

**Systematische Studie der Peakextraktion
neutraler Pionen in pp-Kollisionen bei
 $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ mit Hilfe von Templates**

Bachelorarbeit

vorgelegt von

Marvin Hemmer

am Institut für Kernphysik

dem Fachbereich Physik

der Goethe-Universität Frankfurt am Main

Februar 2019

Erstgutachter: Prof. Dr. H. Büsching

Zweitgutachter: F. Pliquett

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Standardmodell der Elementarteilchenphysik	3
1.2	Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma	4
1.3	Proton-Proton-Kollisionen	6
1.4	Messung neutraler Pionen zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasma	7
2	Experimenteller Aufbau	10
2.1	ALICE	10
2.2	Elektromagnetische Kalorimeter EMCal	12
3	Messung neutraler Pionen mit Hilfe des EMCal	14
3.1	Datenauswahl	14
3.1.1	Datensatz	14
3.1.2	Clusterauswahlkriterien	14
3.2	Clusterrekombination	14
3.3	Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds	16
3.4	Abschätzung des korrelierten Untergrunds mit der Standardmethode	19
3.5	Peakextraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates	21
3.5.1	Template des Signals	21
3.5.2	Template des korrelierten Untergrunds	22
3.5.3	Parametrisierungsmethode	24
3.5.4	Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals	27
4	Korrigierter Yield	29
4.1	Korrekturen	29
4.2	Systematische Unsicherheit	29
5	Zusammenfassung und Ausblick	30

Einleitung

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik werden die sogenannten Elementarteilchen in zwei Gruppen, die sogenannten Quarks und die sogenannten Leptonen, unterteilt. Als Elementarteilchen werden alle Teilchen bezeichnet, die nach heutigem Kenntnisstand nicht weiter teilbar sind. Beide Gruppen beinhalten nach aktuellem Wissensstand jeweils sechs Teilchen, die sechs Quarks *up* (u), *down* (d), *charm* (c), *strange* (s), *top* (t) und *bottom* (b) und die sechs Leptonen Elektron (e), Elektron-Neutrino (ν_e), Myon (μ), Myon-Neutrino (ν_μ), Tau (τ) und Tau-Neutrino (ν_τ). Tabelle 1 listet die Elementarteilchen, geordnet nach ihrer sogenannten Generation und ihrer elektrischen Ladung, auf.

Neben der elektrischen Ladung gibt es im Rahmen des Standardmodells noch zwei weitere Ladungen, die schwache Ladung und die starke Ladung, auch Farbladung genannt. Trägt ein Teilchen eine Ladung, so koppelt das Teilchen an eine sogenannte Wechselwirkung, die beschreibt, wie Teilchen sich gegenseitig beeinflussen können. Jede Ladung lässt sich dabei einer Wechselwirkung zuordnen, die elektrische Ladung der elektromagnetischen Wechselwirkung, die schwache Ladung der schwachen Wechselwirkung und die Farbladung der starken Wechselwirkung.

Wechselwirkungen zwischen zwei Teilchen werden durch den Austausch von sogenannten Austauschteilchen vermittelt. Zu den heute bekannten Austauschteilchen gehören das Photon (γ), das Gluon (g), das Z-Boson (Z^0) und die W-Bosonen (W^\pm). Tabelle 2 zeigt die Zuordnung der Austauschteilchen zu ihrer entsprechenden Wechselwirkung.

Für die vorliegende Arbeit spielen die starke Wechselwirkung, Quarks, Gluonen und die Farbladung eine wichtige Rolle. Deshalb wird im folgenden Abschnitt genauer auf diese Themen einge-

Generation	I	II	III	el. Ladung [e]
Quarks	up (u)	charm (c)	top (t)	+2/3
	down (d)	strange (s)	bottom (b)	-1/3
Leptonen	Elektron (e)	Myon (μ)	Tau (τ)	-1
	Elektron-Neutrino (ν_e)	Myon-Neutrino (ν_μ)	Tau-Neutrino (ν_τ)	0

Tabelle 1: Elementarteilchen geordnet nach ihrer Generation und ihrer elektrischen Ladung. [T⁺18]

Wechselwirkung	elektromagnetisch	stark	schwach
Austauschteilchen	Photon (γ)	Gluon (g)	W^\pm , Z^0 - Bosonen

Tabelle 2: Austauschteilchen geordnet zu ihrer entsprechenden Wechselwirkung

gangen.

1.2 Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma

Wie eben diskutiert, koppelt die starke Wechselwirkung an Teilchen, die Farbladung tragen. Die Farbladung hat hierbei drei mögliche Zustände: rot, blau und grün. Dabei spielt der Zustand der Farbladung für die Stärke der starken Wechselwirkung keine Rolle. Zusätzlich zu den drei Zuständen der Farbladung gibt es auch drei Zustände der Antifarbladung, antirot, antiblau und antigrün.

Die Kombination der drei (Anti-)Farbladungen, oder die Kombination von Farbladung mit entsprechender Antifarbladung, ergibt, angelehnt an die Farblehre, weiß. Teilchen mit einer solchen Kombination der Farbladung ergeben entsprechend nach außen hin farbneutralen Teilchen, auch wenn sie aus farbgeladenen Teilchen aufgebaut sind.

Quarks, Antiquarks und Gluonen tragen Farbladung, wodurch sie an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Unter anderem bindet die starke Wechselwirkung Quarks und Antiquarks zu sogenannten Hadronen, die wiederum in sogenannte Baryonen, aufgebaut aus drei Quarks, und sogenannte Mesonen, aufgebaut aus einem Quark-Antiquark-Paar und entsprechende Antiteilchen, unterteilt werden.

Die Wechselwirkung zur Bindung eines Quark-Antiquark-Paars folgt dabei einem Potential $V(r)$ [Büs18]:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad (1)$$

Der erste Teil $-\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$ verhält sich proportional zur sogenannten Kopplungskonstanten der starken Wechselwirkung α_s und antiproportional zum Abstand r zwischen Quark und Antiquark.

Der zweite Teil des Potentials $+kr$ weist eine lineare Abhängigkeit von r auf. Der Vorfaktor k wird als Stringspondung bezeichnet und liegt in der Größenordnung von etwa 1 GeV/fm. Für große Abstände dominiert der lineare Teil. Das Feld der starken Wechselwirkung zwischen den beiden Teilchen wird immer stärker und wird deshalb als *String* bezeichnet. Für kleine r nähert sich $V(r)$ einem Coulombpotential.

Um den Abstand zwischen sich zu vergrößern, müssen die zwei Teilchen immer mehr Energie besitzen, die insgesamt gleich der Energie des *String* entspricht. Ab einem bestimmten Abstand reicht die Energie in dem *String* aus, um ein weiteres Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. In dem String

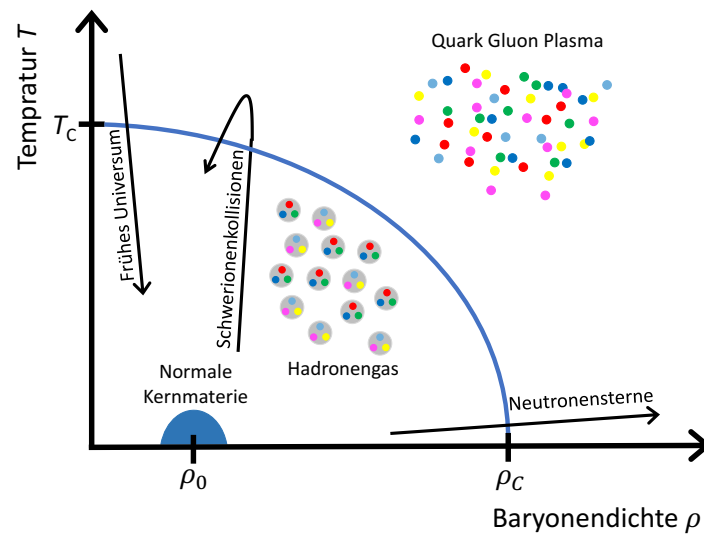


Abbildung 1: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit der Baryondichte ρ und der Temperatur T . [Rog17]

bildet sich ein neues Quark-Antiquark-Paar, das sich mit dem ursprüngliche Quark-Antiquark-Paar zu zwei Quark-Antiquark-Paaren kombiniert. Es liegen dann zwei Quark-Antiquark-Paare vor, die jeweils aus einem ursprünglichen Teilchen und einem neu entstandenen Teilchen bestehen. Deshalb können Quarks nur in gebundenen Zuständen gemessen werden. Dieses Phänomen wird als *Confinement* bezeichnet. Aus dem *Confinement* folgt, dass in der Natur nur farbneutrale Teilchen frei vorkommen, sprich (Anti-)Quarks bilden immer andere Teilchen.

Anders als die Bezeichnung vermuten lässt, ist α_s nicht konstant, sondern abhängig von der Auflösung, mit der die Wechselwirkung betrachtet wird. Je genauer die Auflösung wird, umso kleiner wird α_s . Aufgrund dieses Verhaltens von α_s bezüglich der Auflösung nennt man α_s auch laufende Kopplungskonstante. Farbgeladene Teilchen spüren für eine genaue Auflösung beziehungsweise kleines α_s nur eine kleine Wechselwirkung. Halten sich viele (Anti)Quarks und Gluonen auf kleinem Raum auf, so befindet sich ein Teilchen immer nah an einem anderen Teilchen. Dadurch können sich die Teilchen innerhalb eines solchen Zustands quasi frei bewegen. Den Zustand, wenn sich farbgeladene Teilchen frei bewegen können, nennt man asymptotische Freiheit.

Eine theoretische Beschreibung eines solchen Zustands ist das sogenannte Quark-Gluon-Plasma (QGP). Das QGP entspricht einem Medium mit hoher Dichte von (Anti)Quarks und Gluonen und beziehungsweise oder hoher Temperatur.

Ein solcher heißer und dichter Zustand kann kurz nach der Kollision von zwei hochenergetischen

Atomkernen entstehen [Kar06]. In der Überlappregion der beiden Atomkerne bildet sich ein QGP aus, das expandiert und abkühlt. Durch das Expandieren und Abkühlen ändert sich der Zustand des Mediums und die farbgeladenen Teilchen schließen sich in der sogenannten Hadronisierung wieder zu Hadronen zusammen. Bei dem beschriebenen Übergang des QGP in hadronische Materie handelt es sich um einen Phasenübergang stark wechselwirkender Materie.

