

**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 . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>9</b>
2.1	ALICE . . . . .	9
2.2	Elektromagnetische Kalorimeter EMCal . . . . .	11
<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 . . . . .	19
3.5	Peak Extraktion mit Hilfe von Parametrisierungen von Templates . . . . .	19
3.5.1	Template des Signals . . . . .	19
3.5.2	Template des korrelierten Untergrunds . . . . .	19
3.5.3	Parametrisierungsmethode . . . . .	19
3.5.4	Abzug des korrelierten Untergrunds und Integration des Signals . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Korrigierter Yield</b>	<b>20</b>
4.1	Korrekturen . . . . .	20
4.2	Systematische Unsicherheit . . . . .	20
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>20</b>

## **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 ( $\nu_e$ ), 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 elektrischen Ladung. [T<sup>+</sup>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 ( $\gamma$ ), 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 ( $\gamma$ )	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  $\alpha_s$  und antiproportional zum Abstand  $r$  zwischen Quark und Antiquark. Anders als die Bezeichnung vermuten lässt ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung nicht konstant, sondern abhängig von  $r$ . Je kleiner  $r$  wird, umso kleiner wird  $\alpha_s$ . Aufgrund dieses Verhaltens von  $\alpha_s$  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. 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  $\alpha_s$  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  $\mu_B$  und der Temperatur  $T$ . Bei geringem  $\mu_B$  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

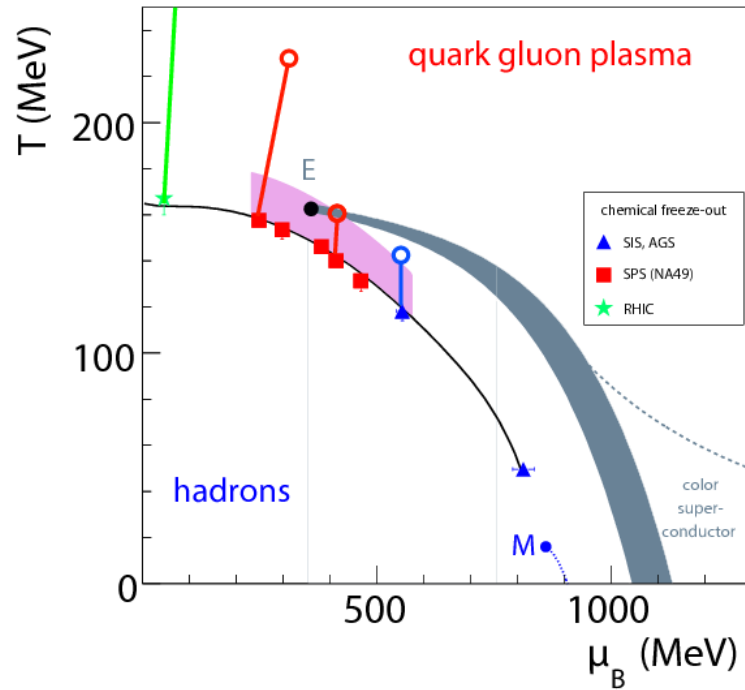


Abbildung 1: Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie in Abhängigkeit der netto Baryonendichte  $\mu_B$  und der Temperatur  $T$ . [Sey13]

QGP erzeugen zu können, weshalb davon ausgegangen wird, dass sich dieses nur bei Kern-Kern-Kollisionen im Labor ausbilden kann. Es wird davon ausgegangen, dass das Universum kurz nach dem Urknall ebenfalls ein QGP gebildet hat.

Der experimentelle Aufbau für Kollisionsexperimente wird in Abschnitt 2 näher beschrieben. Im nächsten Abschnitt werden zunächst die Grundlagen zur Analyse neutraler Pionen erklärt.

### 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:

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

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 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. Durch geeignete Messungen können Energie und Position der beiden Photonen bestimmt werden. 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. Für diese gilt:

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

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

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

Die Indizes x und y beziehen sich auf die Raumrichtungen.

