signalextraktion inklusive der Berechnung der statistischen und systematischen Unsicherheiten vorgestellt. Abschließend wird ein kurzer Ausblick auf weitere Korrekturen und Verwendungen des p_T -Spektrums gegeben.

3.1 Datensatz und Rekonstruktion der invarianten Masse

Die in dieser Arbeit präsentierte Analyse basiert auf einem Datensatz, der 2012 von ALICE in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV mit einem Trigger aufgezeichnet wurde. Auf diesen Trigger wird im Folgenden zunächst eingegangen. Daraufhin wird die Photonenrekonstruktion diskutiert und die Auswahl der Daten erläutert, mit denen die invariante Masse m_{inv} rekonstruiert wird. Schließlich wird auf die Vorteile des verwendeten Triggers gegenüber einem *minimum-bias*-Trigger eingegangen.

Bei ALICE gibt es verschiedene Arten von Triggern, die sich in ihren Triggerbedingungen unterscheiden. Im Weiteren werden der *minimum-bias*-Trigger sowie der PHOS-Trigger mit einer Schwellenenergie von 4 GeV vorgestellt. Der *minimum-bias*-Trigger fordert als einzige Bedingung für die Datennahme, dass im V0-Detektor ein Signal gemessen wird. Dieser Trigger wird verwendet, um immer dann Daten aufzuzeichnen, wenn überhaupt eine Teilchenkollision stattgefunden hat. Der PHOS-Trigger mit einer Schwellenenergie von 4 GeV fordert darüber hinaus die Messung eines Teilchens mit einer Energie von mindestens 4 GeV im PHOS. Die unter dieser zusätzlichen Triggerbedingung aufgezeichneten Daten werden im Folgenden als getriggerte Daten bezeichnet. Die sogenannte Totzeit der Detektoren führt dazu, dass der ausgewählte Trigger erst nach einer bestimmten Zeit erneut ausgelöst werden kann und limitiert die Datennahme somit. Unter der Totzeit versteht man die Zeitspanne unmittelbar nach der Detektion eines Teilchens, in der der Detektor noch nicht wieder bereit ist, erneut Daten aufzunehmen. Die hier präsentierte Analyse basiert auf insgesamt 1,75 Millionen getriggerten Ereignissen, wobei unter einem Ereignis eine

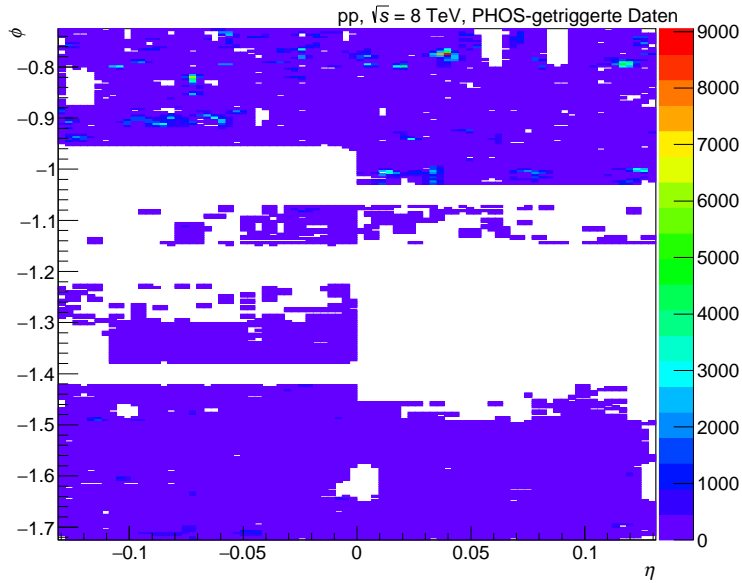


Abbildung 3.1: Verteilung der *Cluster* in η und ϕ in den getriggerten Daten (*Cluster Hit Map*).

Teilchenkollision zu verstehen ist. Im Folgenden wird nun auf die Rekonstruktion der Photonen und der invarianten Masse mit dem PHOS eingegangen.

Um die Photonen aus den vom PHOS gemessenen Daten zu rekonstruieren, werden zunächst benachbarte PHOS-Zellen, in denen Energie deponiert wurde, zu sogenannten *Clustern* zusammengefasst und es werden die *Cluster*-Energie sowie -Position bestimmt (siehe Abschnitt 2.3). Aus diesen Informationen und dem rekonstruierten Vertex werden schließlich physikalische Informationen wie der Transversalimpuls und die Energie der Photonen berechnet. Daneben enthalten die *Cluster* auch eine Zeitinformation, mit denen sie einem bestimmten Ereignis zugeordnet werden können. Damit fehlerhafte Zellen nicht zur Bildung von *Clustern* verwendet werden — beispielsweise Zellen, die eine Energiedeposition anzeigen, obwohl sie von keinem Teilchen getroffen wurden — wird eine sogenannte *Bad Cell Map* verwendet, die von der PHOS-Arbeitsgruppe zur Verfügung gestellt wird. Mit der *Bad Cell Map* können fehlerhafte Zellen von der Analyse und damit auch von der *Cluster*-Bildung ausgeschlossen werden [Her14]. Abbildung 3.1 zeigt die η - ϕ -Verteilung der *Cluster*, die sogenannte *Cluster Hit Map*. Das PHOS-Modul 1 liegt im unteren Drittel der *Cluster Hit Map*, Modul 2 im mittleren Drittel und Modul 3 im oberen Drittel. Sie erstrecken sich jeweils über den gesamten gezeigten η -Bereich. Die weißen Bereiche in der Abbildung entsprechen Bereichen, die mit der *Bad Cell Map* von der Analyse ausgeschlossen wurden. Die *Cluster*, die in den farbigen Bereichen liegen, werden hingegen für die Analyse verwendet. Bei $\eta \approx 0,04$ und $\phi \approx -0,77$ (Modul 3) sieht man allerdings noch rote und orangefarbene Zellen, die offenbar fehlerhaft sind, da sie deutlich mehr Treffer anzeigen als die anderen in der Analyse verwendeten Zellen. Diese fehlerhaften Zellen wurden durch die *Bad Cell Map* nicht von der Analyse ausgeschlossen. Somit lässt die verwendete *Bad Cell Map* noch Raum für Optimierung. Damit möglichst viele der analysierten *Cluster* aus der Energiedeposition von Photonen stam-

Parameter	Einschränkung
E_{Cluster}	$> 300 \text{ MeV}$
M_{02}	$> 0,2$
N_{Cells}	> 2
$ t_{\text{Cluster}} $	$< 25 \text{ ns}$
$ Z_{\text{Vertex}} $	$< 10 \text{ cm}$

Tabelle 3.1: *Cuts*, die auf die Daten der Analyse angewendet wurden. Die Parameter E_{Cluster} , M_{02} , N_{Cells} und $|t_{\text{Vertex}}|$ beziehen sich auf *Cluster*-Größen, während mit dem $|Z_{\text{Vertex}}|$ -*Cut* Ereignisse ausgewählt werden.

men, werden mithilfe von sogenannten *Cuts* Kriterien an verschiedene *Cluster*-Größen gestellt. Somit werden Photonenkandidaten aus den *Clustern* ausgewählt. In der hier vorgestellten Analyse werden *Cuts* auf die Energie der *Cluster* (E_{Cluster}), auf die Form der *Cluster*, genauer gesagt auf den Ellipsenparameter der *Cluster* (M_{02}), auf die Anzahl der Zellen der *Cluster* (N_{Cells}) und auf die Zeitinformation der *Cluster* (t_{Cluster}) angewendet. Auf diese *Cuts* wird im Weiteren näher eingegangen.

Neben Elektronen, Positronen und Photonen können auch Hadronen Energie im PHOS deponieren. Diese zeichnet sich im Regelfall dadurch aus, dass sie verhältnismäßig niedrig ist. Um *Cluster*, die von Hadronen erzeugt wurden, zu unterdrücken, wird einerseits $E_{\text{Cluster}} > 300 \text{ MeV}$ gefordert, andererseits soll $M_{02} > 0,2$ gelten. Hierbei bezeichnet M_{02} die lange Halbachse der *Cluster*, wenn man diese als Ellipsen betrachtet. Damit darüber hinaus nach der Anwendung der *Bad Cell Map* verbliebene fehlerhafte Zellen nicht zu den *Clustern* beitragen, werden nur *Cluster* mit $N_{\text{Cells}} > 2$ akzeptiert. Um außerdem möglichst nur *Cluster* des gleichen Ereignisses für die Analyse zu verwenden, sollen die *Cluster* in einem bestimmten Zeitfenster um den Kollisionszeitpunkt entstanden sein. Dafür soll für die Zeitdifferenz zwischen dem rekonstruierten Kollisionszeitpunkt und der Zeitinformation des *Clusters* $t_{\text{Cluster}} < 25 \text{ ns}$ gelten.

Die genannten *Cuts* beziehen sich auf *Cluster*-Größen. Darüber hinaus werden in der vorgestellten Analyse nur Ereignisse akzeptiert, in denen für den Abstand zwischen nominellem und rekonstruierten Vertex in z-Richtung (entspricht der Strahlachse) $Z_{\text{Vertex}} < 10 \text{ cm}$ gilt. Die verwendeten *Cuts* inklusive der in dieser Arbeit verwendeten Werte sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Aus den ausgewählten Photonenkandidaten lassen sich die η -Mesonen über den Zerfallskanal in zwei Photonen rekonstruieren. Dazu wird m_{inv} und p_{T} für jede Kombination von zwei Photonenkandidaten, also für jedes mögliche *Cluster*-Paar eines Ereignisses berechnet. Hierbei handelt es sich um eine statistische Methode, da nicht tatsächlich bekannt ist, welche der Photonen aus einem η -Meson stammen, sondern alle Photonenkandidaten eines Ereignisses miteinander kombiniert werden. Für die invariante Masse, die vom Öffnungswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ zwischen den Zerfallspotonen und deren Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} abhängt, gilt:

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos(\theta_{\gamma\gamma}))}. \quad (3.1)$$

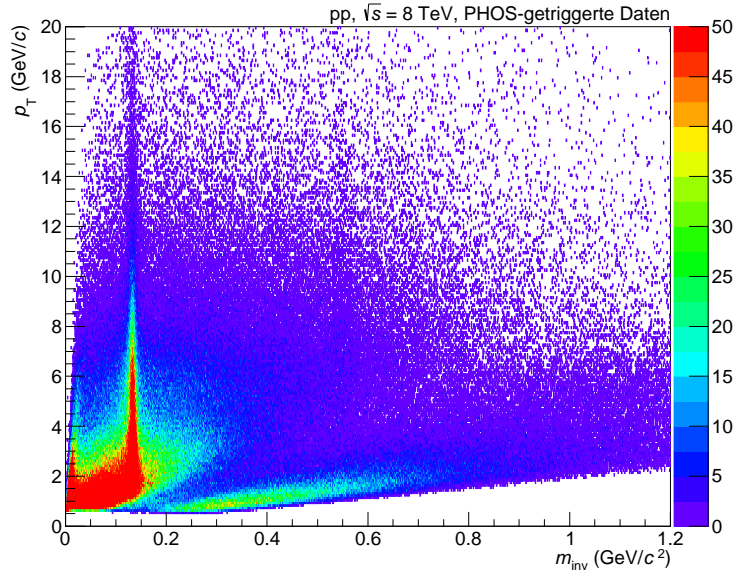
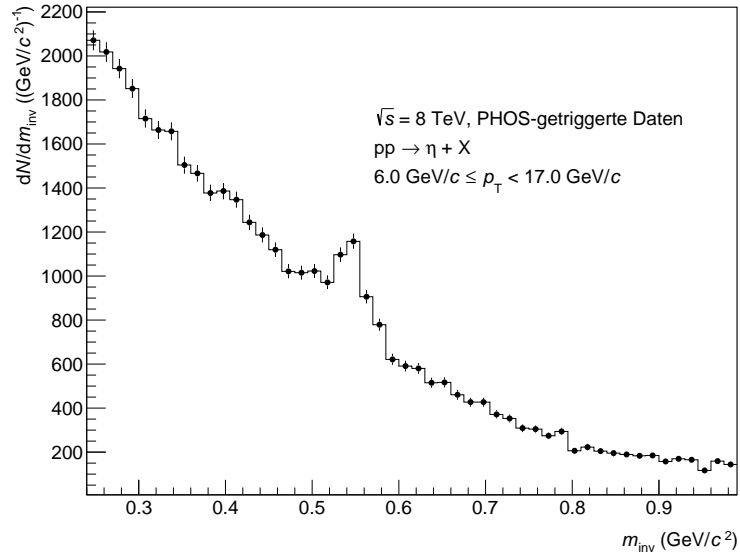


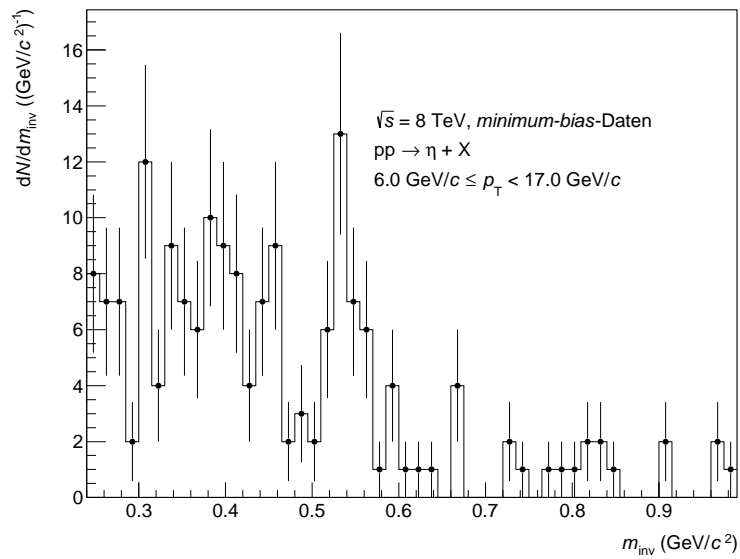
Abbildung 3.2: p_T -abhängige m_{inv} -Verteilung aller *Cluster*-Paare in den untersuchten Ereignissen der getriggerten Daten.

$\theta_{\gamma\gamma}$ kann mithilfe des primären Vertex und der Position der Photonen berechnet werden, E_{γ_1} und E_{γ_2} sind aus der Messung des PHOS bekannt. Über die invariante Masse kann schließlich jedes Teilchen eindeutig identifiziert werden. Der Transversalimpuls des *Cluster*-Paares ergibt sich jeweils aus der Summe der Transversalimpulse seiner Zerfallsphotonen.

