

**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	Messung neutraler Pionen zur Untersuchung des Quark-Gluon-Plasma	6
2	Experimenteller Aufbau	9
2.1	ALICE	9
2.2	Elektromagnetische Kalorimeter EMCal	11
3	Messung neutraler Pionen mit Hilfe des EMCal	13
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	20
3.5	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates	20
3.5.1	Template des Signals	20
3.5.2	Template des korrelierten Untergrunds	20
3.5.3	Parametrisierungsmethode	20
3.5.4	Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals	20
4	Korrigierter Yield	21
4.1	Korrekturen	21
4.2	Systematische Unsicherheit	21
5	Zusammenfassung und Ausblick	21

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.

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]

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 beschreiben wie physikalische Objekte, beispielsweise 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.

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

Tabelle 2: Austauschteilchen der entsprechenden Wechselwirkung zugeordnet

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

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 Farbladung enthält jedoch keine Information über die tatsächliche Farbe der Teilchen.

Die Kombination der drei (Anti-)Farbladungen, oder die Kombination von Farbladung mit entsprechender Antifarbladung ergibt, angelehnt an die Farblehre, weiß. Teilchen mit einer Kombination von Farbladung die weiß ergeben entsprechen 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-Paar folgt dabei einem Potential $V(r)$. Für das Potential gilt [Büs18]:

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

Der abstoßende Teil $-\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$ verhält sich proportional zur sogenannten Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_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 abhängig von r . Je kleiner r wird, umso kleiner wird α_s . Aufgrund dieses Verhaltens von α_s bezüglich r nennt man α_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. Das Feld der starken Wechselwirkung zwischen

den beiden Teilchen wird immer enger und stärker und wird deshalb als *String* bezeichnet. Um den Abstand zwischen sich zu vergrößern, müssen die zwei Teilchen immer mehr Energie an den *String* übergeben. Ab einem bestimmten Abstand reicht die Energie in dem *String* aus, um ein weiteres Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. In dem String bildet sich als ein neues Quark-Antiquark-Paar, wodurch das ursprüngliche Quark-Antiquark-Paar jeweils ein näheres Quark beziehungsweise Antiquark haben. 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 vor kommen, entsprechend gibt es (Anti-)Quarks nur in Zusammenschlüssen zu anderen Teilchen.

Für kleine r geht die Stärke des Potentials gegen 0, da α_s schneller als r kleiner wird. Farbgeladene Teilchen spüren in diesem Fall 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 hohe Dichte von (Anti)Quarks und Gluonen, was einem Medium mit hoher Temperatur entspricht, wird benötigt um einen solchen Zustand erzeugen zu können. Eine verbreitete theoretische Beschreibung eines Mediums mit den genannten Eigenschaften ist das sogenannte Quark-Gluon-Plasma (QGP).

Ein solcher heißer und dichter Zustand kann kurz nach der Kollision von zwei hochenergetischen Atomkernen entstehen. 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 beschriebene 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 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

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_{inv} eines π^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:

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

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 π^0 zu Berechnen. Es gilt:

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

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 π^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 π^0 -Zerfall, von der Gesamtzahl aller gemessenen Photonen abgezogen. Aufgrund der hohen Zerfallswahrscheinlichkeit eines π^0 in zwei Photonen, sowie einer hohen Produktionsrate von π^0 in Kollisionen, kommt ein Großteil der indirekten Photonen von π^0 -Zerfällen. Zum anderen wird die Anzahl produzierter π^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

In Abbildung 1 sind zusätzlich verschiedene Datenpunkte eingezeichnet, die verschiedene sogenannte Schwerpunktsenergieen \sqrt{s} widerspiegeln. 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 kollidierende Teilchen oder Kerne ab. Für Kollisionsexperimente zweier identischer Teilchen oder Kerne mit gleicher Energie E gilt:

$$\sqrt{s} = 2E \quad (5)$$

Unterschiedliche \sqrt{s} erlauben es unterschiedlichen Bereichen des Phasendiagramms zu studieren. 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 Schwerpunktsenergieen benötigt.