Für die Erforschung des QGP spielt das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie eine wichtige Rolle. Abbildung 1 skizziert das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit von der Baryonendichte μ_B und der Temperatur T . Bei geringem μ_B und niedrigem T , wie etwa Raumtemperatur, sind alle Quarks und Gluonen in Hadronen gebunden. Erhöht man T oder beide Größen stark, wird ein Übergang in das QGP erwartet, in dem sich die Quarks und Gluonen quasi frei bewegen können. Außerdem muss die Energiedichte groß genug sein, um ein QGP erzeugen zu können, weshalb davon ausgegangen wird, dass im frühen Universum kurz nach dem Urknall die gesamte Materie als QGP vorlag [Kap00]. Es wird außerdem davon ausgegangen, dass sich dieses bei Kern-Kern-Kollisionen im Labor ausbilden kann, wie sie beim ALICE Experiment untersucht werden.

Zum besseren Verständnis von Kern-Kern-Kollisionen werden auch Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) studiert. Letztere werden in dieser Arbeit analysiert und im folgenden Abschnitt näher erläutert.

1.3 Proton-Proton-Kollisionen

Neben der direkten Referenz können in der Untersuchung von pp-Kollisionen aber auch Informationen über die stark wechselwirkende Materie beziehungsweise über die starke Wechselwirkung selbst gewonnen werden. pp-Kollisionen haben hierbei den Vorteil, dass sie besser theoretisch verstanden sind als Kern-Kern-Kollisionen. Dabei führt man unter anderem die sogenannte Partonendichtefunktion der Protonen ein, die angibt, wie wahrscheinlich es ist, ein (Anti)Quark oder Gluon mit einem bestimmten Impulsanteil des Protons vorzufinden. Dies wiederum ermöglicht genauere theoretische Beschreibungen von pp-Kollisionen, bei denen im engeren Sinne die Partonen, also die (Anti)Quarks und beziehungsweise oder Gluonen, miteinander stoßen.

Bei einem solchen Stoß entstehen viele neue Teilchen. Die Produktionsrate der neuen Teilchen wird dabei als der sogenannten *Yield* in Abhängigkeit vom Transversalimpuls angegeben. Der Transversalimpuls gibt dabei den Impulsanteil an, der senkrecht zur Strahlachse eines Kollisionsexpe-

riments liegt. Der Transversalimpuls wird deshalb betrachtet, da die kollidierenden Teilchen bei einem solchen Experiment keinen Transversalimpuls besitzen und der gesamte Transversalimpuls der entstandenen Teilchen deshalb aus den physikalischen Prozessen während und nach der Kollision kommt.

Ein mögliches Teilchen, das in Kollisionen produziert wird, ist das neutrale Pion. Dieses wird in dieser Arbeit analysiert und der Yield des neutralen Pions in pp Kollisionen extrahiert.

1.4 Messung neutraler Pionen zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasma

Das neutrale Pion π^0 besteht aus einem Quark-Antiquark-Paar und gehört damit zu den Mesonen. Genauer lässt sich das π^0 als eine Überlagerung zweier quantenmechanischer Zustände, bestehend aus u und d Quarks und den entsprechenden Antiquarks, beschreiben:

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad (2)$$

Mit einer Masse von $m_{\pi^0} = (134,9770 \pm 0,0005) \text{ MeV}/c^2$ [T⁺18] stellt das π^0 das leichteste Meson dar. Ein π^0 zerfällt zu $(98,823 \pm 0,034) \%$ nach einer mittleren Weglänge von $c\tau = (25,5 \pm 0,5) \text{ nm}$ [T⁺18] in zwei Photonen.

Beim ALICE Experiment in Kern-Kern-Kollisionen werden unter anderem direkte Photonen untersucht. Als direkte Photonen werden solche Photonen bezeichnet, die in der Kollision entstehen und nicht aus Zerfällen stammen. Direkte Photonen können allerdings nicht direkt bestimmt werden. Stattdessen werden alle Photonen, die produziert wurden, gemessen und die Anzahl Photonen aus Zerfällen werden von der Anzahl aller Photonen subtrahiert. Dazu muss zuerst die Anzahl der Photonen, die aus Zerfällen kommen, bestimmt werden, wozu wiederum die *Yields* von Teilchen extrahiert werden müssen, die in Photonen zerfallen. Aufgrund der hohen Produktionsrate von π^0 in Kern-Kern-Kollisionen und der hohen Zerfallswahrscheinlichkeit in zwei Photonen stellen Photonen aus π^0 -Zerfällen den größten Anteil von Zerfallsphotonen.

Direkte Photonen können auch in pp-Kollisionen betrachtet werden. In pp-Kollisionen gibt es dabei ebenfalls eine hohe Produktionsrate von π^0 , weshalb die Analyse von π^0 , für die Bestimmung von direkten Photonen essentiell ist. Die Analyse von π^0 in pp-Kollisionen liefert somit eine direkte Referenzgröße in Form des *Yields* von π^0 , als auch eine Referenz für direkte Photonen. Das Verhältnis der Produktionsraten von π^0 in Kern-Kern-Kollisionen gegenüber der Produktionsraten von π^0 in

pp-Kollisionen kann so beispielsweise Aufschluss geben auf den Energieverlust von Teilchen innerhalb des QGP. Deshalb werden in dieser Arbeit die Produktion von π^0 in pp-Kollisionen analysiert. Gemessen werden bei ALICE allerdings nicht π^0 direkt, sondern nur die Photonen, aufgrund der kurzen Lebensdauer des π^0 . Deshalb müssen π^0 über Messungen der Photonen rekonstruiert werden. Durch geeignete Messungen können Energie und Position der beiden Photonen bestimmt werden. Durch die Information über die Position der Photonen kann auch der Zerfallswinkel zwischen den beiden Photonen $\theta_{\gamma\gamma}$ bestimmt werden. Die Energien $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ der beiden Photonen sowie der Zerfallswinkel $\theta_{\gamma\gamma}$ werden benötigt, um die invariante Masse m_{inv} eines π^0 zu berechnen. Für diese gilt:

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos(\theta_{\gamma\gamma}))} \quad (3)$$

Neben der Bestimmung der invarianten Masse kann der Impuls der Photonen aufgeteilt werden, in den Transversalimpuls und den Longitudinalimpuls. Dabei wird in dieser Arbeit nur der Transversalimpuls p_T des π^0 betrachtet für den gilt:

$$p_{T\pi^0} = \sqrt{(p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2} \quad (4)$$

Die Indizes x und y beziehen sich auf die Raumrichtungen.

In einer Kollision entstehen allerdings mehrere π^0 auf einmal. Die Information, welche Photonen dabei aus welchem Zerfall stammen, geht bei der Messung verloren. Deshalb werden alle gemessenen Photonen miteinander kombiniert, wodurch einerseits π^0 rekonstruiert werden, andererseits werden aber auch Photonenpaare miteinander kombiniert, die nicht aus einer Zerfallskette stammen, oder nicht aus einem π^0 -Zerfall. Um die Anzahl an Photonenpaaren, die nicht aus einem π^0 -Zerfall kommen, abzuschätzen, werden in dieser Arbeit sogenannte Templates aus einer Monte Carlo Simulation verwendet. Für eine detailliertere Beschreibung von Monte Carlo Simulationen sei an dieser Stelle auf [Sch19] verwiesen. Templates beschreiben in dieser Analyse Verteilungen der invarianten Masse, die aus Monte Carlo Simulationen stammen. Durch das Verwenden von Templates in dieser Arbeit kann das theoretische Verständnis von pp-Kollisionen überprüft und vertieft werden. Eine genauere Erläuterung der Templates die für diese Arbeit verwendet werden, folgt in

den Abschnitten 3.5.1 und 3.5.2.

Nachdem die theoretischen Grundlagen für die Analyse von π^0 dargelegt wurden, wird in Abschnitt 2 der experimentelle Aufbau näher erläutert.

2 Experimenteller Aufbau

In dieser Arbeit werden Messdaten des ALICE Experiments verwendet. Das ALICE Experiment befindet sich am LHC, dem weltweit größte Beschleunigerring, am Kernforschungszentrum CERN. Im LHC werden Teilchen, hauptsächlich Blei-Ionen und Protonen auf fast Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zum Kollidieren gebracht. Die Beschleunigung geschieht durch elektrische Felder, während Dipolmagnete die beschleunigten Teilchen auf einer Kreisbahn halten. Kollisionen finden im LHC Ring an vier unterschiedlichen Stellen statt, wo sich die Strahlrohre, in denen Teilchen gegenläufig beschleunigt werden, kreuzen. An einem dieser Punkte befindet sich das ALICE Experiment.

Die Beschleunigung auf nahezu Lichtgeschwindigkeit ermöglicht hohe Schwerpunktsenergieen \sqrt{s} zu erreichen. Dabei spiegelt \sqrt{s} die Energie wieder, die das System in einer Kollision zur Verfügung hat. Dementsprechend können mehr und auch schwerere Teilchen bei höherem \sqrt{s} in einer Kollision entstehen. Ein hohes \sqrt{s} hat auch eine höhere Temperatur des Mediums, was bei einer solchen Kollision entstehen kann, zur Folge. So befinden sich Messungen des ALICE Experiments am LHC im Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie, wie es in Abbildung 1 skizziert ist, bei hohen Temperaturen und einer geringen Baryonendichte. \sqrt{s} hängt dabei von der Energie der kollidierende Teilchen ab. Für Kollisionsexperimente zweier identischer Teilchen mit gleicher Energie E gilt:

$$\sqrt{s} = 2E \tag{5}$$

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten stammen von pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV.

2.1 ALICE

Das ALICE Experiment wurde speziell zur Untersuchung des Quark-Gluonen-Plasmas konzipiert und gebaut. Abbildung 2 zeigt schematisch einen Querschnitt des ALICE Experiments. Der zylinderförmige Aufbau um das Kollisionszentrum ist typisch für Kollisionsexperimente.