Abbildung 3.2 zeigt die Verteilung der *Cluster*-Paare in Abhängigkeit von rekonstruierter invarianter Masse und rekonstruiertem Transversalimpuls für die getriggerten Daten. Bei einer invarianten Masse von ungefähr $135 \text{ MeV}/c^2$ sieht man nahezu über den kompletten p_T -Bereich eine deutliche Anhäufung von Einträgen rekonstruierter *Cluster*-Paare. Diese wird durch *Cluster*-Paare erzeugt, die bei Zerfällen von π^0 ($m(\pi^0) \approx 135 \text{ MeV}/c^2$ [PDG14]) entstehen. Die Breite der Anhäufung wird durch die endliche Orts- und Energieauflösung des PHOS verursacht. Bei einer invarianten Masse von ungefähr $548 \text{ MeV}/c^2$, der Masse des η -Mesons, erwartet man eine ähnliche Struktur. Man erkennt diese allerdings kaum, da das η -Meson in Teilchenkollisionen seltener entsteht als das π^0 und außerdem nur mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 39,4% in zwei Photonen zerfällt. Zudem haben die Zerfallsphotonen der η -Mesonen aufgrund ihrer größeren Masse nach Gleichung 3.1 bei gleichen E_{γ_1} und E_{γ_2} einen größeren Öffnungswinkel als die Zerfallsphotonen der π^0 . Die Wahrscheinlichkeit, dass beide Zerfallsphotonen des η auf das PHOS zeigen, ist damit insbesondere für η mit niedrigen p_T (und damit mit niedrigen E_{γ_1} und E_{γ_2}) geringer. Man sagt, die sogenannte Detektorakzeptanz der η unterscheidet sich von der der π^0 . Die genannten Faktoren haben alle eine geringere Statistik für η -Mesonen im Vergleich zu π^0 -Mesonen zur Folge. Im Folgenden wird die m_{inv} -Verteilung der *minimum-bias*-Daten und der getriggerten Daten im Bereich der η -Masse über $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$ integriert, um zu zeigen, dass die Signalextraktion von η -Mesonen für die getriggerten Daten trotz der geringen



(a)



(b)

Abbildung 3.3: (a) m_{inv} -Verteilung im Bereich der η -Masse für getriggerte Daten und
(b) *minimum-bias*-Daten, jeweils im p_T -Intervall von $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$.

Statistik möglich ist und um die Vorteile der getriggerten Daten gegenüber den *minimum-bias*-Daten zu demonstrieren. Die Größe des p_T -Intervalls, über das integriert wird, wurde dabei so gewählt, dass die Statistik des η -Peaks möglichst groß ist.

Abbildung 3.3 (a) zeigt die über $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$ integrierte m_{inv} -Verteilung der getriggerten Daten. Im Gegensatz zu Abbildung 3.2 ist eine deutliche Anhäufung von rekonstruierten *Cluster*-Paaren um die η -Masse zu erkennen. Diese Anhäufung bezeichnet man als Peak. Abbildung 3.3 (b) zeigt die m_{inv} -Verteilung in *minimum-bias*-Daten im gleichen p_T -Intervall. Erneut erkennt man bei der Masse des η eine Anhäufung — allerdings ist der Peak aufgrund der geringeren Statistik weniger stark ausgeprägt. Während der η -Peak in den getriggerten Daten also eine p_T -differenzierte Signalextraktion ermöglicht, reicht die Statistik in *minimum-bias*-Daten nicht zu einer p_T -differenzierten Signalextraktion aus, obwohl mit 16,2 Millionen Ereignissen mehr als neun Mal so viele Ereignisse analysiert wurden wie bei den getriggerten Daten. Dies lässt sich durch die zusätzliche Triggerbedingung der getriggerten Daten begründen: Die Zerfallsphotonen der η -Mesonen zeigen umso wahrscheinlicher beide auf das PHOS, je kleiner der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen ist. Das gilt insbesondere für hohe Photonenenergien, die durch die zusätzliche Triggerbedingungen des PHOS-Triggers aus den Daten ausgewählt werden. Die Photonenenergien der *minimum-bias*-Daten sind hingegen im Durchschnitt deutlich niedriger.

Der präsentierte Datensatz wurde von [Pli16] zur Verfügung gestellt. Im Folgenden wird nun die Signalextraktion der getriggerten Daten vorgestellt, die im Rahmen der vorliegenden Analyse vorgenommen wird.

3.2 Signalextraktion

In der bereits diskutierten Abbildung 3.3 (a) sieht man neben dem η -Peak den sogenannten kombinatorischen Untergrund. Dieser entsteht durch die Kombination von Photonenkandidaten in der Rekonstruktion der invarianten Masse, die nicht aus dem Zerfall des gleichen η -Mesons stammen. Um das η -Signal aus der gezeigten m_{inv} -Verteilung zu extrahieren, das heißt die Anzahl der produzierten η -Mesonen zu bestimmen, muss der Untergrund unterhalb des η -Peaks subtrahiert werden. Die genaue Form des Untergrunds ist in diesem Bereich allerdings nicht bekannt. Deshalb wird in der hier präsentierten Analyse ein Polynom zweiter Ordnung verwendet, um den Untergrund rechts und links des Peaks zu parametrisieren. Der parametrisierte Untergrund wird dann von der gesamten m_{inv} -Verteilung subtrahiert. Unter der Annahme, dass sich die Form des Untergrunds unterhalb des Peaks nicht ändert, kann schließlich die Anzahl der produzierten η -Mesonen in der m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund bestimmt werden.

Da die Statistik in der m_{inv} -Verteilung der getriggerten Daten zu einer p_T -differenzierten Signalextraktion ausreicht, wird die Anzahl der produzierten η -Mesonen in fünf kleineren p_T -Intervalle zwischen $6 \text{ GeV}/c$ und $17 \text{ GeV}/c$ bestimmt. Die p_T -abhängige Produktion von η -Mesonen lässt

sich dann beispielsweise zur Berechnung von R_{AA} oder eines η -zu- π^0 -Verhältnisses verwenden (siehe Abschnitt 1.4). Im Weiteren wird nur die Signalextraktion für das p_T -Intervall von $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$ im Detail diskutiert. Die zentralen Schritte der Signalextraktion finden sich für die anderen p_T -Intervalle im Anhang.

3.2.1 Bestimmung des Peak-Ausschlussbereichs

Da die Form des Untergrunds unterhalb des Peaks nicht bekannt ist, kann er nur rechts und links des Peaks parametrisiert werden. Der Bereich, in dem der Untergrund aufgrund des Peaks nicht parametrisiert werden kann, wird als Peak-Ausschlussbereich bezeichnet. Dieser hängt von der Position und der Breite des Peaks ab. Um Position und Breite des Peaks zu bestimmen, wird eine Funktion an die m_{inv} -Verteilung angepasst, die aus zwei Teilen besteht. Der erste Teil beschreibt hierbei den Untergrund mit einem Polynom zweiter Ordnung (die Wahl dieser Funktion zur Parametrisierung des Untergrunds wird in Abschnitt 3.2.2 begründet):

$$f_{\text{Untergrund}}(x) = A + B \cdot x + C \cdot x^2, \quad (3.2)$$

A, B und C bezeichnen dabei die freien Parameter der Funktion. Der zweite Teil beschreibt den Peak mit einer Gauß-Funktion, weil die Energie- und Ortsauflösung des Detektors zu einem gaußförmigen Peak führen sollte:

$$f_{\text{Peak}} = a \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}}. \quad (3.3)$$

Die Form der Gauß-Funktion werden durch die drei Parameter a, μ und σ bestimmt. a beschreibt die Höhe der Funktion, der Mittelwert μ gibt an, wo die Position des Maximums liegt und die Standardabweichung σ bestimmt die Breite der Funktion. Die Position und Breite der Gauß-Funktion werden benutzt, um den Peak-Ausschlussbereich sinnvoll abzuschätzen.

Zur Parametrisierung der m_{inv} -Verteilung wird sodann die Summe der beiden Teile verwendet:

$$f_{\text{Param}}(x) = f_{\text{Untergrund}}(x) + f_{\text{Peak}}(x). \quad (3.4)$$

Abbildung 3.4 zeigt die m_{inv} -Verteilung für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$. Obwohl das p_T -Intervall kleiner ist als das bisher betrachtete p_T -Intervall von $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$, ist der η -Peak deutlich sichtbar. Die blaue durchgezogene Linie entspricht der Parametrisierung f_{Param} der m_{inv} -Verteilung. Sie beschreibt die m_{inv} -Verteilung qualitativ gut. Zudem sind verschiedene sogenannte σ -Umgebungen eingezeichnet. Unter einer σ -Umgebung versteht man den Bereich, der in einer bestimmten Anzahl von Standardabweichungen σ um den Mittelwert μ des Peaks liegt — eine 4σ -Umgebung bezeichnet also beispielsweise den Bereich $\mu \pm 4\sigma$. Innerhalb eines Bereichs von 1σ um den Mittelwert liegen 68,27%, innerhalb von 2σ 95,45%, innerhalb von 3σ 99,73% und innerhalb von 4σ 99,99% der Fläche eines gaußförmigen Peaks.

Die grünen gestrichelten Linien zeigen die Grenzen einer 4σ -Umgebung, die roten gestrichelten

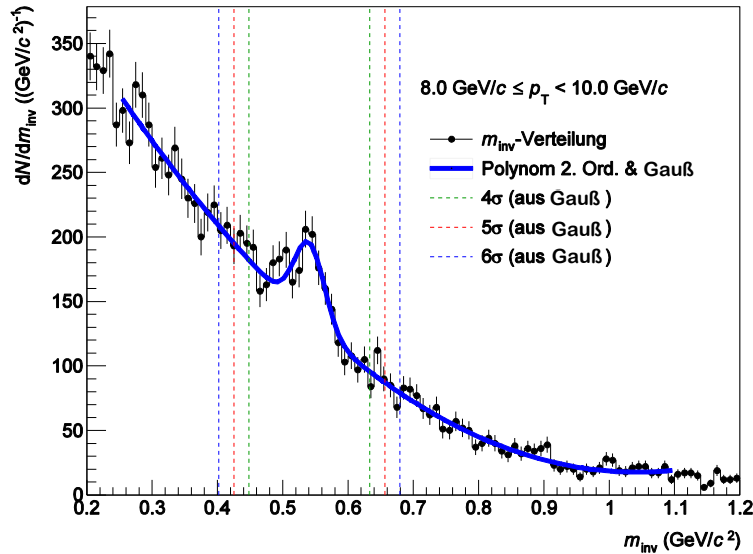


Abbildung 3.4: m_{inv} -Verteilung für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$ mit einer kombinierten Parametrisierung von Untergrund und Peak.

Linien die Grenzen einer 5σ -Umgebung und die blauen gestrichelten Linien die Grenzen einer 6σ -Umgebung. In dieser Analyse wird unabhängig vom Transversalimpuls ein Peak-Ausschlussbereich von $\mu \pm 4\sigma$ gewählt. Parametrisiert man die m_{inv} -Verteilung außerhalb dieses Bereichs, wird die Parametrisierung durch den Untergrund bestimmt, da der Beitrag des Peaks dort vernachlässigbar klein ist. Gleichzeitig wird der Untergrund mit einem Peak-Ausschlussbereich von $\mu \pm 4\sigma$ näher am Peak sowie über einen größeren Bereich parametrisiert als bei der Wahl einer 5σ - oder 6σ -Umgebung als Peak-Ausschlussbereich und kann den Untergrund unterhalb des Peaks somit vermutlich qualitativ besser beschreiben. Die Parametrisierung des Untergrunds wird im folgenden Abschnitt noch genauer diskutiert.

3.2.2 Subtraktion des Untergrunds

Abbildung 3.5 zeigt die m_{inv} -Verteilung für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$ aus Abbildung 3.4 mit einer Parametrisierung des Untergrunds, die als blaue Linie dargestellt ist. Es handelt sich dabei um ein Polynom zweiter Ordnung, das außerhalb des Peak-Ausschlussbereichs parametrisiert wird. Mithilfe dieser Parametrisierung wird der Untergrund der m_{inv} -Verteilung subtrahiert. Abbildung 3.6 zeigt die m_{inv} -Verteilung nach Subtraktion des Untergrunds. Der η -Peak ist mit einer Gauß-Funktion parametrisiert. Die gestrichelten Linien umfassen die Grenzen einer 3σ -Umgebung der Gauß-Parametrisierung, auf deren Bedeutung im nächsten Abschnitt näher eingegangen wird. Da auch andere Methoden und Funktionen zur Beschreibung des Untergrunds als die Parametrisierung des Untergrunds mit einem Polynom zweiter Ordnung vorstellbar sind, wird die Wahl von Methode und Funktion im Folgenden diskutiert. Die in dieser Analyse gewählte Parametrisierung in den gewählten äußeren Grenzen wird dabei im Folgenden als finale Parametrisierung

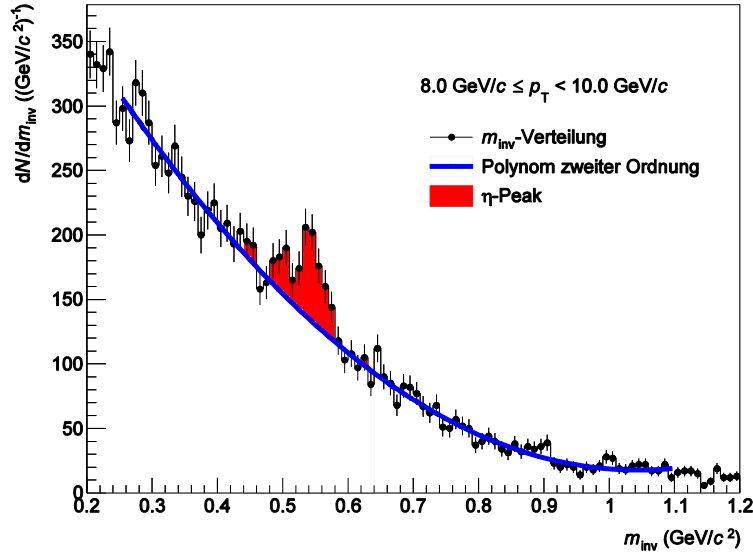


Abbildung 3.5: m_{inv} -Verteilung für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$ mit Parametrisierung des Untergrunds.

P_{final} bezeichnet.

Der kombinatorische Untergrund entsteht durch die Kombination von je zwei *Clustern*, die nicht direkt von den Zerfallsphotonen eines η -Mesons stammen (siehe Abschnitt 3.1). Er setzt sich aus einem korrelierten und einem unkorrelierten Teil zusammen. Der unkorrelierte Untergrund entsteht durch die Kombination von *Clustern*, die nicht direkt oder indirekt aus dem Zerfall desselben Teilchens stammen. Der korrelierte Untergrund entsteht hingegen beispielsweise durch die Kombination eines Photons und eines konvertierten Elektrons (oder Positrons) aus demselben η -Zerfall. Die korrelierten und unkorrelierten *Cluster*-Paare führen zu einem kombinatorischen Untergrund, der sich über den gesamten m_{inv} -Bereich, also auch über den Bereich des η -Peaks erstreckt.

Der unkorrelierte Untergrund kann durch *Cluster*-Paare beschrieben werden, deren *Cluster* aus unterschiedlichen Ereignissen kommen. Dadurch ergeben sich *Cluster*-Paare, die nicht korreliert sind. Diese werden im Folgenden unter dem Begriff *Mixed Events* zusammengefasst. Im Gegensatz dazu wird die Gesamtheit der *Cluster*-Paare, deren *Cluster* aus dem gleichen Ereignis stammen und die zur Rekonstruktion des η -Peaks verwendet werden, *Same Events* genannt. Aufgrund der größeren Anzahl an möglichen Kombinationen¹ ergibt sich eine wesentlich höhere Anzahl von *Cluster*-Paaren der *Mixed Events* im Vergleich zu denen der *Same Events*. Daher müssen die *Mixed Events* skaliert werden, bevor sie den Untergrund der *Same Events* beschreiben können. Die Methode, den unkorrelierten Untergrund mit *Mixed Events* zu beschreiben, bezeichnet man als *Event-Mixing*-Methode.

