

Bachelorarbeit

Messung neutraler Pionen in
pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2,76$ TeV mit
dem ALICE-PHOS Detektor

Malte Hecker

Juli 2013

Institut für Kernphysik
Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Inhaltsverzeichnis

0. Einleitung	1
1. Theoretische Grundlagen	3
1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.2. Das Quark-Gluon-Plasma	5
1.3. Neutrale Pionen als Sonden aus hochrelativistischen Schwerionenkollisionen	8
2. Experimenteller Aufbau	11
2.1. Der Large Hadron Collider	11
2.2. Das ALICE-Experiment	12
2.3. Das ALICE Photonen Spektrometer PHOS	13
2.4. Messung neutraler Pionen mit dem PHOS	17
3. Peak-Extraktion	19
3.1. Datensatz und Photonrekonstruktion im PHOS	19
3.2. Algorithmus der Peak-Extraktion	20
3.3. Statistische Unsicherheiten des unkorrigierten π^0 -Spektrums	27
3.4. Systematische Unsicherheiten des unkorrigierten π^0 -Spektrums	28
3.5. Ergebnisse der Peak-Extraktion	30
3.6. Vergleich mit der Standard-PHOS-Analyse	31
4. Akzeptanz- und Effizienzbestimmung	34
4.1. Monte-Carlo Simulation	34
4.2. Annahmen für die schnelle Monte-Carlo-Simulation	36
4.3. Kinematik des Pion-Zerfalls in der Simulation	38
4.4. Bestimmung der Akzeptanz des PHOS	40
4.5. Auswirkung von Energie- und Ortsauflösung auf die Messung der π^0 -Masse	41
4.6. Energiekorrektur	43
4.7. Bestimmung der Effizienz des PHOS	45
4.8. Korrigiertes π^0 -Spektrum und Vergleich mit der Standard PHOS Analyse .	46
5. Zusammenfassung und Ausblick	49
A. Anhang	51
A.1. Einheiten und Kinematische Variablen	51
A.2. Verteilungen der invarianten Masse	54
Literaturverzeichnis	59

0. Einleitung

Wir gehen heute davon aus, dass die im Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschriebenen Quarks und Leptonen die grundlegenden Bausteine der Materie sind. Quarks finden sich in gebundenen Zuständen, den Baryonen (z.B. Protonen und Neutronen) und den Mesonen (z.B. Pionen).

Einzelne, freie Quarks können nicht beobachtet werden, diese Beobachtung bezeichnet man als sogenanntes *Confinement* der Quarks in Baryonen und Mesonen. Jedoch ist es experimentell möglich, einen Zustand extremer Materie herzustellen, in dem das *Confinement* lokal aufgehoben ist und Quarks und Gluonen sich quasi-frei bewegen können. Ein Medium heißer dichter Materie, das sich in einem solchen Zustand befindet, wird ein Quark-Gluon-Plasma genannt; es kann in hochrelativistischen Schwerionenkollisionen erzeugt werden.

Das ALICE¹-Experiment am Forschungszentrum CERN² bei Genf untersucht hochrelativistische Blei-Blei-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien von bis zu 2,76 TeV pro Nukleon, in denen eine ausreichende Energiedichte für die Erzeugung des Quark-Gluon-Plasmas zur Verfügung steht.

Eine wichtige Größe zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas ist der Energieverlust von Quarks und Gluonen mit hohem Transversalimpuls (p_T) beim Durchqueren des Quark-Gluon-Plasmas. Da Quarks und Gluonen nach kurzer Zeit hadronisieren, also Baryonen und Mesonen – unter anderem neutrale Pionen (π^0) – bilden, lässt sich anhand der p_T -Verteilungen der gemessenen Baryonen und Mesonen auf den Energieverlust der ursprünglichen Quarks und Gluonen im Medium schließen. Als Referenzsystem zu den Blei-Blei-Kollisionen werden Proton-Proton-Kollisionen untersucht.

In dieser Arbeit wird die p_T -Verteilung der in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 2,76 TeV produzierten π^0 bestimmt. Der wichtigste Detektor in dieser Analyse ist das Photon Spektrometer (PHOS) des ALICE-Experiments. Es misst die Energie und Position der Zerfallsphotonen der π^0 . Durch die Bestimmung der invarianten Masse (m_{inv}) und des p_T aller Paare von Zerfallsphotonen einer Kollision, kann die p_T -Verteilung der π^0 bestimmt werden. Dafür wird in der Arbeit ein Algorithmus zum Extrahieren der Anzahl der π^0 aus den m_{inv} -Verteilung vorgestellt. Außerdem wird eine schnelle Monte-Carlo-Simulation diskutiert, mit der Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen für die Messung bestimmt werden. Die Ergebnisse werden mit den Ergebnissen der sogenannten Standard-

¹A Large Ion Collider Experiment

²Europäische Organisation für Kernforschung

PHOS-Analyse verglichen. Dabei handelt es sich um einen Algorithmus der in vorhergehenden Veröffentlichungen von p_T -Verteilungen von π^0 aus Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 0.9$ TeV und $\sqrt{s} = 7$ TeV eingesetzt wurde [Abe12], und der auch auf den in dieser Arbeit untersuchten Datensatz angewendet wird.

Kapitel 1 beinhaltet eine Einführung in die Grundlagen des Standardmodells der Teilchenphysik und des Quark-Gluon Plasmas und eine Motivation für die Messung neutraler Pionen in Proton-Proton-Kollisionen. In Kapitel 2 wird der LHC-Beschleuniger, das ALICE-Experiment und insbesondere das PHOS vorgestellt. In Kapitel 3 wird der Peak-Extraktions-Algorithmus und ein Vergleich der Zwischenergebnisse mit der Standard-PHOS-Analyse beschrieben. Kapitel 4 stellt schliesslich eine schnelle Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Korrekturfunktionen vor. Abschliessend werden die so korrigierten Daten mit Ergebnissen der Standard-PHOS-Analyse verglichen.

1. Theoretische Grundlagen

1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die elementaren Bausteine der Materie und ihre Wechselwirkungen untereinander. Man unterscheidet zwei Arten von Teilchen: Die Teilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist haben halbzahligen Spin; man bezeichnet sie als Fermionen. Die Austauschteilchen, die die Kräfte zwischen den Teilchen vermitteln, haben ganzzahligen Spin; sie werden Bosonen genannt. Noch in den 1930iger Jahren galten das Elektron und die Nukleonen (Proton und Neutron) als elementare Bausteine der Materie [Gri08]. Tatsächlich sind Proton und Neutron aber keineswegs elementar, sie gehören zur Gruppe der Baryonen, Teilchen, die aus drei Quarks aufgebaut sind. Das Proton besteht aus zwei u - und einem d -Quark und das Neutron aus zwei d - und einem u -Quark. Man kennt heute noch viele weitere Baryonen, aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer kommen sie aber in der Natur nicht vor, sie entstehen nur in hochenergetischen Teilchenkollisionen. Neben den Baryonen hat man in diesen Experimenten noch eine weitere Teilchenart gefunden, die Mesonen, die aus einem Quark-Anti-Quark Paar aufgebaut sind. Baryonen und Mesonen bilden zusammen die Gruppe der Hadronen. Die Quarks und einige ihrer Eigenschaften sind in Tabelle 1.1, die Leptonen in Tabelle 1.2 aufgelistet.

Es gibt insgesamt vier Wechselwirkungen in der Natur: Gravitation, elektromagnetische, schwache und starke Wechselwirkung [Gri08]. Die Gravitation spielt jedoch aufgrund ihrer geringen Stärke in der Kern- und Teilchenphysik keine Rolle und ist im Standardmodell nicht enthalten. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben, ihr Austauschteilchen ist das Photon. Die QED wird zusammen mit der Theorie der schwachen Wechselwirkung in der Theorie der elektroschwachen Vereinheitlichung zusammengefasst. Eine Besonderheit der schwachen Wechselwirkung sind ihre massebehafteten Austauschteilchen, die W^\pm und Z^0 -Bosonen, die zu einer sehr geringen Reichweite der Wechselwirkung führen.

Die Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD); hier werden die Austauschteilchen Gluonen genannt. Analog zur elektrischen Ladung in der QED koppeln in der QCD die Austauschteilchen an sogenannte Farbladungen, die nur von Quarks und den Gluonen selbst getragen werden. Man unterscheidet drei mögliche Farbzustände (z.B. rot, blau, grün). Freie Teilchen müssen nach außen immer farbneutral

Generation	Sorte	Ladung (e)	Masse (MeV/c ²)
1	<i>u</i> (up)	2/3	2,3
	<i>d</i> (down)	-1/3	4,8
2	<i>c</i> (charm)	2/3	1275
	<i>s</i> (strange)	-1/3	95
3	<i>t</i> (top)	2/3	173000
	<i>b</i> (bottom)	-1/3	4180

Tabelle 1.1.: Die Quarks des Standardmodells. Zu jedem Quark existiert ein Anti-Quark. [Gri08, Nak10]

Generation	Sorte	Ladung (e)	Masse (MeV/c ²)
1	<i>e</i> (Elektron)	-1	0,510999
	ν_e (<i>e</i> -Neutrino)	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
2	μ (Myon)	-1	105,658
	ν_μ (μ -Neutrino)	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
3	τ (Tau)	-1	1776,82
	ν_τ (τ -Neutrino)	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 1.2.: Die Leptonen des Standardmodells. [Gri08, Nak10]

Kraft	Austauschteilchen	Ladung (e)	Masse (GeV/c ²)	Lebensdauer (s)
Stark	<i>g</i> (Gluon)	0	0	∞
Elektromagnetisch	γ (Photon)	0	0	∞
Schwach	W^\pm (W-Bosonen)	± 1	80,385	$3,11 \cdot 10^{-25}$
	Z^0 (Z-Boson)	0	91,188	$2,64 \cdot 10^{-25}$

Tabelle 1.3.: Die Austauschteilchen des Standardmodells. [Gri08, Nak10]

sein, weshalb die drei Quarks der Baroynen je eine der drei Farben tragen. Alternativ sind für Mesonen noch Systeme mit einer Farbladung und der entsprechenden Anti-Farbladung möglich.

Da die Gluonen selbst Farbladung tragen, können sie auch untereinander wechselwirken. Die Feldlinien der QCD, die sogenannten *Strings* ziehen sich daher gegenseitig an, was dazu führt, dass die Stärke der Anziehung zwischen gebundenen Quarks und Antiquarks mit zunehmenden Abstand nicht ab- sondern zunimmt. Wird einem gebundenen Zustand aus Quarks sehr viel Energie zugeführt, werden keine freien Quarks erzeugt. Stattdessen reißen die *Strings*, neue Quarks entstehen aus der zugeführten Energie und die Quarks finden sich wieder in gebundenen Zuständen. Quarks und Gluonen können daher nicht frei beobachtet werden. Dieses Phänomen bezeichnet man als *Confinement*.

Das *Confinement* kann auch anhand des Potentials (Gleichung 1.1) der starken Wechselwirkung erklärt werden. Es setzt sich aus einem Coulomb-Term, der mit dem Abstand r

zweier Teilchen abnimmt, und einem weiteren Term, der linear mit dem Abstand ansteigt, zusammen.

$$V_{\text{QCD}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r. \quad (1.1)$$

Der zweite Term des Potentials bewirkt, dass die Kraft zwischen den Teilchen mit steigendem Abstand immer weiter zunimmt. Die Konstante k lässt sich in diesem Zusammenhang als eine Art „Federkonstante“ der *Strings* verstehen [Bar09]. Die Kopplungsstärke der starken Wechselwirkung α_s ist ein Maß für die Stärke der starken Wechselwirkung bei kleinen Abständen.

1.2. Das Quark-Gluon-Plasma

Das Confinement verbietet freie Quarks und Gluonen, jedoch gibt es Zustände extrem heißer und dichter Materie, in denen das Confinement lokal aufgehoben ist [Bar09]. Die Quarks eines gebundenen Zustands, z.B. eines Protons, können durch ihre Bindung das Proton zwar nicht verlassen, innerhalb des Protons können sie sich aber quasi-frei bewegen. Bei kleinen Abständen r überwiegt der Coulomb-Term im Potential der starken Wechselwirkung (Gleichung 1.1). Hier bestimmt die Kopplungskonstante α_s die Stärke der Bindung zweier Teilchen. Abbildung 1.1 zeigt die Kopplungskonstante α_s für unterschiedliche Impulsüberträge Q . Ein hoher Impulsübertrag entspricht einem kleinem Abstand der Teilchen. Die Kopplungsstärke ist nicht konstant, sondern nimmt mit sehr kleinen Abständen ab. Dies führt dazu, dass die Bindungen zwischen Quarks in einem Raumbereich der Größe eines Nukleons fast aufgehoben ist. Man spricht hier von der *asymptotischen Freiheit*, die das Gegenstück zum *Confinement* darstellt.

Werden nun viele Quarks in einen Zustand gebracht, in dem ihre Energiedichte ähnlich der Energiedichte der Quarks im Proton ist, kann sich ein Medium bilden, in dem sich Quarks und Gluonen in einem größeren Raumbereich quasi-frei bewegen. Ein solches Medium wird ein Quark-Gluon-Plasma (QGP) genannt.

Abbildung 1.2 zeigt das Phasendiagramm der QCD. Hier ist die Temperatur gegen die Teilchendichte aufgetragen. Der graue Bereich bei ρ_{NM} zeigt den Bereich normaler hadronischer Materie an. Wird eine kritische Temperatur T_c von ca. 150-170 MeV oder die kritische Baryondichte ρ_c von ca. 1-2 GeV/fm³ erreicht, erfolgt ein Phasenübergang der hadronischen Materie hin zum Quark-Gluon-Plasma [Bar09].

Heute wird angenommen, dass es in der Natur zwei Szenarien gibt, in denen ein QGP gebildet wird bzw. wurde. Die Kerne von Neutronensternen könnten aufgrund ihrer hohen Masse die kritische Dichte ρ_c erreichen und ein QGP bilden. Ihre Temperatur ist jedoch recht gering, Neutronensterne sind daher im unteren rechten Teil von Abbildung 1.2 angesiedelt. Man geht ferner davon aus, dass es wenige Mikrosekunden nach dem Urknall

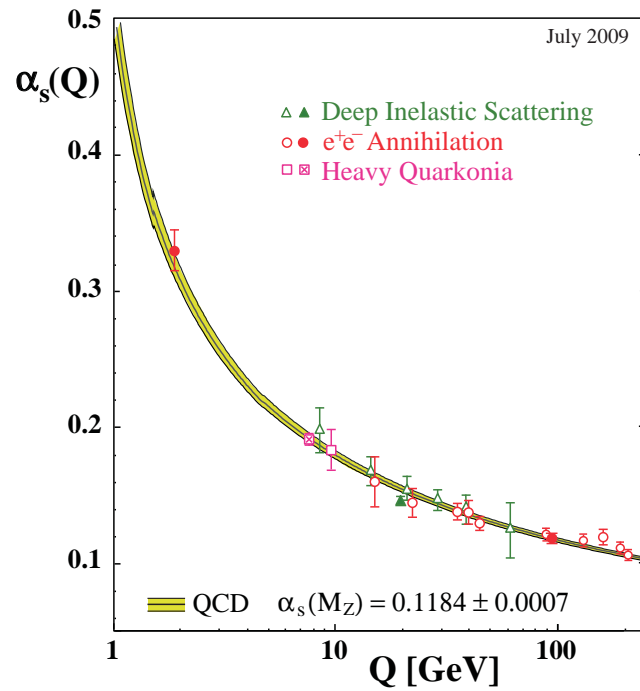


Abbildung 1.1.: Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s als Funktion des Impulsübertrags Q . Die Datenpunkte sind Ergebnisse der Messungen von α_s in tief inelastischen Stößen (Dreiecke), Elektron-Positron-Annihilationen (Kreise) oder schweren Quarkonia (d.h. $c\bar{c}$ - oder $b\bar{b}$ -Mesonen) (Quadrate). Die durchgezogene Linie entspricht theoretischen QCD Vorhersagen. [Bet09]

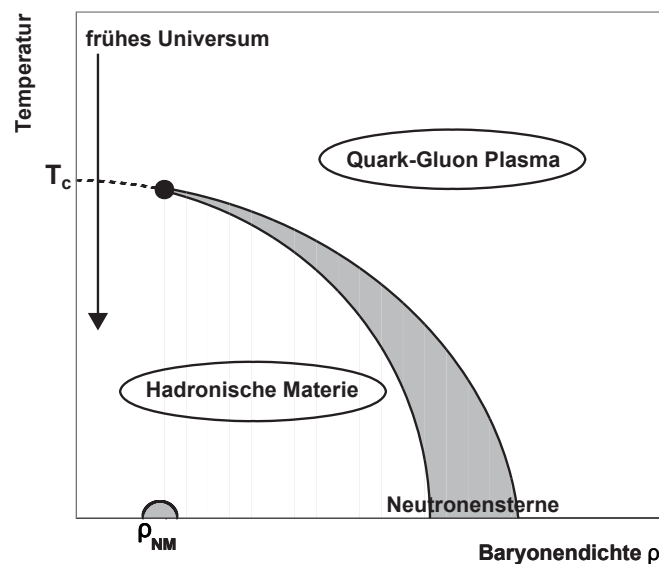


Abbildung 1.2.: Schematisches Phasendiagramm der QCD. [Kra06]

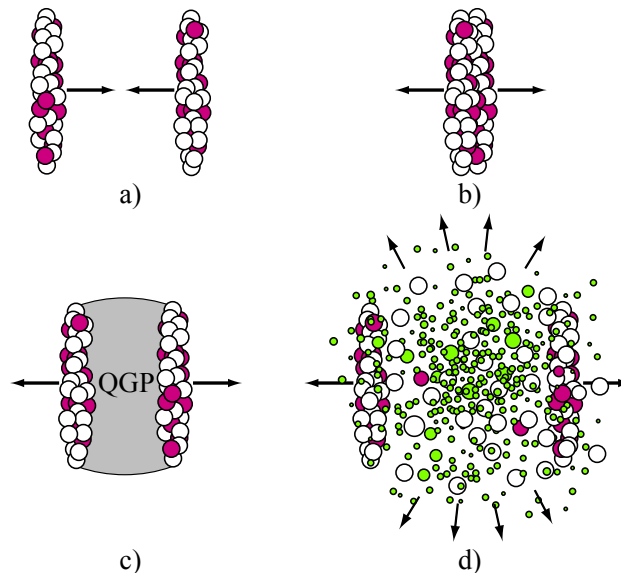


Abbildung 1.3.: Schematischer Ablauf einer zentralen Schwerionenkollision. [Rey04]

ein QGP gegeben hat. Nach der Urknalltheorie entstand das gesamte Universum, also alle Materie, Raum und Zeit, aus einer einzigen Singularität. Nach wenigen Mikrosekunden befanden sich die entstandenen Teilchen in einem derart heißen Zustand, dass angenommen werden kann, dass ein QGP vorlag [Yag05]. Das Universum breitete sich schließlich weiter aus und kühlte ab, sodass gebundenen Zustände aus Quarks und Gluonen entstanden. Auch experimentell ist es möglich, ein QGP zu erzeugen und seine Eigenschaften zu untersuchen. Man verwendet dazu Kollisionen von schweren Ionen wie Blei oder Gold bei sehr hohen Energien. Abbildung 1.3 zeigt eine vereinfachte Darstellung einer solchen Schwerionenkollision. Aufgrund der Lorentzkontraktion erscheinen die Ionen als flache Scheiben. Kollidieren nun sehr viele Nucleonen miteinander, wird ein Zustand heißer dichter Materie gebildet, das QGP. Es breitet sich aus und kühlt ab, bis schließlich wieder ein Phasenübergang zurück zur hadronischen Materie stattfindet. Durch die Identifizierung der in den Kollisionen entstehenden Teilchen und ihrer Eigenschaften kann das QGP nachgewiesen werden und seine Eigenschaften können untersucht werden.

Es gibt unterschiedliche Ansätze, mit denen die in Schwerionenkollisionen stattfindenden Prozesse beschrieben werden können. Statistische Modelle betrachten das QGP als Flüssigkeit, deren Verhalten hydrodynamischen Gesetzen folgt. Durch die Messung der kinematischen Verteilung der produzierten Teilchen können beispielsweise Flusseffekte, die durch ein Druckgefälle im QGP entstehen, nachgewiesen werden [Bat02].

In mikroskopischen Modellen wird eine Schwerionenkollision als Überlagerung von vielen einzelnen Nucleon- oder Partonen- (also Quarks und Gluonen) Kollisionen betrachtet. In den harten inelastischen Stößen der Nucleonen, bzw. der Partonen werden neue Teilchen

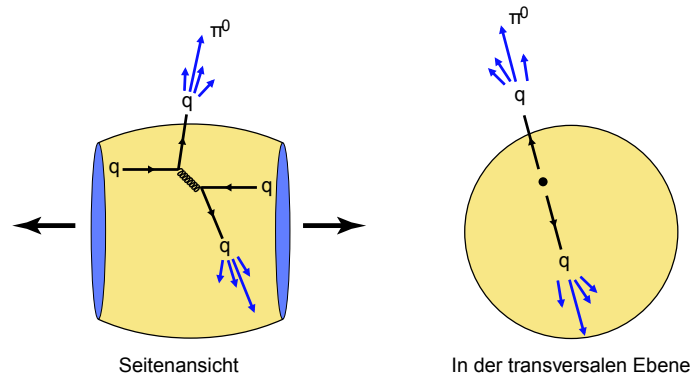


Abbildung 1.4.: Schematische Darstellung des harten Stoßes zweier Quarks, ihrem anschließenden Transport durch das QGP und ihrer Hadronisierung. [Rey04]

produziert, die entweder direkt oder über ihre Zerfallsprodukte untersucht werden können. Aus den kinematischen Variablen der gemessenen Teilchen kann auf die Eigenschaften des QGP zurückgeschlossen werden. So geben z.B. Photonen, die unmittelbar bei der Kollision entstehen (direkte Photonen), Aufschluss über die Entstehungsphase des QGP, da sie nicht stark wechselwirken und daher nicht vom QGP beeinflusst werden. Andere Teilchen wie neutrale Pionen, die aus den in den Kollisionen erzeugten oder gestreuten Quarks und Gluonen entstehen, können Informationen zum Energieverlust der Quarks und Gluonen im QGP liefern.

1.3. Neutrale Pionen als Sonden aus hochrelativistischen Schwerionenkollisionen

Bei der Untersuchung der kinematischen Eigenschaften der in Schwerionenkollisionen produzierten Teilchen ist insbesondere ihr Impulsanteil senkrecht zur Strahlachse (Transversalimpuls) interessant.

Teilchen mit hohem Transversalimpuls ($p_T \gtrsim 2-3 \text{ GeV}/c$) sind in der Regel Produkte „harter“ Streuprozesse von Nukleonen bzw. von Quarks und geben daher Aufschluss über die in der Kollision stattgefundenen Prozesse [Bar09]. Die Streuprozesse selbst können in der QCD störungstheoretisch betrachtet werden.

Abbildung 1.4 zeigt eine schematische Darstellung eines harten Streuprozesses zweier Quarks in einer Schwerionenkollision. Die gestreuten Quarks bewegen sich durch das Medium und fragmentieren schließlich in eine Vielzahl von Hadronen. Theoretische Modelle beschreiben einen Energieverlust von Quarks und Gluonen, die das QGP durchqueren, aufgrund ihrer Wechselwirkung mit dem Farbfeld des QGP [Bai97, Gyu00].