Um die zentralen Detektoren herum befindet sich ein Solenoid-Magnet, der ein Magnetfeld von 0,5 T erzeugt, wodurch geladene Teilchen auf gekrümmte Flugbahnen gelenkt werden. Mit Hilfe der Radien der gekrümmten Flugbahnen können geladenen Teilchen identifiziert werden. Im Folgenden

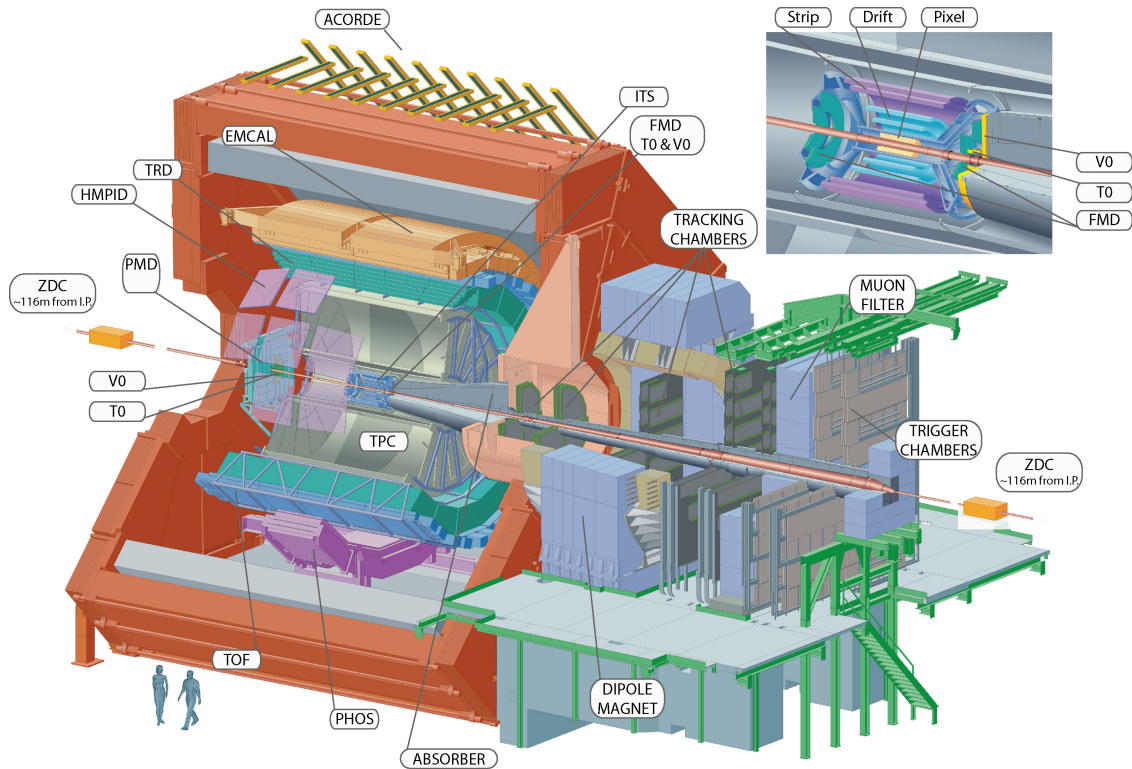


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Querschnitts des ALICE Experiments. [Wik18]

werden die für diese Analyse wichtigsten Detektoren kurz eingeführt.

Das **Inner Tracking System**, kurz ITS, befindet sich am nächsten zum Strahlrohr des ALICE Experiments und besteht aus sechs Schichten. In dieser Analyse wird das ITS zur Abschätzung des Kollisionspunktes, dem sogenannten primären Vertex, benutzt.

Die **Time Projection Chamber**, kurz TPC, umschließt das ITS und dient als Detektor der Spurrekonstruktion. Geladene Teilchen hinterlassen in der TPC Spuren, anhand dieser können die geladene Teilchen identifiziert werden.

Das **V0-Detektorsystem** besteht aus zwei einzelnen Detektoren, welche sich jeweils an einem Ende des ITS um das Strahlenrohr befinden. Messen beide V0 Detektoren eine bestimmte Mindestanzahl an Teilchen, so wird eine Aufzeichnung des Ereignisses (engl. *event*) gestartet. Die Anforderungen für die Messung eines *events* werden allgemein als *trigger* bezeichnet. Dass die V0-Detektoren eine Mindestanzahl an Teilchen detektieren, entspricht einer Mindestanforderung an das *event*. Entsprechend wird diese Mindestanforderung *minimum-bias trigger* und das *event minimum-bias event* genannt.

Genau wie das V0-Detektorsystem bestehen das **T0-Detektorsystem** aus zwei einzelnen Detektoren, die sich an den Enden des ITS befinden. Die T0-Detektoren sind auf präzise Zeitmessungen

spezialisiert und legen den Zeitpunkt der Kollision fest.

Das **Elektromagnetische Kalorimeter**, kurz EMCal, befindet sich am äußersten Rand des zentralen Detektors. Da in dieser Analyse Messungen des EMCals verwendet werden, wird der Aufbau und die Funktionsweise des EMCals im folgenden Abschnitt genauer erläutert.

2.2 Elektromagnetische Kalorimeter EMCal

In einem Abstand von circa 4,5 m vom Kollisionspunkt deckt das EMCal einen Azimuthalwinkelbereich von $\phi = 107^\circ$ und einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| \leq 0,7$ ab. Das EMCal besteht aus zwölf sogenannten Supermodulen, zehn normal großen und zwei kleineren. Ein normal großes Supermodul besteht aus 24×48 Zellen, ein kleineres Supermodul aus 8×48 Zellen. Insgesamt hat das EMCal also 12288 Zellen, die hauptsächlich Photonen, Elektronen und Positronen detektieren und dabei die Energie dieser Teilchen messen. Eine einzelne Zelle besteht aus abwechselnd 77 Szintillatoren- und 76 Bleischichten. In den Bleischichten entstehen sogenannten elektromagnetische Schauer, indem eintreffende Photonen durch Paarerzeugung in ein Elektron und ein Positron konvertieren, die wiederum durch Bremsstrahlung weitere Photonen abstrahlen. Die Szintillatoren werden durch die Photonen angeregt und geben ein messbares Lichtsignal ab. Alle Szintillatorschichten einer Zelle sind über einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden. Der Photomultiplier wandelt das Lichtsignal in ein elektrisches Signal um, das proportional zur detektierten Energie der Zelle ist.

Jeder elektromagnetischer Schauer besitzt eine gewisse Ausdehnung, die über den sogenannten Molière-Radius R_M definiert ist. Der Molière-Radius gibt den Radius passend zu einem Zylinder an, in dem 90% der gesamten Energie eines Schauers vom Detektor gemessen wird. Für das EMCal beträgt der Molière-Radius $R_M = 3,7$ cm, während die quadratischen Zellen eine Seitenlänge von 6 cm besitzen. Der Schauer eines einzelnen Teilchens erstreckt sich also über mehrere Zellen. Benachbarte Zellen werden durch einen Algorithmus zu sogenannten *Clustern* zusammengefasst. Algorithmen zur Rekonstruktion von *Clustern* werden als *Clusterizer* bezeichnet. In der hier vorliegenden Analyse wird der sogenannte v2-*Clusterizer* verwendet. Dieser sucht zunächst nach der Zelle mit der größten deponierten Energie, die noch keinem *Cluster* angehört und eine Schwellenenergie von typischerweise 600 MeV besitzt. Von dieser Startzelle ausgehend werden die Nachbarzellen abgesucht und zum *Cluster* hinzugefügt, wenn sie die Mindestenergie von typischerweise 100 MeV überschreiten, aber eine geringere Energie als die Startzelle haben und ebenfalls keinem weiteren *Cluster* zugeordnet sind. Diese Suche nach Nachbarzellen geschieht dabei iterativ solange, bis keine

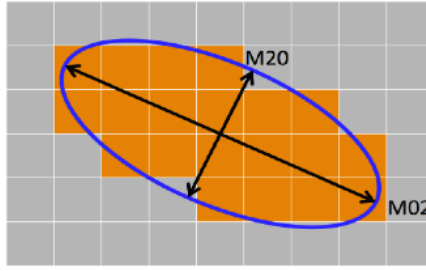


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines *Clusters*. Die Ellipsenhalbachsen M_{20} und M_{02} definieren eine Ellipse, die alle orange markierten Zellen, die zu einem *Cluster* in einem Kalorimeter mit quadratischen Zellen gehören, umfasst. [[Mec18]]

Nachbarzellen die nötigen Kriterien erfüllen um dem *Cluster* hinzugefügt zu werden. Anschließend wird eine neue Startzelle für ein neues *Cluster* gesucht und der Prozess beginnt von vorne. Abbildung 3 zeigt eine schematische Darstellung eines *Clusters*. Alle orange eingefärbten Zellen gehören dabei zu dem *Cluster*. Die eingezeichnete Ellipse, beziehungsweise ihre Halbachsen M_{02} und M_{20} , helfen dabei, das *Cluster* zu parametrisieren. Die Form eines *Clusters* und damit die Größe von M_{02} und M_{20} unterscheidet sich abhängig davon, ob das *Cluster* durch ein Photon entstanden ist oder nicht. Dadurch kann M_{02} benutzt werden, um *Cluster*, die durch Photonen entstanden sind, zu identifizieren. Die Teilchen, die zu diesen *Clustern* gehören, werden im Weiteren als Photonenkandidaten bezeichnet. Für M_{02} gilt:

$$M_{02} = \frac{1}{2} \sum_i E_i (x_i^2 + y_i^2) + \sqrt{\frac{1}{4} \sum_i (x_i^2 + y_i^2)^2 + \left(\sum_i E_i x_i y_i \right)^2} \quad (6)$$

Wobei E_i für die Energie einer Zelle und x_i und y_i für die relative Position einer Zelle zur Startzelle steht.

Nachdem die Grundlagen zur Theorie und dem Experiment erklärt wurden, wird im nächsten Abschnitt die Analyse erläutert. Dazu wird zunächst die Auswahl der Daten, die in dieser Arbeit benutzt werden, aufgeführt.

