

**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

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1	Standardmodell der Elementarteilchenphysik . . . . .	3
1.2	Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma . . . . .	4
1.3	Messung neutraler Pionen zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasma . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>9</b>
2.1	ALICE . . . . .	9
2.2	Elektromagnetische Kalorimeter EMCal . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Messung neutraler Pionen mit Hilfe des EMCal</b>	<b>13</b>
3.1	Datenauswahl . . . . .	13
3.1.1	Datensatz . . . . .	13
3.1.2	Clusterauswahlkriterien . . . . .	13
3.2	Clusterrekombination . . . . .	13
3.3	Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds . . . . .	15
3.4	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Funktionen . . . . .	18
3.4.1	Abschätzung des korrelierten Untergrunds . . . . .	18
3.5	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates . . . . .	18
3.5.1	Template des Signals . . . . .	18
3.5.2	Template des korrelierten Untergrunds . . . . .	18
3.5.3	Parametrisierungsmethode . . . . .	18
3.5.4	Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals . . . . .	18
<b>4</b>	<b>Korrigierter Yield</b>	<b>19</b>
4.1	Korrekturen . . . . .	19
4.2	Systematische Unsicherheit . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>19</b>

## **Einleitung**

# 1 Theoretische Grundlagen

In der vorliegende Arbeit werden neutrale Pionen analysiert. Neutrale Pionen sind Mesonen, die aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen. Die Bindung zu einem Meson basiert auf der starken Wechselwirkung. Unter anderem die starke Wechselwirkung, Mesonen und auch Quarks werden in dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschrieben. In den folgenden Abschnitten wird näher auf das Standardmodell der Elementarteilchenphysik, die starke Wechselwirkung und neutrale Pionen eingegangen.

## 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 Gruppe 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 ( $\nu_e$ ), Myon ( $\mu$ ), Myon-Neutrino ( $\nu_\mu$ ), Tau ( $\tau$ ) und Tau-Neutrino ( $\nu_\tau$ ). Tabelle 1 listet die Elementarteilchen, geordnet nach ihrer sogenannten Generation und ihrer elektrischen Ladung, auf.

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( $\mu$ )	Tau( $\tau$ )	-1
	Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ )	Myon-Neutrino ( $\nu_\mu$ )	Tau-Neutrino ( $\nu_\tau$ )	0

Tabelle 1: Elementarteilchen geordnet nach ihrer Generation und ihrer elektrische Ladung. [T<sup>+</sup>18]

Neben der elektrische Ladung gibt es im Rahmen des Standardmodells noch zwei weitere Ladungen, welche Teilchen tragen können. Jede Ladung lässt sich dabei einer sogenannten Wechselwirkung zuordnen, die elektrische Ladung der elektromagnetischen Wechselwirkung, die schwache Ladung der schwachen Wechselwirkung und die Farbladung der starken Wechselwirkung. Die drei Wechselwirkungen werden ebenfalls vom Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschrieben. Trägt ein Teilchen eine Ladung so koppelt das Teilchen an die entsprechende Wechselwirkung.

Wechselwirkungen zwischen zwei Teilchen werden durch den Austausch von sogenannten Austauschteilchen vermittelt. Zu den bekannten Austauschteilchen gehören das Photon ( $\gamma$ ), das Glu-

on ( $g$ ), das Z-Boson und die W-Bosonen ( $Z^0$  &  $W^\pm$ ). Tabelle 2 fasst die Zuordnung der Austauscheteilchen zu ihrer entsprechende Wechselwirkung zusammen. Im folgenden Abschnitt wird genauer auf Quarks, Gluonen und die Farbladung eingegangen.

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

Tabelle 2: Austauscheteilchen der entsprechende Wechselwirkung zugeordnet

## 1.2 Starke Wechselwirkung und das Quark-Gluon-Plasma

Farbladung hat 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. Die drei Zustände der Antifarbladung sind entsprechend antirot, antiblau und antigrün. Die Kombination der drei (Anti-)Farbladungen, oder die Kombination Farbladung mit passender Antifarbladung ergibt, angelehnt an die Farblehre, die Farbladung weiß. Die Farbladung enthält keine Information über die tatsächliche Farbe der Teilchen. Teilchen mit dem weißen Zustand als Farbladung entsprechen nach außen hin farbneutraren Teilchen, auch wenn sie aus farbgeladenen Teilchen aufgebaut sind.

Quarks, Antiquarks und Gluonen tragen jeweils Farbladung, wodurch sie an der starken Wechselwirkung teilnehmen. Unter anderem bindet die starke Wechselwirkung Quarks und Antiquarks zu sogenannten Hadronen. Hadronen werden wiederum in sogenannte Baryonen, aufgebaut aus drei Quarks, und sogenannte Mesonen, aufgebaut aus einem Quark-Antiquark-Paar und entsprechende Antiteilchen unterteilt. In der Natur kommen nur farbneutrale Teilchen vor, es gibt keine freie Farbladung. Entsprechend gibt es (Anti-)Quarks nur in Zusammenschlüssen und nicht frei. Dieses Phänomen wird als *Confinement* bezeichnet. Um das *Confinement* besser verstehen zu können wird im Folgenden das Potential der starken Wechselwirkung betrachtet.

Die Wechselwirkung, die auf ein Quark-Antiquark-Paar wirkt, folgt aus einem Potential  $V(r)$ , das einen anziehenden Teil und einen abstoßenden Teil besitzt. Es gilt [Büs18]:

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

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

Anders als die Bezeichnung vermuten lässt ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung nicht konstant, sondern proportional abhängig von  $r$ . Aufgrund dieses Verhaltens der Kopplungskonstante bezüglich  $r$  nennt man  $\alpha_s$  auch laufende Kopplungskonstante.