Bei der Hadronisierung werden aufgrund ihrer geringen Masse besonders oft Pionen mit hohen Transversalimpulsen produziert. Man geht daher davon aus, dass ein gemessenes Pion mit hohem p_T in der Regel den Hauptanteil des p_T eines hadronisierten Quarks bzw. Gluons zur Zeit der Hadronisierung trägt. Bestimmt man nun die Transversalimpulsverteilung der Pionen sowohl in Schwerionenkollisionen als auch in einem System, in dem kein QGP gebildet wird, kann aus dem Vergleich der Transversalimpulsverteilungen der Impulsverlust der Quarks und Gluonen im QGP bestimmt werden. Als Referenz für Schwerionenkollisionen eignen sich insbesondere Proton-Proton-Kollisionen bei gleicher Schwerpunktsenergie pro Nukleon. In Proton-Proton-Kollisionen reicht die Energiedichte nicht für die Ausbildung des QGP aus, zudem spielen nukleare Effekte hier keine Rolle. Zur Quantifizierung des Transversalimpulsverlusts im QGP wird der sogenannte nukleare Modifikationsfaktor (R_{AA}) (Gleichung 1.2) verwendet. Dieser beschreibt das Verhältnis der p_T -Verteilungen ($d^2N/dp_T d\eta$) einer bestimmten Teilchensorte (z.B. π^0) oder einer Gruppe von Teilchen (z.B. geladene Hadronen) aus Schwerionenkollisionen und Proton-Proton-Kollisionen, normiert mit der Anzahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen N_{coll}^{AA} in Schwerionenkollisionen.

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

Der Normierungsfaktor N_{coll}^{AA} wird mittels sogenannter *Glauber-Simulationen* bestimmt. Diese Simulationen verwenden ein einfaches Modell der Schwerionenkollisionen. Es wird angenommen, dass die Verteilung der Nukleonen im Kern einer Fermi-Verteilung entspricht, und dass der in Proton-Proton-Kollisionen gemessene Wirkungsquerschnitt auf die binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen in Schwerionenkollisionen übertragen werden kann [Mil07]. Aus den Simulationen wird ein Zusammenhang von N_{coll}^{AA} und der im Experiment messbaren Zentralität einer Schwerionenkollision abgeleitet.

Der Energieverlust der Quarks und Gluonen im Medium lässt sich an einer Unterdrückung des nuklearen Modifikationsfaktors für hohe p_T erkennen. Abbildung 1.5 zeigt Ergebnisse der Messung des nuklearen Modifikationsfaktors für neutrale Pionen in zentralen und peripheren Goldionkollisionen bei $\sqrt{s} = 200$ GeV mit dem PHENIX¹-Detektor. Die gezeigten Resultate bestätigen die Annahme, dass in den zentralen Kollisionen ein Medium gebildet wird, welches für einen Verlust des Transversalimpulses der gestreuten und produzierten Quarks und Gluonen sorgt. In den peripheren Kollisionen ist der Energieverlust deutlich kleiner, was dadurch erklärt werden kann, dass hier, wenn überhaupt, ein QGP in einem kleineren Raumbereich gebildet wird, das die Quarks und Gluonen weniger beeinflussen kann.

¹Pioneering High Energy Nuclear Interactions eXperiment

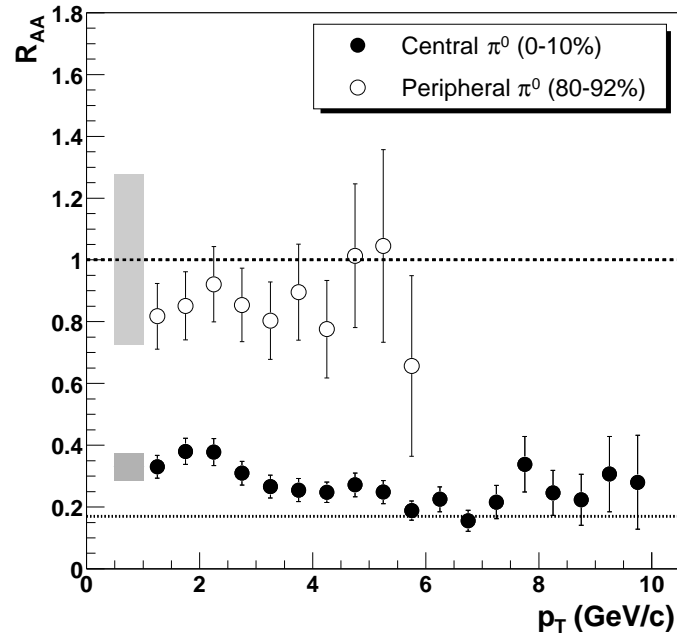


Abbildung 1.5.: Nuklearer Modifikationsfaktor für neutrale Pionen in zentralen (geschlossene Kreise) und peripheren (offene Kreise) Goldionkollisionen am RHIC bei $\sqrt{s} = 200$ GeV. [Adl03]

In dieser Arbeit wird die Transversalimpulsverteilung neutraler Pionen in Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2,76$ TeV mit dem PHOS²-Detektor des ALICE³-Experiments bestimmt. Die Ergebnisse können zur Berechnung des nuklearen Modifikationsfaktors mit gleicher Schwerpunktsenergie verwendet werden.

²Photon Spectrometer

³A Large Ion Collider Experiment

2. Experimenteller Aufbau

2.1. Der Large Hadron Collider

Der LHC¹ am Forschungszentrum CERN² ist mit einer Länge von 26,7 km und einem Radius von 4,3 km der derzeit größte Ringbeschleuniger weltweit [Bre09]. Es werden darin Protonen und Blei-Ionen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Dazu werden zunächst Wasserstoff- bzw. Bleiatome vollständig ionisiert und in mehreren Vorbeschleunigern auf Energien bis zu 450 GeV vorbeschleunigt. Anschließend werden Teilchen in entgegengesetzter Richtung in die zwei Strahlrohre des Hauptrings injiziert, wo sie bei einer Umlauffrequenz von 11,245 kHz auf die volle Strahlenenergie beschleunigt und schließlich in einem der acht Kreuzungspunkte der Strahlrohre zur Kollision gebracht werden. Da beide kollidierenden Teilchen gleichermaßen beschleunigt werden, spricht man beim LHC von einem Collider. In einem Collider gilt für die Schwerpunktenenergie \sqrt{s} einer Kollision zweier Teilchen mit je der Strahlenergie E :

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

Die maximale Strahlenergie des LHC ist durch den festen Radius des Beschleunigers und das maximale Magnetfeld der Ablenkmagneten, die die Teilchen beschleunigen und auf der Bahn halten, gegeben. Im LHC sorgen 1232 supraleitende Dipolmagnete von je 14 m Länge und einer Feldstärke von bis zu 8,33 T für ein effektives Magnetfeld von bis zu 5,4 T. Zusammen mit dem Radius des LHC von $r = 4,3$ km ergibt das eine maximale Strahlenergie von $E = 7$ TeV für Protonen und $E = 2,76$ TeV pro Nukleon für Bleiionen [Brü04]. In der in dieser Arbeit untersuchten Strahlzeit wurden Protonen auf $E = 1,38$ TeV beschleunigt. An vier der acht möglichen Kreuzungspunkten des LHC stehen Experimente. Diese verfolgen unterschiedliche physikalische Ziele. Das ATLAS³-Experiment und das CMS⁴-Experiment haben unter anderem die Untersuchung des Higgs-Teilchens zum Ziel. Das LHCb⁵-Experiment ist für die Untersuchung der CP-Verletzung in B-Mesonensystemen

¹Large Hadron Collider

²Europäische Organisation für Kernforschung

³A Toroidal LHC ApparatuS

⁴Compact Muon Solenoid

⁵LHC beauty

ausgelegt. Das ALICE⁶-Experiment ist auf die Untersuchung von Blei-Blei-Kollisionen spezialisiert [Aam08].

2.2. Das ALICE-Experiment

Das ALICE-Experiment wurde speziell für die Untersuchung von Blei-Blei-Kollisionen, insbesondere dem Nachweis des QGP und der Untersuchung seiner Eigenschaften entwickelt und verfügt dazu über eine Reihe unterschiedlicher Detektoren. Aufgrund der hohen in Schwerionenkollisionen entstehenden Teilchenmultiplizitäten werden besondere Anforderungen an die Auflösung der Detektoren gestellt.

Abbildung 2.1 zeigt einen schematischen Aufbau des ALICE-Experiments. Es besteht aus einem zentralen zylinderförmigen Teil, welcher symmetrisch um den Kollisionspunkt gebaut ist und einem Myon-Arm, der sich auf einer Seite an den zentralen Teil anschließt. In Tabelle 2.1 sind die für die Messung neutraler Pionen relevanten Detektoren des ALICE Systems aufgelistet und werden im folgenden beschrieben.

Die Detektoren sollen nur dann Daten nehmen, wenn eine Kollision stattgefunden hat. Eine aufgezeichnete Kollision wird Ereignis genannt. Zum Auslösen (*triggern*) der Detektoren wird der VZERO-Detektor verwendet. Er besteht aus zwei Szillintionszählern, die je auf einer Seite des Kollisionspunkts angebracht sind. Sie lösen die Datennahme der anderen Detektoren aus, wenn sie eine gewisse Menge an Teilchen detektieren, die darauf schließen lässt, dass eine Kollision stattgefunden hat. Aus der Zeitdifferenz der Signale der Szillintionszählern kann auch auf den tatsächlichen Kollisionspunkt (Vertex) der Kollision geschlossen werden. Die Bestimmung des Vertex ist recht ungenau, reicht jedoch aus um sogenannte *Pile-Up*-Ereignisse, also mehrere fast gleichzeitig stattfindende Kollisionen zu identifizieren.

Die zentralen Detektoren sind in einem ca. 15 Meter hohen und 12,4 Meter langen Solenoidmagneten untergebracht, welcher ein homogenes Magnetfeld von bis zu 0.5 T erzeugen kann. Das Magnetfeld lenkt die in den Kollisionen produzierten und gestreuten elektrisch geladenen Teilchen auf eine Kreisbahn. Mittels der Rekonstruktion der Spuren der Teilchen, lassen sich die Ablenkradien im Magnetfeld und daraus die Impulse der Teilchen bestimmen. Außerdem kann mittels der Rekonstruktion der Spuren der Teilchen der Vertex der Kollision genau bestimmt werden. Zur Spurenrekonstruktion werden hauptsächlich die beiden innersten Detektoren eingesetzt. Dazu gehört das Inner Tracking System (ITS), welches sich aus sechs Lagen von Silizium-Detektoren zusammensetzt und die Time Projection Chamber (TPC), einer Spurendriftkammer.

Zur Energie- und Ortsmessung von Photonen und Elektronen stehen zwei elektromagnetische Kalorimeter, das Electromagnetic Calorimeter (EMCal) und das Photon Spectrometer (PHOS), zur Verfügung. Aus der Information über die genaue Position des Vertex der Kol-

⁶A Large Ion Collider Experiment

Detektorname	Raumwinkelabdeckung	Aufgabe
VZERO	$2.8 < \eta < 5.1$ bzw $-3.7 < \eta < -1.7$	<i>Triggern</i> der Detektoren, Vertex-Bestimmung
Inner Tracking System (ITS)	$ \eta < 0.9$ $0^\circ < \phi < 360^\circ$	Spur-Rekonstruktion geladener Teilchen
Time Projection Chamber (TPC)	$ \eta < 0.9$ $0^\circ < \phi < 360^\circ$	Spur-Rekonstruktion geladener Teilchen
Electromagnetic Calorimeter (EmCal)	$ \eta < 0.7$ $80^\circ < \phi < 187^\circ$	Energie- und Ortsmessung von Photonen
Photon Spectrometer (PHOS)	$ \eta < 0.13$ $220^\circ < \phi < 320^\circ$	Energie- und Ortsmessung von Photonen

Tabelle 2.1.: Die für diese Arbeit relevanten Detektoren des ALICE-Experiments. [Aam08, Del99]

lision und der Energie- und Ortsinformation der Photonen auf dem Detektor kann der Impuls der Photonen bestimmt werden. Das EmCal deckt einen größeren Raumwinkelbereich ab als das PHOS (siehe Tabelle 2.1, jedoch ist die Orts- und Energieauflösung des PHOS genauer. Für die Analyse in dieser Arbeit wird insbesondere das PHOS verwendet, weshalb sein Aufbau und seine Funktionsweise in Abschnitt 2.3 genauer beschrieben werden.

2.3. Das ALICE Photonen Spektrometer PHOS

Das Photonen-Spektrometer PHOS bestimmt die Energie von Photonen und ihre Position auf der Detektor-Oberfläche. Aufgrund der geringen Raumwinkelabdeckung des PHOS (siehe Tabelle 2.1) und seiner großen Entfernung von 4,6 m vom Kollisionspunkt ist seine geometrische Akzeptanz recht gering. Durch seine stark segmentierte Bauweise liefert es jedoch eine sehr genaue Orts- und Energieauflösung. In Tabelle 2.2 sind einige technische Daten des PHOS-Detektors aufgelistet.

Das PHOS ist in fünf Module unterteilt welche in Abbildung 2.2 e) – montiert auf einer Trägerstruktur – zu sehen sind. In der in dieser Arbeit betrachteten Strahlzeit vom März 2011 waren allerdings nur drei Module im Betrieb.

Als Detektormaterial werden Blei-Wolframat (PbWO_4)-Kristalle eingesetzt, die sowohl als Absorbermaterial als auch als Szintillatormaterial dienen. Die Kristalle haben eine Querschnittsfläche von $22 \times 22 \text{ mm}^2$ und eine Länge von 180 mm. Es befinden sich 64×56 Kristalle auf jedem Modul. In Abbildung 2.2 c) und d) ist die Anordnung der Kristalle auf den Modulen zu sehen. Hinter jedem Kristall befindet sich ein Photodetektor, beste-

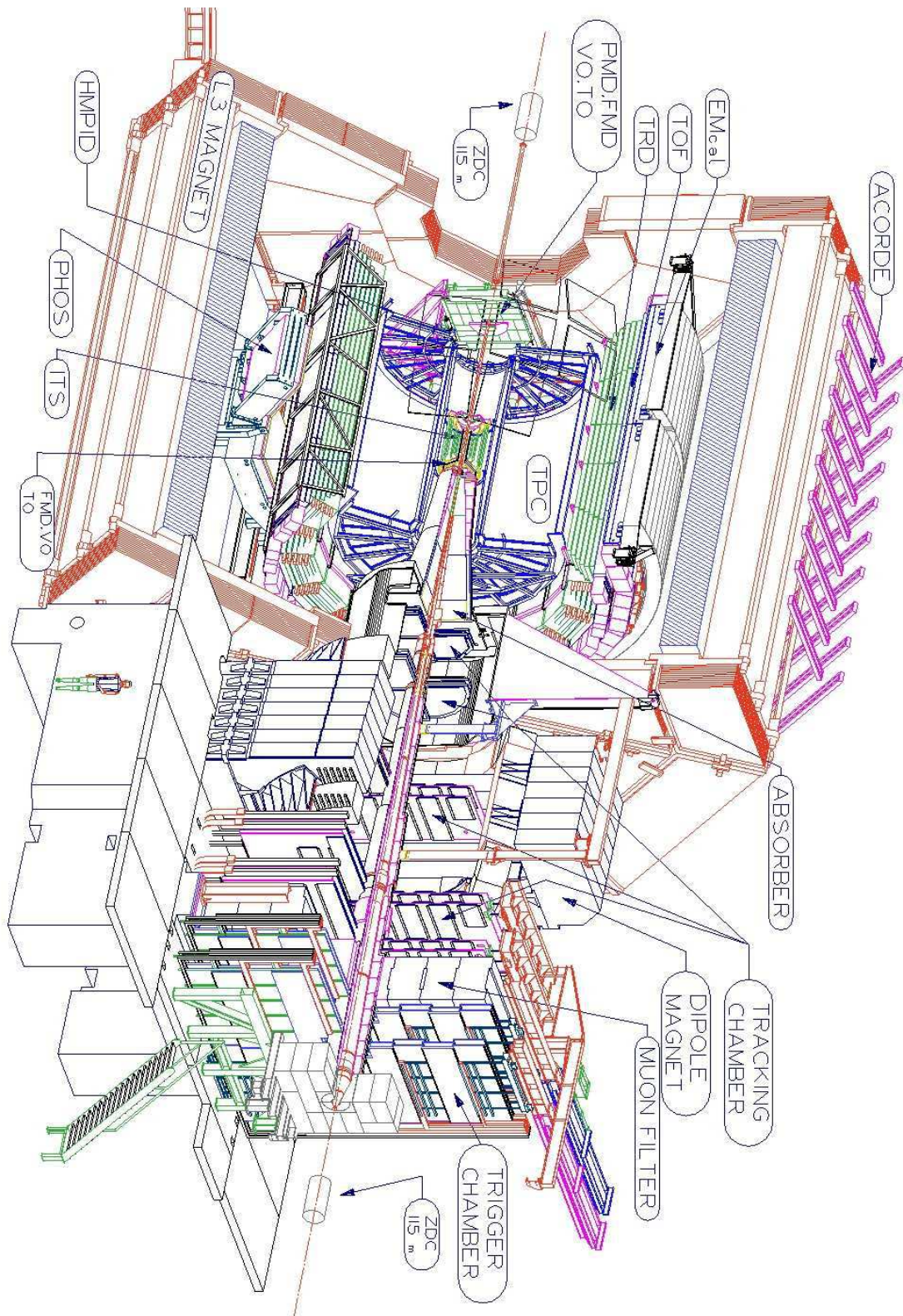


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau des ALICE-Experiments [Aam08].

Abstand der Szintillatoroberfläche zum Vertex	4600 mm
Anzahl Module	5 (davon 3 in Betrieb 2011)
Raumabdeckung in Pseudorapidität	$ \eta < 0.13$
Raumabdeckung im Azimuthalwinkel	$220^\circ < \phi < 320^\circ$ (2011: $220^\circ < \phi < 280^\circ$)
Detektormaterial	Blei-Wolframat (PbWO ₄)
Kristallquerschnitt	22 x 22 mm ²
Kristalllänge	180 mm ($\hat{=}$ 20 X_0)
Moliere-Radius	20 mm
Betriebstemperatur	-25°C
Anzahl der Kristalle pro Modul	3584 (64 x 56)
Granularität in η und ϕ	$(\Delta\eta; \Delta\phi) = (0,004; 0,004)$

Tabelle 2.2.: Technische Daten des PHOS [Aam08, Del99].

hend aus einer PIN-Photodiode und einem Vorverstärker (Abbildung 2.2 a) und b)). Diese Photodetektoren werden einzeln ausgelesen. Eine Detektoreinheit aus Kristall und Photodetektor wird als Tower bezeichnet.

Die Energiemessung des elektromagnetischen Kalorimeters beruht auf der Interaktion der Photonen mit dem Detektormaterial. Fliegt ein hochenergetisches Photon durch Materie, findet mit einer Wahrscheinlichkeit

$$P = 1 - e^{-\frac{7}{9} \frac{X}{X_0}} \quad (2.2)$$

eine Konversion des Photons in ein e^+e^- -Paar statt. Die Wahrscheinlichkeit hängt von der zurückgelegten Weglänge X im Material ab. X_0 bezeichnet die Strahlungslänge der Photonen. Sie ist definiert als die Länge, nach der 54% aller Photonen konvertiert sind und hängt vom durchquerten Material ab. Die produzierten Elektronen und Positronen verlieren ihrerseits Energie durch Bremsstrahlung, solange sie die kritische Energie E_c , ab der sie durch Ionisation eines Atoms des Materials gestoppt werden, überschreiten. Die durch die Bremsstrahlung entstehenden Photonen konvertieren ihrerseits wieder zu e^+e^- -Paaren, die wiederum Photonen durch Bremsstrahlung aussenden, bis sie durch Ionisation gestoppt werden. Durch diesen kaskadenartigen Prozess entstehen solange Photonen, bis alle entstehenden Elektronen und Positronen die kritische E_c unterschreiten und Atome des Szintillatormaterials ionisieren. Die ionisierten Atome geben ihre zusätzliche Energie schließlich unter Aussendung von Photonen mit einer für das Material charakteristischen Wellenlänge wieder ab. Man spricht bei diesem kaskadenartigen Prozess der Photonenbildung von elektromagnetischen Schauern. Die Anzahl der im gesamten Schauer produzierten Photonen ist proportional zur Energie des ursprünglichen Photons [Kle92]. So kann

die Energie des Photons über die Messung der Lichtintensität des Schauers mittels der PIN-Photodioden bestimmt werden.

Die Tiefe, in der sich die meisten Photonen des Schauers bilden, errechnet sich aus:

$$\frac{X_{\max}}{X_0} = \ln(E_0/E_c) - 0,3 \quad (2.3)$$

Die Länge PbWO₄-Kristalle (180 mm) entspricht $\sim 20 X_0$, wodurch sichergestellt wird, dass selbst sehr hochenergetische Photonen ihr Schauermaximum erreichen und ihre Energie gemessen werden kann. Bei der Beschreibung der transversalen Verteilung des Schauers wird der sogenannte Moliere-Radius betrachtet:

$$R_M = 21 \text{ MeV} \cdot \frac{X_0}{E_c} \quad (2.4)$$

In einem Zylinder mit dem Radius R_M werden $\sim 90\%$ der Schauerenergie deponiert. Der Moliere-Radius von PbWO₄ beträgt $\sim 20 \text{ mm}$. Da die Querschnittsfläche eines Kristalls $22 \times 22 \text{ mm}^2$ beträgt, eine Seitelänge also ungefähr dem Moliere-Radius entspricht, wird die Energie eines Photons über mehrere Tower verteilt deponiert. Zur Rekonstruktion der Energien der Photonen werden benachbarte Tower in denen Energie deponiert wurde zu *Clustern* zusammengefasst. Zur Bestimmung der Energie des *Clusters* werden die einzelnen in den Tower deponierten Energien aufsummiert. Die Ortsbestimmung erfolgt über die Berechnung des Schwerpunkts der Energiedeposition in den Tower des *Clusters*:

$$c_{\text{Rec}} = \frac{\sum x_i w_i}{\sum w_i}. \quad (2.5)$$

Dabei ist x_i die x-Koordinate des Zentrums des Towers i und $w_i = E_i/E_T$ das Verhältnis der im Tower i deponierten Energie E_i , zur gesamten Energie des Clusters E_T [Del99]. Die Positionsbestimmung in y-Richtung erfolgt analog. Für die Ortsauflösung des PHOS ergaben erste Messungen an Prototypen des PHOS [Del99]:

$$\sigma_{x,y}[\text{mm}] = \sqrt{\left(\frac{3,26}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}\right)^2 + 0,44^2}. \quad (2.6)$$

Die Ortsauflösung ergibt sich aus einem energieabhängigen stochastischen und einem konstanten Term. Der stochastische Term berücksichtigt statistische Fluktuationen bei der Bestimmung der Schauerenergien in den einzelnen Tower und der konstante Term wird durch Inhomogenitäten in den Kristallen und durch Verlusteffekte in den Photodioden hervorgerufen.

Für die Energieauflösung ergaben die Testmessungen [Con05]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0,013 \pm 0,007}{E[\text{GeV}]}\right)^2 + \left(\frac{0,036 \pm 0,002}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}\right)^2 + (0,0112 \pm 0,0003)^2}. \quad (2.7)$$

Der zweite und dritte Term lassen sich analog wie die Terme in der Ortsunschärfe erklären. Der erste Term wurde bei der Bestimmung der Energieunschärfe zusätzlich eingeführt und wird als ein Beitrag von „elektromagnetischem Rauschen“ in der Ausleselektronik erklärt [Con05].