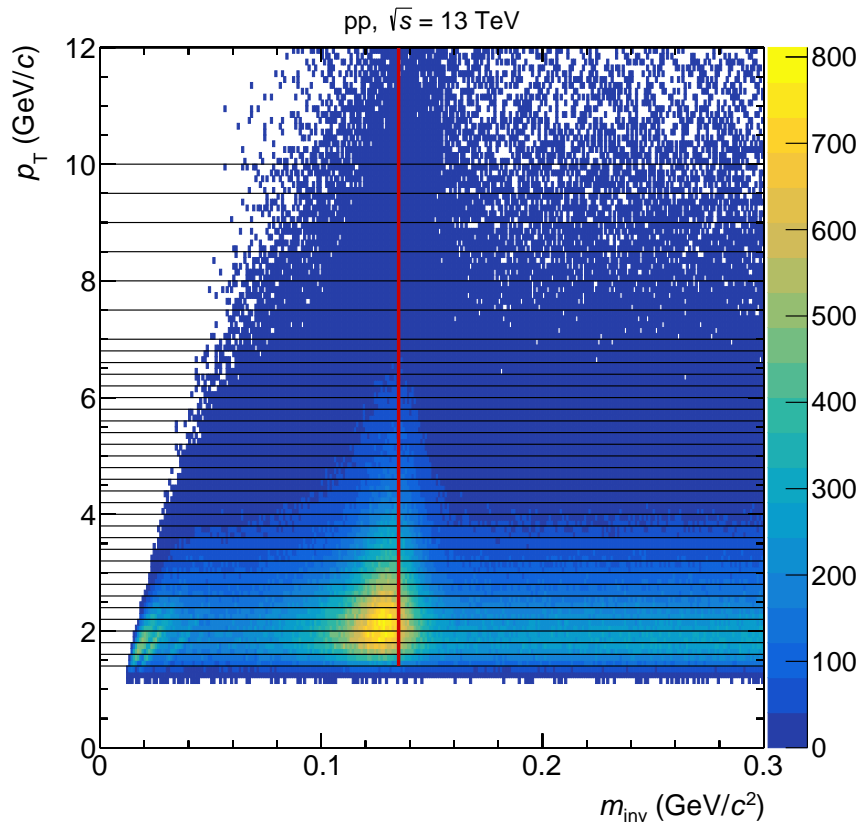


Abbildung 4: p_T und m_{inv} als Funktion der Anzahl von kombinierten Cluster-Paaren aus der gleichen Kollision. Die rote Linie liegt bei $m_{\text{inv}} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$, was in etwa der π^0 Masse entspricht, wo eine deutliche Häufung der Einträge sich abzeichnet. Die schwarzen Linien stellen die Grenzen der p_T -Intervalle dar.

3 Messung neutraler Pionen mit Hilfe des EMCAL

3.1 Datenauswahl

3.1.1 Datensatz

3.1.2 Clusterauswahlkriterien

3.2 Clusterrekombination

Die gewählten *Cluster* nach den Kriterien aus Abschnitt 3.1.2 bestehen fast ausschließlich aus Photonen, Elektronen oder Positronen.

Um die Anzahl der detektierten π^0 zu messen, werden von Photonenkandidatenpaaren die invariante Masse und der Transversalimpuls nach Gleichungen 3 und 4 bestimmt. Da die Information fehlt, ob und welche Photonenkandidaten aus dem Zerfall eines π^0 stammen, werden alle Photonenkandidaten eines *events* paarweise mit einander kombiniert. Diese Methode wird als *same event* Methode

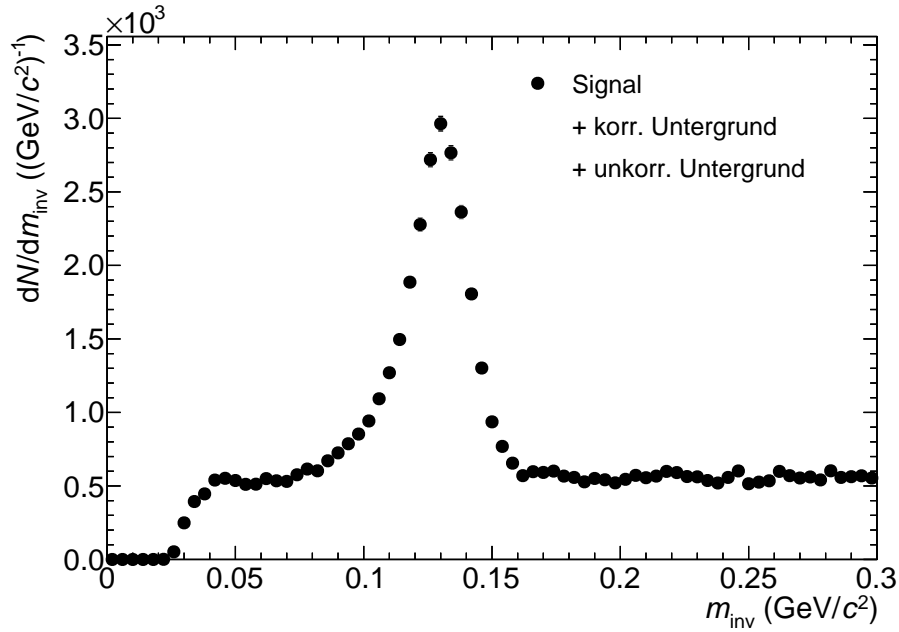


Abbildung 5: Projektion von Abbildung 4 im p_T -Intervall $(3, 2 - 3, 4)(\text{GeV}/c)$. Es ist ein deutlicher Peak um $m_{\pi^0} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen, aber auch Untergrund, da das Signal zu höheren Massen gaußförmig abklingen sollte. Bei $m_{\text{inv}} < m_{\pi^0}$ kann Signal vorliegen, das aus konvertierten Photonen besteht, weshalb eine Aussage über die Form, beziehungsweise den Untergrund dort schwer möglich ist.

bezeichnet. Abbildung 4 zeigt die Anzahl der *Clusterpaare* in Abhängigkeit der invarianten Masse m_{inv} und des Transversalimpulses p_T . Durch die paarweise Kombination aller Photonenkandidaten eines *Events* gibt es sowohl Kombinationen von Photonenkandidaten, die aus dem Zerfall eines π^0 stammen, als auch Photonenkandidaten, die nicht über den Zerfall eines π^0 zusammenhängen. Die Summe aller *Clusterpaare*, die aus einem Zerfall eines π^0 kommen, wird als Signal bezeichnet. Es zeichnet sich eine Häufung der Datenpunkte um $m_{\text{inv}} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$, also um die Masse des π^0 , ab. Dieser Häufung liegen vor allem Kombinationen von Photonenkandidaten zugrunde, die aus einem π^0 stammen. Aufgrund der Anforderung an den Öffnungswinkel gibt es bei kleinem m_{inv} keine Datenpunkte. Mit ansteigendem p_T steigt der Wert von m_{inv} für den kleinsten kombinierten Datenpunkt. Das führt dazu, dass mit steigendem p_T immer mehr Signal nicht rekonstruierbar wird.

Die p_T -Abhängigkeit der Anzahl der π^0 weist auf unterschiedliche physikalische Effekte und Prozesse hin. Deshalb wird die Verteilung aus Abbildung 4 in einzelnen p_T -Intervallen analysiert. Die Intervalle werden so gewählt, dass sie möglichst klein sind, während die statistischen Unsicherheiten der Datenpunkte nicht zu groß werden.

Abbildung 5 zeigt die Anzahl der *Clusterpaare* in Abhängigkeit der invarianten Massen im p_T -Intervall von $(3,2 - 3,4)(\text{GeV}/c)$. Die in Abbildung 4 beschriebene Anhäufung der Datenpunkten zeigt sich auch hier deutlich und wird im Folgenden als Peak bezeichnet. Der Peak besteht wie zuvor erwähnt hauptsächlich aus richtig kombinierten π^0 . Neben dem Signal besteht die Verteilung in Abbildung 5 noch aus sogenanntem Untergrund, der in zwei Teile unterteilt wird, dem kombinatorischen oder auch unkorrelierten Untergrund und dem korrelierten Untergrund. Dem korrelierten Untergrund liegen paarweise Kombinationen von Photonenkandidaten zugrunde, zwischen denen eine Korrelation besteht. Das heißt, dass die Photonenkandidatenpaare nicht aus dem Zerfall eines π^0 stammen, aber über einen anderen Zerfall zusammenhängen. Durch die paarweise Kombination unkorrelierter Photonenkandidaten, also solcher, die nicht aus einer Zerfallskette stammen, entsteht der unkorrelierte Untergrund.

Im folgenden Abschnitt wird eine Methode zur Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds vorgestellt.

3.3 Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds

Durch das paarweise Kombinieren aller Photonenkandidaten, wie es in Abschnitt 3.2 vorgestellt wurde, besteht ein großer Anteil der rekonstruierten Datenpunkte aus unkorreliert Paaren. Um den unkorrelierten Untergrund abzuschätzen werden Photonenkandidaten aus unterschiedlichen *events* paarweise miteinander kombiniert. Diese Methode wird als *mixed event* Methode bezeichnet. Abbildung 6 zeigt eine Verteilung, bei der Photonenkandidaten aus unterschiedlichen *events* miteinander kombiniert wurden. Eine Häufung der Datenpunkte um eine bestimmte invariante Masse gibt es, wie zu erwarten, nicht. Durch die Anforderungen an den Öffnungswinkel sind wieder keine Datenpunkte bei kleinen invarianten Massen zu finden. Die untere Grenze, ab welcher invarianten Masse Kombinationen möglich sind steigt mit p_T , analog wie zuvor bei Abbildung 4.

Aufgrund der größeren Anzahl Einträge, da es in der *mixed event* Methode mehr Kombinationsmöglichkeiten gibt als in der *same event* Methode, muss die Verteilung aus der *mixed event* Methode an die aus der *same event* Methode skaliert werden. Die Skalierung erfolgt im rechten Bereich außerhalb des π^0 -Peaks bei $m_{\text{inv}} \in [0,19, 3,0] (\text{GeV}/c^2)$ und es ergibt sich für den Skalie-

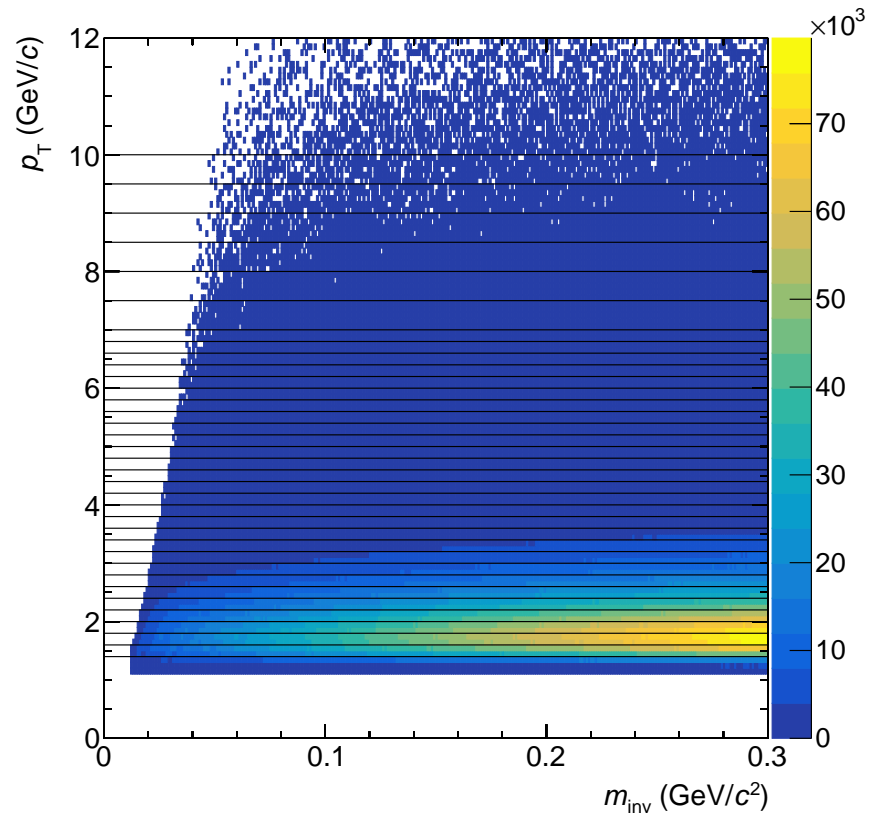


Abbildung 6: p_T und m_{inv} als Funktion von der Anzahl von kombinierten *Clusterpaaren* aus unterschiedlichen *events*.