Bei einem Kollisionsexperiment besitzen die beiden einfliegenden Teilchen nur einen Impuls in Strahlrichtung. Durch Wechselwirkungen in der Kollision besitzen Teilchen, die in der Kollision entstanden sind, hingegen einen Transversalen Impulsanteil. 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 von hochenergetischen Teilchenkollisionen 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 an Zerfallsphotonen 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 Teilchenkollisionen, kommt ein Großteil der indirekten Photonen von Zerfällen von  $\pi^0$ . Deswegen wird für die Bestimmung der Anzahl direkter Photonen eine präzise Messung der  $\pi^0$  benötigt.

Zum anderen wird die Anzahl produzierter  $\pi^0$  von Kern-Kern-Kollisionen 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 beispielsweise Aufschluss geben auf den Energiev-

erlust von Teilchen innerhalb des QGP.

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 Schwerpunktsenergien  $\sqrt{s}$  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 Schwerpunktsenergien benötigt.

Um die Schwerpunktsenergien, die für die Entstehung des QGP nötig sind, erreichen zu können, müssen 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 am Kernforschungszentrum CERN, der weltweit größte Beschleunigerring, erreicht aktuell Schwerpunktsenergien bis  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Im LHC Ring kreuzen sich an vier Stellen die Strahlrohre, wo es zu Kollisionen kommen kann. An jeder dieser vier Stellen befindet sich ein Experiment, wie etwa das ALICE Experiment. 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. 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 Solenoid-Magnet, der ein Magnetfeld von 0,5 T erzeugt, wodurch geladene Teilchen auf gekrümmte Flugbahnen gelenkt werden. Mit Hilfe der Radien können geladenen Teilchen identifiziert werden. Im Folgenden werden die für diese Analyse wichtigsten Detektoren kurz eingeführt.

#### Inner Tracking System



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.

### Elektromagnetisches Kalorimeter

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 Azimuthalwinkelsbereich von  $\phi = 107^\circ$  und einen Rapiditätsbereich von  $|\eta| \leq 0,7$  ab. Das EMCal besteht aus zwölf sogenannten Supermodulen, zehn normal großen und zwei kleiner. Ein normal großes Supermodul besteht aus 24 mal 48 Zellen, ein kleineres Supermodul aus acht mal 48 Zellen. Insgesamt hat das EMCal also 12288 Zellen, die hauptsächlich Photonen, Elektronen und Positronen detektieren und dabei die Energie messen. Eine einzelne Zelle besteht aus abwechselnd 77 Szintillatoren- und 76 Bleischichten. In den Bleischichten entstehen sogenannten elektromagnetische Schauer, indem eintrreffende 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 ein Lichtleiter mit einem Photomultiplier verbunden. Der Photomultiplier wandelt das Lichtsignal in ein elektrisches Signal, das proportional zu 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 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.

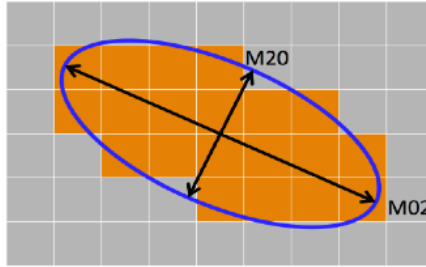


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines *Clusters*. Die Ellipsenhalbachsen  $M_{20}$  und  $M_{02}$  definieren eine Ellipse, die alle orange markierten Zellen, die zu einem *Cluster* in einem Kalorimeter mit quadratischen Zellen gehören, umfasst. [Masterarbeit Adrian oder bearbeiten]

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.