Der anziehende Teil des Potentials  $+kr$  hingegen weist eine lineare Abhängigkeit von  $r$  auf. Der Vorfaktor  $k$  wird als Stringsannung bezeichnet und liegt in der Größenordnung von etwa 1 GeV/fm. Für große Abstände dominiert der anziehende Teil, je weiter die beiden Teilchen also voneinander entfernt sind, umso mehr Energie wird benötigt um den Abstand weiter zu vergrößern. Ab einem bestimmten Punkt wird die benötigte Energie so groß, dass sie ausreicht um ein weiteres Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Es liegen dann zwei Quark-Antiquark-Paare vor. Deshalb können Quarks nicht direkt einzeln gemessen werden.

Für kleine  $r$  und somit auch kleine  $\alpha_s$  hingegen dominiert der abstoßende Teil. Bei einer hohen Dichte von Hadronen wird nach aktuellem Wissensstand davon ausgegangen, dass sich die Hadronen überlappen. In der Überlappregion können sich die Quarks und Antiquarks frei bewegen. Den Zustand für kleine  $\alpha_s$  nennt man asymptotische Freiheit, da sich innerhalb dieses Zustands Quarks und Antiquarks quasi frei bewegen können. Um so einen Zustand erzeugen zu können braucht man eine hohe Dichte von Quarks und Antiquarks oder eine hohe Temperatur. Eine verbreitete theoretische Beschreibung eines Mediums in diesem heißen und dichten Zustand ist das sogenannte Quark-Gluon-Plasma, kurz QGP.

Ein solcher heißer und dichter Zustand kann kurz nach der Kollision von zwei hochenergetischen Atomkernen entstehen. Quarks und Gluonen, die aus diesem Medium kommen, werden während der sogenannten Hadronisierung wieder zu Hadronen. Diese Hadronen können zerfallen, insofern sie keine stabilen Teilchen sind. Es kann auch zu ganzen Zerfallsketten kommen, bis die Endteilchen nicht mehr zerfallen. Je nach dem, wie schnell Teilchen zerfallen, können entweder diese oder ihre Zerfallsprodukte gemessen werden und geben indirekt Aufschluss auf Eigenschaften des heißen und dichten Mediums.

Bei der Erforschung des heißen und dichten Mediums, beziehungsweise der Suche nach dem QGP, spielt das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie eine wichtige Rolle. Abbildung 1 skizziert ein Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit der Baryondichte  $\mu_B$  und der Temperatur  $T$ . Bei geringer Baryondichte und niedriger Temperatur, wie etwa Raumtemperatur, sind alle Quarks und Gluonen in Hadronen gebunden. Erhöht man die Temperatur, oder beide Größen, stark wird ein Übergang in das QGP erwartet, in welchem sich die Quarks und Gluonen

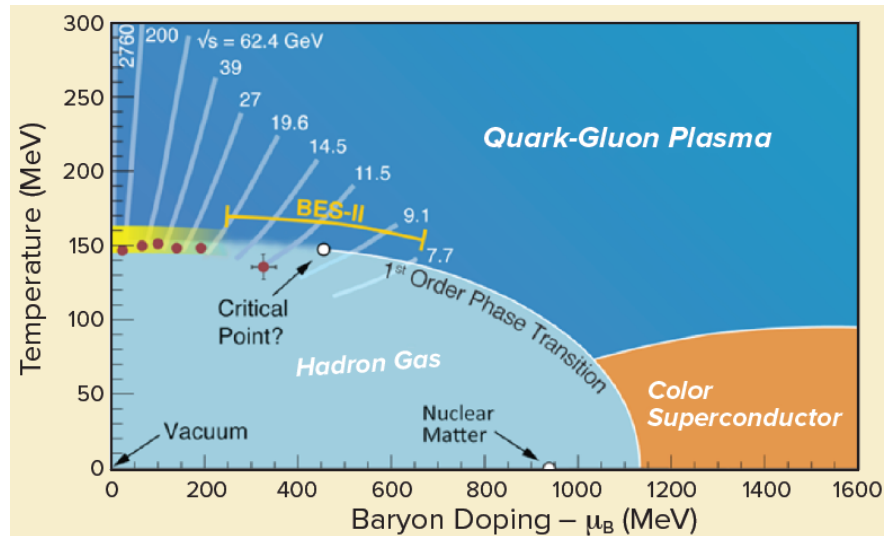


Abbildung 1: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit der Baryonendichte  $\mu_B$  und der Temperatur  $T$ . [Cri16]

quasi frei bewegen können. Außerdem muss die Energiedichte groß genug sein um ein QGP erzeugen zu können, weshalb davon ausgegangen wird, dass sich dieses nur bei Kernkollisionen ausbilden kann. Proton-Proton-Kollisionen werden als Referenzmessungen benutzt.

In der Abbildung sind zusätzlich verschiedene sogenannte Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  eingezeichnet. Die Schwerpunktsenergie eines Kollisionsexperiments gibt an, wie viel Energie dem System bei der Kollision zur Verfügung steht. Entsprechend hängt  $\sqrt{s}$  von der Energie der kollidierenden Teilchen oder Kerne ab. Für Kollisionsexperimente zweier identischer Teilchen oder Kerne mit gleicher Energie  $E$  gilt:

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

Unterschiedliche  $\sqrt{s}$  liefern also Daten aus unterschiedlichen Bereichen des Phasendiagramms. Um die Bereiche des Phasendiagramms innerhalb des QGP und dem Übergang zwischen quasi freien zu gebundenen Quarks und Gluonen untersuchen zu können, werden also Kollisionen mit ausreichenden Schwerpunktsenergien benötigt. Der Aufbau eines Kollisionsexperiments wird in Abschnitt 3 näher erläutert.