Um die benötigten Schwerpunktsenergieen 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 Schwerpunktsenergieen 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 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

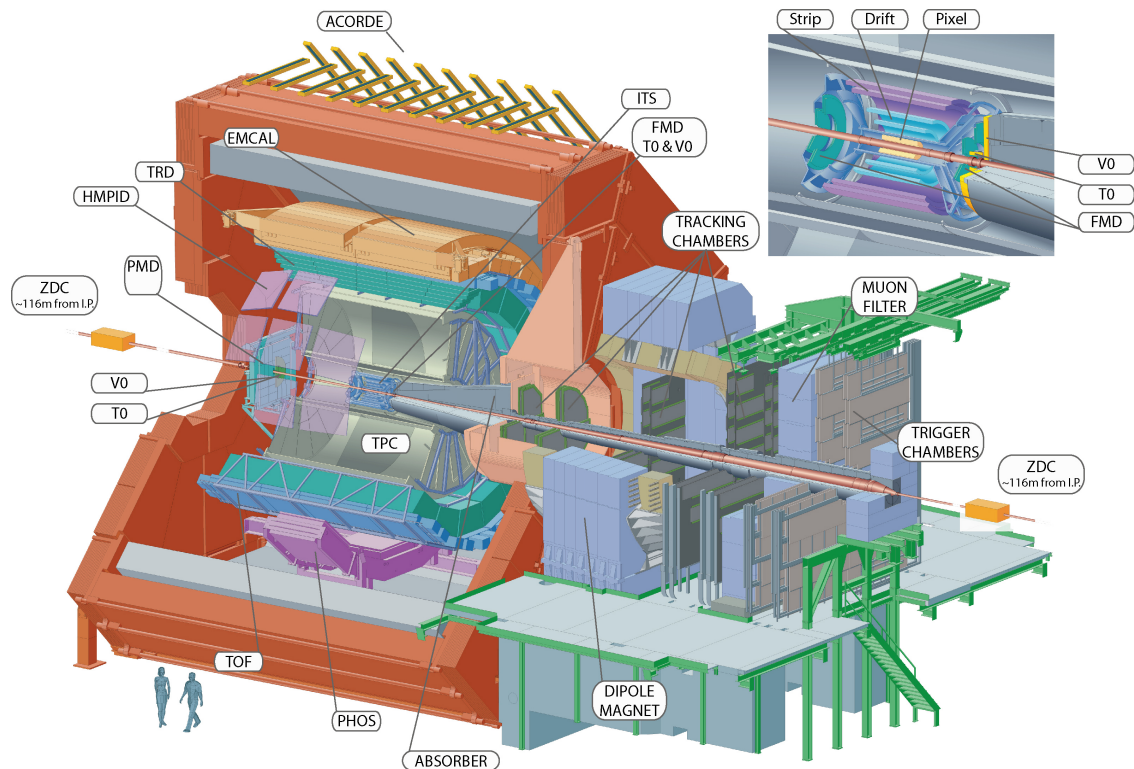


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Querschnitts des ALICE Experiments. [Wik18]

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 π^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 Paarherzeugung 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. 43cm^2

ergibt. Die einzelnen Zellen des EMCal hingegen haben eine quadratische Fläche von 36cm^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.

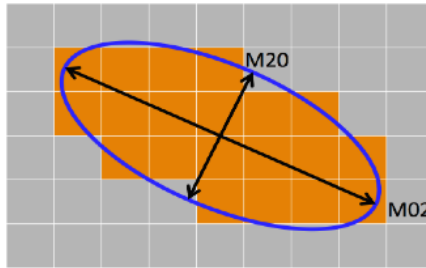


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines *Clusters*. Die Ellipsenhalbachsen M20 und M02 definieren eine Ellipse, welche alle orange markierten Zellen, die zu einem *Cluster* gehören, umfasst. [Masterarbeit Adrian oder bearbeiten]

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 π^0 gemessen werden.