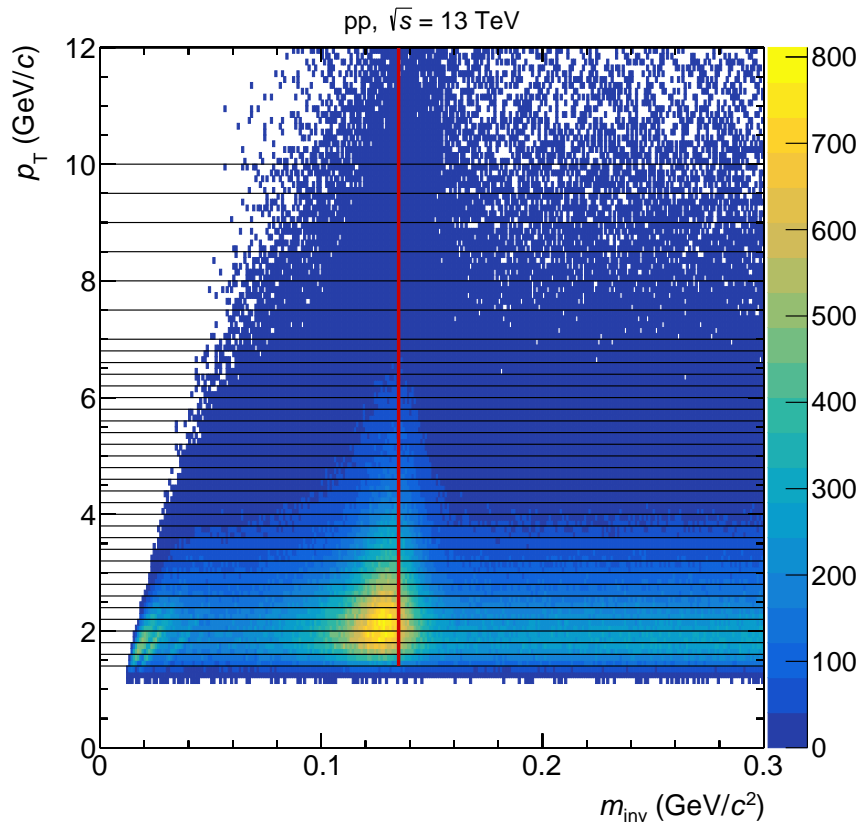


Abbildung 4:  $p_T$  und  $m_{\text{inv}}$  als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus der gleichen Kollision. Die rote Linie liegt bei  $m_{\text{inv}} \approx 0.135 \text{ GeV}/c^2$ , was in etwa der  $\pi^0$  Masse entspricht, wo eine deutliche Häufung der Einträge sich abzeichnet.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

Um  $\pi^0$  messen zu können, werden durch Kombinationen der Photonenkandidaten die invariante Masse und der Transversalimpuls nach Gleichungen 3 und 4 bestimmt. Da die Information, ob und welche Photonenkandidaten von dem Zerfall eines  $\pi^0$  stammen fehlt, werden alle Photonenkandidaten eines *Events* paarweise mit einander kombiniert. Dieses Vorgehen wird als *same event method*