### 1.3 Messung neutraler Pionen zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasma

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

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad (3)$$

Mit einer Masse von  $m_{\pi^0} = (134,9770 \pm 0,0005) \text{ MeV}/c^2$  [T<sup>+</sup>18] stellt das  $\pi^0$  das leichteste bekannte Meson dar. Ein  $\pi^0$  zerfällt zu  $(98,823 \pm 0,034) \%$  nach einer mittleren Weglänge von  $c\tau = (25,5 \pm 0,5) \text{ nm}$  [T<sup>+</sup>18] in zwei Photonen. Die beiden Photonen können detektiert werden, wodurch ihre Energie und ihre Position bekannt wird. Durch die Information über die Position der Photonen kann auch der Zerfallswinkel  $\theta_{\gamma\gamma}$  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  $m_{\text{inv}}$  eines  $\pi^0$  zu berechnen. Die Zahlen in den Indizes beziehen sich dabei auf die Nummerierung der beiden Photonen. Die Indizes x und y beziehen sich auf die Raumrichtungen. Für diese gilt:

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos(\theta_{\gamma\gamma}))} \quad (4)$$

Die Bedeutung der invarianten Masse wird in Abschnitt 3.2 verdeutlicht.

Neben der invarianten Masse wird die Aufteilung des Impulses der Photonen noch bestimmt, die wiederum notwendig ist, um den sogenannten Transversalimpuls  $p_T$  des  $\pi^0$  zu Berechnen. Es gilt:

$$p_{T\pi^0} = \sqrt{(p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2} \quad (5)$$

Bei einem Kollisionsexperiment besitzen die beiden kollidierenden Teilchen keinen Transversalimpuls, daher wird oft von Teilchen, die aus der Kollision kommen, nur der transversale Impulsanteil betrachtet.

Die Messung von  $\pi^0$  wird aus mehreren Gründen zur Untersuchung des QGP verwendet.

Zum einen um die Anzahl direkter Photonen bestimmen zu können, da direkte Photonen benutzt werden können um die Temperatur des Mediums zu bestimmen. Als direkte Photonen werden solche Photonen bezeichnet, die in der Kollision entstehen und nicht aus Zerfällen stammen. Um

die Anzahl direkter Photonen bestimmen zu können wird die Anzahl indirekter Photonen, wie etwa Photonen aus einem  $\pi^0$ -Zerfall, von der Gesamtzahl aller gemessenen Photonen abgezogen. Aufgrund der hohen Zerfallswahrscheinlichkeit eines  $\pi^0$  in zwei Photonen, sowie einer hohen Produktionsrate von  $\pi^0$  in Kollisionen, kommt ein Großteil der indirekten Photonen von  $\pi^0$ -Zerfällen. Zum anderen wird die Anzahl produzierter  $\pi^0$  von Kollisionen, in den erwartet wird das ein QGP erzeugt wird, verglichen mit Kollisionen, bei denen davon ausgegangen wird, dass dort kein QGP entsteht. Unter anderem Proton-Proton Kollisionen werden als ein solches Vergleichssystem benutzt. Das Verhältnis der Produktionsraten abhängig vom Transversalimpuls kann so zum Beispiel Aufschluss geben auf den Energieverlust von Teilchen innerhalb des stark wechselwirkenden Mediums.

Nachdem die theoretischen Grundlagen dargelegt wurden, wird in Abschnitt 2 der experimentelle Aufbau näher erläutert.

## 2 Experimenteller Aufbau

Um die benötigten Schwerpunktsenergien erreichen zu können, müssen die Teilchen beziehungsweise Kerne auf fast Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Die Beschleunigung geschieht in Beschleunigerringen, wo Teilchen oder Kerne durch Dipolmagnete auf einer Kreisbahn gehalten und durch elektrische Felder beschleunigt werden. Der LHC, der weltweit größte Beschleunigerring, gehört zu CERN und erreicht aktuell Schwerpunktsenergien bis  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ . Im LHC Ring befinden sich vier Punkte an denen Kollisionen stattfinden. An diesen vier befinden sich umfangreiche Detektorkomplexe, wie etwa des ALICE Experiments. Im folgenden Abschnitt wird das ALICE Experiment genauer beschrieben.

### 2.1 ALICE

Das ALICE Experiment wurde speziell zur Untersuchung des Quark-Gluonen-Plasmas konzipiert und gebaut. Um die Ansprüche dafür besonders gut erfüllen zu können besteht das ALICE Experiment aus einer Vielzahl unterschiedlicher Detektoren. Abbildung 2 zeigt schematisch einen