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

Um π^0 messen zu können, werden aus den Photonenkandidaten, die zu den genannten *Clustern* kor-

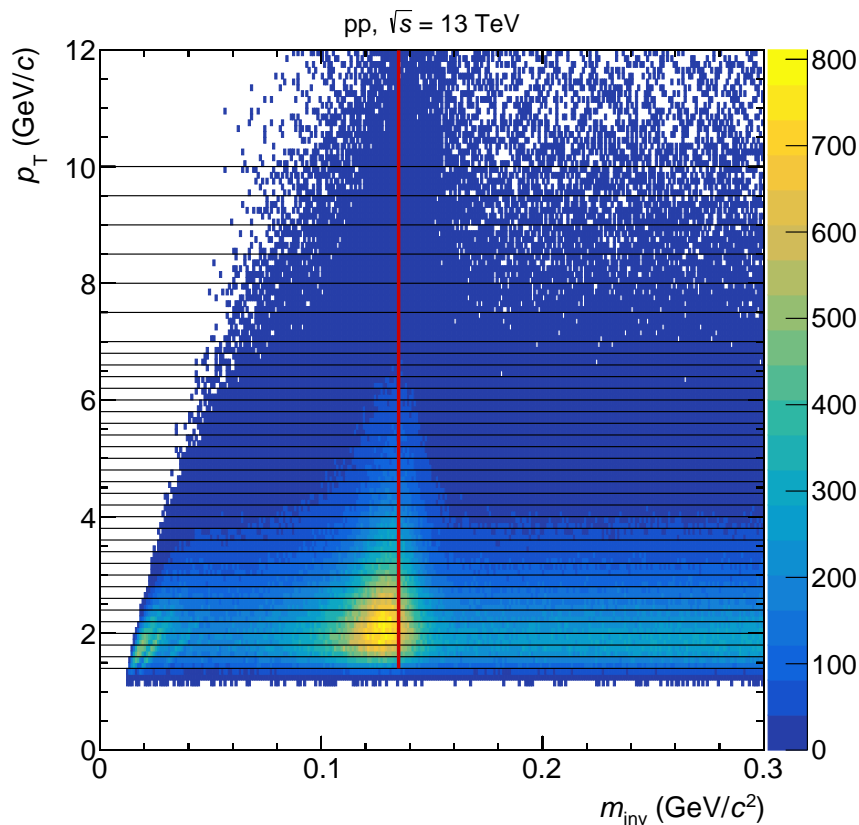


Abbildung 4: p_T und m_{inv} als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus der gleichen Kollision. Die rote Linie liegt bei $m_{\text{inv}} \approx 0.135 \text{ GeV}/c^2$, was in etwa der π^0 Masse entspricht, wo eine deutliche Häufung der Einträge sich abzeichnet. Die schwarzen Linien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

respondieren, die invariante Masse und der Transversalimpuls nach Gleichungen 3 und 4 bestimmt.