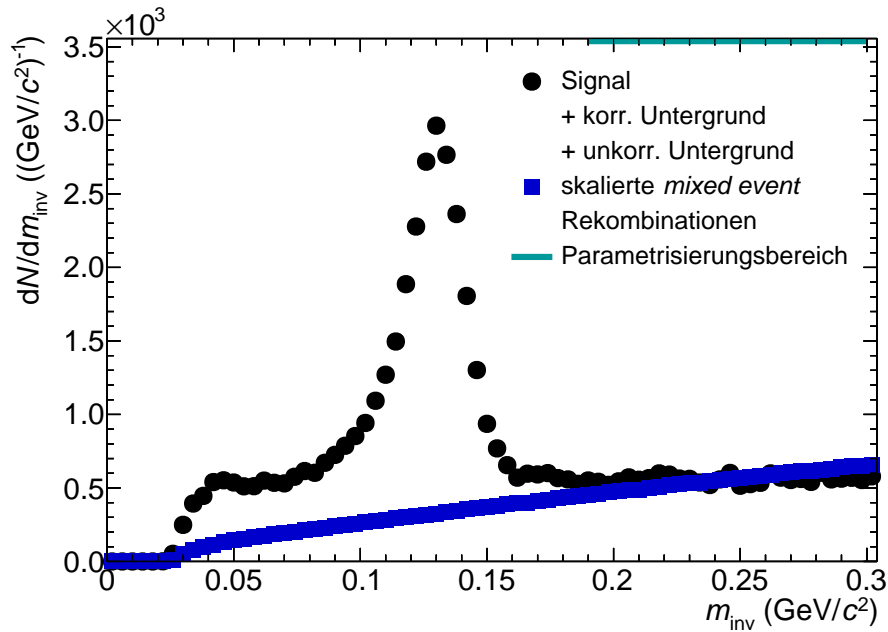


Abbildung 7: Nach Gleichung 7 skalierte *mixed event* Kombinationen als Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds zusammen aufgetragen mit Signal zuzüglich beiden Untergrundkomponenten wie in Abbildung 5.

rungsfaktor:

$$\alpha = \frac{\sum_{i \neq j} \sum_n m_{\text{inv}} \left(\gamma_i^{(n)}, \gamma_j^{(n)} \right)}{\sum_{i,j} \sum_{n \neq m} m_{\text{inv}} \left(\gamma_i^{(n)}, \gamma_j^{(m)} \right)} \quad (7)$$

Die oberen Indize m und n stehen hierbei für ein Event, aus dem ein Photon kommt und die unteren Indize i und j numerieren die Photonen (γ).

Das Resultat der Skalierung ist in Abbildung 7 zu sehen, wo zusätzlich noch das Signal eingezeichnet ist, um besser erkennen zu können, wie sich der abgeschätzte unkorrelierte Untergrund relativ zum gesamten Signal verhält. Nachdem der unkorrelierte Untergrund abgeschätzt wurde wird dieser vom Signal subtrahiert.

Abbildung 8 zeigt das Ergebnis des Abzugs des unkorrelierten Untergrunds vom Signal. Da Photonen durch Paarbildung in ein Elektron und ein Positron zerfallen können, bestehen einige Photonenkandidaten aus *Clustern* von nur einem der beiden Zerfallsprodukte. Diese Photonenkandidaten weisen dann eine geringere Energie auf, als das eigentliche Photon besaß. Durch Kombinationen mit diesen Photonenkandidaten entstehen Datenpunkte bei einer invarianten Masse, die meistens geringer ist als die Masse von π^0 , obwohl beide Photonenkandidaten dem selben π^0 entstammen.

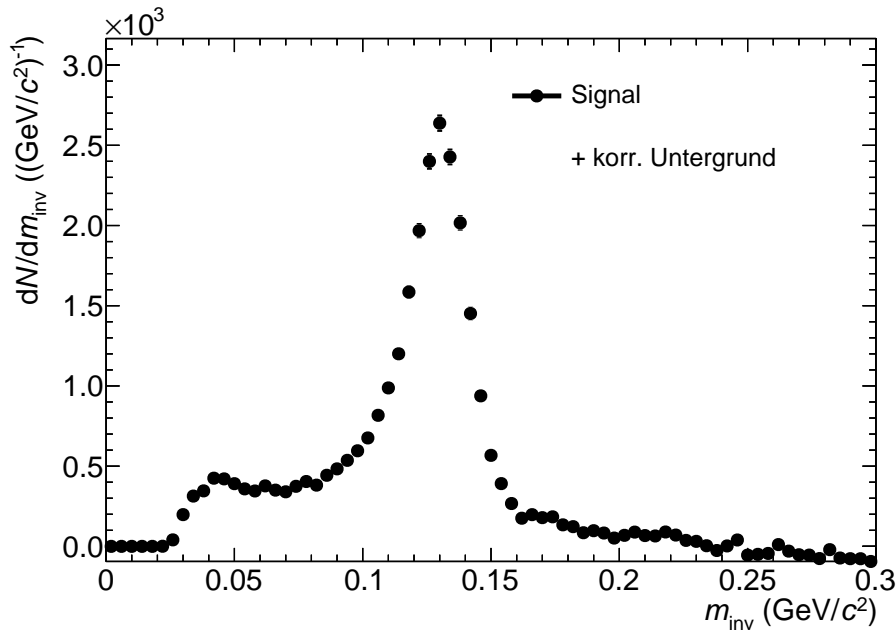


Abbildung 8: Signal nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds.

Deshalb wird kleineren invarianten Massen vom Peak ein Teil des Signals erwartet, jedoch auch korrelierter Untergrund.

Der nächste Schritt in der Analyse neutraler Pionen ist die Bestimmung des korrelierten Untergrunds. Das Abschätzen mit einer linearen Funktion hat sich zur gängigste Methode zur Bestimmung des korrelierten Untergrunds entwickelt und wird im Folgenden als Standardmethode bezeichnet. In dieser Arbeit wird der korrelierte Untergrund sowie das reine π^0 -Signal mit Hilfe von Templates bestimmt. Die Ergebnisse der Analyse mit Hilfe von Templates, sowie mit der Standardmethode werden miteinander verglichen, um eine Aussage über den möglichen Nutzen von Analysen mit Hilfe von Templates treffen zu können. In den folgenden Abschnitten wird sowohl die Standardmethode kurz, als auch die Methode mit Hilfe von Templates näher erläutert.

3.4 Abschätzung des korrelierten Untergrunds mit der Standardmethode

Da es sich bei dem Signal um eine statistische Größe handelt, wird eine gaußförmig Funktion benutzt, um das Signal zu beschreiben.

Wie bereits diskutiert, können Photonenkandidaten aus Konversionen eine geringere Energie tragen, als nicht konvertierte Photonenkandidaten. Dadurch liegt die e Masse in Kombinationen mit Photonenkandidaten aus Konversionen bei kleineren Werten, als die π^0 Masse, obwohl die Photonenkandidaten von dem gleichen π^0 stammen. Deshalb wird die gaußförmig Funktion zur Be-

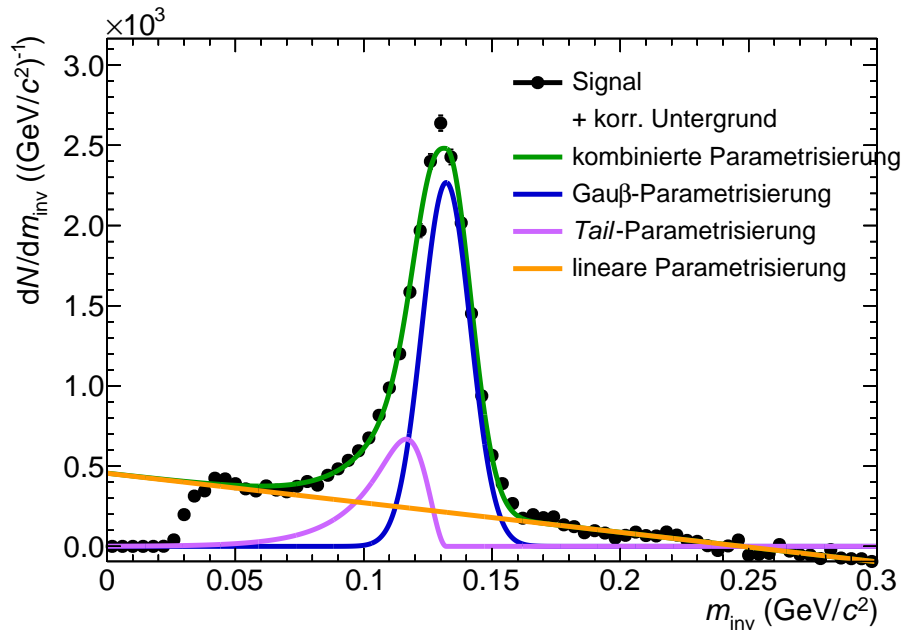


Abbildung 9: Signal mit korreliertem Untergrund sowie den Funktionen zur Beschreibung des Signals mit korreliertem Untergrund.

schreibung des Signals um eine sogenannte *Tail* Komponente erweitert. Die *Tail* Komponente wird durch eine exponentielle Funktion beschrieben, die anschaulich als eine Abweichung der gaußförmig Funktion des Signals auf der linken Seite der π^0 Masse betrachtet werden kann.

Für den korrelierten Untergrund wird eine lineare Funktion, abhängig von der invarianten Masse, angenommen.