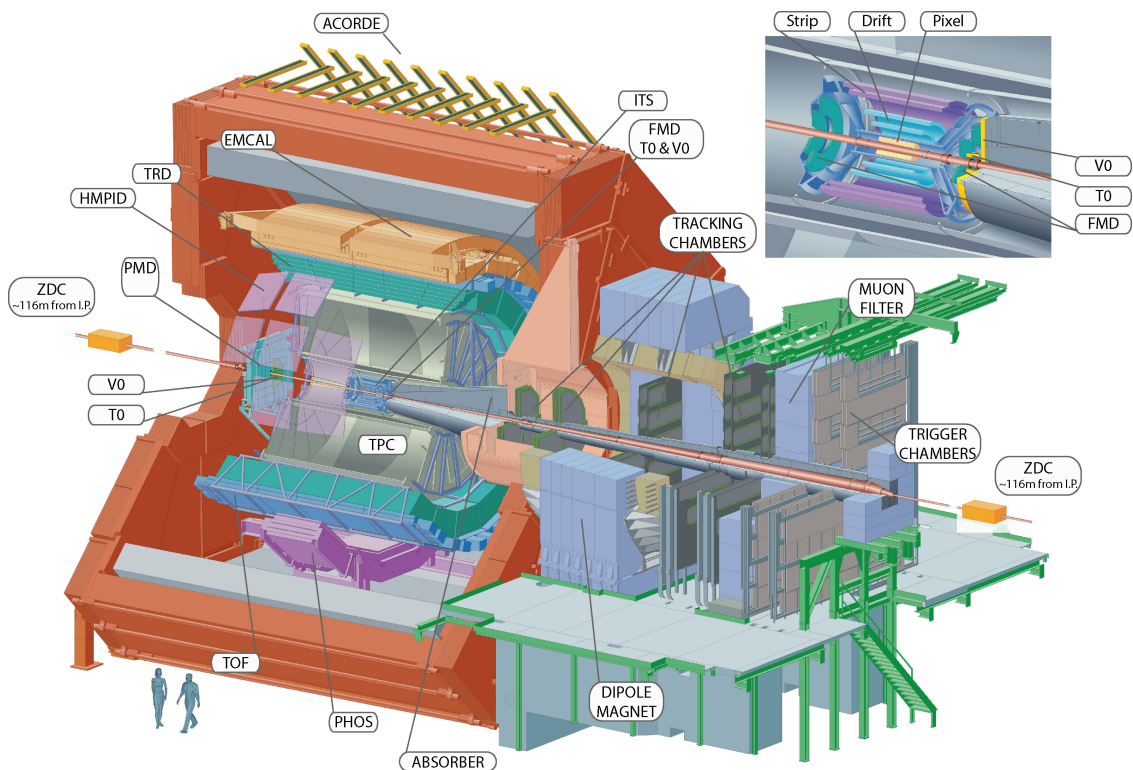


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Querschnitts des ALICE Experiments. [Wik18]

Querschnitt des ALICE Experiments. Der zylinderförmige Aufbau um das Kollisionszentrum ist

typisch für Kollisionsexperimente.

Um die zentralen Detektoren befindet sich ein großer roter Solenoid-Magnet, der ein Magnetfeld von 0,5 T erzeugt, wodurch geladene Teilchen auf gekrümmte Flugbahnen gelenkt werden. Mit Hilfe der Radien können einige der geladenen Teilchen identifiziert werden. Im Folgenden werden die für diese Analyse wichtigsten Detektoren kurz eingeführt.

### **Inner Tracking System**

Das Inner Tracking System, kurz ITS, befindet sich im innersten des ALICE Experiments und besteht aus sechs Schichten. Das ITS wird hauptsächlich zur Ortsbestimmung des sogenannten primären Vertex benutzt. Der primäre Vertex ist die Abschätzung des Kollisionspunktes.

### **Time Projection Chamber**

Die Time Projection Chamber, kurz TPC, umschließt das ITS und dient als zylinderförmiger Detektor der Spurrekonstruktion. Anhand der Spuren können geladene Teilchen identifiziert werden.

### **V0-Detektoren**

Die sogenannte V0-Detektoren bestehen aus zwei einzelnen Detektoren, welche sich jeweils an einem Ende des ITS um die Strahlenachse befinden. Messen beide V0 Detektoren eine bestimmte Mindestanzahl an Teilchen, so wird die Aufzeichnung einer Kollision (engl. *Event*) gestartet. Solche Anforderungen werden allgemein als *trigger* bezeichnet, diese Anforderung, dass die V0-Detektoren eine Mindestanzahl an Teilchen detektieren müssen, nennt man entsprechend *minimum-bias trigger*.

### **T0-Detektoren**

Genauso wie die V0-Detektoren bestehen die T0-Detektoren auch aus zwei einzelnen Detektoren, welche sich ebenfalls an den Enden der ITS befinden. Bei den T0-Detektoren handelt es sich um präzise Zeitdetektoren, die den Zeitpunkt einer Kollision bestimmen.

### **Elektromagnetisches Kalorimeter**

Das elektromagnetische Kalorimeter, kurz EMCal, befindet sich am äußersten Rand des zentralen Detektorkomplexes. Aufgrund der Wichtigkeit des EMCals für diese Analyse wird das EMCal im folgenden Abschnitt genauer erläutert.

## **2.2 Elektromagnetische Kalorimeter EMCal**

Der Hauptdetektor dieser Analyse ist das EMCal. In einem Abstand von 4,5m vom primären Vertex deckt das EMCal einen Azimuthalwinkelbereich von  $\phi = 107^\circ$  und einen Rapiditätsbereich von

$|\eta| \leq 0,7$  ab. Aufgrund von Detektormaterial und Trägerstrukturen zwischen dem primären Vertex und dem EMCal können Teilchen abgelenkt werden oder Photonen in ein Elektron-Positron-Paar konvertieren. Die Konvertierung von Photonen ist besonders zu beachten, da in dieser Analyse  $\pi^0$ , welche in zwei Photonen zerfallen, rekonstruiert werden.

Das EMCal besteht aus zwölf sogenannten Supermodulen, zehn normal große und zwei Eindrittel große. Ein normal großes Supermodul unterteilt sich in 24 sogenannte Streifenmodule, welche wiederum aus 12 Modulen zusammengesetzt sind. Jedes Modul beinhaltet 4 Zellen, womit das EMCal aus insgesamt 12288 Zellen besteht. Die Zellen sind für das Detektieren und Messen der Energie von hauptsächlich Photonen, Elektronen und Positronen verantwortlich. Dafür besteht eine einzelne Zelle 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 zerfallen, welche wiederum durch Bremsstrahlung weitere Photonen abstrahlen. Die Szintillatoren wandeln die hochenergetischen Photonen in ein messbares Lichtsignal. Alle Szintillatorschichten einer Zelle sind über ein Glasfaserkabel mit einem Photomultiplier verbunden. Der Photomultiplier wandelt das Lichtsignal in ein elektrisches Signal, welches proportional zu gespeicherten Energie der Zelle ist.