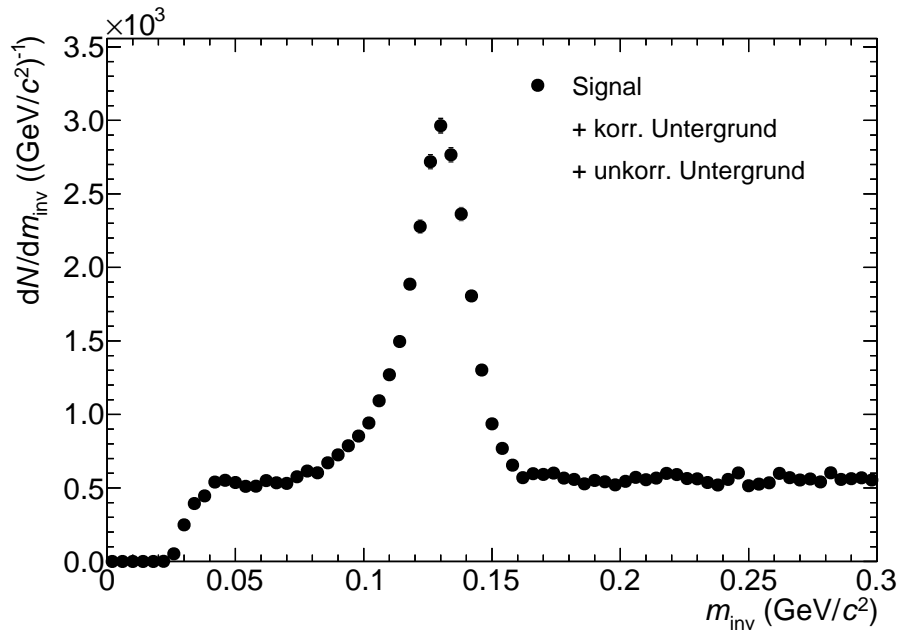


Abbildung 5: Projektion von Abbildung 4 im  $p_T$ -Intervall  $(3, 2 - 3, 4)(\text{GeV}/c)$ . Es ist ein deutlicher Peak um  $m_{\pi^0} \approx 0,135 \text{ GeV}/c^2$  zu erkennen, aber auch Untergrund, da das Signal zu höheren Massen gaußförmig abklingen sollte. Bei  $m_{\text{inv}} < m_{\pi^0}$  kann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

bezeichnet. Abbildung 4 zeigt die Anzahl der 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 von Photonenkandidaten, die aus dem Zerfall eines  $\pi^0$  stammen, als auch Photonenkandidaten, die nicht über den Zerfall eines  $\pi^0$  zusammenhängen. 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 Flanke liegt dem *Öffnungswinkel-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 in einzelne  $p_T$ -Intervallen 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.



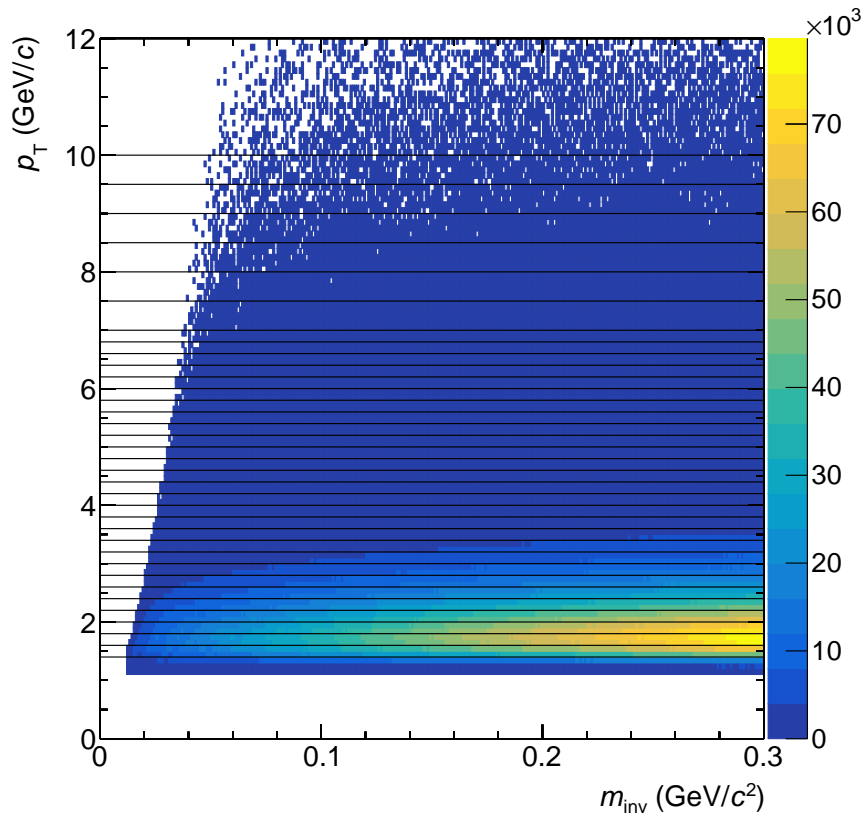


Abbildung 6:  $p_T$  und  $m_{\text{inv}}$  als Funktion von der Anzahl von rekombinierten Cluster-Paaren aus unterschiedlichen Kollision.

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 korrelierten Untergrund. Durch die Kombination unkorrelierter Photonenkandidaten, also solcher, die über keinen Zerfall zusammenhängen, entsteht der unkorrelierte Untergrund. Dem korrelierten Untergrund hingegen liegen Kombinationen von Photonenkandidaten zugrunde, zwischen denen eine Korrelation besteht.