¹Die *Mixed Events* des vorliegenden Datensatzes basieren auf *Cluster*-Paaren, deren *Cluster* jeweils mit *Clustern* 20 anderer Ereignisse kombiniert wurden. Man sagt, die *Mixed Events* haben eine *Mixing*-Tiefe von 20.

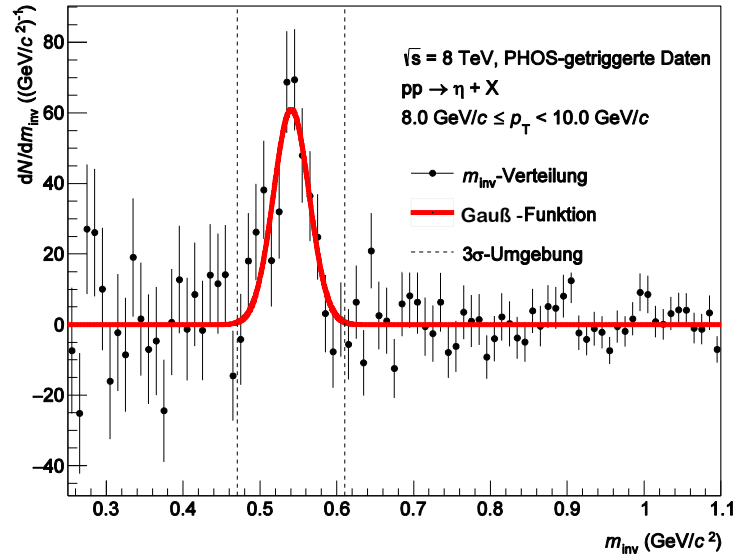


Abbildung 3.6: m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$. Der Peak ist mit einer Gauß-Funktion parametrisiert.

Die einzelnen Schritte der *Event-Mixing*-Methode sind in Abbildung 3.7 gezeigt. Abbildung 3.7 (a) zeigt die m_{inv} -Verteilungen aus den unskalierten *Mixed Events* und aus den *Same Events* für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$. Wie diskutiert, ist die Statistik der *Mixed Events* deutlich größer als die der *Same Events*. Um die m_{inv} -Verteilung der *Mixed Events* zu skalieren, das heißt die Anzahl der *Cluster*-Paare der *Mixed Events* auf die Anzahl der *Cluster*-Paare der *Same Events* anzupassen, bildet man das Verhältnis der beiden m_{inv} -Verteilungen. Dieses ist in Abbildung 3.7 (b) gezeigt. Unter der Annahme, dass sich der kombinatorische Untergrund der m_{inv} -Verteilung der *Same Events* durch eine skalierte m_{inv} -Verteilung der *Mixed Events* beschreiben lässt, erwartet man eine konstante m_{inv} -Verteilung neben dem Peak. Da neben den unkorrelierten *Cluster*-Paaren aber auch korrelierte *Cluster*-Paare zum kombinatorischen Untergrund beitragen, die nicht durch die *Mixed Events* beschrieben werden können, besitzt die in Abbildung 3.7 (b) gezeigte m_{inv} -Verteilung eine kompliziertere Form. Um auch den korrelierten Untergrund zu beschreiben, wird die m_{inv} -Verteilung der *Mixed Events* nicht nur skaliert, sondern mit einer Parametrisierung des verbleibenden korrelierten Untergrunds multipliziert. In diesem Fall wird als Parametrisierung ein Polynom zweiter Ordnung gewählt, das durch eine blaue Linie in Abbildung 3.7 (b) gekennzeichnet ist. Schließlich wird von der m_{inv} -Verteilung der *Same Events* das Produkt aus der m_{inv} -Verteilung der *Mixed Events* und der Parametrisierung subtrahiert. Man erhält eine m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund, die in Abbildung 3.7 (c) gezeigt ist. Die *Event-Mixing*-Methode eignet sich ebenso wie die in den Abbildungen 3.5 und 3.6 gezeigte Methode zur Subtraktion des Untergrunds des η -Mesons. Aufgrund der Form des nach Berücksichtigung der *Mixed Events* verbleibenden korrelierten Untergrunds muss die m_{inv} -Verteilung aus Abbildung 3.7 (b) allerdings auch bei der *Event-Mixing*-Methode mit einem Polynom höherer

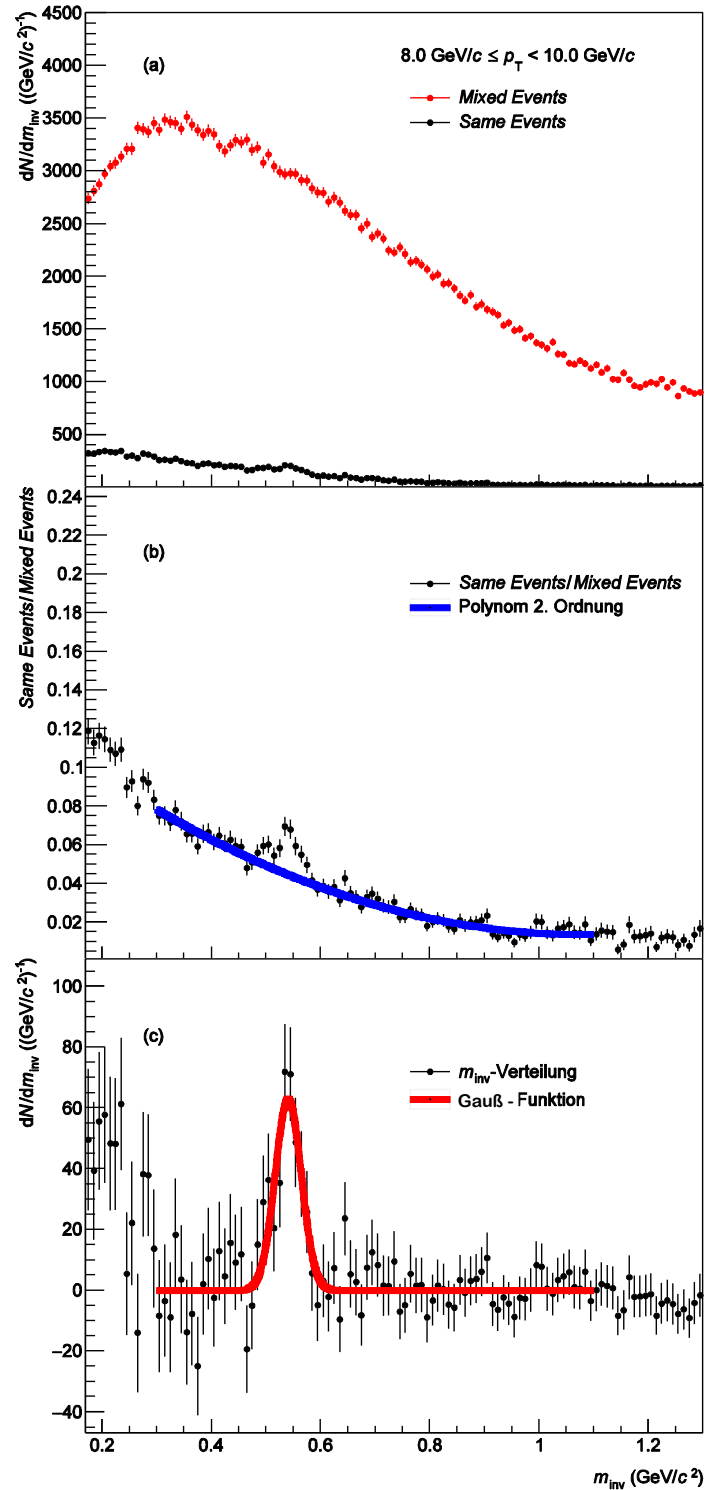


Abbildung 3.7: Zentrale Schritte der *Event-Mixing*-Methode für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$. (a) m_{inv} -Verteilungen der *Mixed Events* und *Same Events*. (b) Verhältnis zwischen den m_{inv} -Verteilungen von *Same Events* und *Mixed Events* mit Parametrisierung. (c) Von der m_{inv} -Verteilung der *Same Events* subtrahierte m_{inv} -Verteilung der *Mixed Events*, wobei letztere mit der Parametrisierung multipliziert wurde.

Ordnung parametrisiert werden. Stattdessen kann der kombinatorische Untergrund aus Abbildung 3.7 (a) auch direkt parametrisiert werden. Für die Signalextraktion des η -Mesons aus dem vorliegenden Datensatz führt der zusätzliche Schritt über die *Mixed Events* zu einer größeren statistischen Unsicherheit. Dies wird insbesondere beim Vergleich der statistischen Unsicherheiten der m_{inv} -Verteilungen mit subtrahiertem Untergrund deutlich, die in den Abbildungen 3.6 und 3.7 (c) gezeigt sind. In der vorliegenden Analyse wird der Untergrund zur Subtraktion deshalb ohne weiteren Zwischenschritt über die *Mixed Events* direkt parametrisiert. Auf diese Parametrisierung wird im Folgenden näher eingegangen.

Die Wahl der Funktion, die sich am besten zur Untergrundbeschreibung eignet, erfolgt empirisch anhand von zwei Kriterien: Erstens soll die Funktion den Untergrund qualitativ beschreiben, zweitens soll die Parametrisierung der m_{inv} -Verteilung mit der entsprechenden Funktion unter Variation der Grenzen der Parametrisierung möglichst wenig streuen. Diese beiden Kriterien werden im Weiteren für ein Polynom zweiter und dritter Ordnung sowie für eine Exponentialfunktion diskutiert.

Das erste Kriterium — die qualitative Beschreibung des Untergrunds — wird mit der dafür gängigen Größe χ^2/ν untersucht. χ^2 beschreibt die Übereinstimmung der Funktionswerte der Parametrisierung $f(x_i)$ mit den Datenpunkten y_i , normiert auf die Unsicherheit σ_i der N_{Dat} Datenpunkte:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{Dat}}} \frac{(f(x_i) - y_i)^2}{\sigma_i} . \quad (3.5)$$

χ^2 wird wiederum auf die Anzahl der Freiheitsgrade ν normiert, da sonst eine Parametrisierung über einen größeren Bereich des Untergrunds zwangsläufig einen größeren χ^2 -Wert zur Folge hätte. Die Anzahl der Freiheitsgrade ν ist wie folgt definiert:

$$\nu = N_{\text{Dat}} - N_{\text{Par}} . \quad (3.6)$$

N_{Par} bezeichnet dabei die Anzahl der Parameter der Funktion. Wie das Polynom zweiter Ordnung hat auch die Exponentialfunktion drei freie Parameter D , E und F

$$f_{\text{expo}}(x) = D + E \cdot e^{F \cdot x} , \quad (3.7)$$

das Polynom dritter Ordnung besitzt hingegen vier freie Parameter G , H , I und J

$$f_{\text{pol3}}(x) = G + H \cdot x + I \cdot x^2 + J \cdot x^3 . \quad (3.8)$$

Für die Parametrisierung des Untergrunds soll gelten, dass $\chi^2/\nu \approx 1$. In diesem Fall beschreibt die Funktion den Untergrund qualitativ gut, gleichzeitig ist die Anzahl der freien Parameter der Funktion aber nicht zu groß (die Parametrisierung also nicht überbestimmt) und die statistischen Unsicherheiten der m_{inv} -Verteilung werden nicht überschätzt (für weitere Details siehe Anhang A.1).

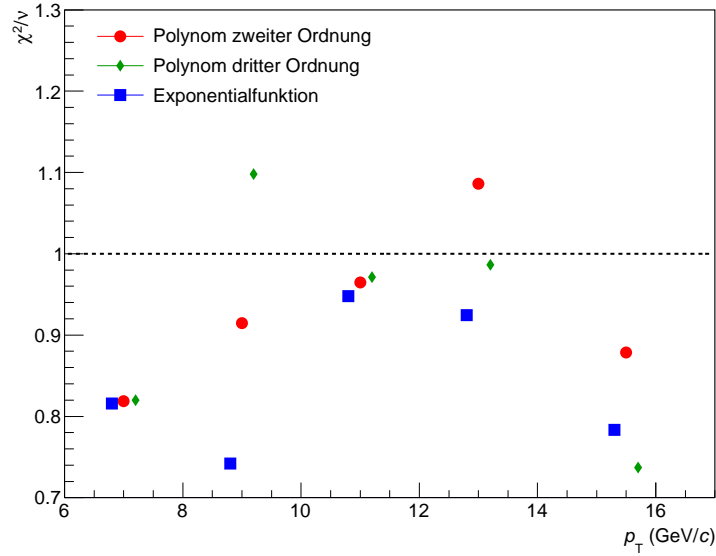


Abbildung 3.8: χ^2/ν in Abhängigkeit von p_T . Die verschiedenen Farben zeigen χ^2/ν für verschiedene Parametrisierungen. Zur besseren Unterscheidbarkeit sind die Datenpunkte leicht in p_T verschoben.

Abbildung 3.8 zeigt χ^2/ν in Abhängigkeit von p_T . In verschiedenen Farben sieht man die verschiedenen oben genannten Parametrisierungen. χ^2/ν fluktuiert für alle Parametrisierungen um den Wert eins, demnach beschreiben die verschiedenen Funktionen den Untergrund qualitativ gut. χ^2/ν unterscheidet sich für die Funktionen allerdings kaum. Es ist in diesem Fall also kein geeignetes Kriterium, um die Parametrisierung P_{final} zu bestimmen.