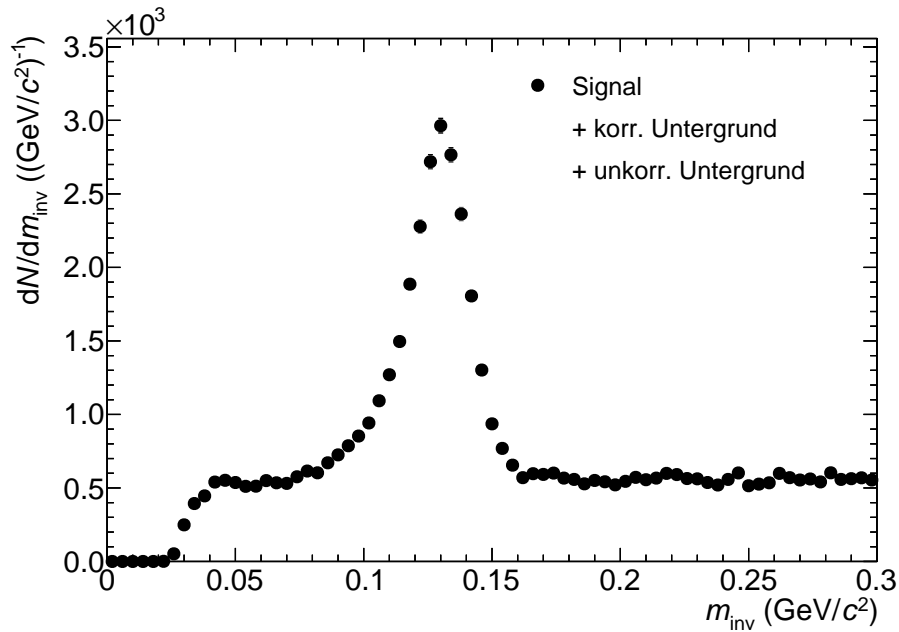


Abbildung 5: Projektion von Abbildung 4 im p_T -Intervall $(3, 2 - 3, 4)(\text{GeV}/c)$. Es ist ein deutlicher Peak um $m_{\pi^0} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen, aber auch Untergrund, da das Signal zu höheren Massen gaußförmig abklingen sollte. Bei $m_{\text{inv}} < m_{\pi^0}$ kann Signal 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 π^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_{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 π^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 π^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 π^0 . Die Summe aller richtig rekombinierter π^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

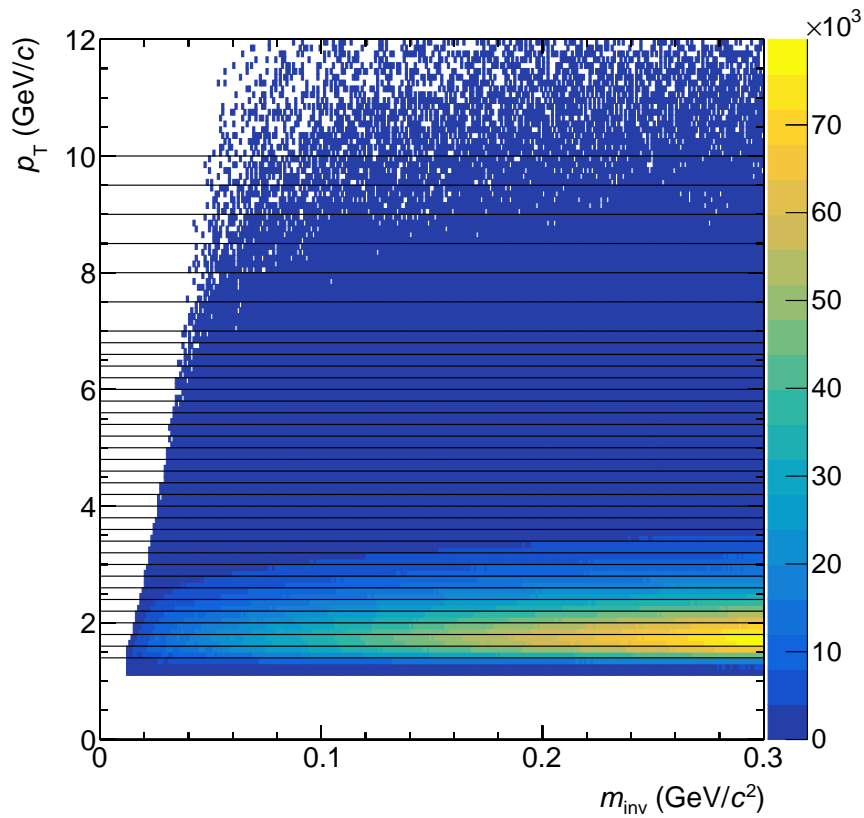


Abbildung 6: p_T und m_{inv} als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus unterschiedlichen Kollision.

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.