Jeder elektromagnetischer Schauer besitzt eine gewisse Ausdehnung, welche über den sogenannten Molière-Radius  $R_M$  definiert ist. Der Molière-Radius gibt den Radius passend zu einem Zylinder an, in welchem 90% der gesamten Energie eines Schauers vom Detektor absorbiert wurde. Für das EMCal beträgt der Molière-Radius  $R_M = 3,7\text{cm}$ , womit sich eine Kreisfläche von ca.  $43\text{cm}^2$  ergibt. Die einzelnen Zellen des EMCal hingegen haben eine quadratische Fläche von  $36\text{cm}^2$ . Der Schauer eines einzelnen Teilchens erstreckt sich also über mehrere Zellen, weshalb mehrere Zellen durch einen Algorithmus zu sogenannten *Clustern* zusammengefasst werden. Algorithmen zur Rekonstruktion von *Clustern* heißen *Clusterizer*. In der hier vorliegenden Analyse wird der sogenannte *v2-Clusterizer* verwendet. Dieser sucht zunächst nach der Zelle mit der größten deponierten Energie, welche noch keinem *Cluster* angehört und eine gewisse Schwellenenergie besitzt. Von dieser Startzelle ausgehend werden die Nachbarzellen abgesucht und zum *Cluster* hinzugefügt, wenn sie eine gewisse Mindestenergie überschreiten und ebenfalls keinem weiteren *Cluster* zugeordnet sind. Diese Suche nach Nachbarzellen geschieht dabei iterativ solange, bis keine 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.

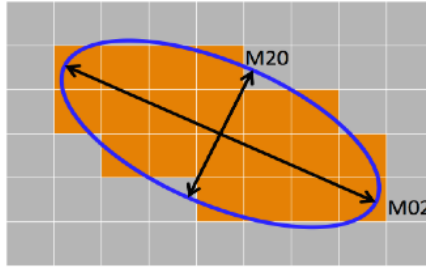


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines *Clusters*. Die Ellipsenhalfachsen M20 und M02 definieren eine Ellipse, welche alle orange markierten Zellen, die zu einem *Cluster* gehören, umfasst. [Masterarbeit Adrian oder bearbeiten]

Abbildung 3 zeigt eine schematische Darstellung eines *Clusters*. Alle orange eingefärbten Zellen gehören dabei zu einem *Cluster*. Die eingezeichnete Ellipse, beziehungsweise ihre Halbachsen M02 und M20, helfen dabei das *Cluster* zu parametrisieren. Die Form eines *Clusters* und damit die Größe von M02 und M20 unterscheidet sich abhängig davon, ob das *Cluster* durch ein Hadron entstanden ist oder nicht. Dadurch kann M02 benutzt werden um *Cluster* welche nicht durch Hadronen entstanden sind zu identifizieren. Die Teilchen die zu diesen *Clustern* gehören werden im Weiteren als Photonenkandidaten bezeichnet. Für M02 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.

### 3 Messung neutraler Pionen mit Hilfe des EMCal

#### 3.1 Datenauswahl

##### 3.1.1 Datensatz

##### 3.1.2 Clusterauswahlkriterien

#### 3.2 Clusterrekombination

Nachdem die theoretischen Grundlagen und der Aufbau des ALICE Experiment näher erläutert wurden, wird im folgenden die Vorgehensweise erklärt, wie  $\pi^0$  gemessen werden.

Die in Abschnitt 3.1.2 genannten Auswahlkriterien von *Clustern*, filtern die *Cluster* so, dass hauptsächlich *Cluster* die aus einem Photon, Elektron oder Positron entstanden, übrig bleiben.

Um  $\pi^0$  messen zu können, werden aus den Photonenkandidaten, die zu den genannten *Clustern* ko-

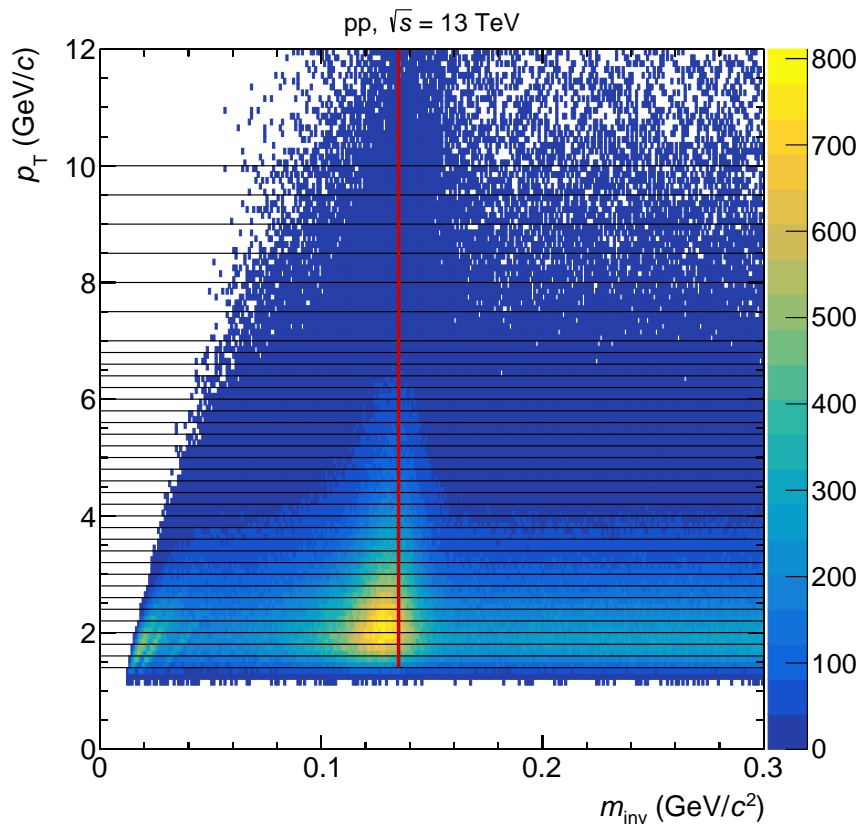


Abbildung 4:  $p_T$  und  $m_{inv}$  als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus der gleichen Kollision. Die schwarze Linie liegt bei  $m_{inv} \approx 0.135 \text{ GeV}/c^2$ , was in etwa der  $\pi^0$  Masse entspricht, wo eine deutliche Häufung der Einträge sich abzeichnet.

respondieren, die invariante Masse und der Transversalimpuls nach Gleichungen 4 und 5 bestimmt.