2.4. Messung neutraler Pionen mit dem PHOS

Das neutrale Pion zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,823% in zwei Photonen. Aufgrund der kurzen Lebensdauer von $c\tau=25,5$ nm, kann angenommen werden, dass es direkt im Vertex der Proton-Proton-Kollisionen zerfällt [Nak10]. So lassen sich die Impulse der Zerfallsphotonen über eine Orts- und Energiemessung im PHOS-Detektor sehr genau bestimmen. Da Photonen masselos sind, gilt für den Betrag eines Photonenimpulses:

$$|\vec{p}(\gamma)| = E(\gamma)/c. \quad (2.8)$$

Die Richtung des Impulses ergibt sich aus der Position des Photons auf dem PHOS sowie der Position des Vertex der Proton-Proton Kollision.

Das π^0 lässt sich über die Rekonstruktion der invarianten Masse der Zerfallsphotonen identifizieren. Aufgrund der Energieerhaltung gilt:

$$m_{inv}^2(\pi^0) = (E(\gamma_1) + E(\gamma_2))^2 + (\vec{p}(\gamma_1) + \vec{p}(\gamma_2))^2. \quad (2.9)$$

Mit Gleichung 2.8 folgt daraus:

$$m_{inv}(\pi^0) = \sqrt{2 \cdot E(\gamma_1) \cdot E(\gamma_2) \cdot (1 - \cos(\alpha))}, \quad (2.10)$$

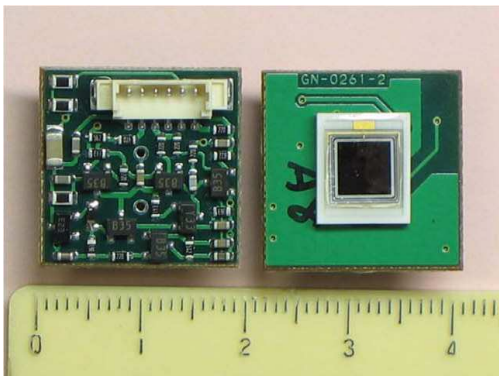
Wobei α der Winkel zwischen den Impulsvektoren der Photonen, also der Zerfallswinkel im Laborsystem, ist.

Aus der Orts- und Energiebestimmung der Zerfallsphotonen lassen sich auch kinematische Eigenschaften der π^0 bestimmen. Wie in Abschnitt 1.3 erläutert wurde, ist die Transversalimpulsverteilung der neutralen Pionen aus Proton- und Schwerionenkollisionen von großer Bedeutung für die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas. Aufgrund der Impulserhaltung kann der Transversalimpuls eines π^0 aus den Transversalimpulsen der Photonen bestimmt werden:

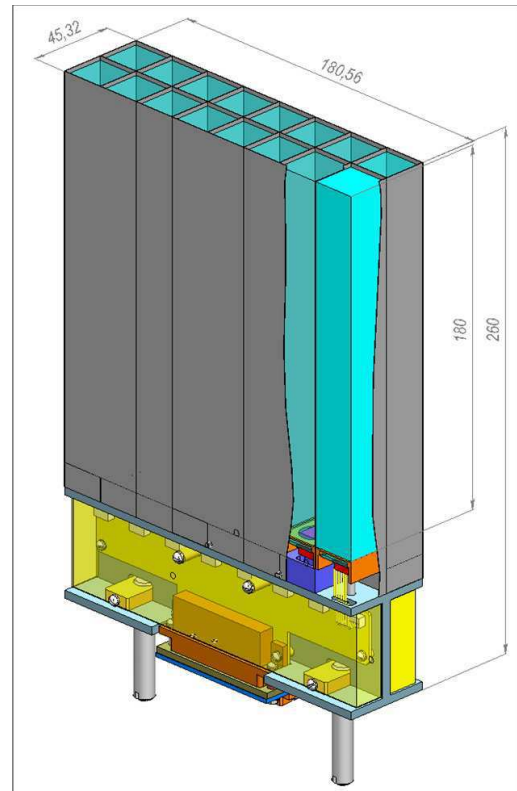
$$\vec{p}_T(\pi^0) = \vec{p}_T(\gamma_1) + \vec{p}_T(\gamma_2). \quad (2.11)$$



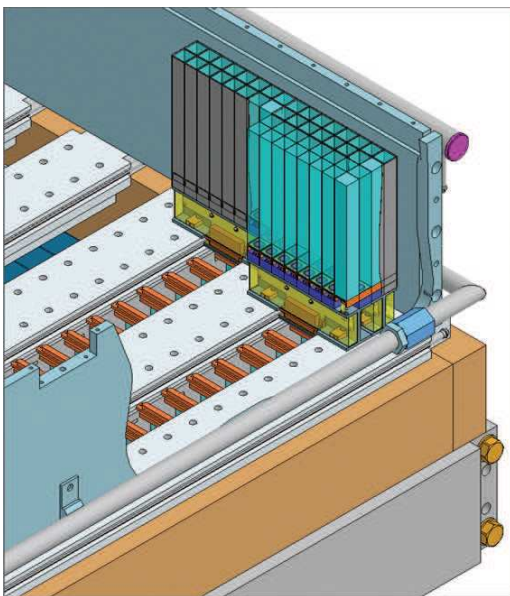
a)



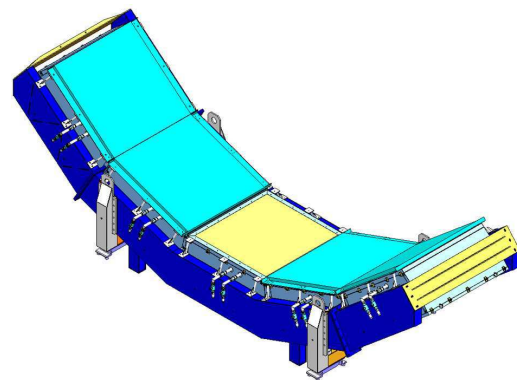
b)



c)



d)



e)

Abbildung 2.2.: a) PHOS-Tower bestehend aus PbWO_4 -Kristall und Photodetektor, b) PIN-Photodetektor auf Vorverstärker, c) Detektor-Einheit aus 8×2 Towers, d) PHOS Modul mit einigen montierten Towers auf der Kühlplatte. e) 5 PHOS Module. [Aam08]

3. Peak-Extraktion

Ziel der Analyse, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, ist die Bestimmung der p_T -Verteilung von neutralen Pionen im PHOS Detektor. Dazu wird ein Peak-Extraktions-Algorithmus entwickelt, der aus den m_{inv} -Verteilungen der Clusterpaare in festen p_T -Intervallen die Anzahl der neutralen Pionen extrahiert und so die p_T -Verteilung der π^0 bestimmt.

Im Folgenden wird kurz der in dieser Arbeit verwendete Datensatz vorgestellt. Nach einer kurzen Darstellung der wichtigsten Schritte der Photonrekonstruktion im PHOS wird dann die eigentliche π^0 -Peakextraktion diskutiert.

3.1. Datensatz und Photonrekonstruktion im PHOS

In dieser Arbeit werden Proton-Proton-Kollisionen mit $\sqrt{s} = 2,76$ TeV untersucht, die im März 2011 vom ALICE-Experiment aufgezeichnet worden sind. Die untersuchte Strahlzeit hat im ALICE-Experiment die Kennung *LHC11a*. Als *Trigger*-Detektoren wurden der VZERO Detektor und das ITS verwendet. Die Ereignisse, die eine Triggerkombination von VZERO und ITS auslösen, werden als *Minimum Bias* Ereignisse bezeichnet. In Tabelle 3.1 sind einige Kenngrößen der untersuchten Strahlzeit aufgelistet.

Die Rohdaten der Detektoren werden zunächst zwischengespeichert und anschließend rekonstruiert, d.h. es werden physikalische Informationen, wie die Energie und der Impuls der Teilchen, berechnet. Für den PHOS beinhaltet dies konkret die Umwandlung der elektrischen Signale der Auslesekanäle der Kalorimeter-Tower zu Energiewerten. Dabei wird für jeden Tower einzeln basierend auf Simulationen und auf Kalibrierungswerten vorhergegangenen Strahlzeiten der Energiewert bestimmt. Anschließend werden, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, benachbarte Tower, in denen Energie deponiert wurde, zu Clustern zusammengefasst und die Clusterenergie und Clusterposition bestimmt. Hierbei werden bekannte fehlerhafte Tower ausgeschlossen; dazu wird auf die sogenannte *Bad Module Map* zurückgegriffen, die im Vorfeld der Analyse im Zuge der Qualitätsüberprüfung der Detektordaten erstellt wurde. Nach der Rekonstruktion wird die invariante Masse von Photonpaaren bestimmt und mit der erwarteten Masse für beispielsweise π^0 oder η verglichen. Gegebenenfalls müssen die Kalibrierungswerte angepasst werden. Tower, deren Energiespektrum in sehr vielen Ereignissen eine starke Abweichung vom durchschnittlichen Energiespektrum zeigen, werden ebenfalls in der *Bad Module Map* gekennzeichnet. Die Rekonstruktion wird dann mit verbesserten Kalibrierungswerten und der aktualisierten *Bad Module Map* er-

Kollidierende Teilchen	Protonen
\sqrt{s}	2,76 TeV
<i>Trigger</i> -Detektor	VZERO, ITS
<i>Minimum Bias</i> Ereignisse	71,48 Mio
<i>Minimum Bias</i> + PHOS Ereignisse	35,46 Mio
<i>Pile Up</i> -Ereignisse	0,24 Mio

Tabelle 3.1.: Kenngrößen der Strahlzeit LHC11a

neut durchgeführt. Diese Rekonstruktionsiteration wurde bei den untersuchten Daten des *LHC11a* Runs fünf mal wiederholt. Die Energie- und Positions-Informationen aller Cluster werden zusammen mit den rekonstruierten Daten aus den anderen Detektoren, wie z.B. den Spuren der geladenen Teilchen, und der Position des Vertex, im sogenannten *Event Summary Data* (ESD)-Format gespeichert.

Um die im ESD-Format gespeicherten Daten zu analysieren, wird das Analyseframework *ALIROOT* verwendet [Ali07]. Es erlaubt die Verwendung sogenannter *Analysis Tasks*, um die gewünschten Daten zu extrahieren und zu analysieren.

In dieser Arbeit wird die *Analysis Task* der Standard-PHOS-Analyse verwendet. Es werden alle Ereignisse untersucht, die vom PHOS aufgezeichnet wurden. Diese müssen somit die *Minimum Bias*- und PHOS-Triggerbedingung erfüllen. Zusätzlich werden alle Ereignisse, die vom VZERO-Detektor als *Pile-Up*-Ereignisse identifiziert wurden, von der Analyse ausgeschlossen.

Die *Analysis Task* verwendet Clusterenergien und -Positionen und berechnet die invariante Masse m_{inv} und den Transversalimpuls p_T für alle möglichen Paarkombinationen der Cluster in einem Ereignis. Ebenso werden alle Paarkombinationen für sogenannte gemischte Ereignisse (siehe 3.2) berechnet. In Abbildung 3.1 ist die Häufigkeitsverteilung von m_{inv} und p_T der Clusterpaare – summiert über alle Ereignisse – dargestellt. Im Bereich der Masse des neutralen Pions von $m_{inv} = 0,135 \text{ MeV}/c^2$ ist eine Anhäufung von Einträgen zu sehen, deren Stärke mit steigendem p_T abnimmt.

3.2. Algorithmus der Peak-Extraktion

In Abbildung 3.2 sind beispielhaft die m_{inv} -Verteilungen der Clusterpaare in zwei verschiedenen p_T -Bereichen dargestellt (schwarze ausgefüllte Punkte). Es ist deutlich ein Peak in der m_{inv} -Verteilung im Bereich der π^0 -Masse zu erkennen. Die Clusterpaare, die zum Peak beigetragen haben, werden als Zerfallsphotonen neutraler Pionen identifiziert. Die Gaußförmige Form der m_{inv} -Verteilung ist in der eingeschränkten Energie- und Ortsauflösung

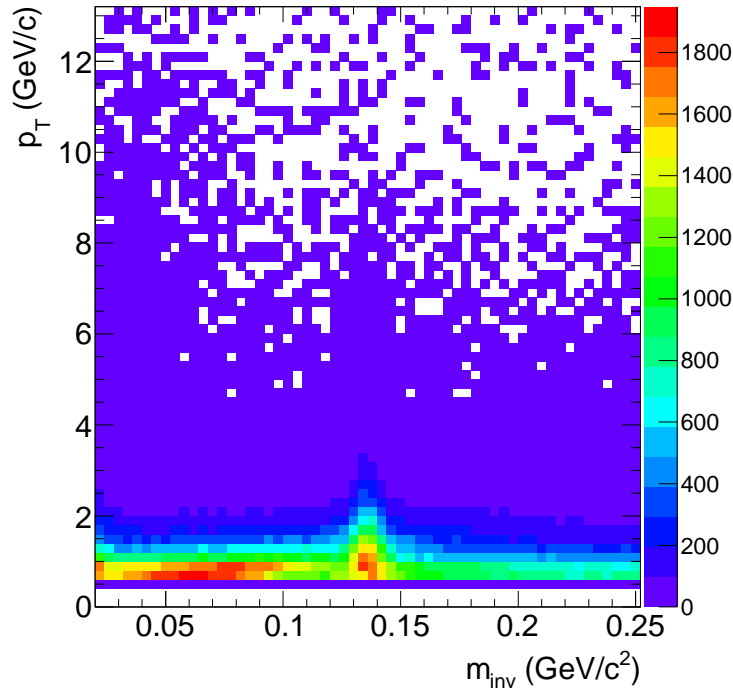


Abbildung 3.1.: p_T -abhängige m_{inv} -Verteilung der Clusterpaare in realen Ereignissen.

des PHOS begründet.

Um aus diesem Peak die Anzahl der neutralen Pionen zu extrahieren, muss zunächst der Untergrund der Messung abgezogen werden. Der Untergrund setzt sich aus einem kombinatorischen und einem korrelierten Untergrund zusammen. Der kombinatorische Untergrund entsteht durch Paare von Photonen, die nicht beide aus dem Zerfall des gleichen π^0 stammen. Die invariante Masse dieser Paare kann trotzdem zufällig im Bereich der π^0 -Masse liegen, womit die Paare zum kombinatorischen Untergrund unter dem Peak beitragen.

Der korrelierte Untergrund stammt von Clusterpaaren von Photonen, die zwar nicht aus dem Zerfall eines einzelnen π^0 stammen, die aber dennoch korreliert sind, zum Beispiel dadurch, dass sie aus Zerfällen korrelierter Hadronen stammen.

Um den kombinatorischen Untergrund abziehen zu können, muss die m_{inv} -Verteilung, die durch das Kombinieren unkorrelierter Cluster entsteht, nachgebildet werden. Cluster, die nicht aus dem gleichen Ereignis stammen, können prinzipiell nicht korreliert sein. Cluster eines Ereignisses werden in der Analyse mit Clustern aus anderen Ereignissen kombiniert und invariante Masse sowie Transversalimpuls dieser Paare berechnet. Dieses Verfahren bezeichnet man als *Event Mixing*. Damit die m_{inv} -Verteilung der Clusterpaare aus den gemischten Ereignissen den Untergrund in der m_{inv} -Verteilung der realen Ereignisse möglichst genau beschreibt, dürfen nur ähnliche Ereignisse, d.h. Ereignisse mit ähnlicher Teilchenmultiplizität und ähnlicher Position des Kollisionsvertex kombiniert werden. Die Kombination zweier

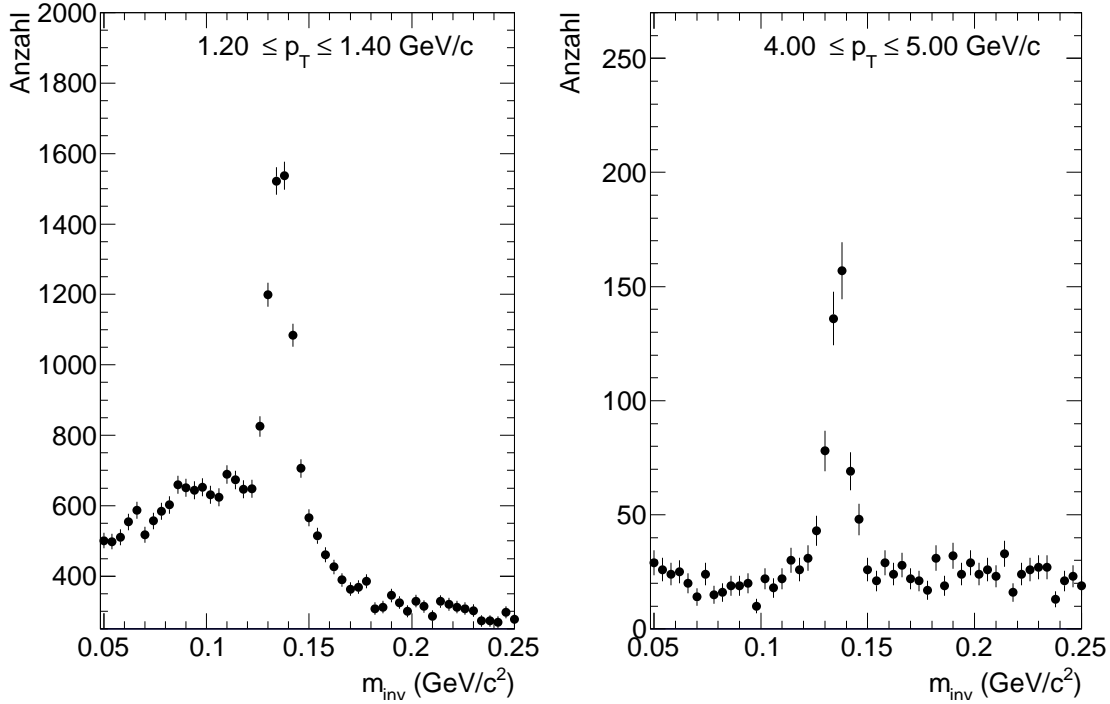


Abbildung 3.2.: m_{inv} -Verteilung der Clusterpaare für zwei exemplarische p_T -Intervalle..

Ereignisse mit unterschiedlicher Position des Vertex würde zu einer Bestimmung falscher Zerfallswinkel und damit zu einer falschen invarianten Masse der Photonenpaare führen. Die Statistik in der m_{inv} -Verteilung ist durch die Anzahl der beobachteten Ereignisse und durch die Anzahl der Cluster pro Ereignis limitiert. Für die Anzahl N_{paare}^{real} der Clusterpaare pro Ereignis gilt:

$$N_{paare}^{real} = \frac{n \cdot (n - 1)}{2}, \quad (3.1)$$

wobei n die Anzahl der Cluster in einem Ereignis bezeichnet.

In den gemischten Ereignissen jedoch können weitaus mehr Paarkombinationen gebildet werden, so dass die statistische Unsicherheit in der Subtraktion des Untergrunds minimiert werden kann. Für die Anzahl $N_{paare}^{gemischt}$ der Clusterpaare für ein Ereignis mit n Clustern, welches mit N_M ähnlichen Ereignissen mit jeweils m Clustern kombiniert wird, gilt:

$$N_{paare}^{gemischt} = n \cdot m \cdot N_M. \quad (3.2)$$

Der Faktor N_M ist quasi frei wählbar und prinzipiell nur durch die Anzahl der ähnlichen Ereignisse begrenzt. In der Praxis wird ein pragmatischer Ansatz gewählt um eine ausreichende Anzahl gemischter Ereignisse zu erzeugen und gleichzeitig die Rechenzeit der Analyse nicht unnötig zu verlängern. In dieser Analyse wurde $N_M = 10$ gewählt, womit der statistischen Fehler der m_{inv} -Verteilung der gemischten Ereignisse signifikant kleiner ist als in der m_{inv} -Verteilung der realen Ereignisse.

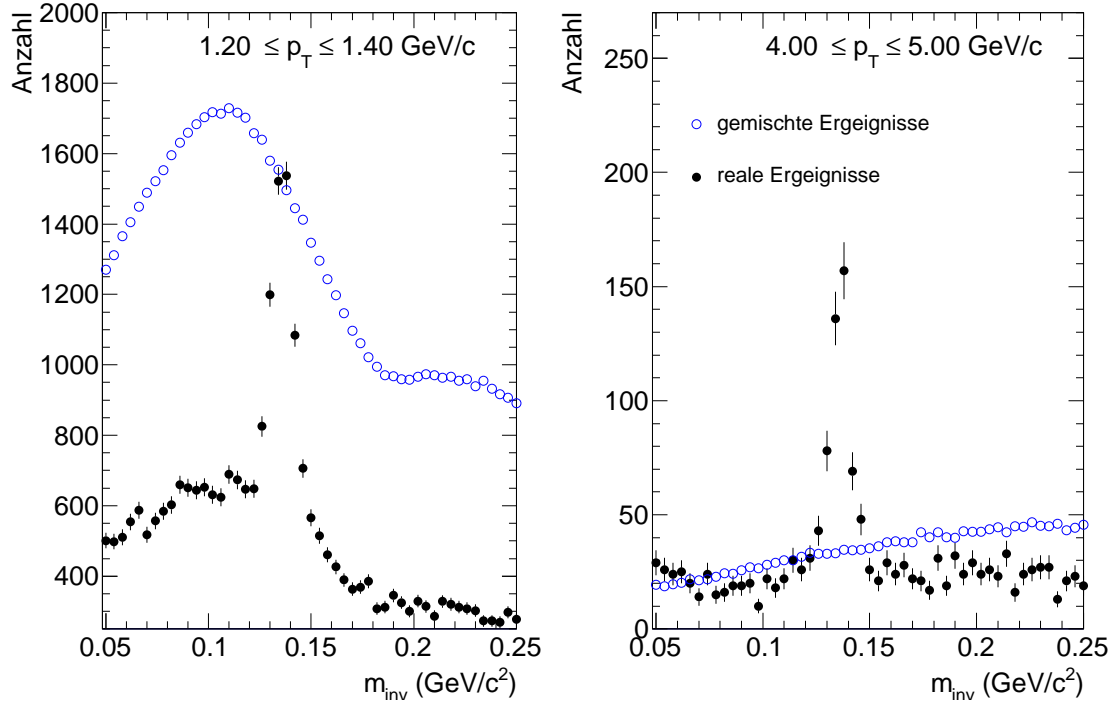


Abbildung 3.3.: m_{inv} -Verteilung der realen und der gemischten Ereignisse für zwei exemplarische p_T -Intervalle. Die gemischten Ereignisse wurden zur geeigneten Darstellung in einem Plot mit einem Faktor 0,05 skaliert.

Abbildung 3.3 zeigt beispielhaft die m_{inv} -Verteilung der Clusterpaare aus gemischten Ereignissen in zwei verschiedenen p_T -Bereichen (blaue offene Punkte) zusammen mit denen realer Ereignisse (schwarze geschlossene Punkte). Die Verteilungen aus den gemischten Ereignissen wurden zur besseren Darstellung mit einem Faktor 0.05 skaliert. Die Form der m_{inv} -Verteilung aus gemischten Ereignissen hängt vom gewählten p_T -Bereich ab, entspricht jedoch in beiden Fällen im Bereich des Peaks in etwa der Form des Untergrundes in den realen Ereignissen. Die Unterschiede in der Form der m_{inv} -Verteilungen von gemischten und realen Ereignissen erklären sich durch einen zusätzlichen Hintergrund von Ereignissen, der nicht durch die einfachen Annahmen der *Event-Mixing*-Methode bestimmt werden kann. Dieser zusätzliche Unterschied muss noch korrigiert werden. Da sich die m_{inv} -Verteilungen der gemischten und realen Ereignisse im Bereich ausserhalb des Peaks in ihrer m_{inv} -Abhängigkeit, also der Steigung der Verteilungen, unterscheiden, ist es beispielsweise möglich, die Verteilung der gemischten Ereignisse über eine einfache m_{inv} -abhängige Funktion, wie z.B. eine Gerade, zu skalieren und sie so an die Form des Untergrundes anzupassen.