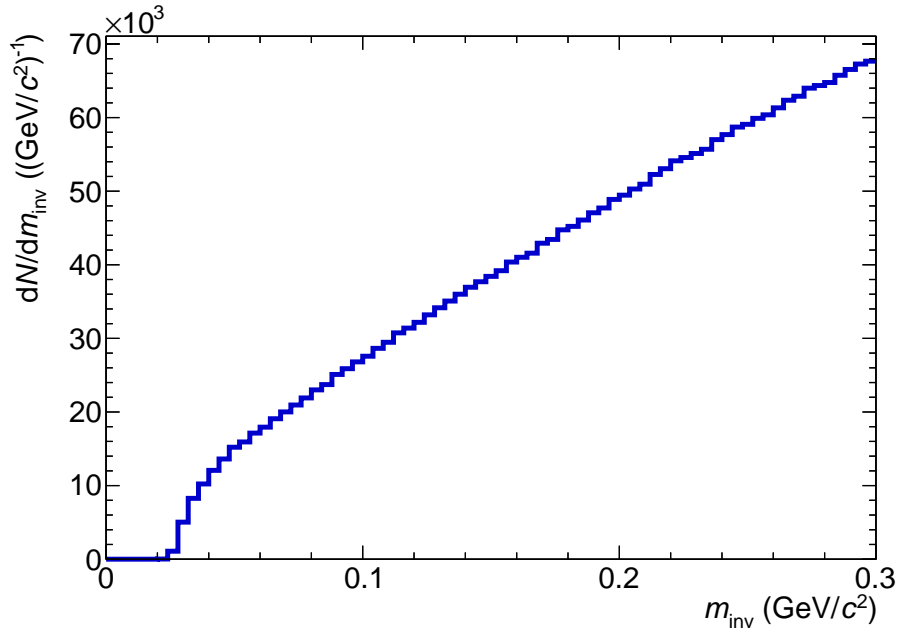


Abbildung 7: Kombinationen von Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen, die keine Korrelationen zueinander haben, weshalb auch kein Peak im Bereich der π^0 -Masse zu sehen ist. Dies dient als Grundlage zur Bestimmung des unkorrelierten Untergrunds.

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 π^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

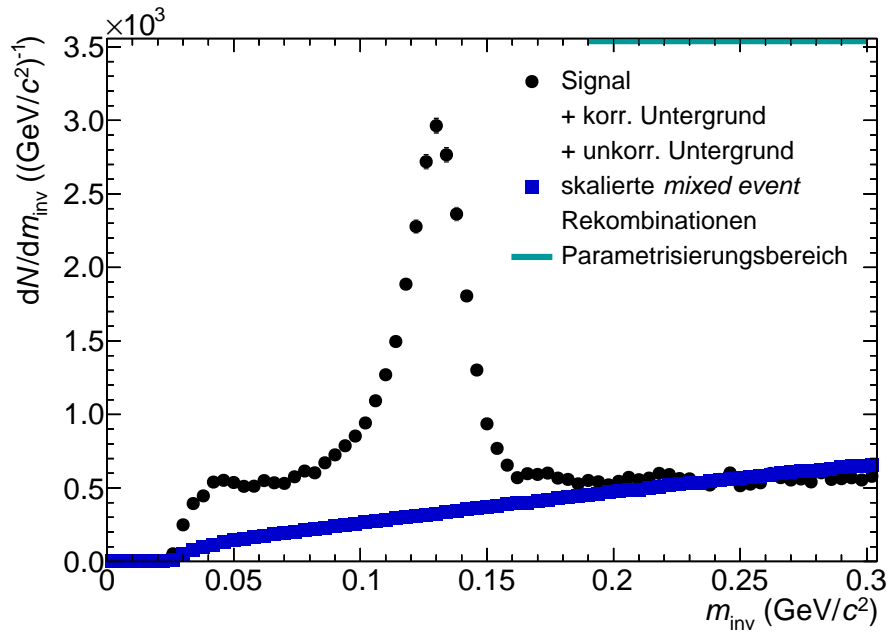


Abbildung 8: Nach Gleichung 7 skalierte *mixed event* Rekombinationen aus Abbildung 7 als Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds zusammen aufgetragen mit Signal zuzüglich beiden Untergrundkomponenten wie in Abbildung 5.

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 π^0 , obwohl beide Photonenkandidaten dem selben π^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. In