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 gezeigt wurde, besteht ein großer Anteil der rekonstruierten Datenpunkte 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* mit

Hilfe der sogenannten *mixed event method* miteinander kombiniert. Abbildung 6 zeigt eine solche Verteilung, bei der Photonenkandidaten aus unterschiedlichen Kollisionen miteinander kombiniert wurden. Eine Häufung der Datenpunkte um eine bestimmte invariante Masse gibt es, wie zu erwarten, nicht. Die linke Flanke aufgrund der *Öffnungswinkel-cuts* hingegen bleibt bestehen. Aufgrund der größeren Anzahl Einträge, da es in der *mixed event method* mehr Kombinationsmöglichkeiten gibt als in der *same event method* muss die Verteilung aus der *mixed event method* an die aus der *same event method* skaliert werden. Die Skalierung erfolgt im rechten Bereich außerhalb des  $\pi^0$ -Peaks bei  $m_{\text{inv}} \in [0, 19; 3, 0]$  (GeV/ $c^2$ ) 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 Indize  $m$  und  $n$  stehen hierbei für ein Event, aus dem ein Photon kommt und die unteren Indize  $i$  und  $j$  numerieren die Photonen ( $\gamma$ ).

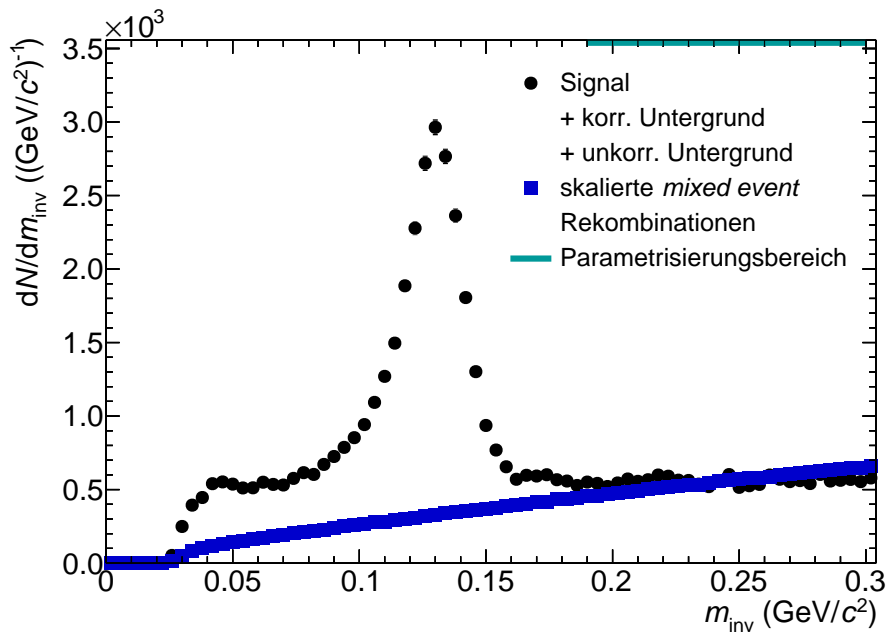


Abbildung 7: Nach Gleichung 7 skalierte *mixed event* Rekombinationen aus Abbildung ?? als Abschätzung des unkorrelierten Untergrunds zusammen aufgetragen mit Signal zuzüglich beiden Untergrundkomponenten wie in Abbildung 5.

Das Resultat der Skalierung ist in Abbildung 7 zu sehen, wo zusätzlich noch das Signal inklusiver beider Untergründe eingezeichnet ist, um besser erkennen zu können, wie sich der abgeschätzte korrelierte Untergrund relativ zum gesamten Signal verhält. Das es sich hierbei nur um eine Ab-