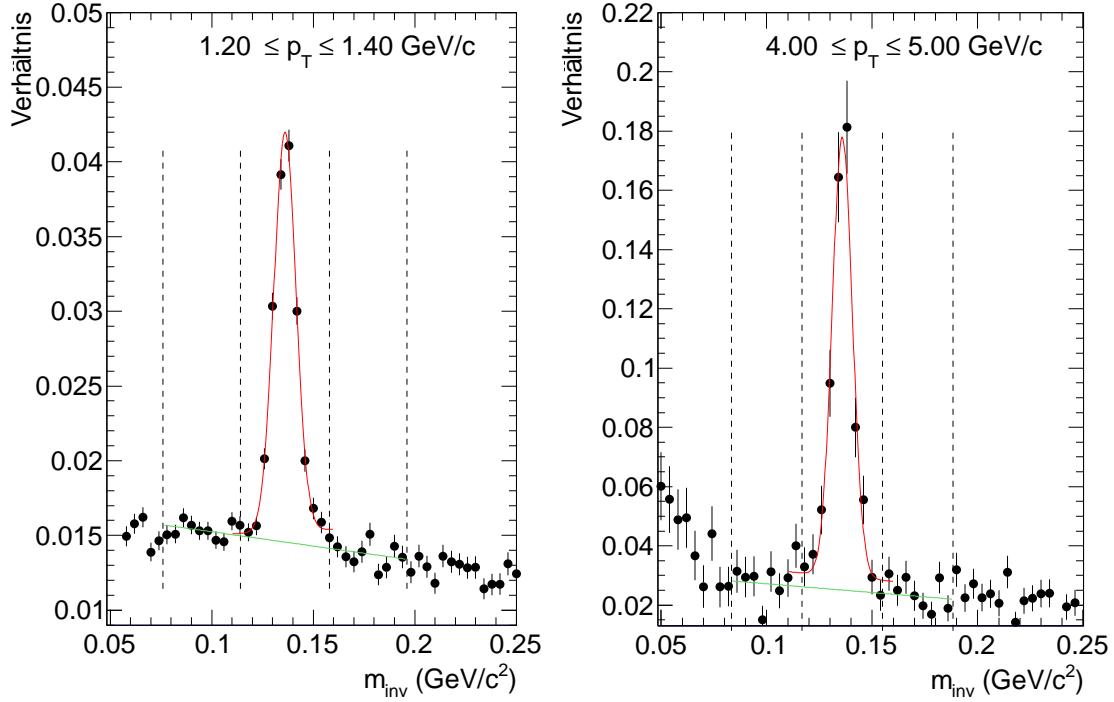


Abbildung 3.4.: Verhältnis der beiden m_{inv} -Verteilungen. Die rote Kurve zeigt eine Gauß-Funktion, die an den Peak angepasst ist, die grüne Kurve einen Fit eines Polynoms erster Ordnung an den Bereich um den Peak. Die gestrichelten Linien markieren den Fit-Bereich des Polynoms

Abbildung 3.4 zeigt das Verhältnis der m_{inv} -Verteilungen der realen und der gemischten Events beispielhaft für die bereits zuvor betrachteten p_T -Bereiche. Der π^0 -Peak ist jetzt deutlich zu sehen. Um diesen Peaks zu parametrisieren, wird die Funktion

$$f(m_{inv}) = a + b \cdot m_{inv} + A \cdot e^{-\frac{(m_{inv}-\mu)^2}{(2\sigma)^2}}. \quad (3.3)$$

an das Verhältnis der m_{inv} -Verteilungen angepasst. Dabei sind a und b Konstanten, die den Untergrund parametrisieren. A ist ein Maß für die Höhe, μ der Mittelwert und σ ein Maß für die Breite des Peaks. Anhand der aus der Anpassung gewonnenen Fitparameter μ und σ lassen sich geeignete Bereiche für die Anpassung einer Linearfunktion

$$f(m_{inv}) = c + d \cdot m_{inv}. \quad (3.4)$$

an den Untergrund bestimmen.

Ziel der Anpassung ist es, das Verhältnis der Verteilungen in den Bereichen neben dem Peak möglichst genau zu beschreiben. Dazu müssen zwei Intervalle außerhalb des Peaks gewählt werden, in dem die Funktion an die Verteilung der Datenpunkte angepasst wird.

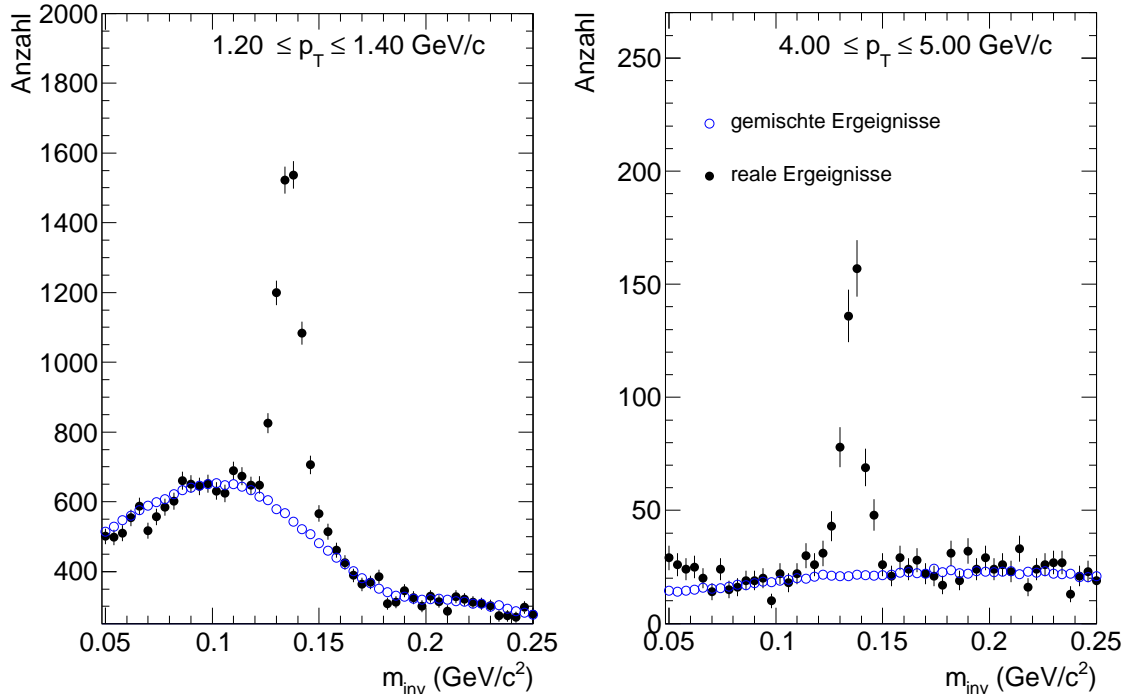


Abbildung 3.5.: m_{inv} -Verteilung der realen und der skalierten gemischten Ereignisse.

Die gewählten Intervalle sind in Abbildung 3.4 mit gestrichelten senkrechten Linien eingezeichnet.

Bei der Wahl der inneren Grenzen (dem Peak zugewandt) der Intervalle ist zu beachten, dass alle Datenpunkte, die zum Peak gehören, ausgeschlossen werden. Es werden daher als innere Grenzen $\mu - 4 \cdot \sigma$ und $\mu + 4 \cdot \sigma$ gewählt. Die äußeren Grenzen der Intervalle sind weit genug zu wählen, dass genügend Datenpunkte eingeschlossen werden, um trotz statistischer Schwankungen eine möglichst genaue Anpassung der Gerade an das Verhältnis der m_{inv} -Verteilungen zu erhalten. Sie dürfen allerdings auch nicht zu weit außen liegen, um zu verhindern, dass eventuelle Schwankungen in m_{inv} -Verteilungen, die keine Relevanz für den Untergrund neben dem Peak haben, die Anpassung verfälschen. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 3.4 im rechten Bild zu sehen. Im Bereich $m_{inv} < 0.08$ ist eine Steigung im Verhältnis der m_{inv} -Verteilungen zu sehen. Würden diese Datenpunkte bei der Anpassung der Gerade berücksichtigt, würde die Gerade den Bereich unmittelbar neben dem Peak weniger genau beschreiben. Die äußeren Grenzen von $\mu - 11 \cdot \sigma$ und $\mu + 11 \cdot \sigma$ erweisen sich in der Analyse als für alle betrachteten p_T Bereiche am besten geeignet. Die Korrekturfunktion, die sich in dieser Anpassung ergibt, ist in Abbildung 3.4 als grüne durchgezogene Linie eingezeichnet.

In Abbildung 3.5 ist für zwei p_T -Bereiche die m_{inv} -Verteilung der realen Ereignisse (schwarzen ausgefüllte Punkte) und die mit der Korrekturfunktion skalierten m_{inv} -Verteilung der gemischten Ereignisse (blauen offene Punkte) gezeigt. In den m_{inv} -Intervallen neben dem

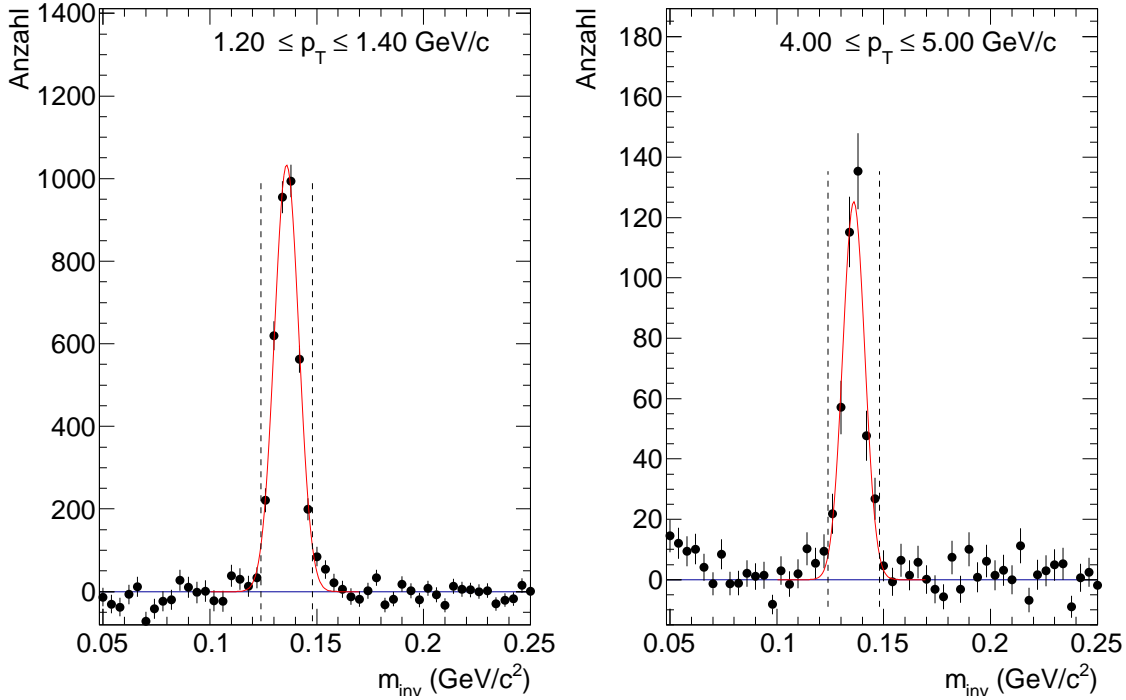


Abbildung 3.6.: Die vom Untergrund bereinigte m_{inv} -Verteilung. Die rote durchgezogene Kurve zeigt eine an den Peak angepasste Gauß-Funktion. Die gestrichelten Linien markieren das m_{inv} -Intervall, indem der Peak extrahiert wird.

Peak liegen die beiden Spektren in beiden Fällen sehr gut aufeinander. Dies erlaubt nun die Subtraktion des Untergrunds mittels des skalierten m_{inv} -Spektrums. Im Ergebnis erhält man eine Verteilung mit einem isolierten Peak bei der π^0 Masse. In Abbildung 3.6 ist dies für die beiden p_T -Bereiche dargestellt.

Um nun die Anzahl der π^0 im Peak zu extrahieren, wird zunächst eine Gauß-Funktion

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{(2\sigma)^2}}. \quad (3.5)$$

an den Peak angepasst. Der Parameter A beschreibt die Amplitude, μ beschreibt den Mittelwert und σ ist ein Maß für die Breite der Gauß-Funktion. Die Gauß-Funktion ist eine gute Näherung der Form des Peaks, sie beschreibt den Peak aber nicht optimal. Abweichungen von Funktion und Daten sind jedoch unproblematisch für die weitere Peak-Extraktion. Die Anzahl der gemessenen π^0 wird nun durch Aufsummieren der Einträge des m_{inv} -Spektrums in einem festen Intervall um den Mittelpunkt des Peaks bestimmt. Das gewählte Intervall von $\mu - 2\sigma < m_{inv} < \mu + 2\sigma$ ist in Abbildung 3.6 mit senkrechten gestrichelten Linien angezeigt. Aufgrund der endlichen Breite der Bins kann jedoch nicht exakt in diesem Intervall aufsummiert werden. Es werden die Bins bestimmt, in denen die Ränder des Intervalls liegen. Diese Bins werden bei der Integration mit berücksichtigt.

3.3. Statistische Unsicherheiten des unkorrigierten π^0 -Spektrums

Die statistische Unsicherheit der Messung der Anzahl der π^0 ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung der statistischen Unsicherheiten der in die Messung eingehenden Größen. Die Anzahl M der Photonenaare setzt sich aus dem zu bestimmenden Signal der Pionen S und dem Untergrund U zusammen.

$$M = S + U. \quad (3.6)$$

Der Untergrund kann nicht direkt bestimmt werden und wird daher mit den gemischten Events G abgeschätzt. Aus der Division der realen durch die gemischten Events ergibt sich der Faktor f , mit dem die gemischten Events skaliert werden, um so eine Abschätzung des Untergrundes \tilde{U} zu erhalten .

$$\tilde{U} = f \cdot G. \quad (3.7)$$

Das extrahierte Signal ergibt sich dann aus der Subtraktion des abgeschätzten Untergrundes von der Messung.

$$\tilde{S} = M - \tilde{U} = M - f \cdot G \quad (3.8)$$

Es wird angenommen, dass die Erwartungswerte des extrahierten Signals \tilde{S} und des tatsächlichen Signals S gleich sind. Gleiches gilt für den abgeschätzten und den tatsächlichen Untergrund \tilde{U} und U . Die statistische Unsicherheit des gemessenen Signals, des Untergrundes und der gemischten Events sind unkorreliert, weshalb sie quadratisch addiert werden. Da angenommen wird, dass die Verteilungen der gemessenen Photonenaare einer Poisson-Verteilung folgen, gilt:

$$\sigma(M) = \sqrt{M}, \quad (3.9)$$

und

$$\sigma(U) = \sqrt{U}. \quad (3.10)$$

Somit ergibt sich für die statistische Unsicherheit des extrahierten Signals:

$$\sigma^2(\tilde{S}) = \sigma^2(M) + \sigma^2(f) \cdot G^2 + f^2 \sigma^2(G) \quad (3.11)$$

$$= M + \sigma^2(f) \cdot G^2 + f^2 \cdot G \quad (3.12)$$

$$= \tilde{S} + \tilde{U} + \sigma^2(f) \cdot G^2 + f^2 \cdot G. \quad (3.13)$$

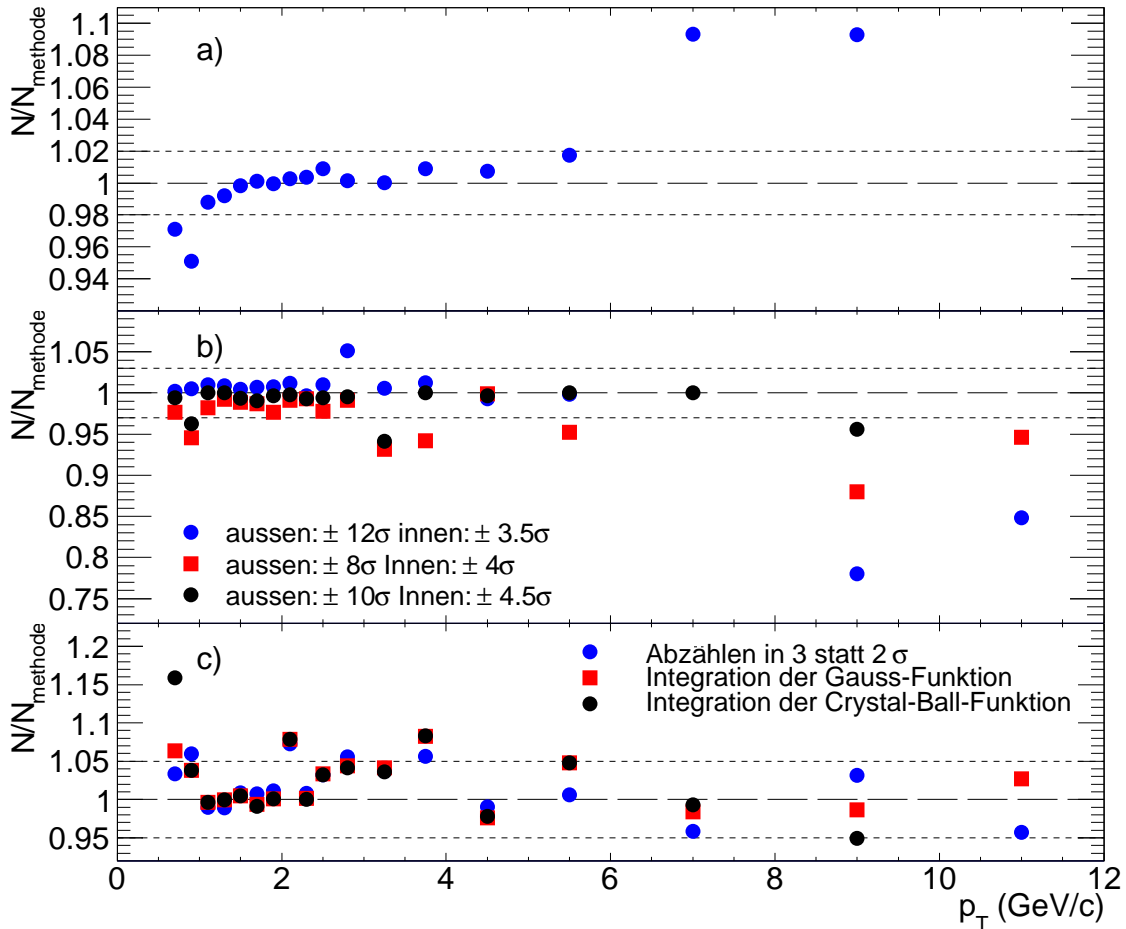


Abbildung 3.7.: Vergleich unterschiedlicher Methoden zur Peak-Extraktion

3.4. Systematische Unsicherheiten des unkorrigierten π^0 -Spektrums

Systematische Unsicherheiten der Peak-Extraktion ergeben sich vor allem aus der Wahl der Funktion, mit der der Untergrund angepasst wird, dem Bereich in dem diese Funktion angepasst wird und aus der Methode, mit der die Anzahl der π^0 aus den isolierten Peaks bestimmt wird. Zur Bestimmung der Unsicherheiten wird die Peak-Extraktion mit unterschiedlichen Fitfunktionen, -Bereichen und Methoden zur Bestimmung der Anzahl der π^0 wiederholt. Dabei werden folgende Varianten betrachtet:

Parametrisierung der Untergrundanpassung

In der bisher beschriebenen Analyse wird als Korrekturfunktion ein Polynom ersten Grades gewählt, um die leicht abfallende Steigung des Verhältnisses der realen und gemischten Ereignisse zu beschreiben. Statt des Polynoms kann jedoch auch eine Konstante angepasst

werden. Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten der Analyse durch die Wahl der Korrekturfunktion werden beide Methoden verglichen, wie in Abbildung 3.7 (oben) gezeigt.

Variation m_{inv} -Intervalle bei Parametrisierung des Untergrunds

Wie in Kapitel 3.2 bereits erläutert, ist bei der Wahl der Fitbereiche zu beachten, dass die inneren Ränder des Fit-Bereichs weder zu nah am Peak gewählt sind, noch zu weit entfernt liegen. Das gleiche gilt für die Wahl der äußeren Ränder. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden diese Grenzen variiert:

- (a) $\pm 12\sigma$ für die äußeren und $\pm 3,5\sigma$ für die inneren Ränder.
- (b) $\pm 8\sigma$ für die äußeren und $\pm 4\sigma$ für die inneren Ränder.
- (c) $\pm 10\sigma$ für die äußeren und $\pm 4,5\sigma$ für die inneren Ränder.

In Abbildung 3.7 (Mitte) sind die aus den drei Methoden resultierenden unkorrigierten p_T -Verteilungen im Verhältnis zur bisher diskutierten p_T -Verteilung gezeigt.

Variation der Bestimmung des Peak-Inhalts

- (a) Abzählen der Einträge in einem Intervall von drei statt zwei σ um den Peak-Mittelwert
- (b) Integration der Parametrisierung der Gauß-Funktion um den Peak
- (c) Integration der Parametrisierung des Peaks mit einer Crystal-Ball-Funktion

Im folgenden werden die unterschiedlichen Methoden kurz diskutiert:

In der bisher vorgestellten Analyse wird die Anzahl der Pionen durch Aufsummieren der Einträge des m_{inv} -Spektrums in einem 2σ Bereich um die Mitte des Peaks bestimmt. Alternativ kann auch ein 3σ Bereich gewählt werden. Zum Vergleich der Methoden muss das Ergebnis der 3σ -Methode skaliert werden. Der Skalierungsfaktor ergibt sich aus den Werten der Normalverteilung: Im 2σ Intervall liegen ca. 95,45 % und im 3σ Intervall liegen ca. 99,73 %, aller Messwerte. Jedoch ist hier zu berücksichtigen, dass aufgrund der endlichen Breite der Bins nicht in exakten 2σ oder 3σ Bereichen summiert werden kann. Statt des Aufsummierens der Einträge des Spektrums kann auch über eine Funktion, die die Form des Peaks beschreiben kann, integriert werden. Das Integrationsintervall wird durch die 2σ Umgebung der Gauß-Funktion bestimmt. Neben einer einfachen Gauß-Funktion wird außerdem eine Crystal-Ball-Funktion

$$f(x, \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{für } \frac{(x-\bar{x})}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{(x-\bar{x})}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{für } \frac{(x-\bar{x})}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (3.14)$$

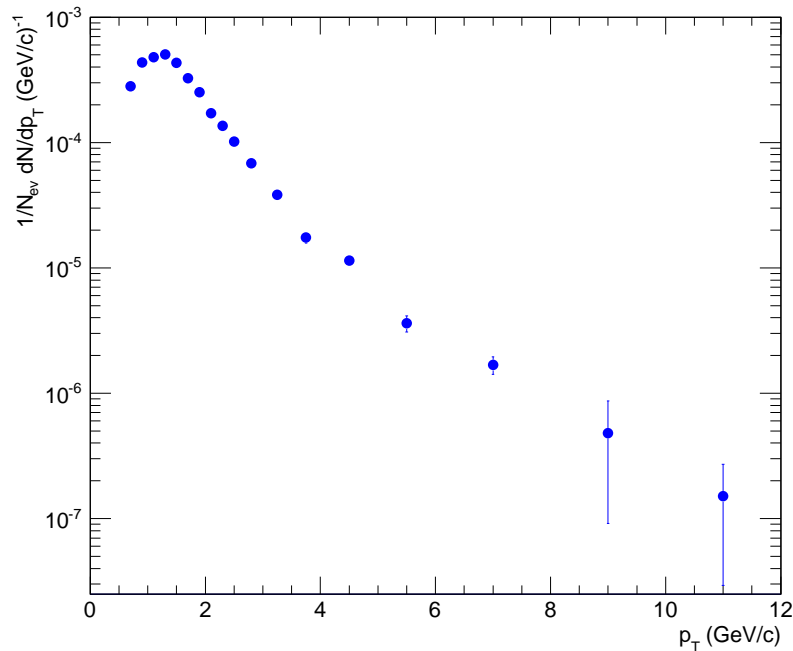


Abbildung 3.8.: p_T -Verteilung als Ergebnis der Peak-Extraktion

verwendet. Die Funktion besteht also aus einem Gauß-Anteil und einem exponentiellen Ausläufer auf einer Seite des Peaks.