Die drei Funktionen werden zusammen durch Variation ihrer freien Parameter an die Verteilung angepasst. Als freie Parameter für den korrelierten Untergrund wird der Schnittpunkt mit der y-Achse, sowie die Steigung der linearen Funktion verwendet.

Abbildung 9 zeigt die Verteilung der invariante Masse bestehend aus Signal und korreliertem Untergrund, sowie das Ergebnis einer beschriebenen Anpassung. Die grüne Kurve entspricht der Summe der drei einzelnen Komponenten, wobei die Gauß-Funktion in blau, die *Tail*-Funktion in pink und die lineare Funktion in orange, dargestellt werden. Dabei wird deutlich, dass durch die Abschätzung des korrelierten Untergrunds über die lineare Funktion bei einer invarianten Masse von etwa $0,06 \text{ GeV}/c^2$, kein beziehungsweise kaum Signal vorliegt. Zu noch kleineren Massen hin schneidet die Anforderung an den Öffnungswinkel in den Verlauf, welcher nicht durch die Funktionen beschrieben wird.

Im folgenden Abschnitt wird die Abschätzung des korrelierten Untergrunds mit Hilfe von Templates

beschrieben.

3.5 Peakextraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates

Um das Signal extrahieren zu können mit Hilfe von Templates wird, wie auch bei der Standardmethode, zunächst eine Abschätzung des korrelierten Untergrunds gemacht. Hierfür werden zwei Templates an die Daten angepasst, vergleichbar wie in der Standardmethode eine Funktion bestehend aus drei Teilen an die Daten angepasst wurde. Ein Template des Signals wird verwendet um das gesamte π^0 Signal zu beschreiben. Im Vergleich zur Standardmethode entspricht das dem Gauß-Teil sowie dem *Tail*-Tail der Funktion. Der korrelierte Untergrund wird durch eine eigenes Template abgeschätzt, statt durch eine lineare Funktion.

Im folgenden Abschnitt wird das Template des Signals diskutiert.

3.5.1 Template des Signals

Das Template des Signals kommt aus der Monte Carlo Simulation. Dabei wird ausgenutzt, dass in der Simulation bekannt ist, wo welches Teilchen herkommt und welches Teilchen auf das EMCal trifft. Dadurch wird ermöglicht genau bestimmen zu können, woher ein Photonkandidat stammt und ob es sich dabei um ein Photon oder ein konvertiertes Photon handelt.

Abbildung 10 zeigt das Template des Signals in grün, sowie die Aufteilung des Signals in einzelnen Komponenten. Die Komponenten setzen sich aus den drei möglichen Kombinationen von Photonkandidaten zusammen. Zum einen aus Photonenkandidaten aus Photonen, in der Abbildung als γ bezeichnet und zum anderen aus Photonenkandidaten aus einem Elektron oder Positron, die durch das konvertieren eines Photonen entstanden. Letztere werden in der Abbildung durch γ_{conv} symbolisiert.

In blau sind die Kombinationen aus zwei Photonen ($\gamma\gamma$) dargestellt, in gelb die Kombination aus Photon und Elektron oder Positron ($\gamma\gamma_{\text{conv}}$) und in grau die Kombination aus konvertierten Elektron oder Positron miteinander ($\gamma_{\text{conv}}\gamma_{\text{conv}}$).

Die Abbildung zeigt außerdem, wie zuvor angesprochen, dass auch bei einer invarianten Masse um $0,05 \text{ GeV}/c^2$ Signal vorliegt. Der Anteil des Signals um diese invariante Masse besteht dominant aus zwei konvertierten Photonen. Genau dieser Teil des Signals wird nicht durch die Standardmethode berücksichtigt. Durch das Berücksichtigen in der Analyse mit Hilfe der Templates wird einer geringere statistische Unsicherheit erwartet.

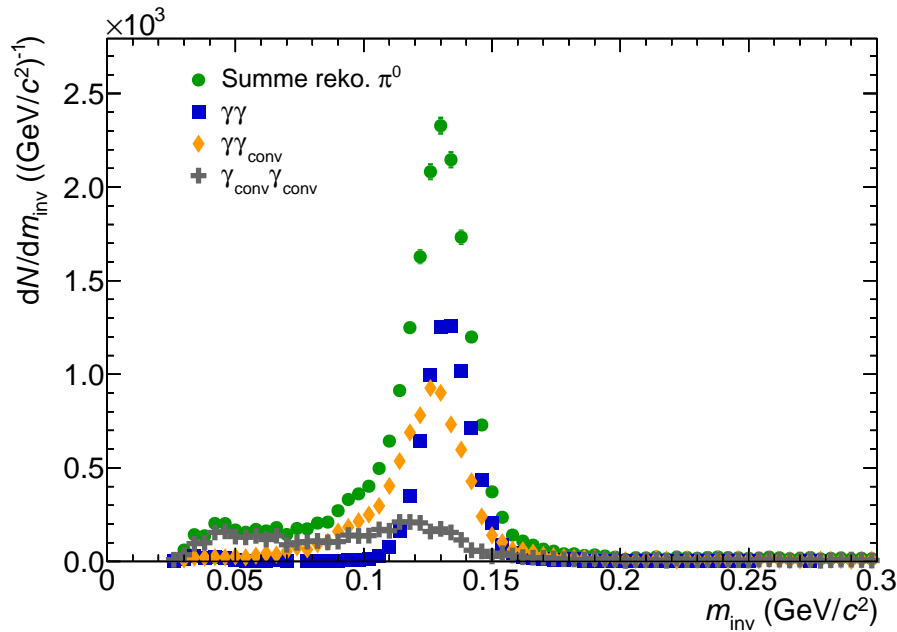


Abbildung 10: Template des Signals (grün) mit seinen drei Teilkomponenten. Diese bestehen aus Kombinationen mit zwei Photonen (blau), einem Photon und einem konversions Elektron oder Positron (gelb) und zwei unterschiedlichen konversions Elektron oder Positron.

3.5.2 Template des korrelierten Untergrunds

Für die Bestimmung des Templates des korrelierten Untergrunds wird das Template des Signals von einer Verteilung invarianter Masse abgezogen. Die Verteilung invarianter Masse kommt dabei aus der Monte Carlo Simulation, auf die das Analyseverfahren bis einschließlich der Abschätzung der unkorrelierten Untergrunds, so wie bisher erläutert, angewandt wurde.

Das Template des korrelierten Untergrunds für das p_T -Intervall $(3,2 - 3,4)(\text{GeV}/c)$ wird in Abbildung 11 in pink dargestellt. Zur Verdeutlichung sind ebenfalls das oben beschriebene Signal in schwarz und das Template des Signals in grün eingezeichnet.

Für großes p_T wird die Unsicherheit im Template des korrelierten Untergrunds relativ groß im Vergleich mit der Anzahl an Einträgen in der Verteilung der invarianten Masse. Deshalb wird in dieser Arbeit der korrelierte Untergrund aus mehreren p_T -Intervallen zusammengefasst. Dabei wird angenommen, dass sich nicht die Form, sondern nur die Anzahl der Einträge in den p_T -Intervallen unterscheidet. Für die Zusammenfassung der Templates des korrelierten Untergrunds werden die Templates des korrelierten Untergrunds aus den p_T -Intervallen von $p_T \geq 1,8 \text{ GeV}/c$ bis $p_T \leq 3,2 \text{ GeV}/c$ aufgrund der geringen statistischen Unsicherheit benutzt. Diese werden zunächst aufsummiert und auf die Anzahl der verwendeten p_T -Intervalle normiert.

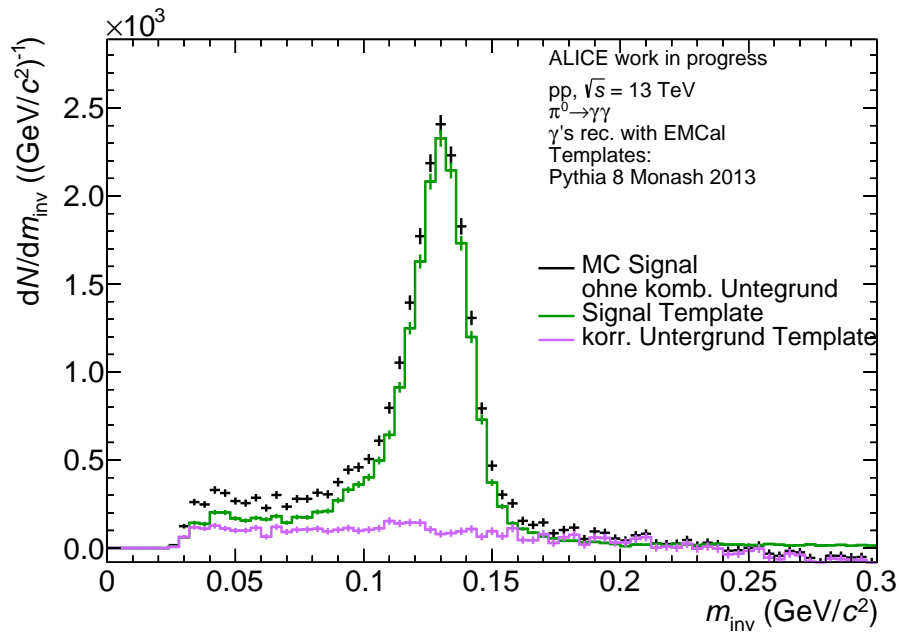


Abbildung 11: Template des korrelierten Untergrunds in pink entstanden durch den Abzug des Templates des Signals (grün) von der Verteilung der invarianten Masse aus einer Monte Carlo Simulation (schwarz).