Das zweite Kriterium — die Streuung der Parametrisierung des Untergrunds unter Variation der Grenzen der Parametrisierung — wird überprüft, indem die bereits in Abbildung 3.6 gezeigte m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund für verschiedene äußere Grenzen der Parametrisierung berechnet wird. Bei den äußeren Grenzen unterscheidet man hierbei die untere und die obere Grenze, innerhalb derer der Untergrund parametrisiert wird. Die inneren Grenzen werden hingegen, wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, durch den Peak-Ausschlussbereich bestimmt. Abbildung 3.9 zeigt die Streuung der m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund für die drei untersuchten Parametrisierungen mit verschiedenen äußeren Grenzen für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$. Als schwarze durchgezogene Linie sieht man jeweils die m_{inv} -Verteilung mit der besten Parametrisierung der entsprechenden Funktion. Für das Polynom zweiter Ordnung entspricht diese der Parametrisierung P_{final} . Für das Polynom dritter Ordnung und die Exponentialfunktion zeigt die schwarze Linie die m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund, bei der die jeweilige Parametrisierung in den äußeren Grenzen vorgenommen wird, die sich mithilfe der nachfolgend diskutierten Kriterien ergeben. Die gestrichelten Linien, die die graue Fläche umschließen, entsprechen jeweils den maximalen Abweichungen der m_{inv} -Verteilungen. Je größer also die graue Fläche ist, desto stärker streut die entsprechende Parametrisierung unter Variation der äße-

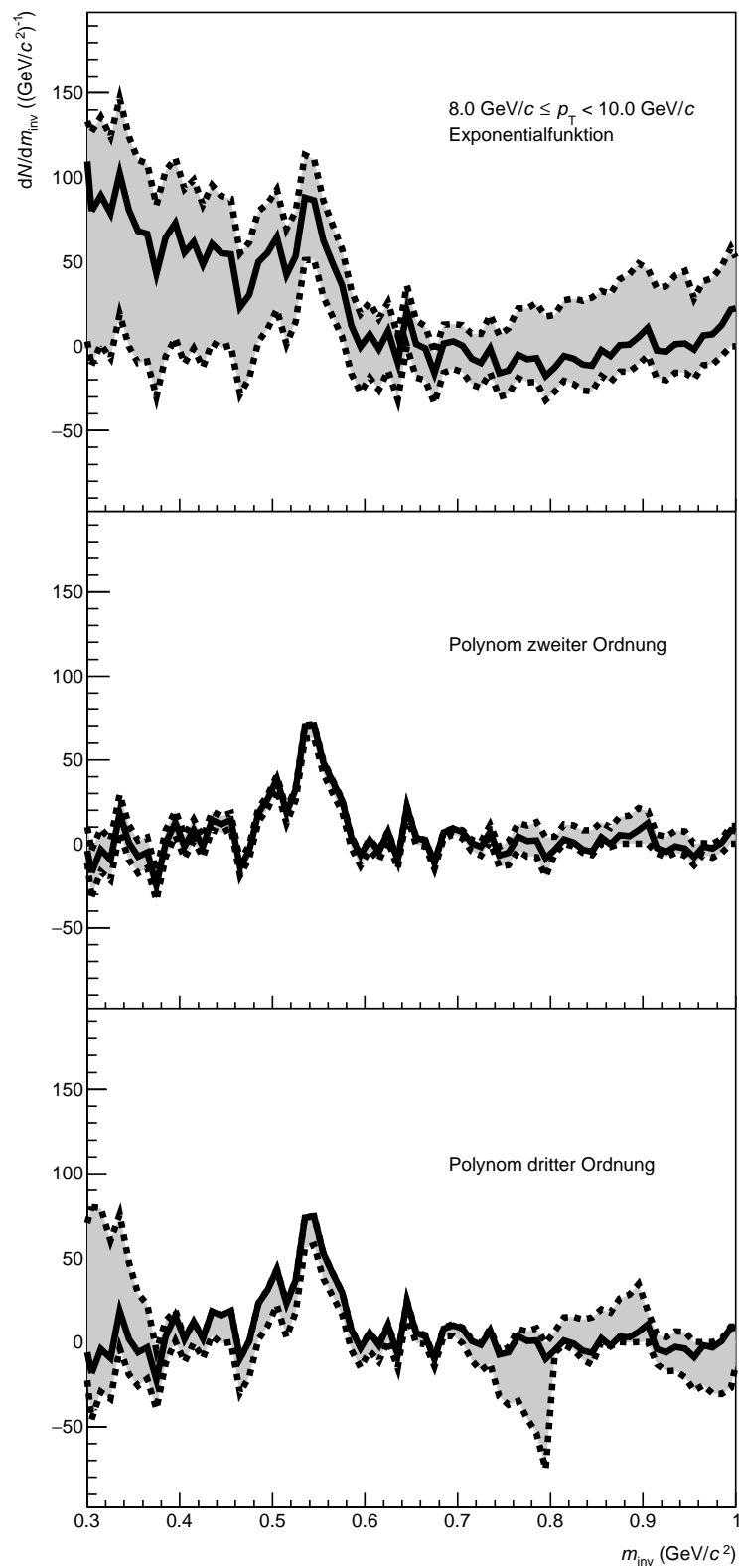


Abbildung 3.9: Streuung der m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund unter Variation der äußeren Grenzen der Parametrisierung des Untergrunds mit einer Exponentialfunktion (oberer Teil der Abbildung), einem Polynom zweiter Ordnung (mittlerer Teil der Abbildung) und einem Polynom dritter Ordnung (unterer Teil der Abbildung).

ren Grenzen. Die m_{inv} -Verteilungen streuen für die Exponentialfunktion am stärksten um die beste Parametrisierung, für das Polynom dritter Ordnung deutlich schwächer und für das Polynom zweiter Ordnung kaum. Die Polynome zweiter und dritter Ordnung verhalten sich unter Veränderung der äußeren Grenzen der Parametrisierung also wesentlich stabiler als die Exponentialfunktion und eignen sich demnach besser zur Parametrisierung des Untergrunds. Das Polynom zweiter Ordnung zeigt allerdings die geringste Streuung der m_{inv} -Verteilungen. In der vorliegenden Analyse wird deshalb mit der Parametrisierung P_{final} ein Polynom zweiter Ordnung zur Parametrisierung des Untergrunds verwendet.

Damit wurden der Peak-Ausschlussbereich und die Funktion zur Parametrisierung des Untergrunds vorgestellt. Vor der Subtraktion des Untergrunds wird im nächsten Schritt die Auswahl der äußeren m_{inv} -Grenzen anhand folgender Kriterien diskutiert:

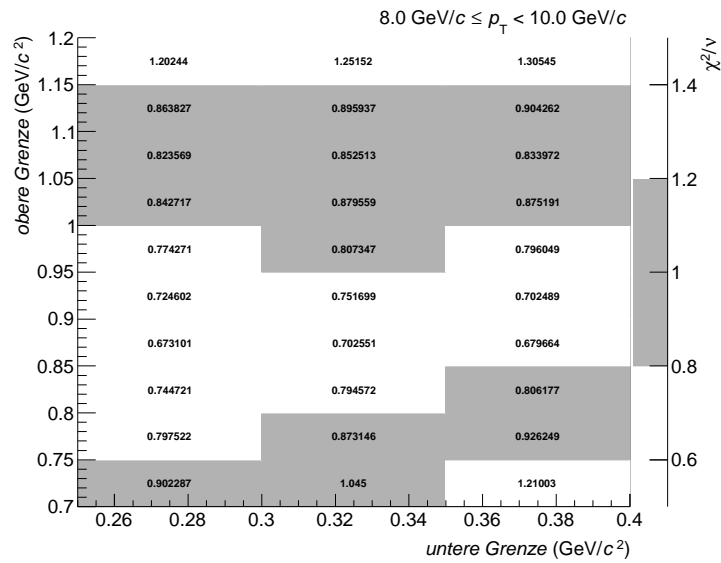
- A. Der m_{inv} -Bereich, in dem der Untergrund parametrisiert wird, soll möglichst groß sein.
- B. Die Parametrisierung soll den Untergrund in den gewählten äußeren Grenzen qualitativ gut beschreiben.
- C. Die statistische Unsicherheit der Parametrisierung des Untergrunds soll klein sein.

Kriterium A wird gefordert, damit der Untergrund an eine ausreichende Anzahl von Datenpunkte angepasst wird und die Parametrisierung den Untergrund somit qualitativ gut beschreiben kann. Gleichzeitig kann die Funktion nicht in der Region des π^0 -Peaks an die m_{inv} -Verteilung angepasst werden, da dieser nicht zum Untergrund gehört. Deshalb wird an die untere Grenze die Forderung gestellt, zwischen $m_{\text{inv}} = 0,25 \text{ GeV}/c^2$ und $m_{\text{inv}} = 0,35 \text{ GeV}/c^2$ zu liegen. Die obere Grenze sollte darüber hinaus zwischen $0,75 \text{ GeV}/c^2$ und $m_{\text{inv}} = 1,15 \text{ GeV}/c^2$ liegen.

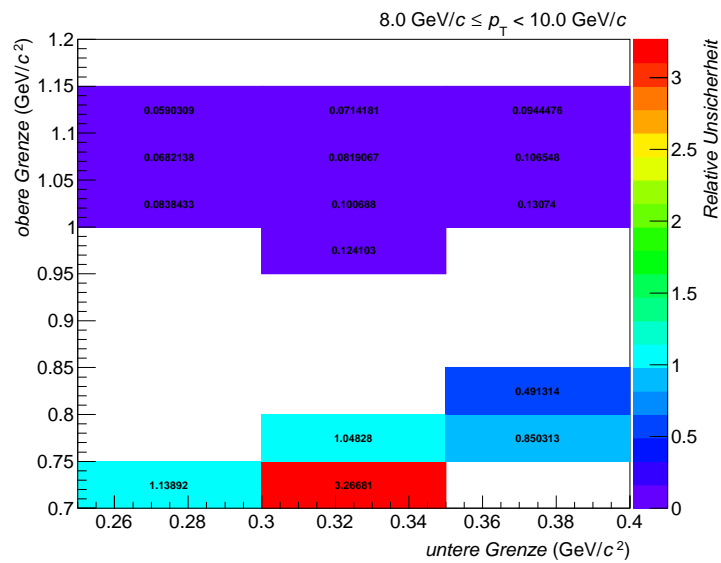
Um sicherzustellen, dass die Parametrisierung in den untersuchten äußeren Grenzen den Untergrund qualitativ beschreibt, wird Kriterium B mit der Größe χ^2/ν überprüft. Im Folgenden wird $0,8 \leq \chi^2/\nu \leq 1,2$ gefordert.

Zuletzt wird mit Kriterium C die nach den anderen Kriterien verbleibende Parametrisierung mit der geringsten statistischen Unsicherheit gewählt. Die statistische Unsicherheit der Parametrisierung des Untergrunds fließt über die Subtraktion des Untergrunds in die statistischen Unsicherheiten des p_{T} -Spektrums ein und sollte deshalb möglichst gering sein (auf die Berechnung der statistischen Unsicherheit wird in Abschnitt 3.4 näher eingegangen).

Abbildung 3.10 (a) zeigt χ^2/ν für verschiedene Kombinationen der äußeren Grenzen im p_{T} -Intervall von $8 \text{ GeV}/c \leq p_{\text{T}} < 10 \text{ GeV}/c$. Die äußeren Grenzen werden dabei in dem Bereich variiert, der in Kriterium A gefordert wird. Die grauen Kästen zeigen jeweils χ^2/ν für die äußeren Grenzen der Parametrisierung des Untergrunds, für die χ^2/ν zwischen 0,8 und 1,2 liegt. Diese genügen damit dem Kriterium B. Kriterium C lässt sich anhand von Abbildung 3.10 (b) untersuchen. Diese zeigt die relativen Unsicherheiten der Parametrisierung für die Kombination verschiedener äußerer Grenzen mit $0,8 \leq \chi^2/\nu \leq 1,2$. Die relative statistische Unsicherheit ist für eine untere Grenze von $m_{\text{inv}} = 0,25 \text{ GeV}/c^2$ und eine obere Grenze von $m_{\text{inv}} = 1,10 \text{ GeV}/c^2$



(a)



(b)

Abbildung 3.10: (a) χ^2/ν für verschiedene äußere, d.h. obere und untere Grenzen der Parametrisierung des Untergrunds mit einem Polynom zweiter Ordnung. Die grauen Kästen zeigen die äußeren Grenzen, für die $0,8 \leq \chi^2/\nu \leq 1,2$ gilt. (b) Relative Unsicherheit der Parametrisierung für die oberen und unteren Grenzen, für die $0,8 \leq \chi^2/\nu \leq 1,2$ gilt.

p_T -Intervall (GeV/c)	untere Grenze (GeV/c ²)	obere Grenze (GeV/c ²)
6-8	0,25	0,95
8-10	0,25	1,10
10-12	0,25	1,15
12-14	0,25	1,05
14-17	0,25	1,15

Tabelle 3.2: Gewählte äußere Grenzen der Parametrisierung des Untergrunds.

am kleinsten. Deshalb werden in der vorliegenden Analyse diese äußeren Grenzen der Parametrisierung des Untergrunds für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$ gewählt. Tabelle 3.2 fasst zudem die äußeren Grenzen der anderen p_T -Intervalle zusammen, die analog ausgewählt werden.

Als Zwischenergebnis ergibt sich so für jedes p_T -Intervall eine m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund. Für $8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$ wird diese in der bereits diskutierten Abbildung 3.6 gezeigt. Die Integration des η -Signals aus dieser m_{inv} -Verteilung wird nun im Folgenden diskutiert.

3.2.3 Integration des η -Signals und Berechnung der statistischen Unsicherheit

Um die Anzahl der produzierten η -Mesonen aus der m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund zu bestimmen, wird der η -Peak zunächst mit einer Gauß-Funktion parametrisiert. Schließlich wird die m_{inv} -Verteilung innerhalb einer 3σ -Umgebung integriert. Die bereits diskutierte Abbildung 3.6 zeigt die Gauß-Parametrisierung als rote Linie sowie die Grenzen der 3σ -Umgebung mit schwarzen gestrichelten Linien.

Die m_{inv} -Verteilung unterteilt sich in m_{inv} -Intervalle, sogenannte m_{inv} -Bins. In diese wurden die Cluster-Paare je nach Größe von m_{inv} eingeteilt. Summiert man die m_{inv} -Bins innerhalb einer 3σ -Umgebung um die Anzahl der produzierten η -Mesonen zu erhalten, entspricht der Integrationsbereich aufgrund der endlichen Breite der m_{inv} -Bins nicht immer exakt der gewünschten 3σ -Umgebung. Um die daraus resultierende Ungenauigkeit möglichst gering zu halten, wird nicht über die in Abbildung 3.6 dargestellten m_{inv} -Bins aufsummiert. Stattdessen wird über die m_{inv} -Verteilung mit den kleinsten m_{inv} -Bins des bereitgestellten Datensatzes summiert. Diese haben eine Breite von $0,001 \text{ GeV}/c^2$. Damit entspricht der Integrationsbereich über die m_{inv} -Verteilung mit einer Unsicherheit von unter einem Prozent einer 3σ -Umgebung. Diese Unsicherheit lässt sich gegenüber anderer Unsicherheiten, auf die in den Abschnitten 3.2.3 und 3.3 näher eingegangen wird, vernachlässigen.

Innerhalb einer 3σ -Umgebung liegen allerdings nur 99,73% der Fläche einer Gauß-Verteilung. Um die Gesamtzahl der produzierten η -Mesonen zu erhalten, wird der aufsummierte Wert auf diesen Anteil korrigiert. Die Integration des η -Signals wird für jedes p_T -Intervall der Analyse durchgeführt. Im Ergebnis erhält man die Anzahl der produzierten η in Abhängigkeit von p_T , das p_T -Spektrum. Dieses besitzt eine statistische Unsicherheit σ_η , die durch zufällige Fluktua-

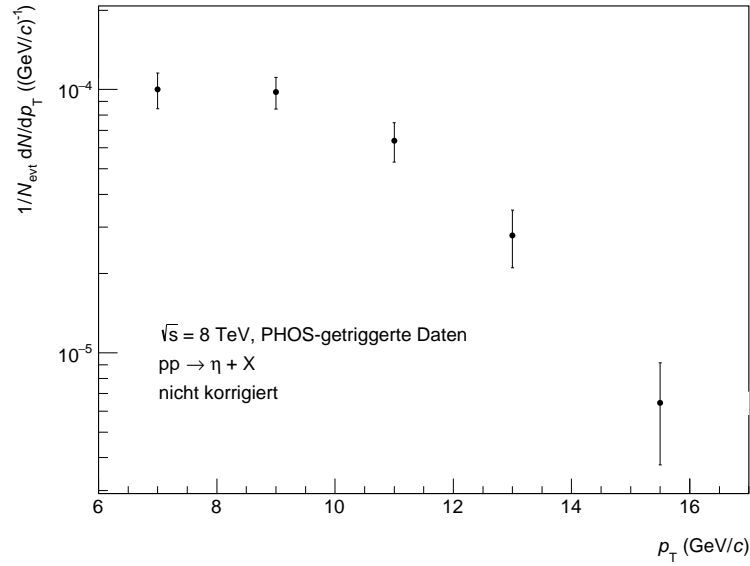


Abbildung 3.11: Normiertes, unkorrigiertes p_T -Spektrum mit statistischen Unsicherheiten.

tionen von Datenpunkten verursacht und im Folgenden diskutiert wird.