In Abbildung 3.7 (unten) sind die verschiedenen Variationen im Verhältnis zur bisher diskutierten p_T -Verteilung gezeigt.

Der Beitrag zur systematischen Unsicherheit, der durch die Wahl der Korrekturfunktion ergibt, beträgt ca. 2%. Für die Wahl der m_{inv} -Bereiche der Parametrisierung ergibt sich eine systematische Unsicherheit von etwa 3%. Der größte Beitrag zur systematischen Unsicherheit bildet die Bestimmung der Anzahl der π^0 in den Peaks. Er beträgt ca. 5%. Die einzelnen Beiträge zur systematischen Unsicherheit werden quadratisch addiert und ergeben eine systematische Unsicherheit von etwa 6.2%. In Zukunft soll diese Untersuchung der systematischen Unsicherheiten durch eine genauere p_T -abhängige Abschätzung ergänzt werden.

3.5. Ergebnisse der Peak-Extraktion

Abbildung 3.8 zeigt die p_T -Verteilung der neutralen Pionen. Die Fehlerbalken repräsentieren die statistischen Unsicherheiten. Da die Anzahl der neutralen Pionen mit steigendem p_T abnimmt, ist es notwendig, die betrachteten p_T -Intervalle in der Peakextraktion mit zunehmendem p_T immer breiter zu wählen, um genügend Einträge in den m_{inv} -Verteilungen für die statistische Auswertung zu erhalten. In der resultierenden p_T -Verteilung wird jeder

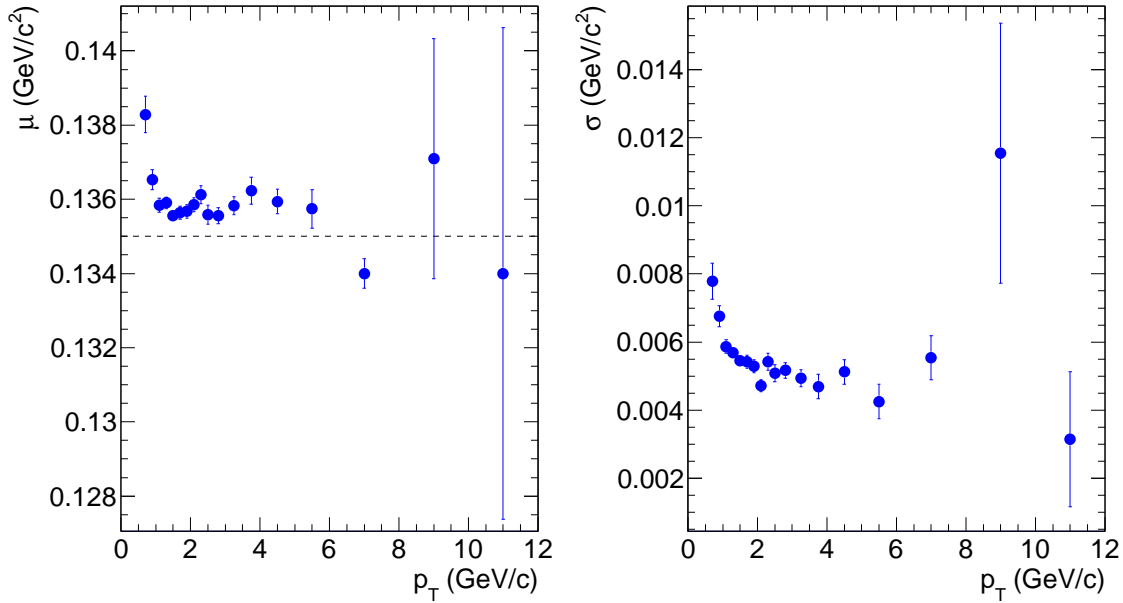


Abbildung 3.9.: Fit-Parameter der Parametrisierung der π^0 -Peaks: Position μ (links) und Breite σ (rechts)

p_T -Bereich auf seine Breite normiert. Außerdem wird in dieser Darstellung die Verteilung mit der Anzahl der Ereignisse normiert.

Abbildung 3.9 (links) zeigt den Fit-Parameter μ und Abbildung 3.9 (rechts) den Parameter σ der Parametrisierung der π^0 -Peaks in Abhängigkeit von p_T . Die eingezeichneten Unsicherheiten der Parameter werden durch den Fit-Algorithmus bestimmt. Der Parameter μ ist ein Maß für die Position des Peaks und damit für die rekonstruierte invariante Masse der π^0 . Die Datenpunkte liegen höher als der Literaturwert für die π^0 -Masse und ihre Verteilung ist p_T -abhängig. Dies legt den Schluss nahe, dass die Kalibrierung des PHOS nicht korrekt ist. In Abschnitt 4.5 wird jedoch mittels einer Simulation gezeigt, dass selbst in einem perfekt kalibrierten Detektor die π^0 -Masse zu hoch rekonstruiert wird, und die Verteilung p_T abhängig ist. Die Form der Verteilung des Parameters σ im linken Teil von Abbildung 3.9 wird von der p_T -abhängigen Energie- und Positionsaufösung des Detektors verursacht. Die jeweiligen Beiträge von Energie- und Positionsaufösung zu der Form der Verteilung werden in Abschnitt 4.5 genauer untersucht.

3.6. Vergleich mit der Standard-PHOS-Analyse

In der Peak-Extraktion der Standard-PHOS-Analyse wird –wie auch in der Peak-Extraktion, die in dieser Arbeit vorgestellt wird – eine Gauß-Funktion verwendet, um Mittelwert und Breite des π^0 -Peaks zu parametrisieren. Beide Peak-Extraktionen bestimmen dann die Anzahl der π^0 durch Abzählen der Einträge in einem 2σ -Bereich um den Mittelwert. Daher

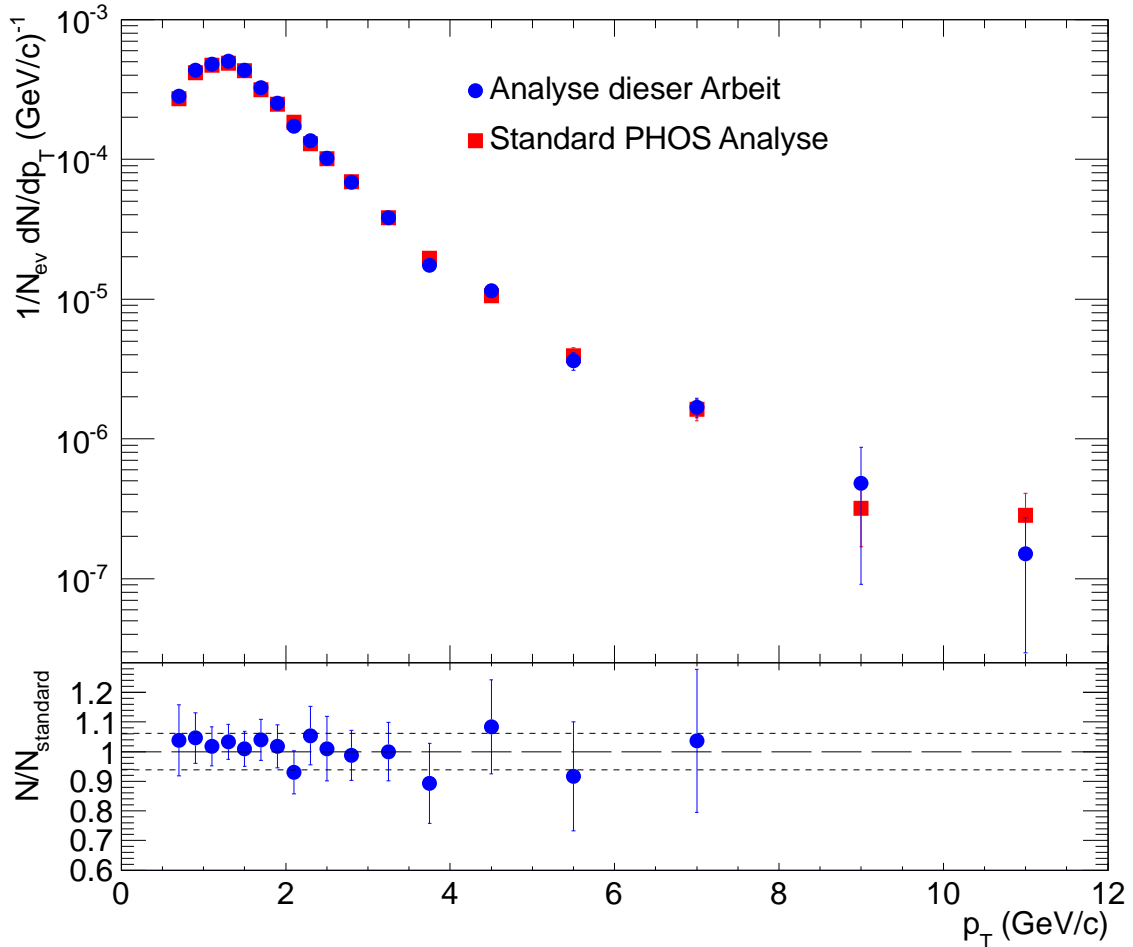


Abbildung 3.10.: Vergleich der p_T -Verteilung der π^0 aus der Peak Extraktion, die in dieser Arbeit vorgestellt wird und der Peak Extraktion der Standard-PHOS-Analyse. Im unteren Teil ist das Verhältnis der beiden Verteilungen gezeigt.

sind die unkorrigierten p_T -Verteilungen der π^0 aus den beiden Peak-Extraktionen (Abbildung 3.10) direkt vergleichbar.

Der untere Teil der Abbildung zeigt das Verhältnis der beiden Verteilungen. Die fein gestrichelten waagerechten Linien markiert den Bereich der systematischen Unsicherheit der Peak-Extraktion von $\pm 6,2\%$.

Für $p_T < 2$ GeV/c liegen die Datenpunkte der Analyse dieser Arbeit konstant ca. 5% über denen der Standard-PHOS-Analyse. Die Abweichung liegt jedoch im Rahmen der systematischen Unsicherheiten der Peak-Extraktion. Für $p_T > 2$ GeV/c zeigt der Vergleich der Analysen Fluktuationen um eins. Da der selbe Datensatz verwendet wurde, kann es sich dabei nicht um statistische Fluktuationen handeln, die Abweichungen müssen systematisch sein. Da die Peakextraktion für jeden p_T -Wert unabhängig durchgeführt wird, sind die systematische Abweichungen von Punkt-zu-Punkt unkorreliert; die Abweichungen nehmen

aber mit steigendem p_T zu. Dies ist durch die mit steigendem p_T abnehmende Statistik zu erklären. Die Unsicherheiten der Parametrisierungen des Untergrund und des π^0 -Peaks werden mit zunehmendem p_T immer größer und hängen immer stärker vom gewählten Fit-Bereichen ab.

In 13 von 18 Datenpunkten stimmen die Peakextraktionen innerhalb der systematischen Unsicherheiten, die in der Analyse dieser Arbeit angenommen werden, überein. Zusammenfassend kann die Peak-Extraktion der Standard-PHOS-Analyse somit durch die hier präsentierte, unabhängige Peak-Extraktion bestätigt werden.

4. Akzeptanz- und Effizienzbestimmung

Aus der im vorigen Kapitel beschriebenen Peak-Extraktion ergibt sich die p_T -Verteilung der π^0 , die im PHOS rekonstruiert werden. Bei dieser Verteilung handelt es sich allerdings noch nicht um die gesuchte physikalische Messgröße, der p_T -Verteilung aller in den Proton-Proton-Kollisionen produzierten π^0 . Um diese zu erhalten, müssen in einem weiteren Analyseschritt Detektorgeometrie, Detektoreffekte und Analyse-Cuts berücksichtigt werden. Dazu werden Korrekturen berechnet, die auf die extrahierte p_T -Verteilung angewendet werden. Hierbei wird zwischen der sogenannten Akzeptanz- und Effizienzkorrektur unterschieden.

Die Akzeptanzkorrektur berücksichtigt den begrenzten Raumbereich, den das PHOS abdeckt. Das PHOS hatte in der Strahlzeit 2011 eine Abdeckung von $260^\circ < \phi < 320^\circ$ und $|\eta| < 0.13$, und deckte damit ca. 4% des gesamten Raumwinkels ab. Die Akzeptanzkorrektur der π^0 - p_T -Verteilung kann jedoch nicht durch einen konstanten Faktor erfolgen, da sich die Akzeptanz für π^0 aufgrund des p_T -abhängigen Öffnungswinkels der Zerfallsphotonen der π^0 mit p_T ändert (vergleiche Abschnitt 4.4). Die Wahrscheinlichkeit, dass beide Zerfallsphotonen auf dem PHOS landen, ist für Pionen mit niedrigem p_T kleiner.

Die sogenannte Effizienzkorrektur berücksichtigt, dass nicht alle Zerfallsphotonen, die auf dem Detektor landen, auch korrekt rekonstruiert werden. Gründe hierfür sind beispielsweise die begrenzte Energie- und Ortsauflösung des Detektors, fehlerhaft arbeitende Detektormodule, mögliche Verluste im Material der innen liegenden ALICE-Detektoren oder Analysecuts sowie die gewählte Methode der Peak-Extraktion. Diese Effekte werden mit einer p_T -abhängigen Effizienzkorrektur korrigiert.

4.1. Monte-Carlo Simulation

Die Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen werden mittels Monte-Carlo-Simulationen bestimmt. Diese beruhen auf dem Prinzip des Gesetzes großer Zahlen, nach dem jede Zufallsvariable bei häufiger Ausführung des Zufallsexperiments unter gleichen Voraussetzungen gegen ihren Erwartungswert konvergiert. Eine Monte-Carlo-Simulation physikalischer Prozesse basiert auf Annahmen über die stochastische Verteilung von Eingangsgrößen und über physikalische Prozesse, aus denen sich die zu beobachtene Größe bestimmt. Die häufige Ausführung führt schließlich zum gewünschten Ergebnis, der stochastischen Verteilung der

zu beobachtenden Größe. Es gibt unterschiedliche Herangehensweisen eine Monte-Carlo-Simulation zur Akzeptanz- und Effizienzbestimmung zu realisieren:

Zum einen verwendet man sehr detaillierte Simulationen der Entstehung und Zerfälle der Pionen sowie der anschliessenden Messung der Zerfallsphotonen mit dem PHOS Detektor. Dazu werden Event-Generatoren wie PYTHIA¹ verwendet, um Proton-Proton-Kollisionen bei der gewünschten Schwerpunktsenergie möglichst physikalisch richtig zu simulieren. Die so erzeugten Teilchen werden dann durch eine geometrisch und physikalisch möglichst exakte Simulation des ALICE Detektors mittels des GEANT4-Softwarepakets² propagiert. Diese Simulation versucht somit alle physikalischen Effekte beim Transport der Teilchen durch die Materialien des Detektors und bei der jeweiligen Detektion sowie Verlusteffekte durch die Ausleselektronik möglichst genau zu beschreiben.

Die volle Monte-Carlo-Simulation erzeugt dann in dieser möglichst realistischen Nachbildung der Messung von Proton-Proton Ereignissen Daten im selben Format wie die echten Daten der ALICE-Detektoren. Zusätzlich werden Informationen über die vom Event-Generator eigentlich erzeugten Teilchen gespeichert. Durch einen Vergleich der aus den Simulationsdaten rekonstruierten p_T -Verteilung mit der p_T -Verteilung der ursprünglich erzeugten Teilchen können dann Akzeptanz und Effizienz eines Detektors bestimmt werden. Der Nachteil dieser detaillierten Monte-Carlo-Simulation liegt in einem sehr hohen zeitlichen Rechenaufwand, sodass die Erzeugung von Datensätzen mit großer Statistik sehr lange dauert.

Um den Rechenaufwand zu reduzieren, werden sogenannte schnelle Monte-Carlo-Simulationen benutzt, in denen keine vollständigen Proton-Proton-Kollisionen simuliert werden und in denen die Detektoreffekte auf möglichst einfache Weise parametrisiert werden. Somit beschränkt sich eine schnelle Monte-Carlo-Simulation auf wenige, schnell ausführbare Simulationsschritte; im Fall der Analyse neutraler Pionen mit dem PHOS: Die Erzeugung von π^0 , ihren Zerfall in Photonenpaare, das Auftreffen auf einer wohldefinierten Fläche im Raum, die der Größe und Position des PHOS entspricht, und die Rekonstruktion der neutralen Pionen aus den Viererimpulsen der Photonen. Dabei wird die limitierte Energie- und Ortsauflösung des PHOS durch statistische Verschmierung der Photonenenergien und -Positionen berücksichtigt.

Die Standard-PHOS-Analyse verwendet die vollständige Monte-Carlo-Simulation des Detektors, um die Akzeptanz und Effizienzkorrektur zu bestimmen. Als unabhängige Überprüfung der Ergebnisse der Standard-PHOS-Analyse wird im Rahmen dieser Arbeit eine schnelle Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Akzeptanz- und Effizienz-Korrektur des PHOS entwickelt.

¹siehe <http://pythia6.hepforge.org/>

²siehe <http://aliceinfo.cern.ch/Offline/Activities/Simulation/ParticleTransport.html>

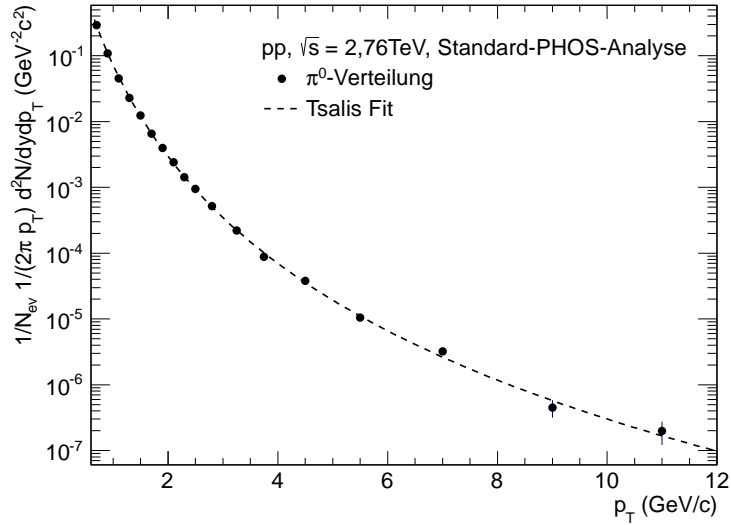


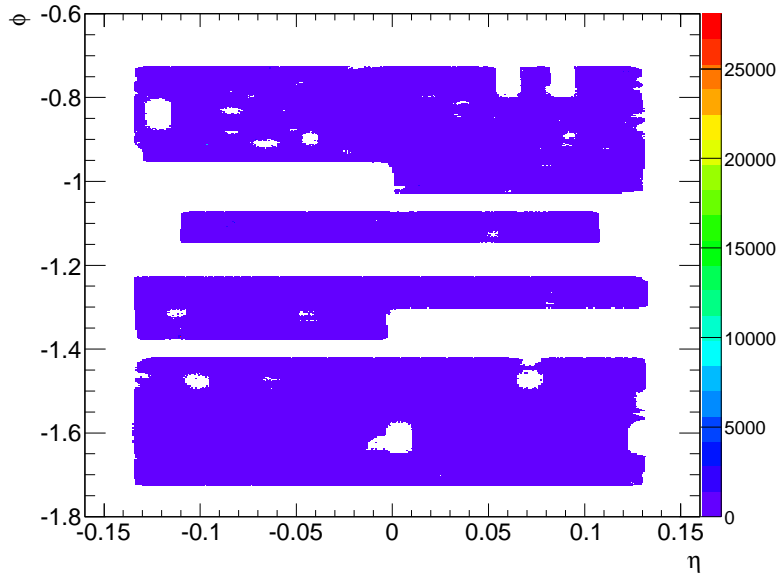
Abbildung 4.1.: Akzeptanz- und effizienzkorrigierte p_T -Verteilung neutraler Pionen in der Standard-PHOS-Analyse.

4.2. Annahmen für die schnelle Monte-Carlo-Simulation

Die Simulation erzeugt neutrale Pionen der Masse $m = 0,135 \text{ GeV}/c^2$, deren Transversalimpuls p_T , Rapidität y und Azimutalwinkel ϕ in wohldefinierten Intervallen zufällig gewählt werden (vergleiche A.1). Bereits existierende Messungen dieser experimentellen Größen in Proton-Proton-Kollisionen dienen dabei als Grundlage der Simulation, wodurch eine möglichst realistische Simulation der neutralen Pionen aus diesen Kollisionen erreicht werden soll. Mit diesen Variablen ist der Viererimpuls der Pionen vollständig festgelegt.

Für die p_T -Verteilung wird eine Parametrisierung der korrigierten π_0 - p_T -Verteilung aus der Standard-PHOS-Analyse verwendet, wie in Abbildung 4.1 dargestellt. Die y -Verteilung wird durch eine breite Gauß-Verteilung im Intervall $-0.5 \leq y \leq 0.5$ parametrisiert. Der Azimutalwinkel ϕ wird gleichmässig zwischen 0° und 360° verteilt. Das Koordinatensystem der Zerfälle wird so gewählt, dass der Zerfallsvertex, also der Punkt in dem das π^0 entsteht und zerfällt im Ursprung liegt. Der PHOS Detektor wird durch eine Fläche von $260^\circ < \phi < 320^\circ$ und $|\eta| < 0.13$ im Abstand von 4,6 m vom Vertex repräsentiert. Fliegt ein Photon in diesen Raumwinkelbereich, so kann es vom PHOS detektiert werden.

Auch in der schnellen Monte-Carlo-Simulation werden Verlusteffekte durch Interaktion der Photonen mit dem Material der innen liegenden ALICE-Detektoren berücksichtigt. Aus vollständigen Detektorsimulationen ist bekannt, dass das Material, das die Photonen auf dem Weg zum PHOS durchqueren müssen, ca. 10% der Strahlungslänge X_0 entspricht [Ale11]. Nach Gleichung 2.2 ergibt das eine Konversionswahrscheinlichkeit von 7,5% für ein Photon. In der Simulation wird dies berücksichtigt, indem jedes Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von 7,5% verloren geht, bevor es den Detektor erreicht. Sobald ein Pho-

Abbildung 4.2.: (η, ϕ) -Verteilung aller Cluster auf dem PHOS

ton aus einem π^0 -Zerfall konvertiert, kann das π^0 nicht rekonstruiert werden. Somit ergibt sich eine Verlustwahrscheinlichkeit von $1-(1-0.075)^2 = 14,4\%$ für π^0 . Diese ist unabhängig vom p_T des π^0 [Ale11].