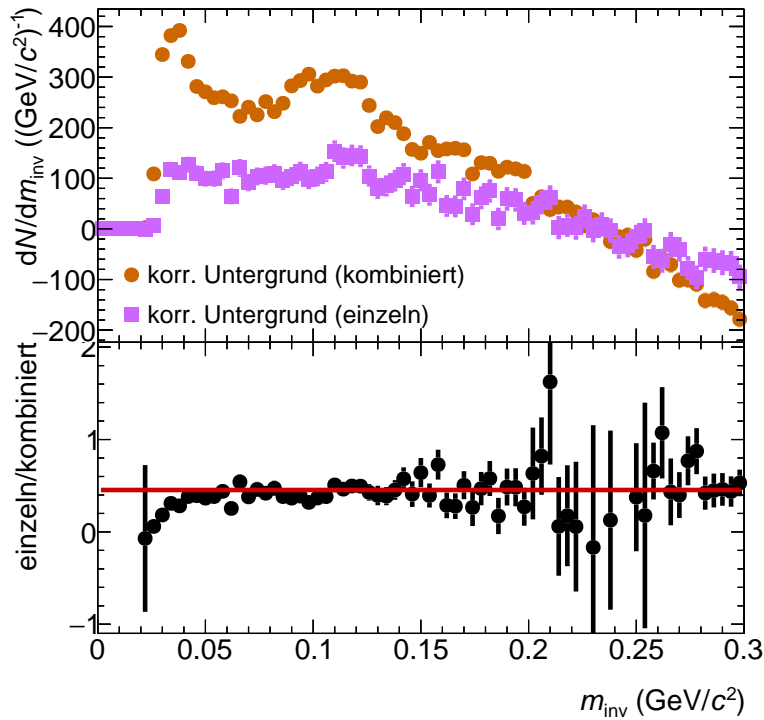


Abbildung 12: **Oben:** Template des korrelierten Untergrunds aus einem einzelnen p_T -Intervall in pink und aus mehreren p_T -Intervallen kombiniert in orange. **Unten:** Verhältnis der beiden Verteilungen in schwarz, sowie Parametrisierung einer Konstante an das Verhältnis in rot.

Abbildung 12 oben in orange ein kombiniertes Template des korrelierten Untergrunds und in pink das Template des korrelierten Untergrunds für das p_T -Intervall $(3,2 - 3,4)(\text{GeV}/c)$. Um zu zeigen, dass die Annahme ihre Richtigkeit hat wird unten das Verhältnis aus einzeltem Template des korrelierten Untergrunds zu den Kombinierten dargestellt. Die rote Linie im unteren Teil der Abbildung basiert auf einer konstanten Parametrisierung des Verhältnisses. Die getroffene Annahme wird bestätigt, da die konstante Parametrisierung und das Verhältnis gut miteinander übereinstimmen. Die großen Unsicherheiten im Verhältnis um $m_{\text{inv}} = 0,225 \text{ GeV}/c^2$ entsteht, da beide Templates an dieser Stelle eine Anzahl an Einträgen nah um Null besitzen.

Zuvor wurde bereits angesprochen, dass die Anforderung an den Öffnungswinkel abhängig von p_T ist. Um das kombinierte Template des korrelierten Untergrunds daran anzupassen wurde eine vereinfachte Monte Carlo Simulation durchgeführt. Dadurch konnten größere Abweichungen für kleinere invariante Massen vermieden werden.

Später wird für die Bestimmung der systematischen Unsicherheit die Wahl des Templates des korrelierten Untergrunds variiert. Zum einen werden die Templates einzeln verwendet, also jeweils das Template des korrelierten Untergrunds aus dem jeweiligen p_T -Intervall, aus dem auch die Verteilung der invarianten Masse und das Template des Signals kommen. Zum anderen wird die Kombination variiert, sodass das Template des korrelierten Untergrunds nicht aus einem festen vergrößerten p_T -Intervall stammt. Stattdessen wird das p_T -Intervall eines einzelnen Templates des korrelierten Untergrunds ausgeweitet, bis das Intervall mindestens $4 \text{ GeV}/c$ umfasst.

Im Folgenden Abschnitt werden die beiden Templates so parametrisiert, dass sie das Signal nach Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds bestmöglich beschreiben.

3.5.3 Parametrisierungsmethode

Die Parametrisierung der beiden Templates erfolgt durch die sogenannte χ^2 -Minimierung. χ^2 gibt dabei als ein Maß an, wie gut eine Verteilung an gegebene Daten passt. Je kleiner χ^2 ist, umso besser beschreibt die Verteilung die Daten, deshalb wird χ^2 bei der Parametrisierung minimiert. Als freie Parameter werden zwei Skalierungsfaktoren benutzt, einmal ein Skalierungsfaktor für das Template des Signals ($\text{SF}_{\text{Signal}}$) und einmal ein Skalierungsfaktor für das Template des korrelierten

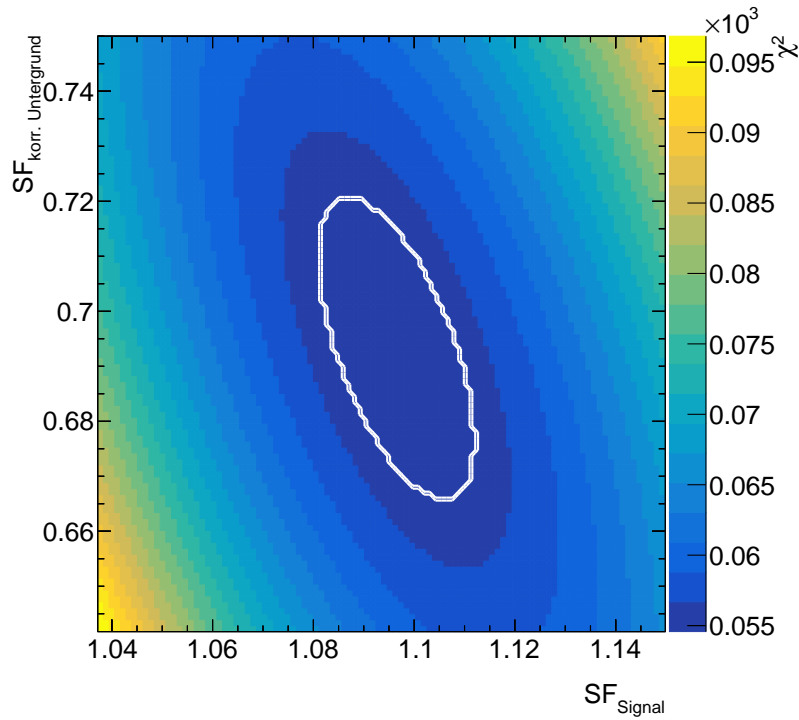


Abbildung 13: χ^2 in Abhängigkeit der Skalierungsfaktoren für das Template des Signals und das Template des korrelierten Untergrunds in einem p_T -Intervall von $(3,2 - 3,4)(\text{GeV}/c)$. Die weiße Kurve markiert die Unsicherheit auf χ_{\min}^2 .

Untergrunds ($\text{SF}_{\text{korr. Untergrund}}$). Für χ^2 gilt dann:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\text{SF}_{\text{Signal}} \cdot x_i + \text{SF}_{\text{korr. Untergrund}} \cdot y_i - z_i}{\sqrt{(\text{SF}_{\text{Signal}} \cdot \Delta x_i)^2 + (\text{SF}_{\text{korr. Untergrund}} \cdot \Delta y_i)^2 + (\Delta z)^2}} \right)^2 \quad (8)$$

Hierbei steht x für das Template des Signals, y für das Template des korrelierten Untergrunds und z für die Verteilung der invarianten Masse nach Abzug der unkorrelierten Untergrunds. Letzteres stammt dabei wieder aus den gemessenen Daten und nicht wie im Abschnitt davor aus einer Simulation. Der Index i symbolisiert, dass über die verschiedenen Werte der invarianten Masse summiert wird.

Abbildung 13 zeigt eine Verteilung von χ^2 für unterschiedliche Kombinationen der beiden Skalierungsfaktoren in einem p_T -Intervall von $(3,2-3,4)(\text{GeV}/c)$. Die weiße Kurve umrahmt das Minimum χ_{\min}^2 und gibt die Unsicherheit bezüglich der beiden Skalierungsfaktoren an. Die Werte auf der weißen Kurve liegen bei $(\chi_{\min}^2 + 1)$ [P⁺92].

Um die Stabilität der Methode zu prüfen wird $\frac{\chi_{\min}^2}{ndf}$ in Abhängigkeit von p_T betrachtet. Der Nenner

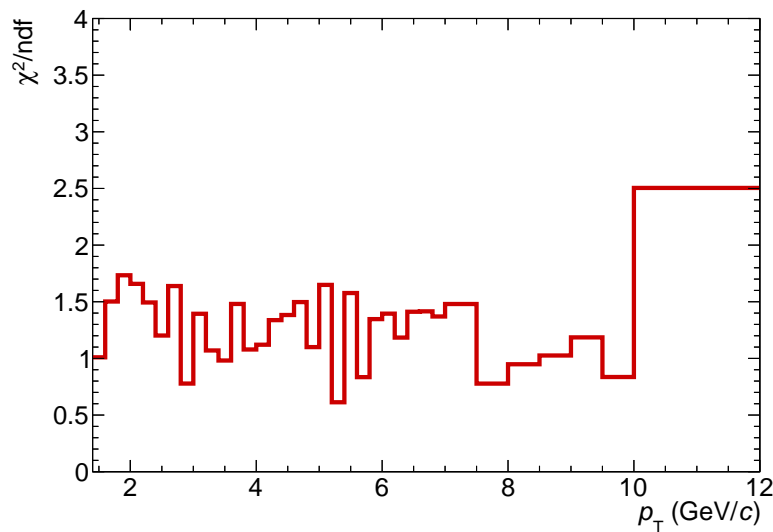


Abbildung 14: $\frac{\chi^2_{\min}}{ndf}$ in Abhängigkeit von p_T .

ndf steht für die Anzahl der Freiheitsgrade (in englisch *numbers of degrees of freedom*). Die Anzahl an Freiheitsgraden setzt sich dabei aus zwei Teilen zusammen. Zum einen gilt jeder Datenpunkt in der Verteilung der invarianten Masse, der weder in Daten, noch in einem der Templates den Wert 0 besitzt und sich innerhalb des Parametrisierungsbereiches befindet, als ein Freiheitsgrad. Zum anderen wird für jeden freien Parameter die Anzahl an Freiheitsgraden um eins reduziert. Die Anforderungen an den Öffnungswinkel reduzieren zu höherem p_T hin die Anzahl an Freiheitsgraden zunehmend, weshalb die Normierung von χ^2_{\min} auf die Anzahl an Freiheitsgraden für einen p_T -differenzierten Vergleich notwendig ist. Außerdem gibt der Wert von $\frac{\chi^2_{\min}}{ndf}$ einen allgemeinen Hinweis auf die Güte der Parametrisierung. Für $\frac{\chi^2_{\min}}{ndf} > 1$ gilt, dass die Parametrisierung der Templates und die Verteilung der Daten immer weniger gut übereinstimmen. Umgekehrt gilt für $\frac{\chi^2_{\min}}{ndf} < 1$, dass die Unsicherheiten in der Verteilung der Daten oder den Templates zu groß sind, für eine sinnvolle Parametrisierung.