Die statistische Unsicherheit eines p_T -Intervalls des p_T -Spektrums ergibt sich aus der statistischen Unsicherheit der m_{inv} -Bins der m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund

$$\sigma_\eta = \sqrt{\sum_{i=0}^n \sigma_{m_{\text{inv},\text{sub},i}}^2}, \quad (3.9)$$

wobei n die Zahl der *Bins* bezeichnet, in denen die η -Mesonen gezählt werden. $\sigma_{m_{\text{inv},\text{sub},i}}$ erhält man über Gaußsche Fehlerfortpflanzung aus der statistischen Unsicherheit der m_{inv} -Bins der ursprünglichen m_{inv} -Verteilung (ohne subtrahierten Untergrund) und aus der Parametrisierung des Untergrunds:

$$\sigma_{m_{\text{inv},\text{sub},i}} = \sqrt{\sigma_{m_{\text{inv},i}}^2 + \sigma_{\text{Untergrund}}^2}, \quad (3.10)$$

wobei sich die Unsicherheit der Untergrund-Parametrisierung wiederum aus dem Quadrat der Unsicherheiten der einzelnen freien Parameter ergibt:

$$\sigma_{\text{Untergrund}} = \sqrt{\sigma_{\text{Parameter 1}}^2 + \sigma_{\text{Parameter 2}}^2 + \sigma_{\text{Parameter 3}}^2}. \quad (3.11)$$

Damit ergibt sich für die gesamte statistische Unsicherheit der Anzahl der produzierten η -Mesonen in einem p_T -Intervall

$$\sigma_\eta = \sqrt{\sum_{i=0}^n (\sigma_{m_{\text{inv},i}}^2 + \sigma_{\text{Parameter 1}}^2 + \sigma_{\text{Parameter 2}}^2 + \sigma_{\text{Parameter 3}}^2)}. \quad (3.12)$$

Abbildung 3.11 zeigt das normierte p_T -Spektrum von η -Mesonen inklusive der statistischen Unsicherheiten. Die Normierung auf die Breite der p_T -Intervalle und auf die Anzahl der analysierten Ereignisse N_{evt} erfolgt, um das p_T -Spektrum mit Ergebnissen anderer Analysen vergleichen zu können, in denen andere p_T -Intervalle gewählt wurden oder eine andere Anzahl von Ereignissen untersucht wurde. Da das p_T -Spektrum noch nicht auf die Akzeptanz, die sogenannte Rekonstruktionseffizienz und die sogenannte Triggereffizienz korrigiert wurde, wird es als unkorrigiert bezeichnet. Auf diese Korrekturen wird in Abschnitt 3.4 näher eingegangen. Im folgenden Abschnitt werden zunächst die systematischen Unsicherheiten des p_T -Spektrums bestimmt.

3.3 Systematische Unsicherheit

Im Gegensatz zur statistischen Unsicherheit, die sich durch weitere Messungen reduzieren lässt, beschreibt die systematische Unsicherheit, wie stark das Ergebnis von der gewählten Methode abhängt. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit eines Ergebnisses wiederholt man gemeinhin die Analyse mit einer Variation zentraler Parameter in sinnvollen Bereichen. Aus der Abweichung zwischen dem Ergebnis der ursprünglichen Analyse und dem Ergebnis unter Variation der Parameter lässt sich die systematische Unsicherheit abschätzen. Dabei werden nur sogenannte statistisch signifikante Abweichungen berücksichtigt, auf die im Weiteren noch näher eingegangen wird.

Die systematische Unsicherheit der Signalextraktion der vorliegenden Analyse bestimmt sich beispielsweise durch die Wahl der Funktion zur Beschreibung des Untergrunds oder durch die Grenzen der Parametrisierung des Untergrunds. Daher wird im nächsten Abschnitt auf zentrale Parameter eingegangen, die zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit variiert werden.

3.3.1 Variationen von Parametern der Signalextraktion

Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit werden alle wesentlichen Parameter der Signalextraktion variiert: die Größe der m_{inv} -Bins, die Größe des Peak-Ausschlussbereichs, die Beschreibung des Untergrunds, die Parametrisierung des Untergrunds sowie der Integrationsbereich der η -Mesonen. Die Variation erfolgt dabei nur in sinnvollen Bereichen. So werden beispielsweise nur Funktionen zur Parametrisierung des Untergrunds betrachtet, die diesen qualitativ beschreiben. Tabelle 3.3 fasst die Parameter mit den Variationen zusammen, die im Folgenden näher diskutiert werden.

Größe der m_{inv} -Bins:

Die m_{inv} -Bins haben eine endliche Breite, die zu Beginn der Analyse für jedes p_T -Intervall gewählt wird. Die Statistik der m_{inv} -Verteilung in der p_T -differenzierten Signalextraktion reicht allerdings nicht aus, um die m_{inv} -Bins in der p_T -differenzierten Signalextraktion zu variieren. Deshalb wird dieser systematische Effekt mithilfe von Variationen im gesamten untersuchten p_T -Bereich von $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$ berechnet. In diesem beträgt die Breite der m_{inv} -Bins

Parameter	Standard-Wert	Variationen
Größe $m_{\text{inv}}\text{-Bins}$	0,015 GeV/ c^2	0,012 GeV/ c^2 ; 0,020 GeV/ c^2
Peak-Ausschlussbereich	4σ	$3,5\sigma$; $4,5\sigma$; $5,0\sigma$; $5,5\sigma$; $6,0\sigma$
Untergrundbeschreibung	Polynom 2. Grades	Polynom 3. Grades, <i>Mixed Events</i>
Untere äußere Grenze	0,25 GeV/ c^2	$-0,05$ GeV/ c^2 ; $+0,05$ GeV/ c^2 ; $+0,10$ GeV/ c^2
Obere äußere Grenze	0,95 GeV/ c^2 - 1,15 GeV/ c^2	$-0,10$ GeV/ c^2 ; $-0,05$ GeV/ c^2 ; $+0,05$ GeV/ c^2 ; $+0,10$ GeV/ c^2
Integrationsbereich der η	3σ	$2,0\sigma$; $2,5\sigma$; $3,5\sigma$; $4,0\sigma$

Tabelle 3.3: Variationen verschiedener Parameter der Signalextraktion zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit des p_T -Spektrums.

0,015 GeV/ c^2 .² Als Variationen werden auch Breiten von 0,012 GeV/ c^2 und 0,020 GeV/ c^2 betrachtet. Diese Variationen ermöglichen eine qualitativ gute Beschreibung des Untergrunds mit der verwendeten Parametrisierung.

Peak-Ausschlussbereich:

Wie in Abschnitt 3.2.1 diskutiert, wird in der vorliegenden Analyse die $4,0\sigma$ -Umgebung ($\mu \pm 4,0\sigma$) einer Gauß-Parametrisierung als Peak-Ausschlussbereich gewählt. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit wird die Analyse in halben σ -Schritten von $\mu \pm 3,5\sigma$ bis $\mu \pm 6,0\sigma$ als Peak-Ausschlussbereich erneut durchgeführt. Diese Variationen haben einerseits einen ausreichend großen Abstand zum Peak, sodass der Beitrag des Peaks zur Parametrisierung des Untergrunds vernachlässigbar klein ist. Andererseits liegen sie ausreichend nah am Peak, um den Untergrund des Peaks unter der Annahme, dass sich die Form des Untergrunds unterhalb des Peaks nicht ändert, qualitativ gut zu beschreiben.

Beschreibung des Untergrunds:

Zur Parametrisierung des Untergrunds wird in der vorliegenden Arbeit ein Polynom zweiter Ordnung verwendet. Als Variationen hierzu werden ein Polynom dritter Ordnung und die *Event-Mixing*-Methode gewählt. Die Parametrisierung des Untergrunds mit einem Polynom dritter Ordnung eignet sich nach Abschnitt 3.2.2 zur Parametrisierung des Untergrunds, obwohl es unter Variation der äußeren Grenzen etwas stärker streut als das Polynom zweiter Ordnung.

²Die $m_{\text{inv}}\text{-Bins}$ der p_T -differenzierten Signalextraktion haben abhängig vom Transversalimpuls eine Größe zwischen 0,010 GeV/ c^2 und 0,020 GeV/ c^2 .

Die Parametrisierung durch eine Exponentialfunktion ist hingegen aufgrund der sehr instabilen Beschreibung des Untergrunds keine geeignete Variation. Mit der *Event-Mixing*-Methode wird zudem die Methode der Beschreibung des Untergrunds variiert. Die *Event-Mixing*-Methode hat zwar in der vorliegenden Analyse etwas größere statistische Unsicherheiten zur Folge als die gewählte Methode, ermöglicht aber ebenfalls eine qualitativ gute Signalextraktion.

Äußere Grenzen der Parametrisierung:

Die untere Grenze der Parametrisierung der Analyse liegt für alle p_T -Intervalle bei $m_{\text{inv}} = 0,25 \text{ MeV}/c^2$, die obere Grenze liegt zwischen $m_{\text{inv}} = 0,95 \text{ GeV}/c^2$ und $m_{\text{inv}} = 1,15 \text{ GeV}/c^2$ (die exakten Werte sind in Tabelle 3.2 in Abschnitt 3.2.2 zu finden). Zur Berechnung der systematischen Unsicherheit wird die untere Grenze um $0,05 \text{ GeV}/c^2$ nach unten und um $0,05 \text{ GeV}/c^2$ sowie um $0,10 \text{ GeV}/c^2$ nach oben variiert. Die obere Grenze wird zudem zusätzlich um $0,10 \text{ GeV}/c^2$ nach unten variiert. Diese Variation liegt für die untere Grenze in einem nicht sinnvollen Bereich, da die Parametrisierung des Untergrunds sonst vom π^0 -Peak beeinflusst wird.

Integrationsbereich der η -Mesonen:

Um die Anzahl der η -Mesonen in den p_T -Intervallen zu bestimmen, werden die η -Mesonen in der vorliegenden Analyse in einer 3σ -Umgebung der Gauß-Parametrisierung des Peaks integriert (siehe Abschnitt 3.2.3). Als Variationen des η -Integrationsbereich werden Integrationsbereiche von $2,0\sigma$, $2,5\sigma$ und $3,5\sigma$ betrachtet. Die sich ergebende Anzahl der η -Mesonen wird jeweils mit dem Anteil der η -Mesonen, der in der entsprechenden σ -Umgebungen liegt, korrigiert (siehe hierzu ebenfalls Abschnitt 3.2.3).

Im Folgenden soll beispielhaft noch einmal näher auf die Variation des Peak-Ausschlussbereichs eingegangen werden. Abbildung 3.12 zeigt im oberen Teil der Abbildung die Teilchenproduktion der η -Mesonen in Abhängigkeit von p_T . In roten Datenpunkten sieht man das p_T -Spektrum, dessen Erstellung in Abschnitt 3.2 diskutiert wurde und das in Abbildung 3.11 gezeigt ist. Dieses wird im Weiteren als $N_{\text{final}}(p_T)$ bezeichnet. Die anderen Datenpunkte stellen p_T -Spektren dar, die unter Variationen des Peak-Ausschlussbereichs erstellt werden. Die p_T -Spektren, die unter Variation eines Parameters erstellt werden, werden im Folgenden als variierte p_T -Spektren bezeichnet. Der untere Teil der Abbildung 3.12 zeigt schließlich das Verhältnis der variierten p_T -Spektren zu $N_{\text{final}}(p_T)$. Die Unsicherheiten und die Streuung der Abweichungen zwischen den p_T -Spektren hängen stark von p_T ab: Für das p_T -Intervall mit der größten Statistik ($8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 10 \text{ GeV}/c$) ergeben sich die kleinsten Unsicherheiten und Abweichungen. Das deutet darauf hin, dass auch statistische Effekte eine Rolle für die Größe und die Unsicherheit der Abweichungen spielen. Daher wird im nächsten Abschnitt auf die sogenannte Signifikanz der Abweichungen eingegangen.

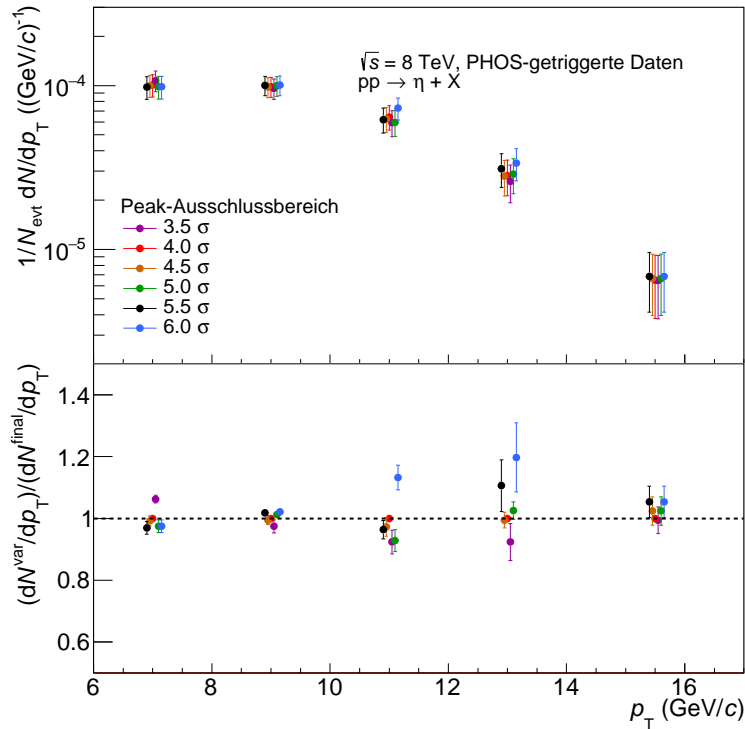


Abbildung 3.12: Oben: p_T -Spektren, die mit verschiedenen Peak-Ausschlussbereichen berechnet wurden (variierte p_T -Spektren). Die roten Datenpunkte zeigen das p_T -Spektrum aus Abbildung 3.11 ($N_{\text{final}}(p_T)$). Unten: Verhältnis der variierten p_T -Spektren zu $N_{\text{final}}(p_T)$. Zur besseren Visualisierung sind die Datenpunkte leicht in p_T verschoben.