Die Simulation berücksichtigt weiterhin Verluste durch fehlerhafte Detektormodule (*Bad-Modules*). Dazu wird aus den Daten der hier betrachteten Strahlzeit eine sogenannte *Hit-Map* (Abbildung 4.2), die (η, ϕ) -Verteilung aller Cluster auf dem PHOS, erstellt. Mittels der *Hit-Map* lassen sich aktive Bereiche auf dem Kalorimeter leicht von inaktiven Bereichen unterscheiden. In der Simulation werden nur π^0 rekonstruiert, wenn beide Zerfallsphotonen den aktiven Bereich des PHOS treffen. Der Vorteil der *Hit-Map* ist, dass sie direkt aus den zu korrigierenden Daten gewonnen wird und den Detektor genau zum Zeitpunkt der Datennahme beschreibt.

Die limitierte Orts- und Energieauflösung des PHOS wird ebenfalls simuliert. Dazu werden Energie und Position der Zerfallsphotonen mit einer Gaußfunktion verschmiert, deren Breite sich aus den Gleichungen 2.6 und 2.7 ergibt. Um Position und Breite der π^0 -Peaks in den mit der schnellen Monte-Carlo-Simulation produzierten Daten an die π^0 -Peaks der echten Daten der Strahlzeit LHC11a anzupassen, wurden jedoch leicht angepasste Werte verwendet. (siehe Abschnitt 4.5)

In Tabelle 4.1 sind einige Daten zur schnelle Monte-Carlo-Simulation zusammengefasst.

Simulierter Zerfall	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$
Pseudo-Zufallsgenerator	<i>TRandom3</i> ³ , basierend auf [Mat98]
Input- p_T -Verteilung der π^0	Tsallis Fit an korrigierte p_T -Verteilung aus der Standard-PHOS-Analyse
Input- p_T -Intervall der π^0	$0 < p_T < 15 \text{ GeV}/c$
Input- y -Verteilung der π^0	$f(x) = 1 \cdot e^{-\frac{x^2}{s^2}}$
Input- y -Intervall der π^0	$-0.5 < y < 0.5$
Input- ϕ -Verteilung der π^0	uniform
Input- ϕ -Intervall der π^0	$0^\circ < \phi < 360^\circ$
Nominelle Raumabdeckung des PHOS	$260^\circ < \phi < 320^\circ$ und $ \eta < 0.13$
Konversionswahrscheinlichkeit pro Photon vor Erreichen des PHOS	7,5%
Energie-Schwelle für die Photon-Detektion	300 MeV
Energieauflösung	$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.019 \pm 0.007}{E[\text{GeV}]}\right)^2 + \left(\frac{0.019 \pm 0.002}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}\right)^2 + (0.041)^2}$
Ortsauflösung	$\sigma_{x,y}[\text{mm}] = \sqrt{\left(\frac{3.62}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}\right)^2 + 0.44^2}$
Energiekorrektur für die Photonenenergie	$f(2E) = 1.002 + e^{-1.873 - 3.21 \cdot 2 \cdot E[\text{GeV}]}$

Tabelle 4.1.: Zusammenfassung der Kenngrößen der schnellen Monte-Carlo-Simulation.

4.3. Kinematik des Pion-Zerfalls in der Simulation

Die schnelle Monte-Carlo-Simulation erzeugt - wie oben beschrieben - Viererimpulse neutraler Pionen. Beim Zerfall in zwei Photonen gehen Energie und Impuls der Pionen vollständig an die Photonen über. Im Ruhesystem des π^0 gilt für den Gesamtimpuls der Photonen:

$$\vec{p}_{\text{Ruhesystem}}(\gamma_1) + \vec{p}_{\text{Ruhesystem}}(\gamma_2) = \vec{0}. \quad (4.1)$$

Daher ist der Öffnungswinkel zwischen den Photonen im Ruhesystem des π^0 :

$$|\alpha_{\text{Ruhesystem}}(\gamma\gamma)| = 180^\circ. \quad (4.2)$$

Die Richtung des Impulses eines Photons wird zufällig gewählt. Die Richtung des anderen Photons ist dann durch Gleichung 4.2 festgelegt. Aufgrund der Energieerhaltung gilt für die Energie der Photonen im Ruhesystem des Pions:

$$E_{Ruhesystem}(\gamma_1) = E_{Ruhesystem}(\gamma_2) = \frac{m(\pi^0)}{2}, \quad (4.3)$$

wobei $m(\pi^0)$ die Ruhemasse des π^0 ist. Um Energien und Impulse der Photonen im Laborsystem zu berechnen, wird eine Lorentztransformation durchgeführt. Dabei gilt:

$$\beta = 1/\sqrt{\frac{1 + m(\pi^0)^2}{(|\vec{p}_{Labor}(\pi^0)|^2)}}. \quad (4.4)$$

und

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (4.5)$$

Die Lorentztransformation des Viererimpuls eines Zerfallsphotons vom Ruhesystem des π^0 in ein Koordinatensystem, indem sich das π^0 mit β in z -Richtung bewegt, ergibt:

$$p_x^* = p_{xRuhesystem} \quad (4.6)$$

$$p_y^* = p_{yRuhesystem} \quad (4.7)$$

$$p_z^* = \gamma \cdot (p_{zRuhesystem} + \beta \cdot m/2). \quad (4.8)$$

Der Impulsvektor (p_x^*, p_y^*, p_z^*) des Photons wird anschließend anhand der Richtungswinkel des π^0 im Laborsystem in das wirkliche Laborsystem rotiert. Da Photonen masselos sind, ergibt sich ihre Energie im Laborsystem direkt aus dem Betrag ihres Impulses.

Der Öffnungswinkel α der Zerfallsphotonen im Laborsystem ergibt sich dann einfach aus ihren Impulsvektoren:

$$\alpha = \frac{|\vec{p}_{Labor}(\gamma_1) \cdot \vec{p}_{Labor}(\gamma_2)|}{|\vec{p}_{Labor}(\gamma_1)| \cdot |\vec{p}_{Labor}(\gamma_2)|} \quad (4.9)$$

Bei der Rekonstruktion des π^0 werden seine invariante Masse und sein Transversalimpuls – wie in Abschnitt 2.4 beschrieben – aus den Energien und den Impulsen der Zerfallsphotonen bestimmt.

³siehe <http://root.cern.ch/root/html/TRandom3.html>

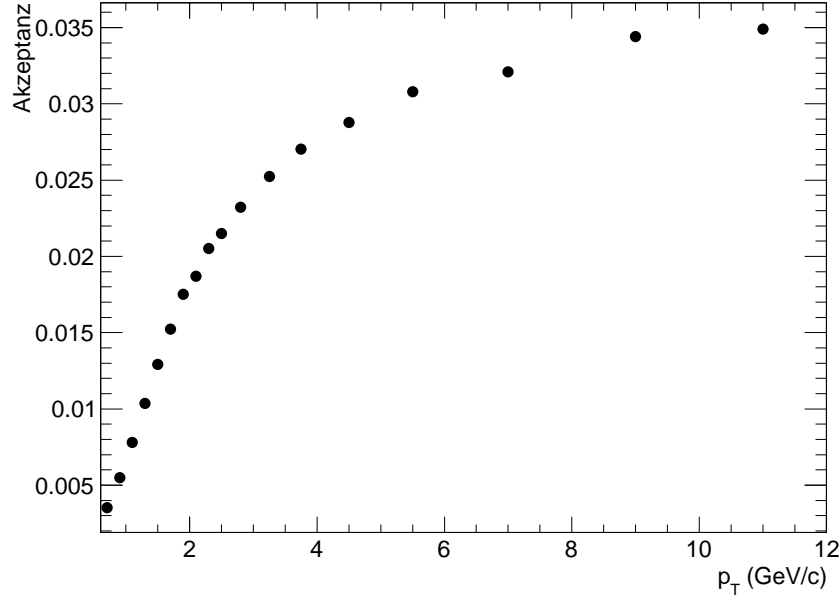


Abbildung 4.3.: Akzeptanz des PHOS als Ergebnis der schnellen Monte-Carlo-Simulation.

4.4. Bestimmung der Akzeptanz des PHOS

Die Akzeptanz des PHOS-Detektors ergibt sich aus seiner Raumwinkelabdeckung und aus der Zerfallskinetik der Pionen. Sie berechnet sich als

$$\text{Akzeptanz}(p_T) = \frac{N_{\pi^0}^{\text{akzeptiert}}(p_T)}{N_{\pi^0}^{\text{input}}(p_T)}. \quad (4.10)$$

Hierbei gibt $N_{\pi^0}^{\text{input}}$ die Verteilung der neutralen Pionen an, die im Rapiditätsintervall $|\eta| < 0.5$ erzeugt werden. $N_{\pi^0}^{\text{akzeptiert}}$ ist die Verteilung der Pionen, deren beide Zerfallsphotonen auf der nominellen Detektoroberfläche liegen. Für sehr große Transversalimpulse nähert sich die Akzeptanz der Raumwinkelabdeckung des PHOS an. Das heißt für nahezu alle π^0 , die in die Richtung des PHOS fliegen, gilt, dass beide Zerfallsphotonen auf dem Detektor landen. Für kleine p_T fällt die Akzeptanz stark ab. Dies liegt an der starken Abhängigkeit des Öffnungswinkels der Zerfallsphotonen vom p_T der π^0 . Bei kleinem p_T werden die Zerfallsphotonen weniger stark in die Flugrichtung des π^0 beschleunigt (*boost*). Dadurch sind ihre Öffnungswinkel größer als die von Zerfallsphotonen aus π^0 mit hohem p_T . Durch große Öffnungswinkel steigt die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens ein Photon eines Photonenpaares das PHOS verfehlt und somit das dazugehörige π^0 nicht rekonstruiert werden kann.

Abbildung 4.3 zeigt die Akzeptanz des PHOS, die mit der schnellen Monte-Carlo-Simulation bestimmt wurde. Die p_T Abhängigkeit ist deutlich zu erkennen. Für hohe p_T nähert sich die Akzeptanz 3,5% an.

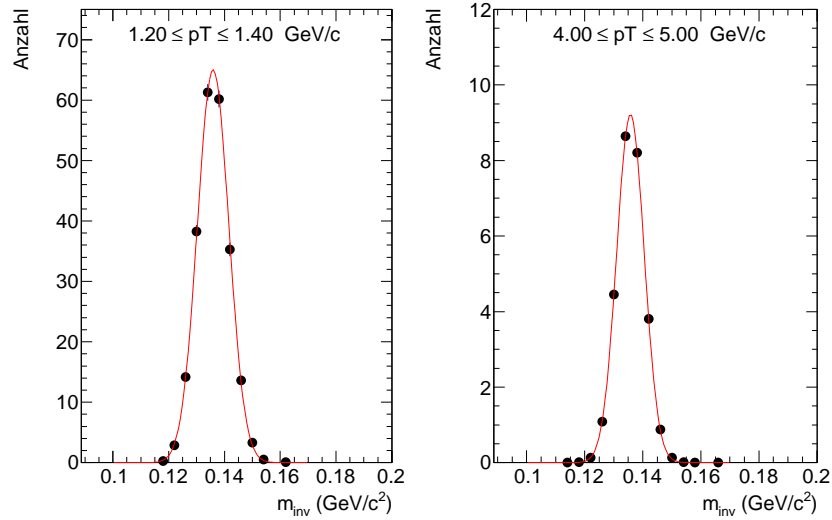


Abbildung 4.4.: m_{inv} -Verteilung der simulierten Photonenpaare. Die rote durchgezogene Kurve zeigt eine an den Peak angepasste Gauß-Funktion.

4.5. Auswirkung von Energie- und Ortsauflösung auf die Messung der π^0 -Masse

Abbildung 4.4 zeigt die m_{inv} -Verteilungen der in der Simulation rekonstruierten π^0 beispielhaft für zwei p_T -Bereiche. Es sind deutliche Peaks im Bereich der π^0 -Masse zu erkennen. Da nur π^0 simuliert wurde und jedes π^0 direkt aus seinen zwei Zerfallsphotonen rekonstruiert wird und nicht durch Paarbildung aller Photonen pro Ereignis, gibt es keinen Untergrund der Verteilung, wie bei echten Ereignissen. Die Peaks lassen sich sehr gut mit einer Gauß-Funktion parametrisieren. Der Mittelwert μ der Gauß-Funktion ist wieder ein Maß für die rekonstruierte Masse. Die Standardabweichung σ , die Breite des Peaks, zeigt die Unschärfe der Messung der invarianten Masse. Rekonstruierte Masse und die Breite des Peaks hängen stark von der Energie- und Ortsauflösung des Kalorimeters ab.

Mit Hilfe der schnellen Monte-Carlo-Simulation ist es sehr einfach, den Einfluss der endlichen Energie- und Ortsauflösung des PHOS auf die Position und die Breite des π^0 -Peaks zu untersuchen. Dazu werden nacheinander jeweils die energieabhängigen und die konstanten Terme der Energie- und Ortsauflösung in der Monte-Carlo-Simulation auf endliche Werte gesetzt. So kann man den Effekt jedes einzelnen Parameters untersuchen. Das Ergebnis dieser Studie ist in Abbildung 4.5 gezeigt. Im linken Teil der Abbildung ist die Position des Peaks und im rechten Teil die Breite des Peaks, jeweils in Abhängigkeit von p_T , dargestellt. Die Ortsauflösung beeinflusst den rekonstruierten Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen und damit auch die rekonstruierte invariante Masse. Je schlechter die Ortsauflösung, desto ungenauer ist die Bestimmung der invarianten Masse. Die rekonstruierte invariante Masse fluktuiert statistisch um den tatsächlichen Wert der π^0 -Masse sowohl für den konstanten

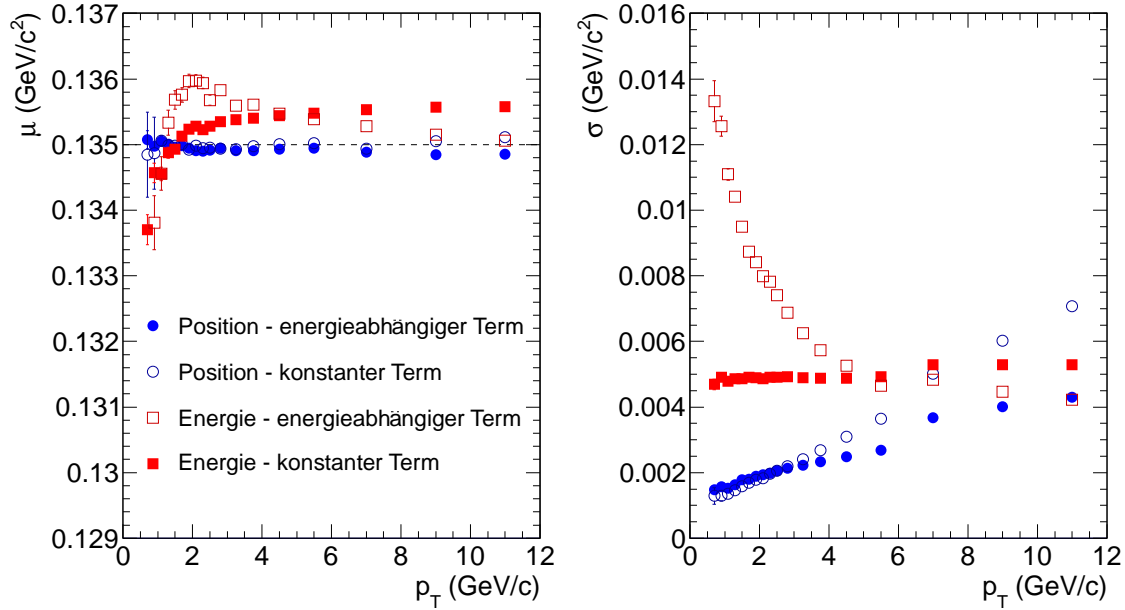


Abbildung 4.5.: Position und Breite der π^0 -Peaks in der Monte-Carlo-Simulation bei unterschiedlich gewählten Termen in der Energie- und Ortsauflösung.

als auch für den energieabhängigen Term der Ortsauflösung. Für eine begrenzte Ortsauflösung steigt die Verteilung von σ linear mit p_T an, da mit steigendem p_T der Einfluss der Ortsauflösung des Kalorimeters auf die Auflösung der invarianten Masse zunimmt. Da für hohe p_T die Öffnungswinkel der Photonen immer kleiner werden, hat die begrenzte Ortsauflösung einen immer größeren relativen Effekt auf den rekonstruierten Öffnungswinkel.

Wie sich in der Verteilung von σ gut erkennen lässt, führt der konstante Term der Energieauflösung zu einer p_T -unabhängigen Unschärfe bei der Rekonstruktion der invarianten Masse. Der energieabhängige Term bewirkt eine mit p_T stark abfallende Verteilung von σ . Die Energieunschärfe ist durch den energieabhängigen Term antiproportional zur Wurzel der Energie der Photonen. Die Energie der Photonen ist wiederum direkt proportional zum p_T des π^0 . Die Energieunschärfe führt dazu, dass die rekonstruierte invariante Masse der π^0 stark vom p_T der π^0 abhängt und für $p_T > 1$ GeV/c über der tatsächlichen Masse des π^0 liegt. Das lässt sich mit der steil abfallenden p_T -Verteilung der π^0 und der damit auch steil abfallenden Energie-Verteilung der Photonen erklären. Die limitierte Energieauflösung führt zu einer stochastischen Verschmierung der Energiewerte welche symmetrisch um den jeweiligen tatsächlichen Energiewert ist. Aufgrund der steil abfallenden Energie-Verteilung werden so mehr Photonen zu höheren Energien verschmiert als zu niedrigeren, womit auch die invariante Masse der rekonstruierten π^0 höher liegt als der tatsächliche Wert der π^0 Masse.

4.6. Energiekorrektur

Damit die schnelle Monte-Carlo-Simulation für die Bestimmung einer Effizienzkorrektur für das PHOS verwendet werden kann, müssen die p_T -abhängigen Verteilungen von μ und σ in den Daten der untersuchten Strahlzeit und den simulierten Daten übereinstimmen. Andernfalls könnten Verlusteffekte, die durch die begrenzte Auflösung des Kalorimeters und durch die gewählte Methode zum Bestimmen der Anzahl der π^0 aus den Peaks entstehen, nicht korrekt in der Effizienzkorrektur berücksichtigt werden.

Für die Ortsauflösung wird Gleichung 2.6, deren Parameter in Teststrahlzeiten bestimmt wurden, verwendet. Für die Energieauflösung wird Gleichung 2.7, jedoch mit leicht veränderten Parametern verwendet. Die Werte werden so gewählt, dass die σ -Verteilung der simulierten Daten mit denen der Daten des PHOS übereinstimmt. Dies ist notwendig, da die Energieauflösung des PHOS in der untersuchten Strahlzeit von der in den Testmessungen bestimmten Energieauflösung abweicht.

In Abbildung 4.6 sind die p_T -abhängigen μ - und σ -Verteilungen aus der Simulation und den gemessenen Daten dargestellt. Im rechten Teil der Abbildung ist eine gute Übereinstimmung der σ -Verteilungen zu erkennen. Die Verteilung der gemessenen Daten fluktuiert statistisch um die Verteilung der simulierten Daten. Die gewählten Parameter für die Energie- und Ortsauflösung sind also geeignet, um die Eigenschaften des PHOS zum Zeitpunkt der untersuchten Strahlzeit zu simulieren.

Die μ -Verteilung sowohl der simulierten als auch der gemessenen Daten liegen über dem Literaturwert der π^0 -Masse. Jedoch unterscheidet sich die Form der Verteilungen insbesondere für $p_T < 2$ GeV/c und die Datenpunkte der Simulation liegen unter denen der Messung. Da die σ -Verteilungen übereinstimmen, können nicht unterschiedliche Orts- und Energieauflösungen für diese Differenz verantwortlich sein. Vielmehr wird angenommen, dass der Grund für die Abweichung in der realen Kalibrierung des PHOS liegt. Um die Differenz zwischen Simulation und Messung auszugleichen, wird eine Energiekorrektur für die Energie der simulierten Photonen bestimmt. Die Simulation wird so an die Kalibrierung des PHOS zum Zeitpunkt der Datennahme angepasst, sodass die π^0 in der Simulation bei der gleichen m_{inv} rekonstruiert werden wie in der Messung.

Zur Bestimmung der Energiekorrektur wird die Monte-Carlo-Simulation mit einer zusätzlichen Einschränkung bei der Rekonstruktion der π^0 durchgeführt: Nur π^0 , deren Zerfallsphotonen annähernd die gleiche Energie haben, werden rekonstruiert. Der Unterschied der Energie der Zerfallsphotonen wird durch die sogenannte Asymmetrie α beschrieben:

$$\alpha = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}. \quad (4.11)$$

wobei E_1 und E_2 die Energien der Zerfallsphotonen beschreibt.

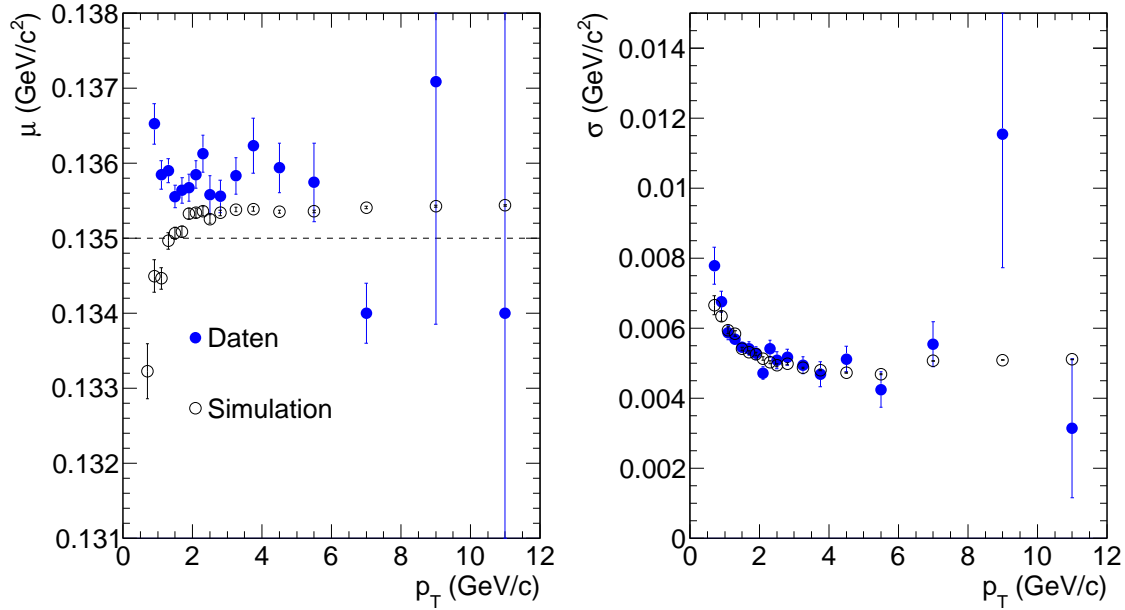


Abbildung 4.6.: Position und Breite der π^0 -Peaks in der Simulation und in der Messung mit dem PHOS.