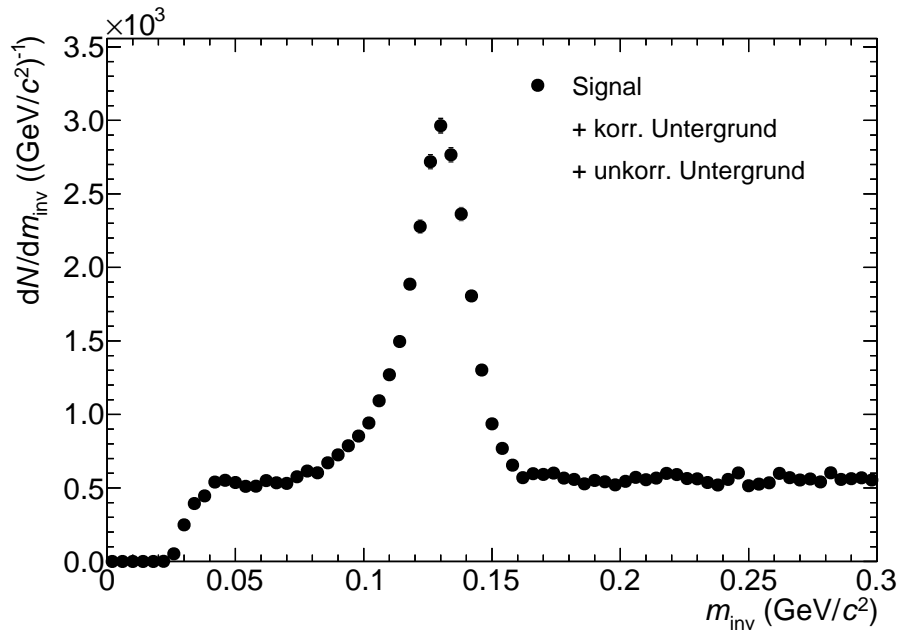


Abbildung 5: Projektion von Abbildung 4 im  $p_T$ -Intervall  $(3, 2 - 3, 4)(\text{GeV}/c)$ . Es ist ein deutlicher Peak um  $m_{\pi^0} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$  zu erkennen, aber auch Untergrund, da das Signal zu höheren Massen gaußförmig abklingen sollte. Bei  $m_{\text{inv}} < m_{\pi^0}$  kann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

Da die Information, ob und welche Photonenkandidaten von einem  $\pi^0$  stammen, fehlt, werden alle Photonenkandidaten eines *Events* mit einander kombiniert. Dieses Vorgehen wird als *same event method* bezeichnet. Abbildung 4 zeigt die Anzahl solcher Rekombinationen in abhängigkeit der invarianten Masse  $m_{\text{inv}}$  und des Transversalimpulses  $p_T$ . Durch die Kombination aller Photonenkandidaten eines *Events* gibt es sowohl Rekombinationen zusammengehöriger Photonenkandidaten, als auch unabhängiger Photonenkandidaten. Es zeichnet sich eine Anhäufung der Datenpunkte um  $m_{\text{inv}} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$ , also um die Masse von  $\pi^0$ , ab. Dieser Anhäufung liegen vor allem Rekombinationen zusammengehöriger Photonenkandidaten zugrunde. Die Form der linken Kante liegt dem *opening angle cut* zugrunde.

Die  $p_T$ -Abhängigkeit der Anzahl der  $\pi^0$  weist auf unterschiedliche physikalische Effekte und Prozesse hin. Deshalb wird die Verteilung aus Abbildung 4 integriert über einzelne  $p_T$ -Intervall betrachtet und analysiert. Die Intervalle werden so gewählt, dass sie möglichst klein sind, während die statistischen Unsicherheiten nicht zu groß werden.

Abbildung 5 zeigt eine invariante Massenverteilung in einem  $p_T$ -Intervall von  $(3, 2 - 3, 4)(\text{GeV}/c)$ . Die zuvor beschriebene Anhäufung von Datenpunkten in Abbildung 4 zeigt sich auch hier deutlich und wird im folgenden als *Peak* bezeichnet. Der Peak besteht wie oben erwähnt hauptsächlich aus



richtig rekombinierten  $\pi^0$ . Die Summe aller richtig rekombinierter  $\pi^0$  wird als Signal bezeichnet. Neben dem Signal besteht die Verteilung in Abbildung 5 noch aus sogenanntem Untergrund, der in zwei Teile unterteilt wird, den kombinatorischen oder auch unkorrelierten Untergrund und der korrelierte Untergrund. Durch die Kombination unkorrelierter Photonenkandidaten, also solcher, die über keinen Zerfall zusammenhängen, entsteht der unkorrelierte Untergrund. Dem korrelierte Untergrund hingegen liegen Kombinationen von Photonenkandidaten zugrunde, zwischen denen, wieder Name andeutet, einen Korrelation besteht.