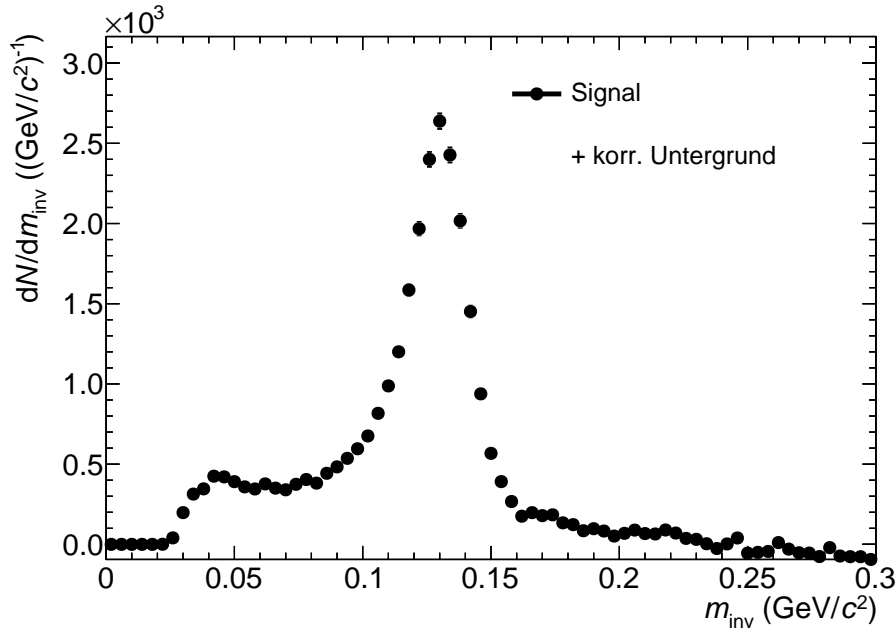


Abbildung 9: Signal nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds.

dieser Arbeit wird der korrelierte Untergrund sowie das reine π^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

Wie im Abschnitt zuvor erwähnt, wird in diesem Abschnitt die Extraktion des Signals, beziehungsweise die Abschätzung des korrelierten Untergrunds durch parametrisieren von Funktionen kurz vorgestellt.

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 invariante 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 Beschreibung des Signals um eine sogenannte *Tail* Komponente erweitert. Die *Tail* Komponente wird

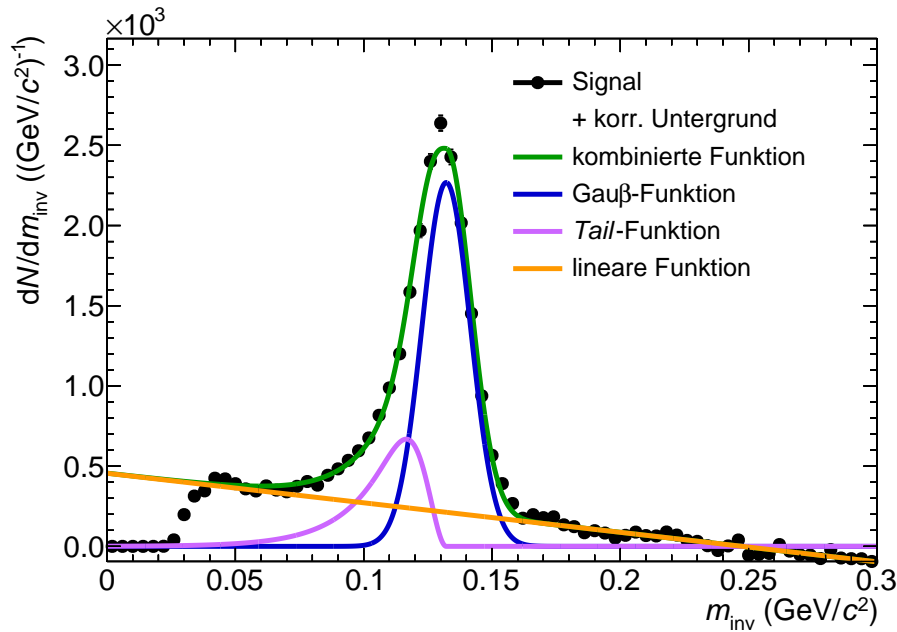


Abbildung 10: Signal mit korreliertem Untergrund sowie den Funktionen zur Beschreibung des Signals mit korreliertem Untergrund.

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 10 zeigt die invariante Massenverteilung 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 der *opening angle cut* in den Verlauf, welcher nicht durch die Funktionen beschrieben wird.

Im folgenden Abschnitt wird die Abschätzung des korrelierten Untergrunds mit Hilfe von Templates beschrieben. Das in diesem Zusammenhang extrahierte Signal

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, 2018. Letzter Zugriff am 14.01.2019.
- [Sey13] Peter Seyboth. Study of the onset of deconfinement and search for the critical point of strongly interacting matter at the cern sps. <https://arxiv.org/abs/1301.5823>, 01 2013. Letzter Zugriff am 20.01.2019.
- [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.