Es werden für die Bestimmung der Energiekorrektur nur π^0 rekonstruiert, deren Zerfallsphotonen eine Asymmetrie $< 0,1$ haben. Da die Photonen näherungsweise dann die gleiche Energie haben, gilt:

$$p_T(\pi^0) \approx E(\pi^0) = 2 \cdot E(\gamma). \quad (4.12)$$

Zur Berechnung der Energiekorrektur wird das Verhältnis der p_T -abhängigen μ -Verteilungen der Messung und der mit der Asymmetrie-Bedingung simulierten Daten gebildet und mit der Funktion

$$f(p_T) = a + e^{b-c \cdot p_T} \quad (4.13)$$

parametrisiert. Wobei a , b und c freie Fit-Parameter sind. Unter Verwendung von Gleichung 4.12 kann so eine Energiekorrektur für die Photonenenergie bestimmt werden:

$$f(2E) = 1.002 + e^{-1.873 - 3.21 \cdot 2 \cdot E[\text{GeV}/c]} \quad (4.14)$$

Die Energiekorrektur wird nun angewandt, indem die Energie E eines Photons mit

$$E_{rec} = f(2E) \quad (4.15)$$

rekonstruiert wird.

Abbildung 4.7 zeigt erneut die p_T -abhängigen μ - und die σ -Verteilungen aus den simulierten Daten und der Messung, jedoch wurde diesmal die Simulation unter Anwendung der

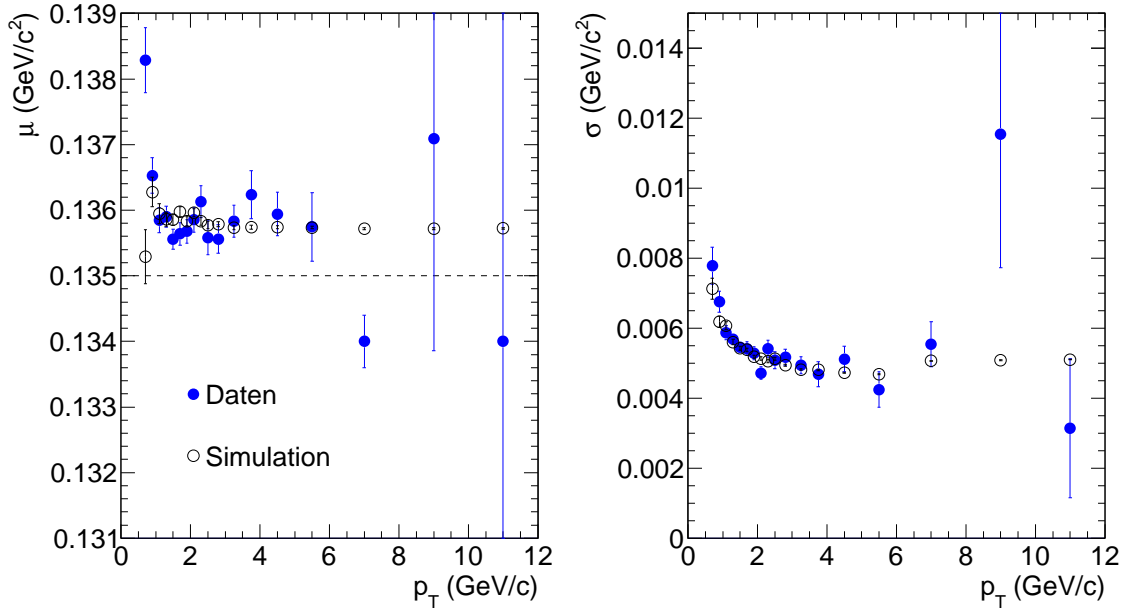


Abbildung 4.7.: Position und Breite der π^0 -Peaks in der Messung und in den simulierten Daten nach Anwendung einer Energiekorrektur für die Photonenergie in der Simulation.

Energiekorrektur durchgeführt. Es ist nun auch in der μ -Verteilung eine Übereinstimmung der Simulation mit der Daten des PHOS zu erkennen. Die σ -Verteilung der Simulation wird nicht durch die Energiekorrektur beeinflusst. Aufgrund der guten Übereinstimmung der μ - und σ -Verteilungen von den simulierten Daten zu der Messung ist die Monte-Carlo-Simulation nun geeignet, die Effizienz des PHOS zu bestimmen.

4.7. Bestimmung der Effizienz des PHOS

Die begrenzte Effizienz bei der Rekonstruktion neutraler Pionen wird von Effizienzverlusten im experimentellen Aufbau selbst und bei der Peak-Extraktion verursacht. Die Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen vor dem Erreichen des Kalorimeters, inaktive Module im Detektor, die untere Energieschwelle von 300 MeV für die Detektion eines Photons in der Analyse und die begrenzte Orts- und Energie-Auflösung des PHOS tragen zu den Effizienzverlusten bei. Die Effizienz errechnet sich aus:

$$Effizienz(p_T) = \frac{N_{\pi^0}^{rekonstruiert}(p_T)}{N_{\pi^0}^{akzeptiert}(p_T)}. \quad (4.16)$$

Hierbei gibt $N_{\pi^0}^{akzeptiert}$ die p_T -Verteilung der neutralen Pionen an, deren beide Zerfallspartonen auf der nominellen Detektoroberfläche liegen. $N_{\pi^0}^{rekonstruiert}$ beschreibt die p_T -Verteilung der aus den simulierten Daten rekonstruierten neutralen Pionen. Aus den m_{inv} -

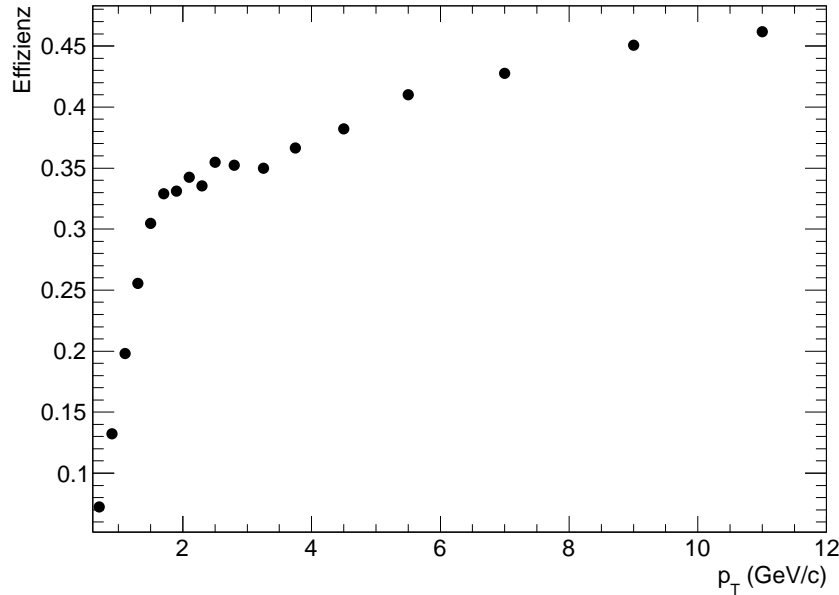


Abbildung 4.8.: Nachweiseffizienz für neutrale Pionen als Ergebnis der schnellen Monte-Carlo-Simulation.

Verteilungen der in der Simulation rekonstruierten π^0 werden analog zur Peak-Extraktion für die Messung die Anzahl der π^0 pro p_T durch Aufsummieren in einem 2σ Bereich bestimmt. So werden bei der Bestimmung der Effizienz auch direkt Verluste, die durch diese Methode entstehen, korrigiert. Abbildung 4.8 zeigt die so bestimmte Nachweiseffizienz für neutrale Pionen im PHOS.

4.8. Korrigiertes π^0 -Spektrum und Vergleich mit der Standard PHOS Analyse

Um die vollständig akzeptanz- und effizienzkorrigierte p_T -Verteilung der produzierten π^0 zu erhalten, werden zunächst Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen kombiniert. Dies ergibt die sogenannte totale Korrekturfunktion. Die korrigierte p_T -Verteilung ergibt sich dann durch Division der unkorrigierten p_T -Verteilung der Messung und der totalen Korrekturfunktion. In der Standard-PHOS-Analyse wurden Akzeptanz- und Effizienzkorrekturen nicht getrennt bestimmt. Stattdessen wurde anhand der p_T -Verteilung der in der detaillierten Monte-Carlo-Simulation produzierten und rekonstruierten π^0 direkt die totale Korrekturfunktion bestimmt.

Abbildung 4.9 zeigt den Vergleich der totalen Korrekturfunktion aus der schnellen Monte-Carlo-Simulation, wie oben beschrieben, und der detaillierten Monte-Carlo-Simulation der Standard-PHOS-Analyse. Die totale Korrekturfunktion dieser Arbeit liegt im Mittel etwa 5% höher als die der Standard-PHOS-Analyse. Im Bereich um $p_T \approx 2$ GeV/c und

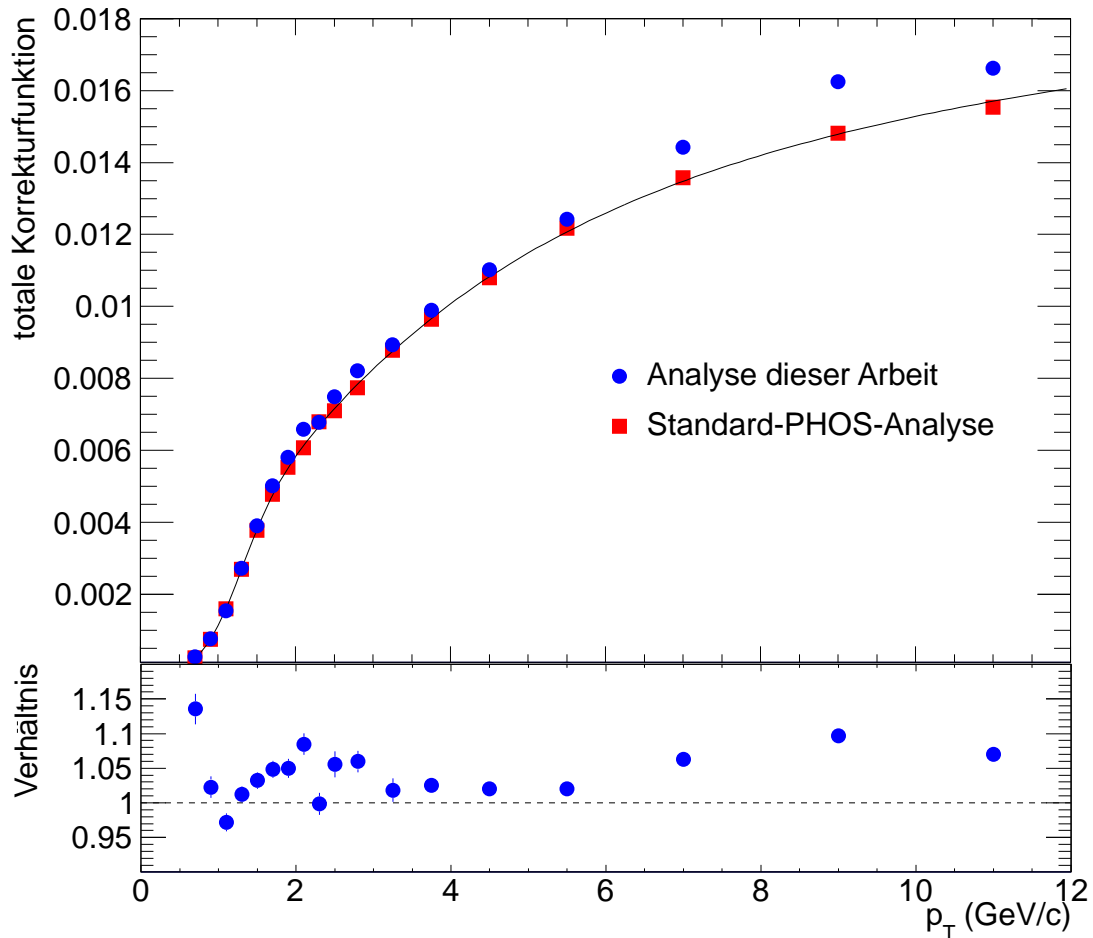


Abbildung 4.9.: Vergleich der totalen Korrekturfunktionen aus der schnellen Monte-Carlo-Simulation die in dieser Arbeit vorgestellt wird und der detaillierten Monte-Carlo-Simulation der Standard-PHOS-Analyse. Im unteren Teil ist das Verhältnis der beiden Verteilungen gezeigt

$p_T > 6$ GeV/c beträgt die Abweichung bis zu 10%. Dies deutet darauf hin, dass entweder in der schnellen Monte-Carlo-Simulation p_T -abhängige Verlusteffekte etwas unterschätzt werden oder in der vollen Monte-Carlo-Simulation überschätzt werden.

Abbildung 4.10 zeigt schliesslich die vollständig akzeptanz- und effizienzkorrigierte p_T -Verteilungen aus der Standard-PHOS-Analyse und der Analyse dieser Arbeit. Die p_T -Verteilung dieser Arbeit liegt etwa 10% bis 15% tiefer. In diese Abweichung gehen die systematischen Abweichungen in den unkorrigierten p_T -Verteilungen mit ein. Den größten Beitrag haben jedoch die Abweichungen der totalen Korrekturfunktionen.

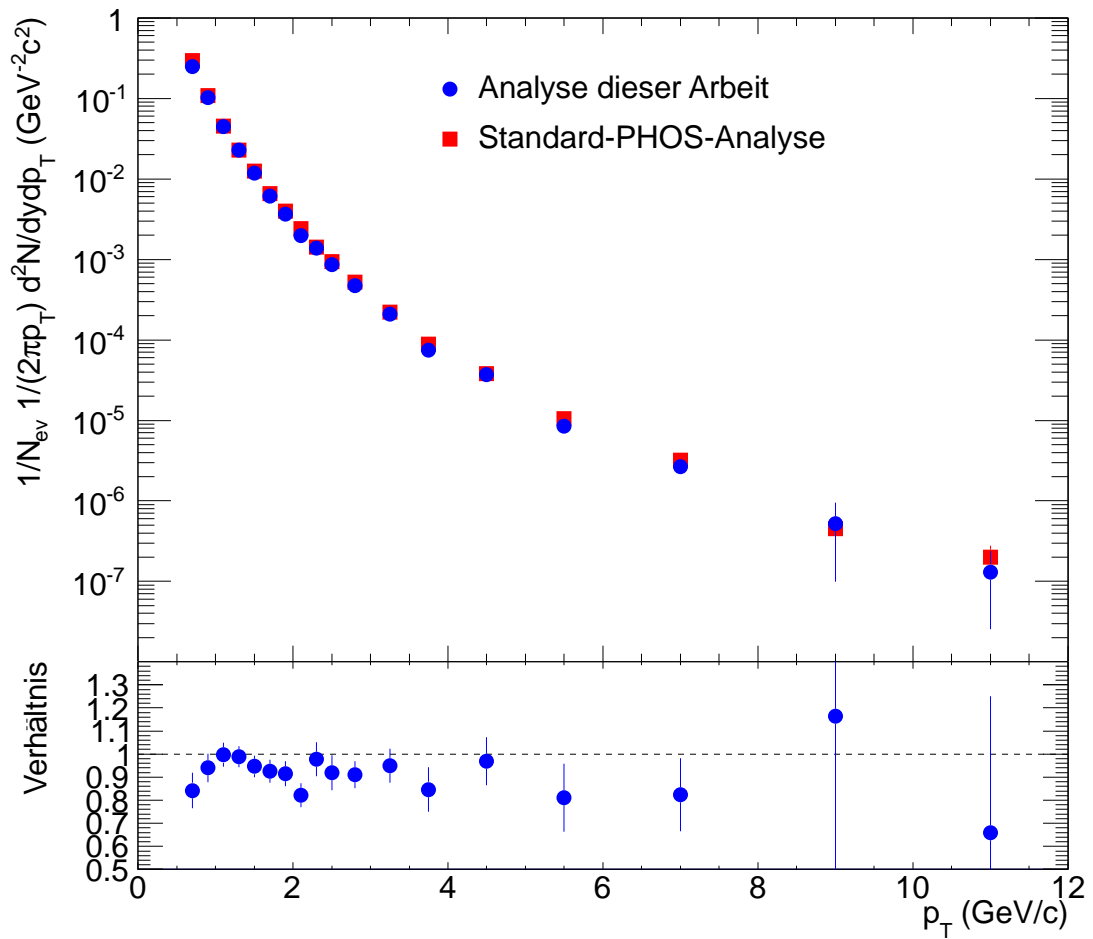


Abbildung 4.10.: Vergleich der Akzeptanz- und Effizienz korrigierten Spektren. Im unteren Teil ist das Verhältnis der beiden Verteilungen gezeigt.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird die p_T -Verteilung von π^0 in Proton-Proton-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2,76$ TeV untersucht. Die Analyse basiert auf Daten des PHOS-Detektors des ALICE-Experiments der LHC-Strahlzeit vom März 2011.

Das PHOS ist ein elektromagnetisches Kalorimeter, in dem Blei-Wolframat (PbWO_4)-Kristalle als Detektormaterial eingesetzt werden; mit ihm lässt sich unter anderem die Energie und die Position von Photonen bestimmen. Zusammen mit dem Vertex der Proton-Proton-Kollision können dann die Impulse der Photonen bestimmt werden. Durch eine Berechnung der invarianten Masse von Photonenpaare aus der gleichen Kollision kann man die π^0 identifizieren und ihre kinematischen Eigenschaften untersuchen.

In dieser Arbeit wird ein Peak-Extraktions-Algorithmus vorgestellt, der in definierten p_T -Bereichen die Anzahl der π^0 aus der m_{inv} -Verteilung der Photonenpaare ermittelt. Man erhält so eine p_T -Verteilung der vom PHOS rekonstruierten π^0 . Diese Verteilung wird mit dem Ergebnis der Peak-Extraktion aus der Standard-PHOS-Analyse verglichen, die den gleichen Datensatz untersucht wie die hier vorgestellte Analyse. Innerhalb der systematischen Fehler der Peak-Extraktion dieser Arbeit von ca. 6% stimmen die beiden Verteilungen überein. Somit kann die Peak-Extraktion der Standard-PHOS-Analyse durch diese Arbeit bestätigt werden.

Zur Bestimmung der wahren p_T -Verteilung der in den Proton-Proton-Kollisionen produzierten π^0 ist eine Korrekturfunktion notwendig, die die begrenzte Akzeptanz und Nachweiseffizienz des PHOS in der p_T -Messung ausgleicht. Dazu wird in der Arbeit eine schnelle Monte-Carlo-Simulation vorgestellt, mit der die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur bestimmt werden. Die schnelle Monte-Carlo-Simulation berücksichtigt Verlusteffekte im Detektormaterial und die limitierte Orts- und Energieauflösung des PHOS durch einfache Parametrisierungen. Der Vorteil dieser Methode liegt in einer schnellen Ausführbarkeit der Simulation und der einfachen Kontrolle aller Parameter.

Die Simulation erlaubt es, neben der Berechnung der Korrekturfunktion eine Untersuchung der Auswirkungen der Orts- und Energieauflösung auf die Messung der Masse der π^0 durchzuführen. Es kann gezeigt werden, dass aufgrund der steil abfallenden p_T -Verteilung der π^0 die begrenzte Energieauflösung dafür sorgt, dass die Messung der Masse des π^0 p_T abhängig ist und eine im Vergleich zum Literaturwert zu hohe Masse liefert.

Position und Breite der π^0 -Peaks in der Messung werden von der schnellen Monte-Carlo-Simulation reproduziert, die Simulation kann also für die Bestimmung der Korrekturfunktion eingesetzt werden.

Die Korrekturfunktionen der schnellen Monte-Carlo-Simulation und der Standard-PHOS-Analyse, die eine detaillierte Monte-Carlo-Simulation des ALICE-Detektors verwendet, werden anschliessend verglichen. Dabei fällt auf, dass die Korrekturfunktion, die mit der schnellen Monte-Carlo-Simulation bestimmt wurde, etwas höher liegt. Die Abweichung ist jedoch nicht p_T -unabhängig und beträgt 1% - 10%. In Anbetracht der sehr unterschiedlichen Methoden und der starken Vereinfachungen in der schnellen Monte-Carlo-Simulation, ist das Ergebnis eine grundsätzliche Bestätigung der aktuellen Korrekturfunktion in der Standard-PHOS-Analyse der π^0 . Der Vergleich der vollständig korrigierten p_T -Verteilungen zeigt, dass das Ergebnis dieser Arbeit bis zu 15% unter dem der Standard-PHOS-Analyse liegt, was hauptsächlich durch die Abweichungen der Korrekturfunktionen bewirkt wird.

In dieser Arbeit wird die *Analysis Taks* der Standard-PHOS-Analyse verwendet, die die invariante Masse und den Transversalimpuls aller Clusterpaare in realen und den gemischten Ereignissen bestimmt. In Zukunft soll auch für diesen Schritt der Analyse ein unabhängiger Algorithmus entwickelt werden. Die *Analysis Taks* soll auch daraufhin ausgerichtet werden, die Daten der detaillierten Monte-Carlo-Simulation des ALICE-Detektors zu analysieren um so eine detailliertere Überprüfung der Korrekturfunktionen zu ermöglichen. Die grobe Abschätzung der systematischen Unsicherheiten der Peak-Extraktion in dieser Arbeit kann noch verbessert werden. Schliesslich soll der Peak-Extraktions-Algorithmus um eine weitere Methode zur Subtraktion des korrelierten Untergrunds in der m_{inv} -Verteilung erweitert werden. Dabei wird eine schnelle Monte-Carlo-Simulation verwendet, um den Beitrag bekannter Photon-Photon-Korrelationen zum Untergrund im Bereich der π^0 -Masse zu bestimmen.

A. Anhang

A.1. Einheiten und Kinematische Variablen

In der Hochenergiephysik ist es üblich, für Längenangaben das Femtometer (auch „Fermi“ genannt) zu verwenden. Ein Femtometer entspricht ungefähr dem Durchmesser eines Protons. Es gilt:

$$1 \text{ fm} = 1 \cdot 10^{-15} \text{ m} . \quad (\text{A.1})$$

Energien werden in Elektronenvolt (eV) angegeben. Ein eV entspricht der kinetischen Energie eines Teilchens der Ladung $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, nachdem es eine Potentialdifferenz von einem Volt durchlaufen hat. Somit gilt:

$$1 \text{ eV} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 1 \text{ V} = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ J} . \quad (\text{A.2})$$

Die im ALICE-Experiment gemessenen Teilchen haben Energien von 10^6 eV (MeV) oder 10^9 eV (GeV). Die vom LHC beschleunigten Teilchen haben sogar Energien im Bereich von 10^{12} eV (TeV).

Aufgrund der Äquivalenz von Masse und Energie, $E = mc^2$, wird die Masse in der Einheit eV/c^2 angegeben. Analog wird der Impuls in der Einheit eV/c angegeben. In der Hochenergiephysik setzt man in der Regel die Lichtgeschwindigkeit c und die Planck-Konstante \hbar gleich eins zu setzen. Demnach können sowohl Energie, Masse als auch Impuls in eV angegeben werden.

Es werden verschiedene kinematische Variablen verwendet, die im Folgenden kurz beschrieben werden. Energie und Impuls eines Teilchens werden durch den Viererimpuls dargestellt:

$$p^\mu = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z \right) \quad (\text{A.3})$$

Die Gesamtenergie eines freien Teilchens mit Ruhemasse m_0 ergibt sich aus der relativistisch Energie-Impuls-Beziehung:

$$E^2 = m_0^2 c^4 + |\vec{p}|^2 c^2 . \quad (\text{A.4})$$

Das Koordinatensystem wird so gewählt, dass der Vertex der Kollision im Ursprung liegt und die z -Achse in die Strahlrichtung zeigt. Die x - und die y -Achse spannen demnach eine

Ebene senkrecht zur Strahlachse auf. Teilchen, die einen Impulsanteil in der x - y -Ebene haben, wurden also durch die Kollision beeinflusst oder in ihr erzeugt. Um die Kollision zu untersuchen, bietet es sich also an, den Transversalimpuls der Teilchen zu untersuchen.