3.3.2 Signifikanz der Abweichungen

Variiert man die Methode der Signalextraktion, werden sich nahezu immer kleine Abweichungen zwischen den variierten p_T -Spektren und $N_{\text{final}}(p_T)$ zeigen — auch solche, die nur durch statistische Fluktuationen verursacht werden. Dass die Abweichungen zwischen den p_T -Spektren mit variierten Peak-Ausschlussbereichen zu $N_{\text{final}}(p_T)$ für die p_T -Intervalle mit größerer Statistik kleiner sind, deutet darauf hin, dass diese Abweichungen nicht ausschließlich durch systematische Effekte verursacht werden. In die Berechnung der systematischen Unsicherheit bezieht man allerdings nur statistisch signifikante Unsicherheiten ein — sonst wird die systematische Unsicherheit überschätzt. Nach [Bar02] lässt sich diese Signifikanz einer Abweichung $\Delta = a_1 - a_2$ zweier Variationen a_1 und a_2 mithilfe der Unsicherheit σ_Δ abschätzen:

$$\sigma_\Delta = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\rho_{12}\sigma_1\sigma_2} . \quad (3.13)$$

σ_1 und σ_2 bezeichnen hierbei die statistischen Unsicherheiten der beiden Variationen a_1 und a_2 , ρ_{12} bezeichnet die Korrelation zwischen den beiden Variationen. Da die variierten p_T -Spektren den gleichen Datensatz als Grundlage haben wie $N_{\text{final}}(p_T)$, wird hier angenommen, dass die

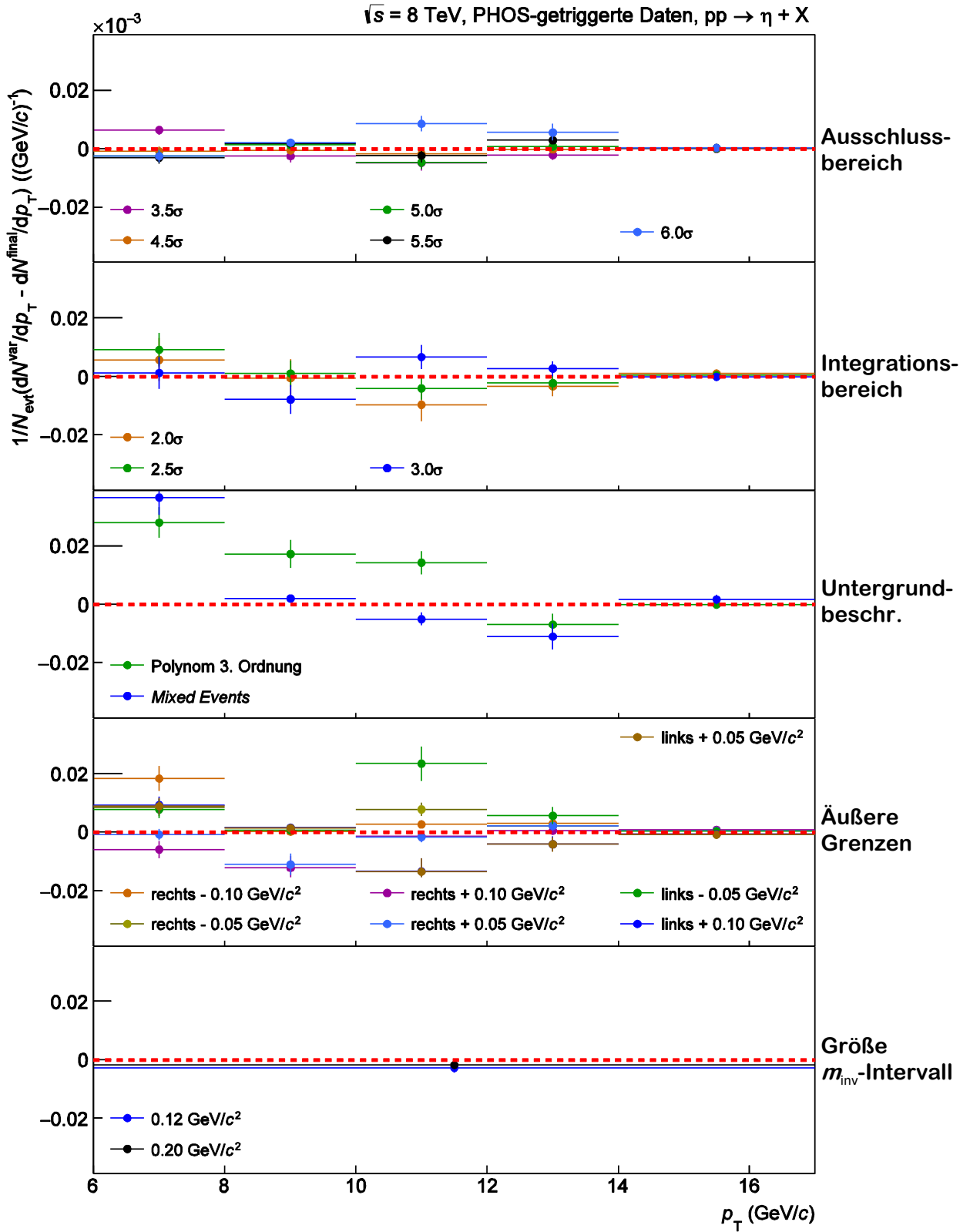


Abbildung 3.13: Differenz zwischen variierten p_T -Spektren und $N_{\text{final}}(p_T)$. Die Fehlerbalken zeigen die Unsicherheit σ_{Δ} . Zur besseren Visualisierung sind die Datenpunkte leicht in p_T verschoben.

p_T -Spektren vollständig korreliert sind. Damit gilt nach [Bar02]:

$$\rho_{12} = \frac{\sigma_1}{\sigma_2}, \quad (3.14)$$

$$\sigma_\Delta = \sqrt{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}. \quad (3.15)$$

Abbildung 3.13 zeigt die Differenz der p_T -Spektren für die verschiedenen Variationen mit der Unsicherheit σ_Δ als Fehlerbalken. Mithilfe dieser Abbildung lässt sich nun überprüfen, welche der Variationen einen signifikanten und welche einen rein statistischen Effekt zur Folge haben. Wenn die Abweichung einen rein statistischen Ursprung hat, liegen rund $2/3$ ($\approx 1\sigma$) der Datenpunkte innerhalb der Unsicherheit σ_Δ . Für den η -Integrationsbereich trifft das zu: neun der 15 Datenpunkte der Variationen liegen innerhalb von σ_Δ . Hierbei handelt es sich also um einen rein statistischen Effekt, der bei der Berechnung der systematischen Unsicherheit nicht berücksichtigt wird. Für die anderen Variationen — den Peak-Ausschlussbereich, die Parametrisierung des Untergrunds, die äußeren Grenzen der Parametrisierung und die Größe der m_{inv} -Bins — liegen signifikant mehr Datenpunkte außerhalb von σ_Δ von $N_{\text{final}}(p_T)$ entfernt. Hierbei handelt es sich also um statistisch signifikante Abweichungen, die nicht ausschließlich durch statistische Effekte verursacht werden. Dementsprechend fließen sie in die Berechnung der systematischen Unsicherheit ein. Allerdings zeigt auch Abbildung 3.13 wie schon Abbildung 3.12 eine starke p_T -Abhängigkeit der Unsicherheiten und der Streuung der Abweichungen.

Um auch den statistischen Anteil der statistisch signifikanten Abweichungen in der Berechnung der systematischen Unsicherheit so gering wie möglich zu halten, also nur den systematischen Anteil der Abweichung zu berücksichtigen, wird die systematische Unsicherheit nicht anhand der Abweichungen in der p_T -differenzierten Analyse, sondern mit den Abweichungen einer p_T -integrierten Analyse für $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$ abgeschätzt. Damit ergibt sich eine konstante relative systematische Unsicherheit für alle p_T -Intervalle, die nicht berücksichtigt, dass es beispielsweise durch verschiedene Strukturen des Untergrunds p_T -abhängige systematische Unsicherheiten geben kann. Aufgrund der starken statistischen Fluktuationen der p_T -Spektren sind die systematischen Studien allerdings nur in einem großen p_T -Intervall sinnvoll. Ansonsten wird die systematische Unsicherheit durch das Einbeziehen von statistischen Effekten in die Berechnung überschätzt.

Abbildung 3.14 zeigt die verschiedenen Abweichungen der variierten p_T -Spektren zu $N_{\text{final}}(p_T)$ für $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$. Auf der x-Achse sind die verschiedenen Parameter aufgetragen, für die die variierten p_T -Spektren eine statistisch signifikante Abweichung zu $N_{\text{final}}(p_T)$ zeigen. Die stärkste Abweichung zeigt sich für die Beschreibung des Untergrunds. Ein Vergleich zu Abbildung 3.12 ergibt, dass die Abweichungen der variierten p_T -Spektren zu $N_{\text{final}}(p_T)$ deutlich kleiner sind als in der p_T -differenzierten Analyse. Das gilt analog für Abweichungen der anderen variierten p_T -Spektren zu $N_{\text{final}}(p_T)$. Die statistischen Effekte der Abweichungen lassen sich durch die p_T -integrierte Analyse also tatsächlich deutlich verringern. Mithilfe der in Abbildung 3.14 gezeig-

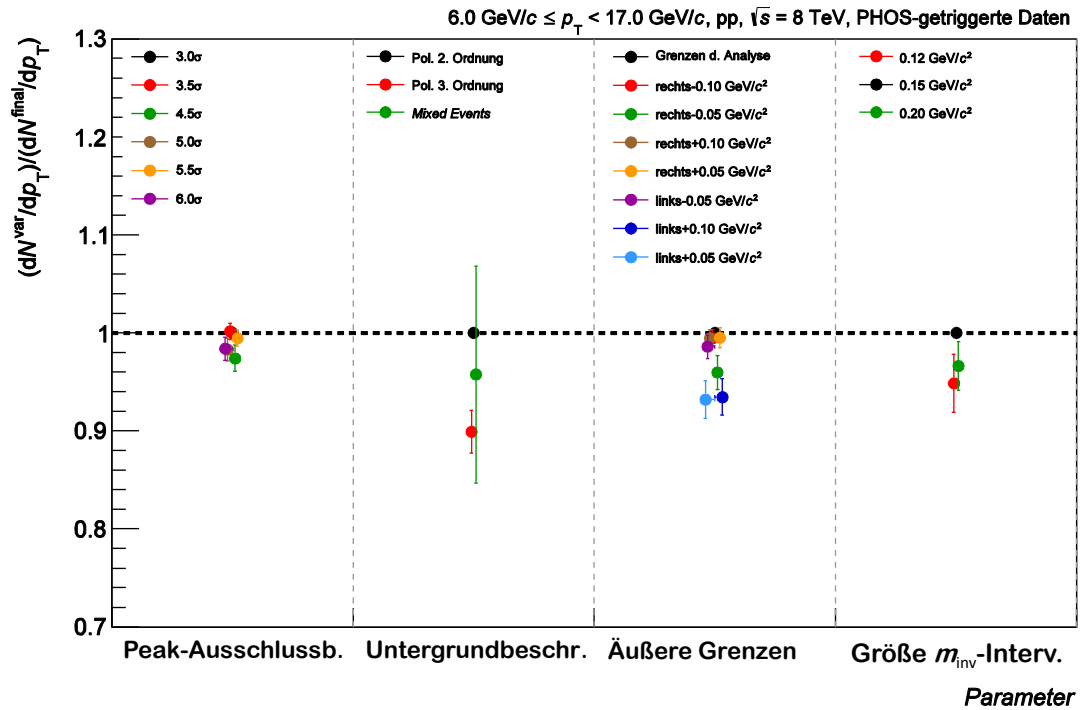


Abbildung 3.14: Relative Abweichungen der statistisch signifikanten Variationen in der p_T -integrierten Analyse für $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$. Zur besseren Visualisierung sind die Datenpunkte leicht in x-Richtung verschoben.

ten statistisch signifikanten Abweichungen wird nun im folgenden Abschnitt die systematische Unsicherheit der Signalextraktion bestimmt.

3.3.3 Berechnung der systematischen Unsicherheit

Um die Unsicherheit einer typischen Variation zu ermitteln, wird aus den n verschiedenen Abweichungen x_i der variierten p_T -Spektren zu $N_{\text{final}}(p_T)$ das so genannte *Root Mean Square* x_{RMS} berechnet:

$$x_{\text{RMS}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^2}. \quad (3.16)$$

x_{RMS} ist im Regelfall kleiner als (beziehungsweise maximal so groß wie) die maximale Abweichung zwischen dem variierten p_T -Spektrum und $N_{\text{final}}(p_T)$. Damit gibt die systematische Unsicherheit der Variation eines Parameter analog zur in Abschnitt 3.2.3 diskutierten statistischen Unsicherheit nicht die maximale Unsicherheit an.

Tabelle 3.4 zeigt die verschiedenen mit x_{RMS} berechneten Unsicherheiten, die sich für jeden Parameter aus den in Abbildung 3.14 gezeigten Abweichungen ergeben. Aus diesen einzelnen Unsicherheiten wird die gesamte systematische Unsicherheit des p_T -Spektrums bestimmt. Unter der Annahme, dass die Unsicherheiten der einzelnen Parameter σ_i nicht miteinander korreliert

Parameter	Relative Unsicherheit (%)
Peak-Ausschlussbereich	1,6
Untergrundbeschreibung	7,7
Äußere Grenzen	3,4
Integrationsbereich der η	-
Größe der $m_{\text{inv}}\text{-Bins}$	4,3
Gesamte systematische Unsicherheit	9,6

Tabelle 3.4: Einzelne Beiträge zur systematischen Unsicherheit des p_T -Spektrums.

sind, werden die einzelnen Beiträge der systematischen Unsicherheiten der N_{Par} verschiedenen Parameter zur systematischen Unsicherheit σ_{Ges} quadratisch addiert:

$$\sigma_{Ges} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{\text{Par}}} \sigma_i^2}. \quad (3.17)$$

Damit ergibt sich eine gesamte systematische Unsicherheit von 9,6%. Der größte Beitrag kommt dabei aus der Beschreibung des Untergrunds. Ebenso haben die äußeren Grenzen der Parametrisierung sowie die Größe der $m_{\text{inv}}\text{-Bins}$ großen Einfluss auf die gesamte systematische Unsicherheit, während der Einfluss des Peak-Ausschlussbereichs relativ klein ist. Die systematische Unsicherheit lässt sich also insbesondere durch das genauere Verständnis der exakten physikalischen Prozesse verbessern, welche den Untergrund verursachen.

Abbildung 3.15 zeigt das bereits in Abbildung 3.11 präsentierte p_T -Spektrum von η -Mesonen inklusive der statistischen Unsicherheiten als Fehlerbalken und der systematischen Unsicherheiten als graue Kästen. Dieses Ergebnis der vorliegenden Analyse gibt einen Einblick in die Teilchenproduktion von η -Mesonen in pp-Kollisionen, die mit dem ALICE-PHOS gemessen wurden.

3.4 Ausblick

Im Folgenden wird als Ausblick auf weitere Korrekturen eingegangen, die beispielsweise notwendig sind, um das in Abbildung 3.15 präsentierte p_T -Spektrum mit p_T -Spektren anderer Analysen zu vergleichen. Anschließend wird mit der Berechnung des η -zu- π^0 -Verhältnisses ein erster Ausblick auf mögliche weitere Verwendungen des p_T -Spektrums gegeben.