Abbildung 14 zeigt $\frac{\chi^2_{\min}}{ndf}$ in Abhängigkeit von p_T . Der Wert für $\frac{\chi^2_{\min}}{ndf}$ schwankt um 1,25 herum bis $p_T = 7,5$ GeV/c. Ab dort liegt der Wert für $\frac{\chi^2_{\min}}{ndf}$ um 1 herum, nur für das letzte gezeigte p_T -Intervall steigt $\frac{\chi^2_{\min}}{ndf}$ auf den größten Wert von 2,5. Insgesamt beschreiben die Templates also die Daten sehr gut.

Die Skalierungsfaktoren aus die aus der χ^2 -Minimierung folgen werden in Abbildung 15 gezeigt. Für SF_{korr. Untergrund} zeigt sich ein Anstieg bis es sein Maximum bei $1,8 \leq p_T / (\text{GeV}/c) < 2,0$ erreicht. Vom Maximum aus fällt SF_{korr. Untergrund} ab, bis runter zur Null. Da für alle p_T -Intervall das gleiche

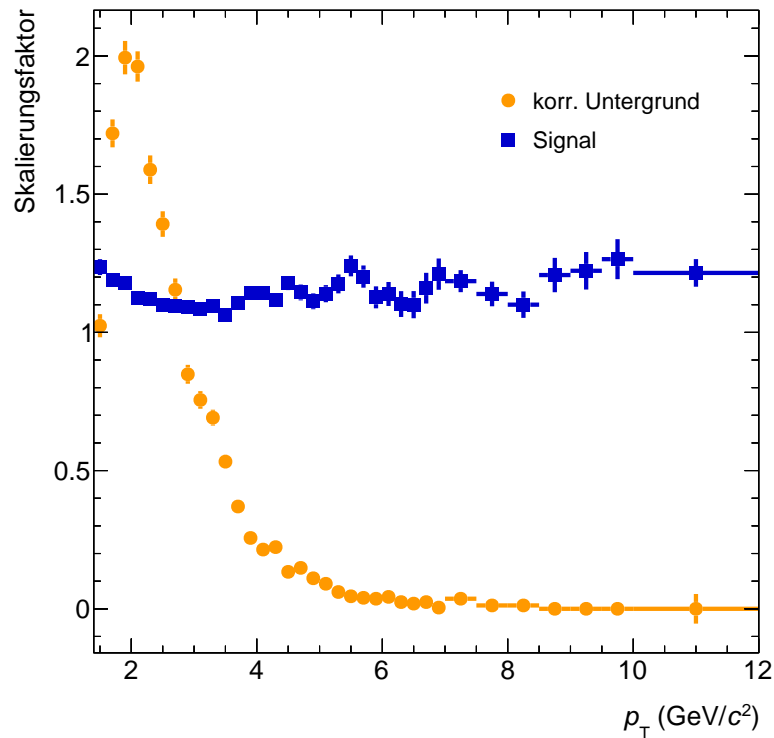


Abbildung 15: Skalierungsfaktoren der Templates des korrelierten Untergrunds und des Signals in Abhängigkeit von p_T .

Template des korrelierten Untergrunds verwendet wird, kann aus dem Verlauf von $SF_{\text{korr. Untergrund}}$ direkt auf die Menge an korrelierten Untergrund geschlossen werden. So wird für große p_T kaum bis gar kein korrelierter Untergrund erwartet.

Die Templates des Signals sind jedoch für jeden p_T -Intervall unterschiedlich. Das annähernd konstante Verhalten von SF_{Signal} zeigt entsprechend, dass die Produktionsrate von π^0 in der Simulation gleichmäßig gut die Produktionsrate von π^0 im Experiment beschreibt.

3.5.4 Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals

Das Ergebnis der Parametrisierung der Templates für das p_T -Intervall $(3,2 - 3,4)(\text{GeV}/c)$ wird in Abbildung 16 dargestellt. Die Parametrisierung der beiden Templates stimmt innerhalb der Unsicherheiten gut mit den Daten überein, wie zu erwarten war, nach Abbildung 14.

Um die Anzahl produzierter π^0 nun zu bestimmen, wird das skalierte Template des korrelierten Untergrunds von dem Signal ohne kombinatorischen Untergrund abgezogen. Anschließend wird in einem bestimmten Zählbereich über die Werte des Signals summiert. Dies wird für jedes p_T -Intervall durchgeführt.

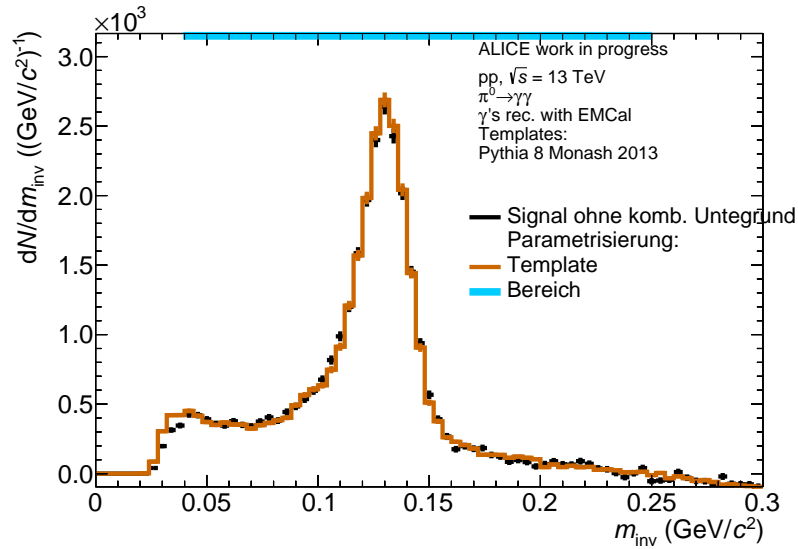


Abbildung 16: Signal mit unkorreliertem Untergrund zusammen mit Parametrisierung der Templates des korrelierten Untergrund und des Signals.

Der Zählbereich hängt dabei von p_T ab, da er so gewählt wurde, dass die untere Grenze immer groß genug ist, um nicht von den Anforderungen an den Öffnungswinkel betroffen zu sein. Die obere Grenze liegt fest bei $p_T = 0,25 \text{ GeV}/c$. In Abbildung 16 wird er Zählbereich durch eine blaue Linie markiert.

Das so erhaltene rohe Spektrum wird zusätzlich noch normiert, auf die Anzahl an *events* N_{evt} , den Pseudorapiditätsbereich η , den Transversalimpuls p_T , die Wahrscheinlichkeit, dass ein π^0 in zwei Photonen zerfällt und 2π . Letzteres ist reine Konvention, während die anderen Normierungen einen Vergleich zwischen unterschiedlichen Analysen ermöglichen. Abbildung 17 zeigt eine normiertes rohes Spektrum. Das Spektrum steigt zunächst leicht an, bis es bei $1,8 \leq p_T/(\text{GeV}/c) < 2,0$ sein Maximum erreicht. Danach sinkt das Spektrum kontinuierlich.

Für eine genaue Aussage über die Produktionsrate von π^0 sowie einen allgemeinen Vergleich wird allerdings noch die Korrektur auf die Detektorakzeptanz sowie die Effizienz benötigt.

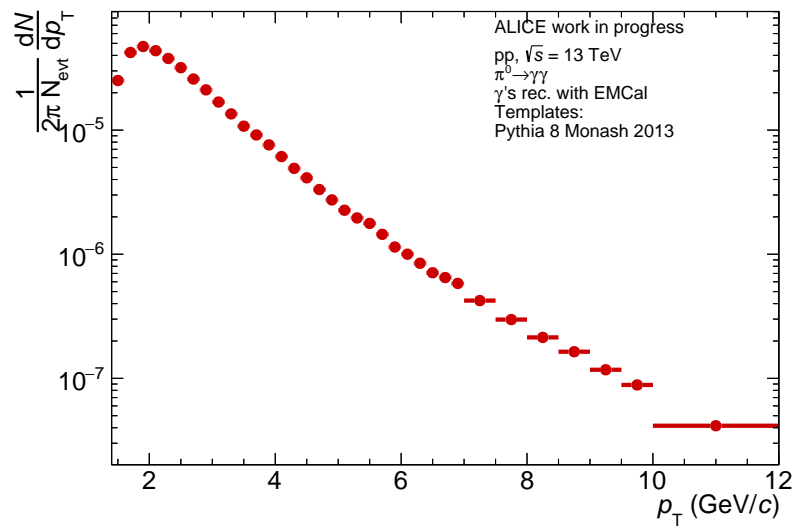


Abbildung 17: Anzahl produzierter π^0 in Abhängigkeit von p_T .

4 Korrigierter Yield

4.1 Korrekturen

4.2 Systematische Unsicherheit

5 Zusammenfassung und Ausblick

Literatur

- [Büs18] Henner Büsching. Kerne und teilchen 1 die quarkstruktur der materie. https://elearning.physik.uni-frankfurt.de/goto_FB13-PhysikOnline_file_16390_download.html, 2018. Letzer Zugriff am 14.01.2019.
- [Kap00] Joseph I Kapusta. Quark - gluon plasma in the early universe. In *Phase transitions in the early universe: Theory and observations. Proceedings, NATO ASI, International School of Astrophysics 'Daniel Chalonge', 8th Course dedicated to Andrei D. Sakharov, Erice, Italy, December 6-17, 2000*, pages 103–121, 2000.
- [Kar06] Frithjof Karsch. Lattice simulations of the thermodynamics of strongly interacting elementary particles and the exploration of new phases of matter in relativistic heavy ion collisions. *J. Phys. Conf. Ser.*, 46:122–131, 2006.
- [Mec18] Adrian Mechler. Messung neutraler pionen in pp-kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 5$ tev mit dem alice-dcal, 10 2018.
- [P⁺92] William Press et al. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Press Syndicate of the University of Cambridge,, 2 edition, 1992.
- [Rog17] Tim Rogoschinski. Signalextraktion neutraler pionen in p-pb-kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ tev mit dem alice-phos-detektor, 12 2017.
- [Sch19] Kristina Schmitt. Multiplizitätsabhängigkeit der produktion geladener teilchen in proton-proton-kollision bei alice, 01 2019.
- [T⁺18] M. Tanabashi et al. *Physical Review D*, volume 98 of 3. American Physical Society, 3 edition, 08 2018.
- [Wik18] Wikipedia. Alice experiment. https://en.wikipedia.org/wiki/ALICE_experiment, 12 2018. Letzter Zugriff am 02.01.2019.