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |\vec{p}| \cdot \sin(\theta). \quad (\text{A.5})$$

Hier ist \vec{p} der Gesamtimpuls eines Teilchens und θ der Winkel des Impulses zur Strahlachse. Der Azimut-Winkel ϕ gibt die Richtung innerhalb der transversalen Ebene an. Die longitudinale Komponente des Impulses entspricht demnach der z -Komponente.

$$p_L = p_z = |\vec{p}| \cdot \cos(\theta). \quad (\text{A.6})$$

Die transversale Masse eines Teilchens ist definiert als:

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2} \quad (\text{A.7})$$

Die Rapidity ist ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit $\beta_L = p_L/E$ eines Teilchens:

$$y = \text{atanh}(\beta_L) = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right). \quad (\text{A.8})$$

Die Rapidity hängt wie auch die longitudinale Geschwindigkeit von der Wahl des Bezugssystems (z.B. Laborsystem oder Ruhesystem eines Teilchens) ab. Jedoch ist der Zusammenhang der Rapiditäten zweier Bezugssysteme mit relativer Geschwindigkeit von β einfach:

$$y' = y + \text{atanh}(\beta). \quad (\text{A.9})$$

Daher ist die Form der Verteilung der Rapidity unabhängig von der Wahl des Bezugssystems. Es gelten folgende wichtige Zusammenhänge:

$$E = m_T \cdot \cosh(y) \quad (\text{A.10})$$

$$p_L = m_T \cdot \sinh(y). \quad (\text{A.11})$$

Im Grenzfall $E \gg m_0$ kann statt der Rapidity y die Pseudorapidity η verwendet werden. Sie ist definiert als:

$$\eta = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (\text{A.12})$$

Die Form der Verteilung der Pseudorapidity hängt zwar vom Bezugssystem ab, jedoch muss zur Messung der Pseudorapidity nur der Winkel θ zur Strahlachse bekannt sein. Es gelten folgende Beziehungen:

$$p = p_T \cdot \cosh(\eta) \tag{A.13}$$

$$p_L = p_T \cdot \sinh(\eta). \tag{A.14}$$

A.2. Verteilungen der invarianten Masse

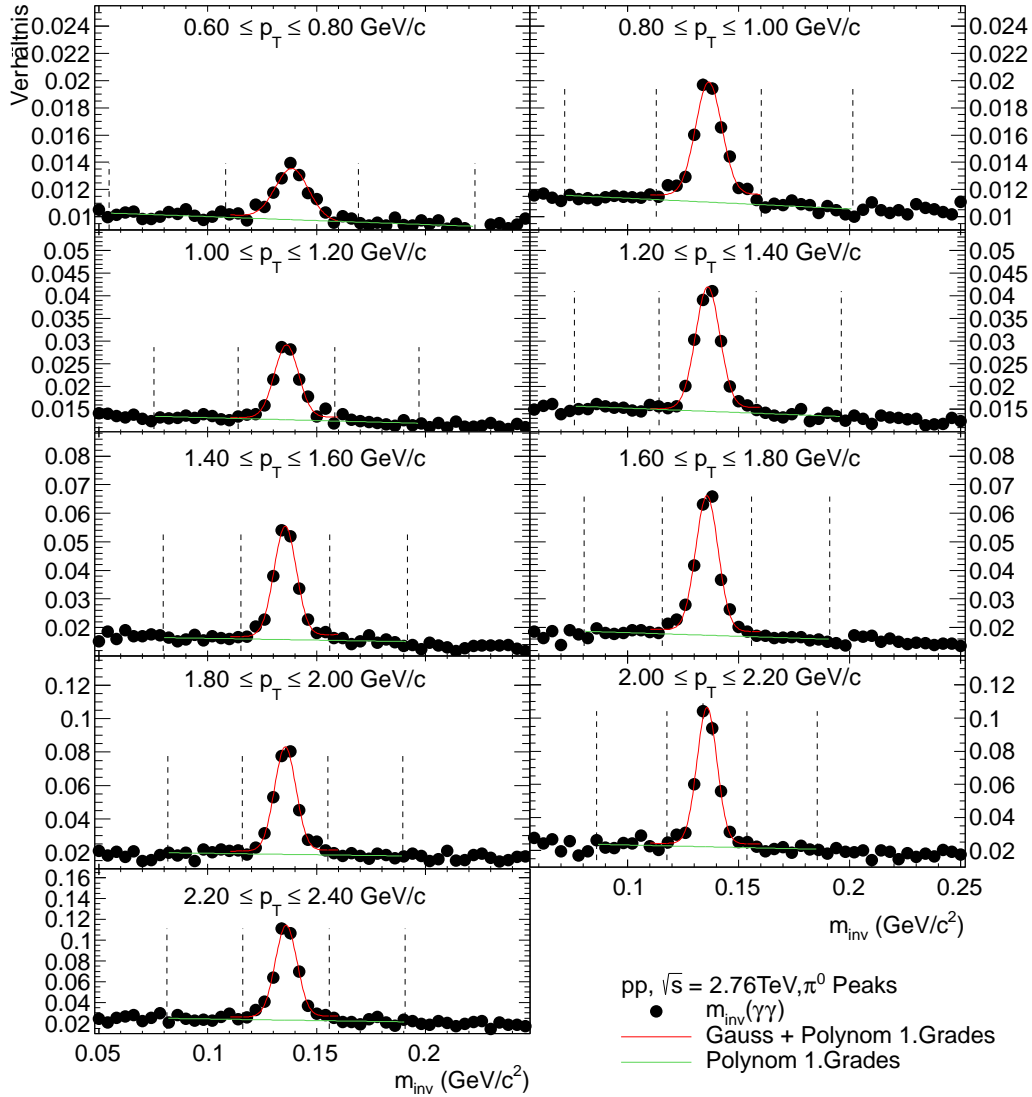


Abbildung A.1.: Verhältnis der m_{inv} -Verteilung der Clusterpaare aus realen und gemischten Ereignissen für alle betrachteten p_T -Bereiche. Die rote Kurve zeigt eine Gauß-Funktion, die an den Peak angepasst ist, die grüne Kurve einen Fit eines Polynoms erster Ordnung an den Bereich um den Peak. Die gestrichelten Linien markieren den Fit-Bereich des Polynoms

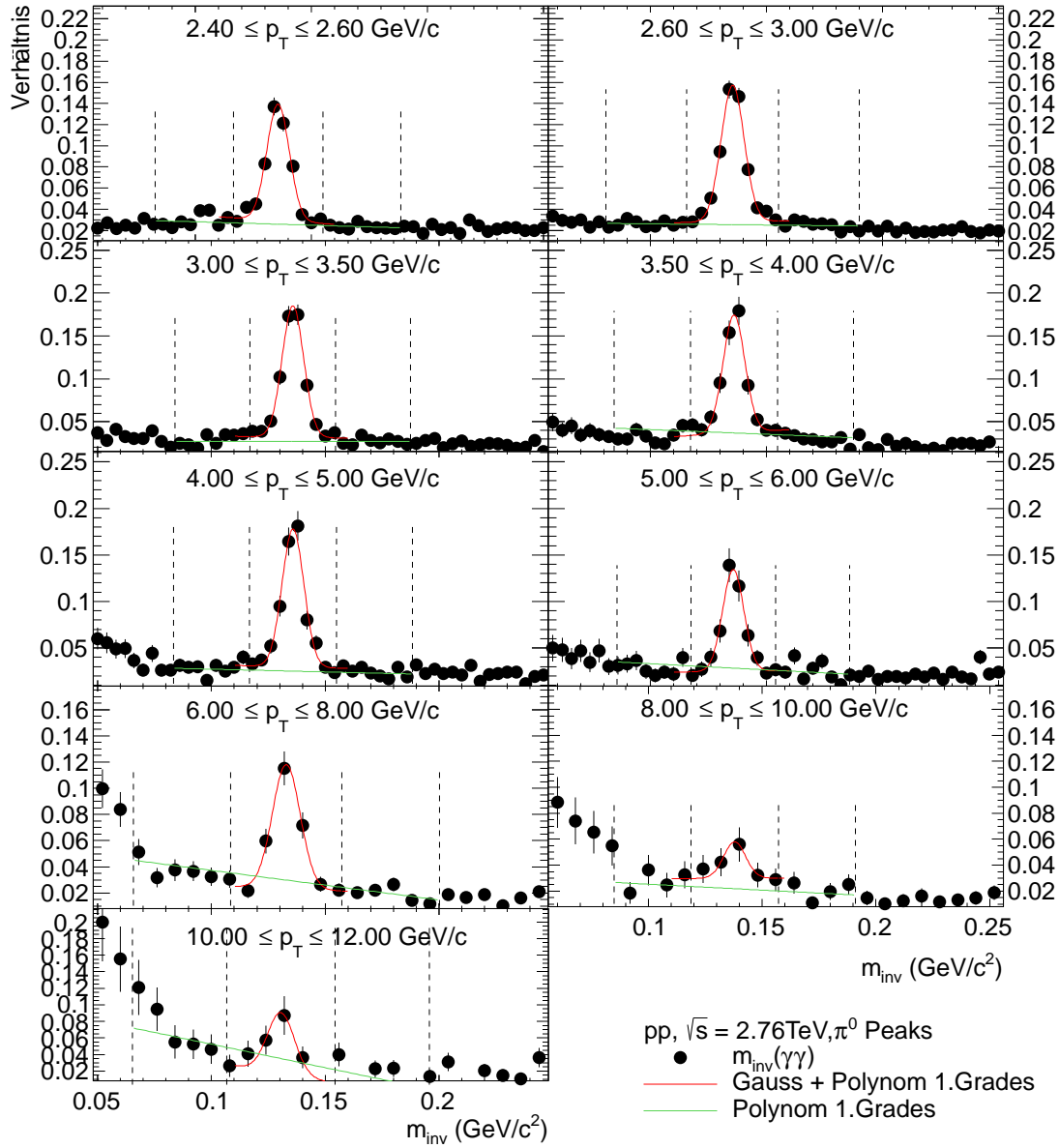


Abbildung A.2.: Verhältnis der m_{inv} -Verteilung der Clusterpaare aus realen und gemischten Ereignissen für alle betrachteten p_T -Bereiche. Die rote Kurve zeigt eine Gauß-Funktion, die an den Peak angepasst ist, die grüne Kurve einen Fit eines Polynoms erster Ordnung an den Bereich um den Peak. Die gestrichelten Linien markieren den Fit-Bereich des Polynoms

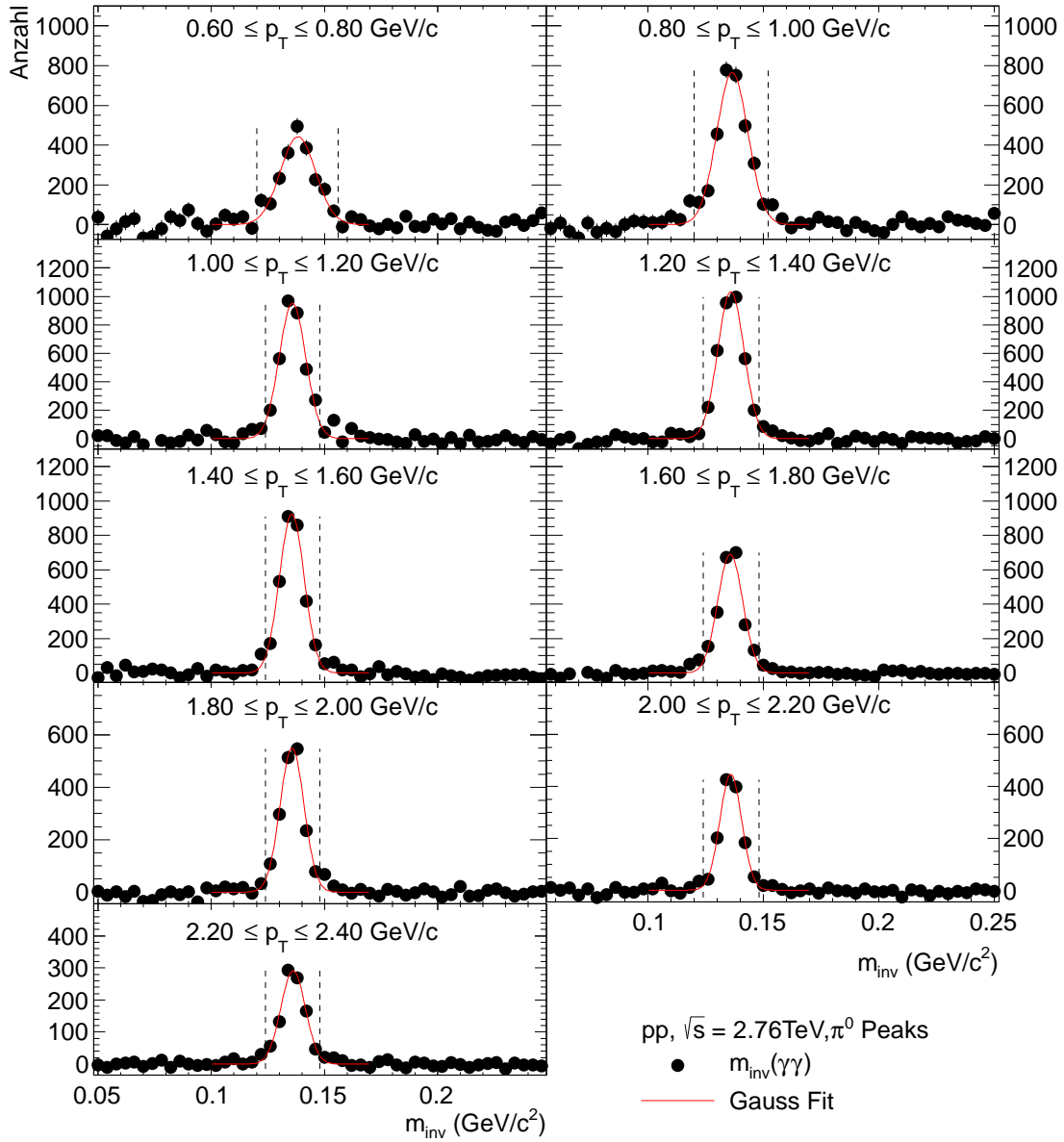


Abbildung A.3.: Die vom Untergrund bereinigte m_{inv} -Verteilung für alle betrachteten p_T -Bereiche. Die rote durchgezogene Kurve zeigt eine an den Peak angepasste Gauß-Funktion. Die gestrichelten Linien markieren das m_{inv} -Intervall, in dem der Peak extrahiert wird.

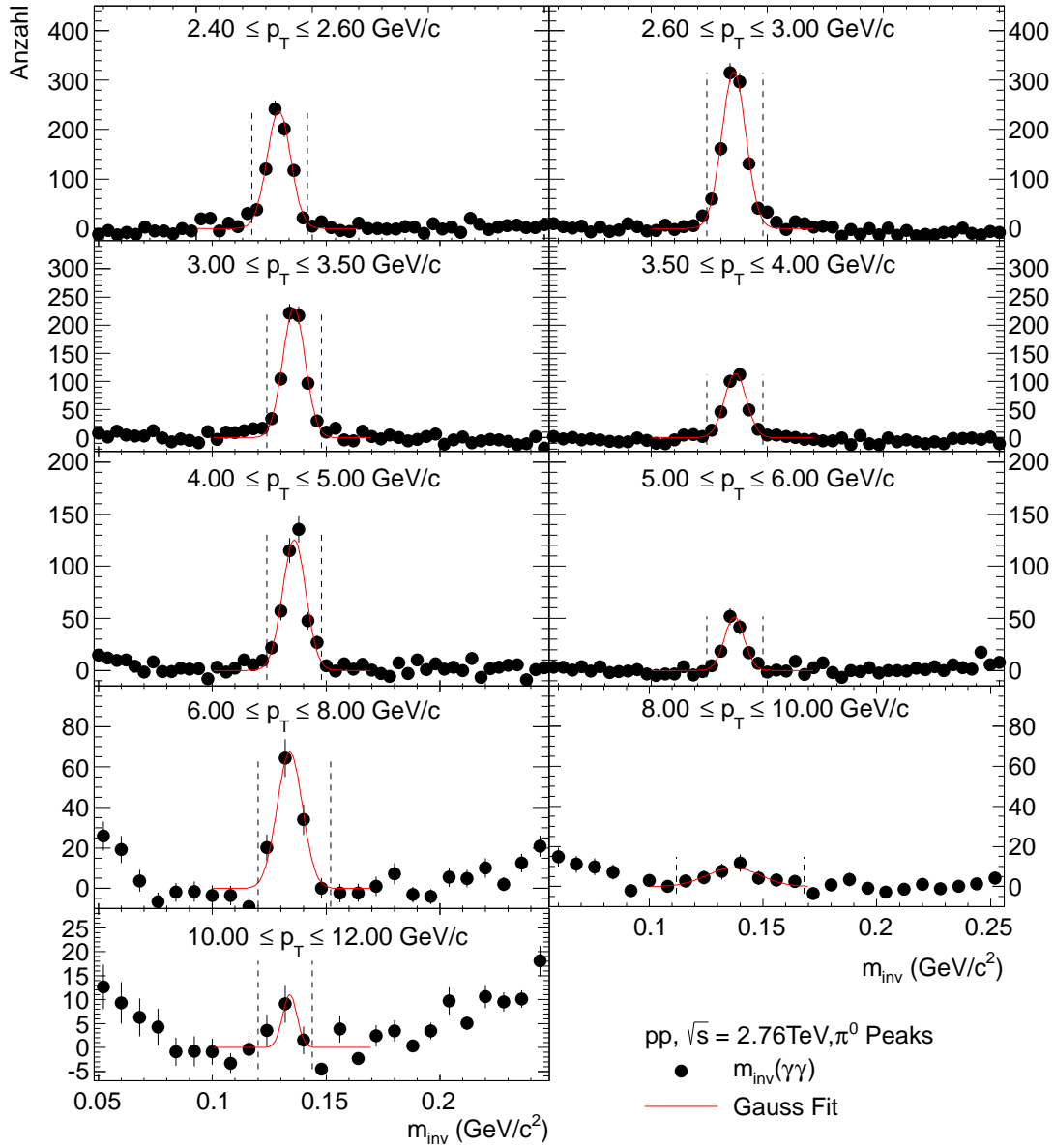


Abbildung A.4.: Die vom Untergrund bereinigte m_{inv} -Verteilung für alle betrachteten p_T -Bereiche. Die rote durchgezogene Kurve zeigt eine an den Peak angepasste Gauß-Funktion. Die gestrichelten Linien markieren das m_{inv} -Intervall, in dem der Peak extrahiert wird.

Literaturverzeichnis

- [Aam08] K. Aamodt, *et al.* [ALICE Collaboration], *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08002, 2008.
- [Abe12] B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], Phys. Lett. B **717** (2012) 162 [arXiv:1205.5724 [hep-ex]].
- [Adl03] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072301 [nucl-ex/0304022].
- [Ale11] D. Aleksandrov *et al.* [ALICE Collaboration], *Analysis of inclusive π^0 production in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 7 TeV measured with ALICE PHOS*, interne Analysis Note, April 2001.
- [Ali07] *The ALICE Offline Bible*, (Rev. 22), 2007, <http://aliweb.cern.ch/Offline/>.
- [Bar09] J. Bartke, *Introduction into Relativistic Heavy Ion Physics*, World Scientific Publishing, 1. Auflage, Singapur, 2009.
- [Bat02] S. Bathe, *Impulsfluktationen und Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen*, Dissertation, Fachbereich Physik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2002.
- [Bet09] S. Bethke, *The 2009 World Average of $\alpha(s)$* , Eur. Phys. J. C **64** (2009) 689 [arXiv:0908.1135 [hep-ph]].
- [Bai97] R. Baier, Y. L. Dokshitzer, A. H. Mueller, S. Peigne und D. Schiff, Nucl. Phys. B **483** (1997) 291 [hep-ph/9607355].
- [Bre09] A. Breskin und R. Voss, *The CERN large hadron collider accelerator and experiments, Volume 1*, The Scientific Information Service CERN, Genf, 2009.
- [Brü04] O Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole und P. Proudlock, *LHC Design Report*, CERN, Genf, 2004.
- [Con05] G. Conesa, H. Delagrange, J. Diaz, M. Ippolitov, Y. Kharlov, D. Peressounko, Y. Schutz, *Performance of the ALICE photon spectrometer PHOS*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **537**, 363 (2005).

-
- [Del99] G. Dellacasa, *et al.* [ALICE Collaboration], *Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)*, CERN-LHCC-99-04, 1999.
- [Gri08] D.J. Griffiths, *Introduction to elementary particles*, Wiley-VCH, 2. Auflage, Weinheim, 2008.
- [Gyu00] M. Gyulassy, P. Levai und I. Vitev, Nucl. Phys. B **594** (2001) 371 [nucl-th/0006010].
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, 3. durchges. und erw. Auflage, Stuttgart, 1992.
- [Kra06] F. Kramer, *Studie zur Messung von Quarkonia mit dem ALICE TRD und Aufbau eines Teststandes für seine Ausleseammern*, Diplomarbeit, Frankfurt, 2006.
- [Mat98] M. Matsumoto and T. Nishimura, *Mersenne Twistor: A 623-diminsionally equidistributed uniform pseudorandom number generator*, ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation, Vol. 8, No. 1, Januar 1998.
- [Mil07] M. Miller, K. Reygers, S. Sanders und P. Steinberg, *Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 57:205-43., 2007.
- [Nak10] K. Nakamura, *et al.*, *Review of particle physics*, J.Phys., **G 37**:075021, 2010.
- [Rey04] K. Reygers, *Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma mit dem PHENIX-Experiment am RHIC*, Habilitation, Fachbereich Physik, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2004.
- [Yag05] K. Yagi, T. Hatsuda und Y. Miake, *Quark Gluon Plasma*, Cambridge University Press, 1. Auflage, Cambridge, 2005.

Danksagung

Zuallererst möchte ich Professor Henner Büsching für die hervorragende Betreuung dieser Bachelorarbeit danken. Seine Erklärungen und Ratschläge und seine Unterstützung war immer sehr hilfreich. Ich danke ihm auch für die Ermöglichung meines CERN-Aufenthaltes und der Teilnahme an der DPG-Tagung 2012.

Auch bedanken möchte ich mich bei Dr. Baldo Sahlmüller für die Betreuung und alle Unterstützung die ich von ihm erhalten habe.

Dr. Jason Kamin und Marco Marquard danke ich für zahlreiche Hilfestellungen und anregende Diskussionen.

Ich bedanke mich bei der gesamten Frankfurter Arbeitsgruppe, für die interessanten Diskussionen und das angenehme Arbeitsklima.

Quynh Anh Nguyen danke ich für unsere gemeinsame Zeit, die mir besonders viel Kraft gegeben hat. Ich danke ihr auch für ihre Unterstützung und ihre viele Geduld, die sie mir entgegengebracht hat.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern und meiner Schwester für ihre Unterstützung in jeglicher Hinsicht, ohne die mein Studium nur schwer möglich gewesen wäre.

Erklärung

nach § 28 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Physik

Hiermit erkläre ich, dass ich diese 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 diese Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, den 2. August 2013