3.4.1 Korrekturen auf Akzeptanz, Rekonstruktionseffizienz und Triggereffizienz

Das PHOS zeichnet nur einen Teil der Zerfallsphotonen der η -Mesonen auf: Einerseits deckt es nur einen begrenzten Raumwinkel um den Kollisionspunkt ab, somit ist seine Akzeptanz beschränkt. Andererseits wird nur ein Teil der auf das PHOS treffenden Zerfallsphotonen detektiert und re-

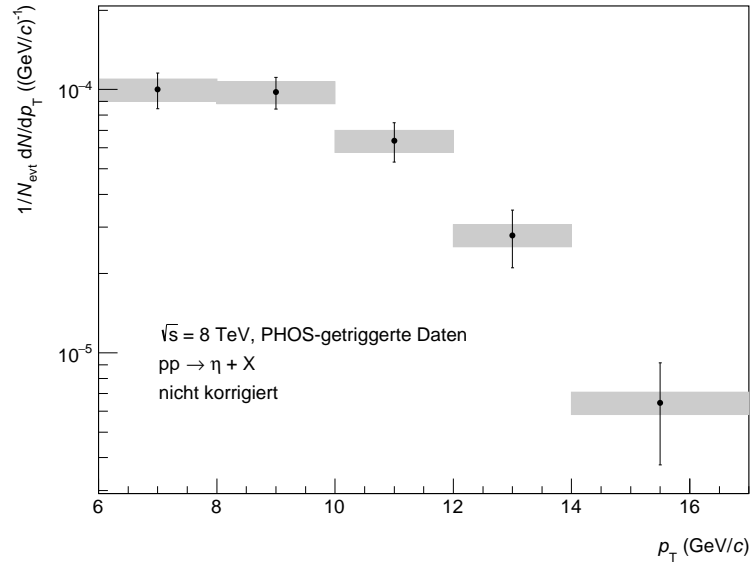


Abbildung 3.15: Normiertes, unkorrigiertes p_T -Spektrum ($N_{\text{final}}(p_T)$). Statistische Unsicherheiten werden als Fehlerbalken dargestellt, systematische Unsicherheiten als graue Kästen.

konstruiert. Diesen Effekt bezeichnet man als Rekonstruktionseffizienz. Darüber hinaus liegt der Analyse der vorliegenden Arbeit ein Datensatz zugrunde, der mit einem Trigger aufgezeichnet wurde. Der verwendete Trigger führt zu einer Anhäufung von *Clustern* mit hohen Energien und bevorzugt damit η -Mesonen mit hohem p_T . Deshalb korrigiert man auf die sogenannte Triggereffizienz. Um ein vollständiges p_T -Spektrum von η -Mesonen zu erhalten, muss das in Abbildung 3.15 gezeigte p_T -Spektrum also noch auf die Akzeptanz, die Rekonstruktionseffizienz und die Triggereffizienz korrigiert werden. Diese Korrekturen sollen im Weiteren eingehender diskutiert werden.

Wie in Abschnitt 3.1 diskutiert, zeichnet der hier verwendete PHOS-Trigger mit einer Schwellenenergie von 4 GeV immer dann ein Ereignis auf, wenn das PHOS einen *Cluster* mit einer Energie über 4 GeV misst. Abbildung 3.16 zeigt das Verhältnis der *Cluster*-Energieverteilung der getriggerten Daten zur *Cluster*-Energieverteilung der *minimum-bias*-Daten. Diese wurden jeweils auf die Anzahl der Ereignissen in getriggerten Daten beziehungsweise in *minimum-bias*-Daten normiert. Als schwarze gestrichelte Linie ist die nominelle Trigger-Schwelle zu sehen. Für $E_{\text{cl}} \lesssim 6$ GeV steigt das Verhältnis der *Cluster*-Energieverteilungen stark an. Diesen Bereich bezeichnet man als *Turn-On*. Man findet also wie erwartet mehr *Cluster* mit hohen Energien in den getriggerten Daten als in den *minimum-bias*-Daten. Für $E_{\text{cl}} \gtrsim 6$ GeV zeigt sich ein konstantes Verhältnis auf Höhe des sogenannten *Rejection Factors*. Die Auswirkungen des Triggers lassen sich also ab diesem Punkt mit einer Konstante beschreiben. Abbildung 3.16 gibt damit einen ersten Ausblick auf die Korrektur der Triggereffizienz. Zur tatsächlichen Korrektur der Triggereffizienz wird ein Verhältnis der p_T -Spektren des η der getriggerten und der *minimum-*

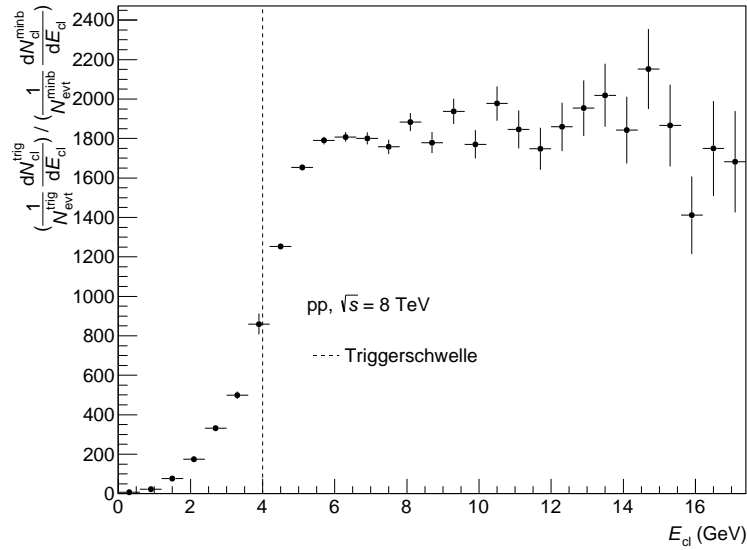


Abbildung 3.16: Verhältnis der auf die Ereignisse normierten *Cluster*-Energieverteilungen der getriggerten Daten und der *minimum-bias*-Daten.

bias-Daten benötigt. Die *minimum-bias*-Daten bieten allerdings nicht ausreichend Statistik zur Erstellung eines p_T -Spektrums (siehe Abschnitt 3.1). Um dieses Problem zu umgehen, kann die Triggereffizienz mithilfe von sogenannten Monte-Carlo-Simulationen berechnet werden, in denen der Trigger simuliert werden kann.

Die Korrekturen auf Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz des PHOS-Detektors lassen sich prinzipiell ebenfalls mit Monte-Carlo-Simulationen berechnen. Allerdings reicht die Statistik der verfügbaren Monte-Carlo-Simulationen (*minimum-bias*) insbesondere für hohe p_T nicht aus, um das p_T -Spektrum zu korrigieren. Daher wird entweder mehr Statistik oder eine andere Methode der Simulation, wie beispielsweise die Methode der sogenannten *Added Signals*, benötigt.

3.4.2 η -zu- π^0 -Verhältnis

Das η -zu- π^0 -Verhältnis beschreibt, wie in Abschnitt 1.4 diskutiert, das Produktionsverhältnis der p_T -Spektren von η - und π^0 -Mesonen in Teilchenkollisionen. Um die Größenordnung des η -zu- π^0 -Verhältnisses für das η - p_T -Spektrum der vorliegenden Arbeit zu überprüfen und einen Ausblick auf weitere Verwendungen des η - p_T -Spektrums zu geben, wird im Folgenden ein η -zu- π^0 -Verhältnis präsentiert. Dazu wird neben dem η - p_T -Spektrum aus Abbildung 3.15 ein π^0 - p_T -Spektrum der gleichen Schwerpunktsenergie und des gleichen Kollisionssystems verwendet. Dieses wird durch eine Übertragung der in Abschnitt 3.2.2 diskutierten *Event-Mixing*-Methode auf das π^0 aus dem Datensatz extrahiert, der dem η - p_T -Spektrum zugrunde liegt. Dieses π^0 - p_T -Spektrum hat allerdings nicht die gleiche Qualität wie das η - p_T -Spektrum, da im Rahmen dieser Arbeit weder die Signalextraktion des π^0 optimiert wird noch systematische Studien zur Signalextraktion vorgenommen werden. Deshalb wird die systematische Unsicherheit des π^0 - p_T -Spektrums

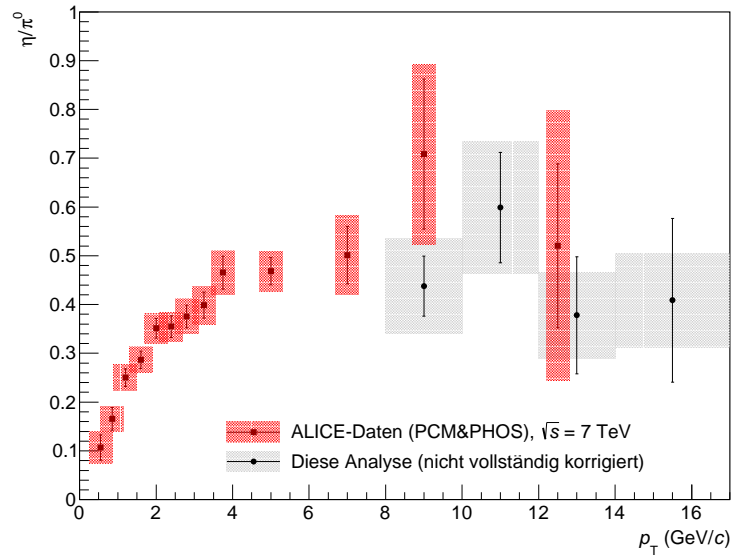


Abbildung 3.17: η/π^0 in Abhängigkeit von p_T . η/π^0 der vorliegenden Analyse im Vergleich mit ALICE-Daten. Die ALICE-Daten wurden in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 7$ TeV aufgenommen [Abe12]. Die Daten dieser Analyse sind noch nicht vollständig korrigiert.

mit 20% sehr konservativ abgeschätzt.

Unter der Annahme, dass die Rekonstruktionseffizienz und die Triggereffizienz in der Messung von η - und π^0 -Mesonen mit dem ALICE-PHOS ähnlich ist, kann zur Überprüfung der Größenordnung des η - p_T -Spektrums zunächst auf diese Korrekturen verzichtet werden. Die Akzeptanzen für η und π^0 unterscheiden sich hingegen aufgrund des unterschiedlichen Öffnungswinkels der Zerfallsphotonen stark. Für eine vorläufige Akzeptanz-Korrektur der η - und π^0 - p_T -Spektren wird deshalb auf externe Simulationen zurückgegriffen [Kra16].³

Abbildung 3.17 zeigt η/π^0 in Abhängigkeit von p_T . Die schwarzen Datenpunkte zeigen die Abschätzung des η -zu- π^0 -Verhältnisses dieser Arbeit. Der Datenpunkt für $6 \text{ GeV}/c \leq p_T \leq 8 \text{ GeV}/c$ wird nicht gezeigt, da dieser noch innerhalb des Trigger-*Turn-Ons* liegt. Die roten Datenpunkte zeigen darüber hinaus ein η -zu- π^0 -Verhältnis, das in pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV von ALICE mit der *Photon Conversion Method*⁴ (PCM) und dem PHOS-Detektor gemessen wurde. Die Fehlerbalken stellen jeweils die statistischen, die Boxen die systematischen Unsicherheiten dar. Obwohl das π^0 - p_T -Spektrum ohne systematische Studien erstellt wurde und keine Korrekturen auf Rekonstruktionseffizienz und Triggereffizienz angewendet wurden, stimmt das berechnete η -zu- π^0 -Verhältnis mit den ALICE-Daten im Rahmen der natürlich sehr großen Unsicherheiten relativ gut überein. Das abgeschätzte η -zu- π^0 -Verhältnis liegt also in der richtigen Größenordnung. Um ein aussagekräftigeres η -zu- π^0 -Verhältnis zu erhalten, müssen nun in Zukunft weitere Studien zur Systematik der Signalextraktion des π^0 - p_T -Spektrums sowie

³Die Akzeptanz wurde nicht mit der *Bad Cell Map* dieser Analyse berechnet.

⁴Mit der *Photon Conversion Method* können konvertierte Photonen mit der TPC detektiert werden.

zur Akzeptanz und Korrekturen auf Rekonstruktions- und Triggereffizienz durchgeführt werden.

4 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden systematische Studien zur Signalextraktion in der Messung von η -Mesonen mit dem ALICE-PHOS präsentiert. In diesem Zusammenhang wurde das p_T -Spektrum, das heißt die p_T -abhängige Teilchenproduktion von η -Mesonen inklusive der statistischen und systematischen Unsicherheiten erstellt. Die Analyse basiert auf einem Datensatz aus pp-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 8$ TeV, der 2012 vom ALICE-PHOS mit dem PHOS-Trigger mit einer Schwellenenergie von 4 GeV aufgezeichnet wurde.

Mit dem elektromagnetischen Kalorimeter PHOS lassen sich unter anderem Energie und Position von Photonen bestimmen. Dazu werden benachbarte Zellen, in denen Energie deponiert wurde, zu *Clustern* zusammengefasst. Mithilfe von *Cuts* werden die Photonenkandidaten aus den *Clustern* ausgewählt. Anhand des rekonstruierten Vertex können schließlich die zugehörigen Impulse rekonstruiert werden. Durch Kombination der Photonenkandidaten lassen sich die η -Mesonen, die mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 39% in Photonen zerfallen, schließlich rekonstruieren. Das η -Meson kann dann über seine invariante Masse von ungefähr $548 \text{ MeV}/c^2$ identifiziert werden.

In der vorliegenden Arbeit wurde das Signal von η -Mesonen aus dem genannten Datensatz extrahiert. Dazu wurden fünf p_T -Intervalle für $6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 17 \text{ GeV}/c$ gewählt, innerhalb derer die Signalextraktion durchgeführt wurde. Um den Untergrund subtrahieren zu können, wurde zunächst der Peak-Ausschlussbereich, in dem der Untergrund nicht parametrisiert werden kann, mit einer kombinierten Parametrisierung von Untergrund und Peak bestimmt. Der Untergrund wurde dann mit einem Polynom zweiter Ordnung parametrisiert und subtrahiert. Schließlich wurde die Anzahl der η -Mesonen in der m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund durch Integration der 3σ -Umgebung einer Gauß-Parametrisierung bestimmt. Das Ergebnis, eine p_T -Verteilung mit statistischen Unsicherheiten, wurde schließlich auf die Breite der p_T -Intervalle und auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

Um die systematische Unsicherheit des p_T -Spektrums zu bestimmen, wurden die Parameter der Signalextraktion variiert. In die systematische Unsicherheit fließen nur statistisch signifikante Abweichungen zwischen dem p_T -Spektrum dieser Analyse und den variierten p_T -Spektren ein. Die aus den Variationen der einzelnen Parametern berechnete systematische Unsicherheit wird von der Beschreibung des Untergrunds des η -Peaks dominiert und beträgt 9,6%.

Das Ergebnis der vorliegenden Arbeit, ein η - p_T -Spektrum inklusive der statistischen und systematischen Unsicherheiten, gibt einen Einblick in die Teilchenproduktion von η -Mesonen in pp-Kollisionen. Korrekturen auf Akzeptanz, Rekonstruktionseffizienz und Triggereffizienz ste-

hen noch aus. Mit dem η -zu- π^0 -Verhältnis, welches innerhalb der Unsicherheiten mit anderen ALICE-Messungen übereinstimmt, wurde ein Ausblick auf weitere Verwendungen des erstellten p_T -Spektrums von η -Mesonen gegeben.