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

### 3.3 Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds

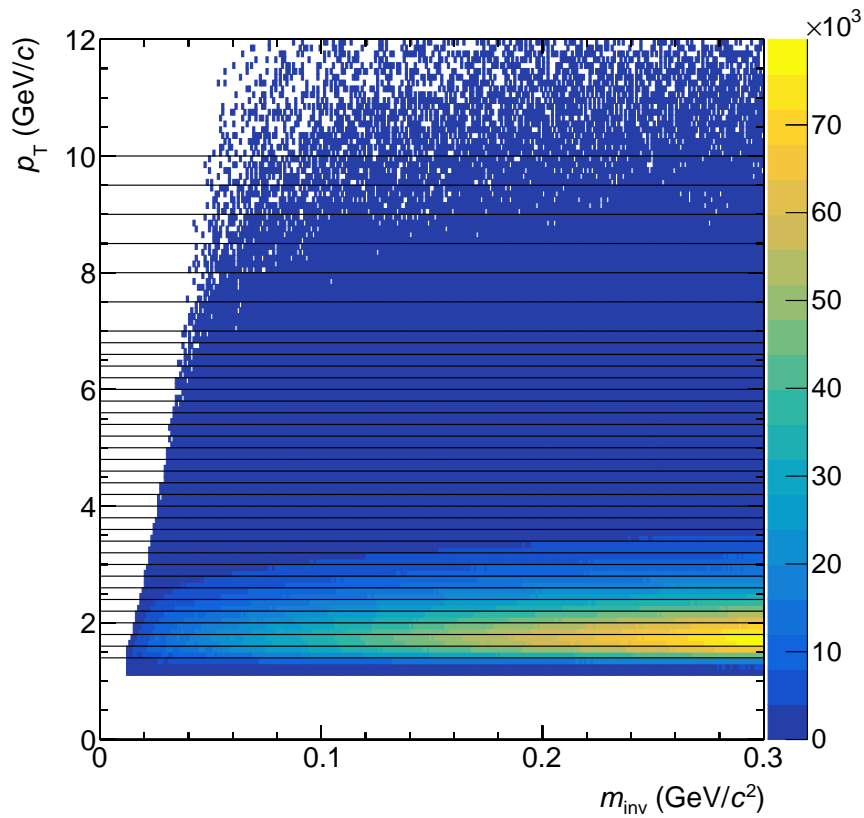


Abbildung 6:  $p_T$  und  $m_{inv}$  als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus unterschiedlichen Kollision.

Durch das kombinieren aller Photonenkandidaten, wie es in Abschnitt ?? gezeigt wurde, besteht ein großer Anteil der rekonstruierten Massen aus nicht korreliert Paaren. Das heißt, dass die beiden Photonenkandidaten nicht über einen Zerfall zusammenhängen. Um den unkorrelierten Untergrund

abzuschätzen werden Photonenkandidaten aus unterschiedlichen *Events* in der sogenannten *mixed event method* miteinander kombiniert. Abbildung 6 zeigt eine solche Verteilung, bei der Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen miteinander kombiniert wurden. Eine Anhäufung der Datenpunkte um eine bestimmte invariante Masse gibt es, wie zu erwarten, nicht. Die rechte Flanke aufgrund der *openinganglecuts* hingegen bleibt bestehen.

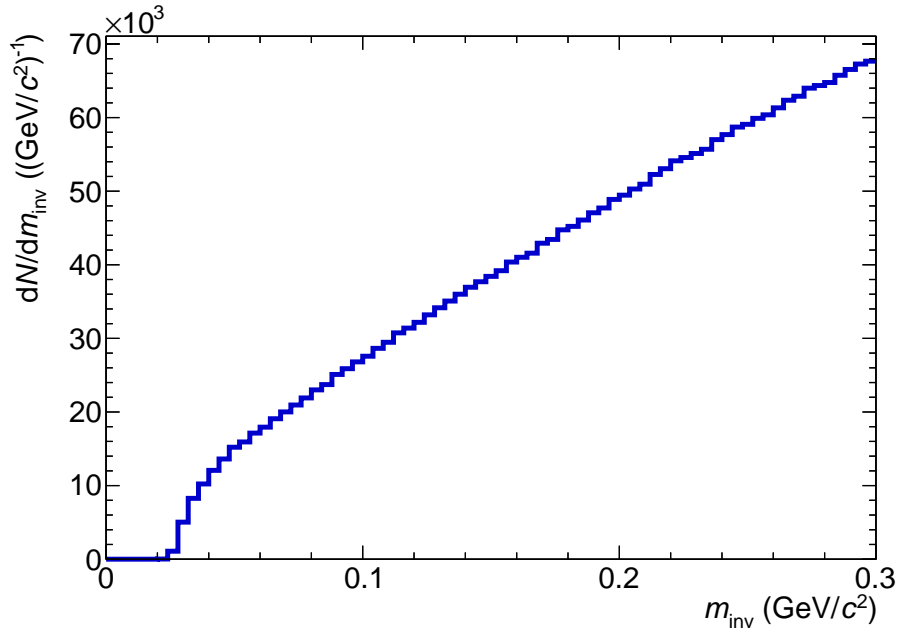


Abbildung 7: Kombinationen von Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen, die keine Korrelationen zueinander haben, weshalb auch kein Peak im Bereich der  $\pi^0$ -Masse zu sehen ist. Dies dient als Grundlage zur Bestimmung des unkorrelierten Untergrunds.

Auch die *mixed event* Verteilung wird in den gleichen  $p_T$ -Intervallen integriert betrachtet wie zuvor die *same event* Verteilung. Abbildung 7 zeigt die invariante Massenverteilung für das  $p_T$ -Intervall  $(3, 2 - 3, 4)(\text{GeV}/c)$ . Diese Verteilung weist keinen Peak auf und hat eine größere Anzahl Einträge, als die Verteilung aus der *same event method*. Aufgrund der größeren Anzahl Einträge muss die *mixed event* Verteilung an die der *same events* skaliert werden. Die Skalierung erfolgt im rechten Bereich außerhalb des  $\pi^0$ -Peaks und es ergibt sich für den Skalierungsfaktor:

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

Die oberen Indizes stehen hierbei für das Event, aus dem ein Photon kommt.

Das Resultat der Skalierung ist in Abbildung 8 zu sehen, wo zusätzlich noch das Signal inklusiver