A Anhang

A.1 χ^2/ν

Mit der Größe χ^2/ν kann, wie in Abschnitt 3.2.2 diskutiert, die Güte einer Parametrisierung beurteilt werden. Bei n Datenpunkten y_i mit Parametrisierung $f(x_i)$ und Standardabweichung σ_i gilt:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(f(x_i) - y_i)^2}{\sigma_i^2} . \quad (\text{A.1})$$

Viele Analyseprogramme minimieren χ^2 , um Parametrisierungen zu berechnen. Unter der Annahme statistischer, normalverteilter (d.h. gaußverteilter) Fluktuationen, welche für die Daten dieser Arbeit näherungsweise zutrifft, sollte jeder Additionsterm in der Größenordnung von $\chi^2 \approx 1$ liegen. χ^2 sollte also ungefähr gleich n sein. Für die Wahrscheinlichkeitsverteilung von χ^2 gilt [Sco15]:

$$f(\chi^2) = \frac{1}{2^{\nu/2} \Gamma(\nu/2)} e^{-\chi^2/2} (\chi^2)^{(\nu/2)-1} .^1 \quad (\text{A.2})$$

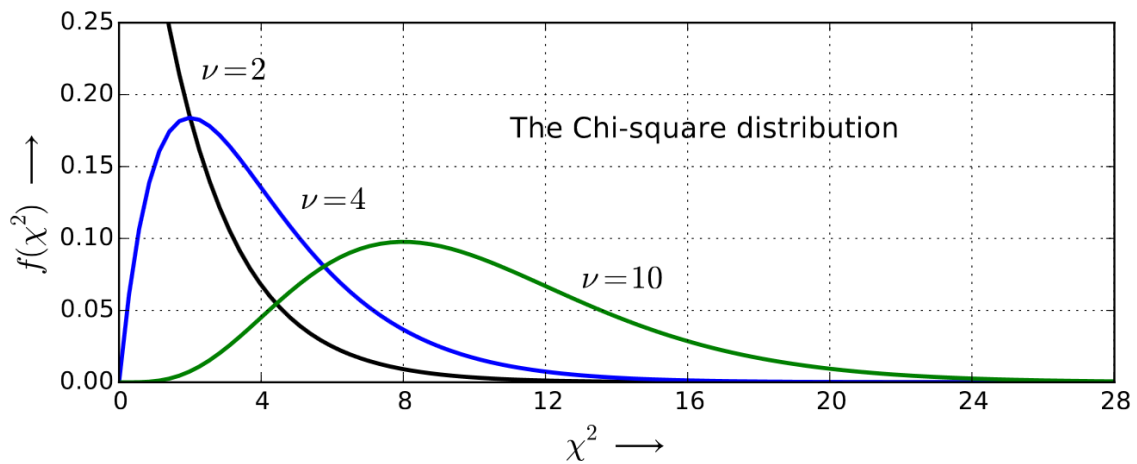
Hierbei entspricht ν der Anzahl der Freiheitsgrade der Funktion, das heißt der Anzahl Datenpunkte n abzüglich der Anzahl der Parameter der Parametrisierung $N_{\text{Parameter}}$:

$$\nu = n - N_{\text{Parameter}} . \quad (\text{A.3})$$

Abbildung A.1 zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilungen von χ^2 für verschiedene ν ($\nu = 2, 4, 10$), sogenannte χ^2 -Verteilungen. Bei kleinen ν fällt die Verteilung stark ab, für größere χ^2 nähert sie sich einer Gauß-Verteilung an. Der Mittelwert von χ^2 liegt jeweils bei ν , der Median ist aufgrund der Form der Verteilung kleiner als ν . Die obige Abschätzung, dass χ^2 in der Größenordnung n ist, stimmt also für große ν .

Um nun zu überprüfen, ob sich eine Parametrisierung zur Beschreibung von Datenpunkten eignet, berechnet man χ^2 und fordert, wie in Abschnitt 3.2.2 geschehen, $\chi^2/\nu \approx 1$. Wenn $\chi^2/\nu \gg 1$ gilt, kann das verschiedene Ursachen haben, die im Folgenden diskutiert werden. Zunächst kann $\chi^2/\nu \gg 1$ gelten, wenn die Datenpunkte statistisch unwahrscheinlich schwanken oder die Annahme einer Normalverteilung der Datenpunkte nicht zutrifft. Daneben kann aber auch eine ungenügende Parametrisierung, das heißt ein zu einfaches Modell der Grund für die Abweichung sein.

¹ $\Gamma(\nu/2)$ entspricht hierbei der Gammafunktion. Es gilt $\Gamma(p+1) = \int_0^\infty x^p e^{-x} dx$.

Abbildung A.1: χ^2 -Verteilung für verschiedene ν (2, 4 und 10) [Sco15].

Wenn hingegen $\chi^2/\nu \ll 1$ gilt, kann zunächst erneut eine statistisch unwahrscheinliche Fluktuation oder die nicht zutreffende Annahme der Normalverteilung die Ursache sein. Zudem kann $\chi^2/\nu \ll 1$ ein Hinweis auf die Überschätzung der statistischen Unsicherheit der Datenpunkte sein. Darüber hinaus kann ein zu kleines χ^2/ν darauf hindeuten, dass die Funktion der Parametrisierung zu viele Parameter besitzt und diese somit alle Datenpunkte unabhängig von der qualitativen Eignung gut angepasst beschreiben kann. $\chi^2/\nu \ll 1$ kann hingegen nicht durch ein zu einfaches Modell verursacht werden (nach [Sco15], [Qua15]). Gilt $\chi^2/\nu \approx 1$ kann also im Regelfall davon ausgegangen werden, dass eine Parametrisierung die Datenpunkte gut beschreibt. Gilt dies nicht, müssen zunächst verschiedene mögliche Ursachen überprüft werden, bevor die Schlussfolgerung gezogen werden kann, dass sich eine Parametrisierung nicht eignet.

A.2 Signalextraktion in den einzelnen p_T -Intervallen

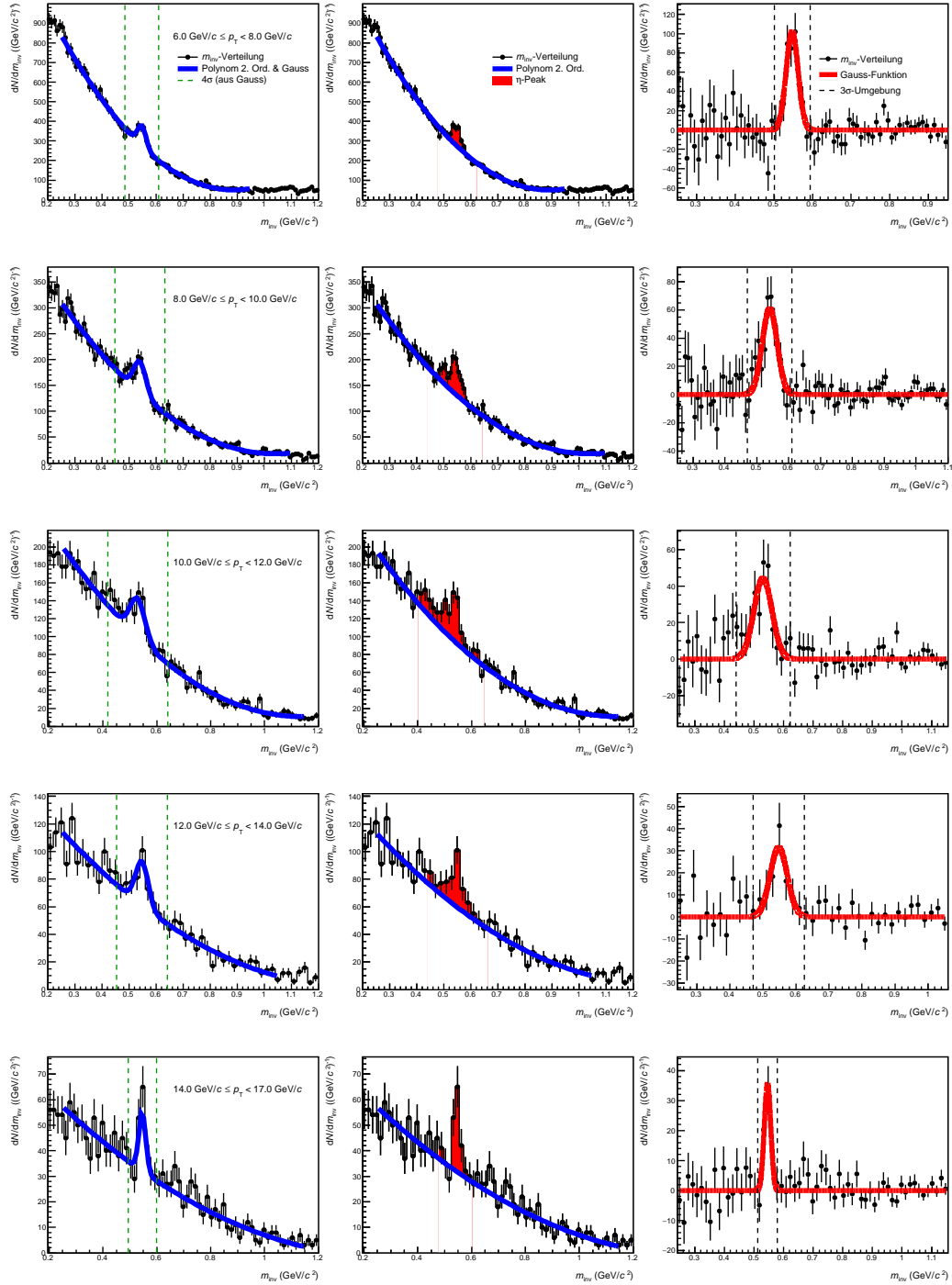


Abbildung A.2: Zentrale Schritte der Signalextraktion für die verschiedenen p_T -Intervalle (Zeilen). Linke Spalte: Kombinierte Parametrisierung von Untergrund und Peak. Mittlere Spalte: Parametrisierung des Untergrunds. Rechte Spalte: m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund. (Siehe Abschnitt 3.2.)

Literaturverzeichnis

- [Aam08] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], *The ALICE experiment at the CERN LHC*, 2008, JINST 3 S08002.
- [Aam10] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], *Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb-Pb-Collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV*, 2010, arxiv: 1012.1004 [nucl-ex].
- [Abe12] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], *Neutral pion and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV and $\sqrt{s} = 7$ TeV*, 2012, arxiv: 1205.5724 [hep-ex].
- [ALI16] ALICE info Webpage, *ALICE figure*,
[http://aliceinfo.cern.ch/Public/Objects/Chapter2/
ALICE-SetUp-NewSimple.jpg](http://aliceinfo.cern.ch/Public/Objects/Chapter2/ALICE-SetUp-NewSimple.jpg) (letzter Abruf: 22.09.2016).
- [Bar02] R. Barlow, *Systematic Errors: Facts and Fictions*, Advanced Statistical Techniques in HEP, Durham, 2002, arXiv:0207026 [hep-ex].
- [Bär10] T. Bär, *Wie kommen die Protonen in den LHC?*, Weltmaschine, 07.12.2010,
http://www.weltmaschine.de/news/ask_an_expert/07122010/ (letzter Abruf: 21.10.2016).
- [Büs15] H. Büsching, *Vorlesungsskript Kerne und Teilchen 1, Die Quarkstruktur der Materie*, Goethe-Universität Frankfurt, Wintersemester 2015/16.
- [Bra06] Peter Braun-Munzinger und Jochen Wambach, *Extreme Materie; Bei welchen Bedingungen entsteht in stark wechselwirkender Materie ein Quark-Gluon-Plasma?*, Physik Journal 5 (2006) Nr. 10, S.41-47.
- [Bha14] R. S. Bhalerao, *Relativistic heavy-ion collisions*, 2014, arxiv: 1404.3294 [nucl-th].
- [CER16a] CERN Webpage, *First images of collisions at 13 TeV*,
home.cern/about/updates/2015/05/first-images-collisions-13-tev (letzter Abruf: 26.09.2016).
- [CER16b] CERN Webpage, *Informationen zu den verschiedenen LHC-Experimenten*,
<https://home.cern/about>,

- <https://home.cern/about/experiments/atlas>,
<https://home.cern/about/experiments/cms>,
<https://home.cern/about/experiments/lhcb>,
<http://home.cern/topics/higgs-boson>,
<https://home.cern/about/updates/2013/04/alice-upgrade-work-begins> (letzter Abruf jew. 05.10.2016).
- [CER16c] CERN International Relations, *All Countries*,
<http://international-relations.web.cern.ch/International-Relations/office/listcountries.html> (letzter Abruf: 21.10.2016).
- [Cha16] S. Chattopadhyay, *et al.* [CBM Collaboration], *Challenges in QCD matter physics - The Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR*, 2016, arXiv:1607.01487 [nucl-ex].
- [Del99] G. Dellacasa, *et al.* [ALICE Collaboration], *Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)*, CERN, 1999, CERN/LHCC 99-4.
- [GCS16] Gauss Centre for Supercomputing, *The QCD phase diagram*,
http://www.gauss-centre.eu/gauss-centre/EN/Projects/ElementaryParticlePhysics/2015/philipsen_PDNM.html?nn=1361054 (letzter Abruf: 14.10.2016).
- [Gri08] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, 2. Auflage, WILEY-VCH, Weinheim, 2008.
- [Her14] D. Herzig, *Untersuchung der Datenqualität des ALICE PHOS-Detektors*, Institut für Kernphysik Frankfurt, Juni 2014.
- [Kra16] A. Kraiker, *private Kommunikation*, 2016.
- [LHC15] LHCb Webpage, *Observation of particles composed of five quarks*,
<http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/Welcome.html#Penta>, (letzter Abruf: 26.09.2016)
- [PDG14] K. A. Olive *et al.* [Particle Data Group], *Particle Physics Booklet*, 2014, Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).
- [Pli16] F. Pliquet, *private Kommunikation*, 2016.
- [Pov13] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, W. Rodejohann, *Teilchen und Kerne*, 9. Auflage, Springer, Berlin, Heidelberg, 2014.
- [Qua15] G. Quast, *Funktionsanpassung mit der χ^2 -Methode*, 2015,
<http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~quast/Skripte/Chi2Method.pdf>
(letzter Abruf: 18.10.2016).

- [Rey11] K. Reygers for the ALICE collaboration, *Production of Neutral Pions and Eta-mesons in pp Collisions Measured with ALICE*, 2011, arxiv: 1106.5932 [hep-ex].
- [Röß09] S. Rößner, *Phases of the QCD*, Technische Universität München, 2009.
- [Sah08] B. Sahlmüller for the PHENIX collaboration, *Measurement of π^0 and eta Mesons with PHENIX in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au Collisions at RHIC*, 2008, arxiv: 0806.0261 [nucl-ex].
- [Sco15] P. Scott, *Physics 133 Lab Manual Abschnitt Chi-square: Testing for goodness of fit*, 2015,
http://scott.physics.ucsc.edu/pdf/133_draftman.pdf (letzter Abruf: 18.10.2016).

Danksagung

In erster Linie möchte ich Professor Henner Büsching danken, der es mir nicht nur ermöglichte diese Arbeit zu schreiben und somit einen Einblick in die Arbeit als Forscherin zu bekommen, sondern auch für alle meine Fragen ein offenes Ohr hatte.

Besonderer Dank gilt Fabian Pliquet und Dr. Baldo Sahlmüller, die meine Arbeit betreut haben und mir bei allen Fragen und Problemen stets mit Rat und Tat zur Seite standen. Außerdem möchte ich ihnen herzlich für das Korrekturlesen der Arbeit danken. Fabian Pliquet danke ich weiterhin dafür, dass er mit den Datensatz zur Verfügung gestellt hat. Alexej Kraiker möchte ich in diesem Zusammenhang für die PHOS-Akzeptanzen von η und π^0 danken.

Zudem bedanke ich mich bei der gesamten Frankfurter Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme und dafür, dass meine Fragen — nicht nur zum Thema dieser Arbeit — jederzeit gerne beantwortet wurden. Im Besonderen gilt das für Philipp Lüttig und Patrick Huhn, die mir den Einstieg in das Themengebiet leicht gemacht haben. Mario Krüger möchte ich vor allem für das Korrekturlesen und die Unterstützung bei technischen Fragen danken. Mein Dank gilt weiterhin meinen Bürokollegen Joshua König, Matthias Kleiner, Lucas Westermann, Hendrik Schulte und René Schach für das gute Arbeitsklima und die schöne gemeinsame Zeit.

Eigenständigkeitserklärung

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 nicht — auch nicht auszugsweise — für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, 04.11.2016

Andrea Hornung