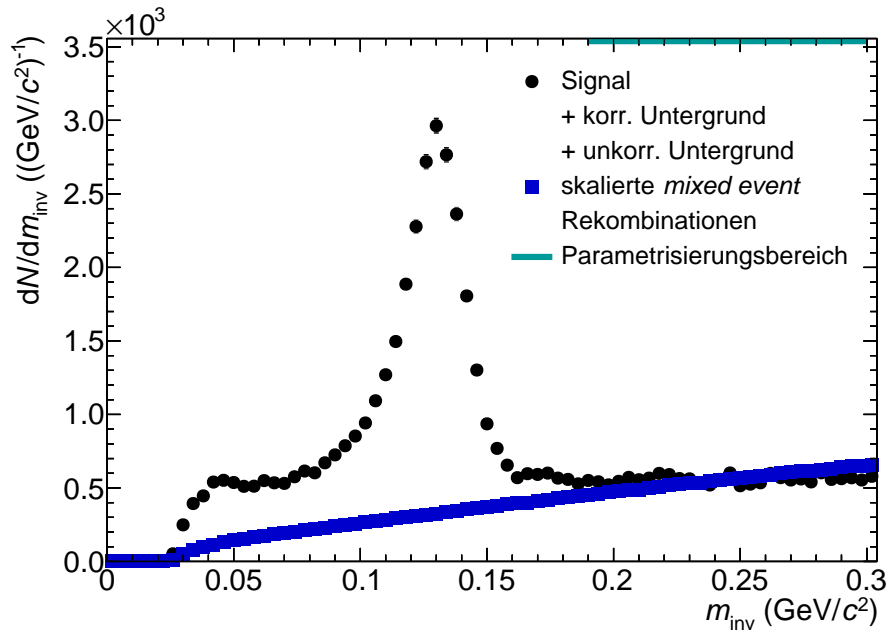


Abbildung 8: Nach Gleichung 7 skalierte *mixed event* Rekombinationen aus Abbildung 7 als Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds zusammen aufgetragen mit Signal zuzüglich beiden Untergrundkomponenten wie in Abbildung 5.

beider Untergründe eingezeichnet ist, um besser erkennen zu können, wie sich der abgeschätzte korrelierte Untergrund relativ zum gesamten Signal verhält. Da es sich hierbei nur um eine Abschätzung handelt kann daran ausgemacht werden, dass um  $m_{\text{inv}} = 0,3(\text{GeV}/c)$  der unkorrelierte Untergrund größer ist, als das Signal mit beiden Untergrundkomponenten, was bedeutet, dass nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds das Signal mit korreliertem Untergrund dort negativ wäre, was physikalisch nicht sinnvoll ist.

Abbildung 9 zeigt das Signal mit korreliertem Untergrund, also nachdem der unkorrelierte Untergrund abgezogen wurde. 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 geringer ist als die Masse von  $\pi^0$ , obwohl beide Photonenkandidaten dem selben  $\pi^0$  entstammen. Deshalb wird links vom Peak ein Teil des Signals erwartet, jedoch auch korrelierter Untergrund.

Die Bestimmung des korrelierten Untergrunds, ist eine wichtige Aufgabe in der Analyse von neutralen Pionen. Das Parametrisieren einer Funktion hat sich als gängige Methode zur Bestimmung des korrelierten Untergrunds entwickelt und wird im folgenden als Standardmethode bezeichnet.

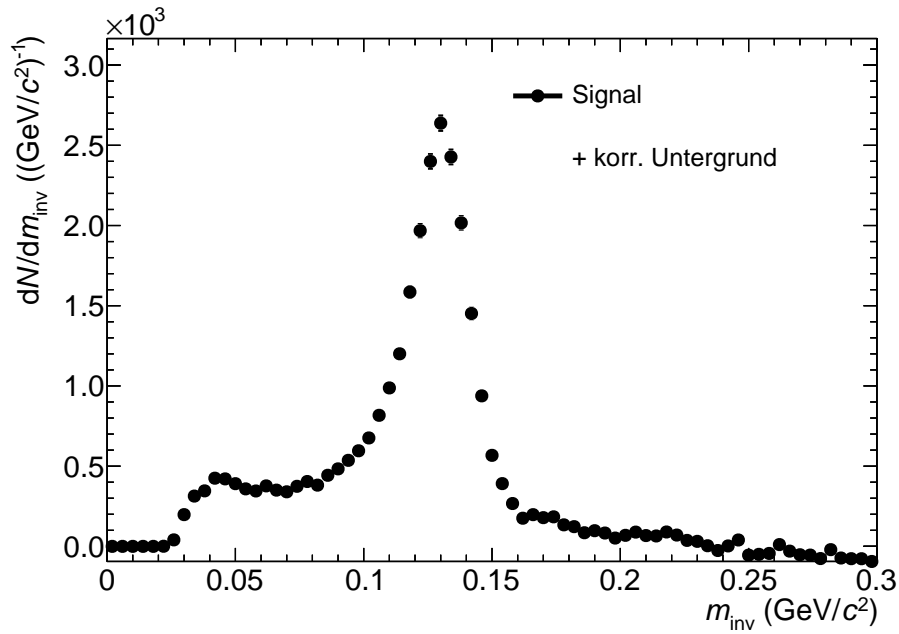


Abbildung 9: Signal nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds.

In dieser Arbeit wird der korrelierte Untergrund sowie das reine  $\pi^0$ -Signal mit Hilfe von sogenannten *Monte Carlo Templates* bestimmt. Die Ergebnisse der Analyse mit Hilfe von Monte Carlo Templates, sowie mit der Standardmethode werden miteinander verglichen, um eine Aussage über den möglichen Nutzen von Analysen mit Hilfe von Monte Carlo Templates treffen zu können. Im folgenden Abschnitt wird sowohl die Standardmethode kurz, als auch die Methode mit Hilfe von Monte Carlo Templates näher erläutert.

### 3.4 Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Funktionen

#### 3.4.1 Abschätzung des korrelierten Untergrunds

### 3.5 Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates

#### 3.5.1 Template des Signals

#### 3.5.2 Template des korrelierten Untergrunds

#### 3.5.3 Parametrisierungsmethode

#### 3.5.4 Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals

## 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](https://elearning.physik.uni-frankfurt.de/goto_FB13-PhysikOnline_file_16390_download.html), 2018. Letzer Zugriff am 14.01.2019.
- [Cri16] Renato Critelli. Strongly coupled non-abelian plasmas in a magnetic field. <https://arxiv.org/abs/1609.03104>, 09 2016. Letzter Zugriff am 30.12.2018.
- [T<sup>+</sup>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](https://en.wikipedia.org/wiki/ALICE_experiment), 12 2018. Letzter Zugriff am 02.01.2019.