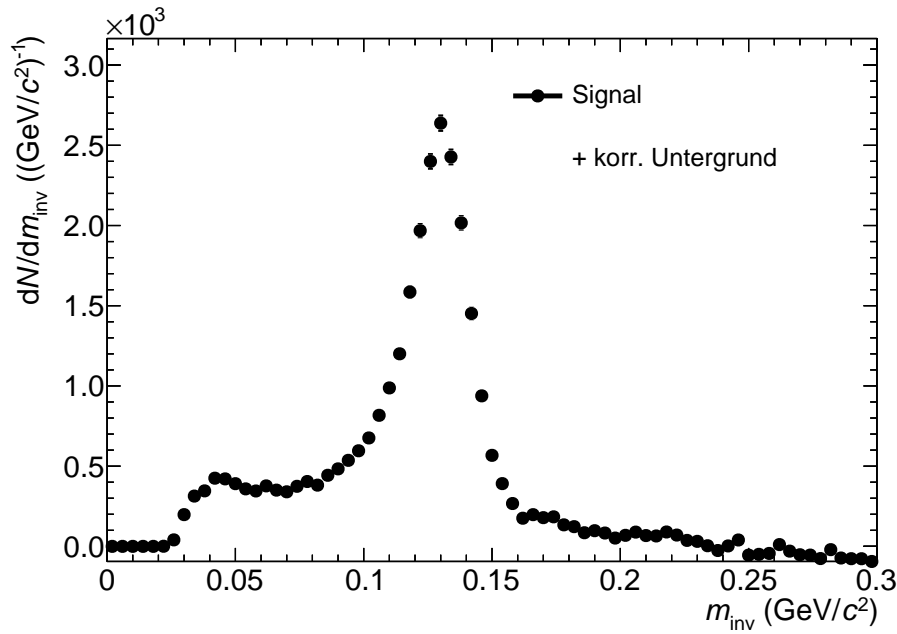


Abbildung 8: Signal nach Abzug des unkorrelierten Untergrunds.

schätzung 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 8 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. 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

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  $\pi^0$  Masse, obwohl die Photonenkandidaten von dem gleichen  $\pi^0$  stammen. Deshalb wird die gaußförmig Funktion zur Beschreibung 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  $\pi^0$  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 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

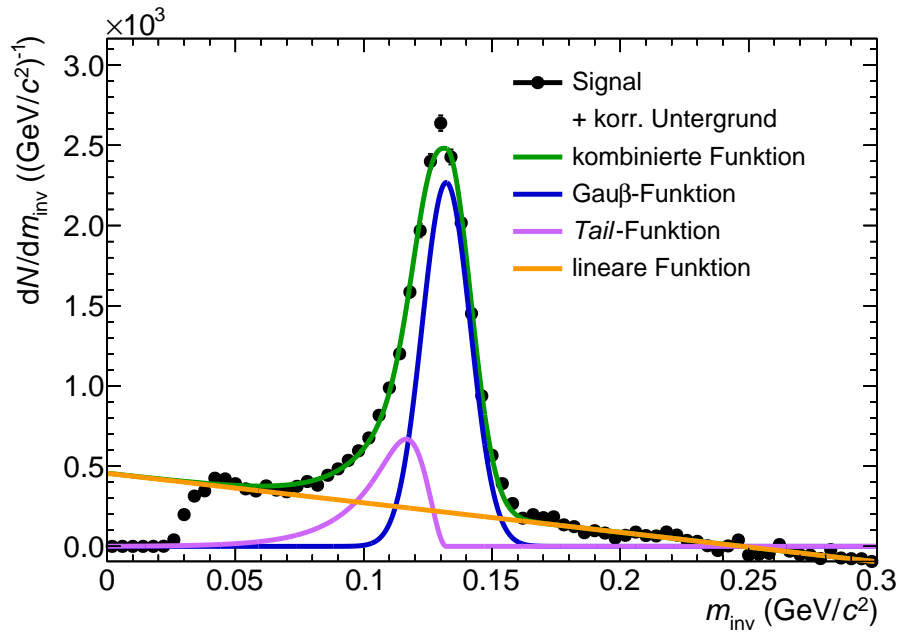


Abbildung 9: Signal mit korreliertem Untergrund sowie den Funktionen zur Beschreibung des Signals mit korreliertem Untergrund.

#### 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 Parametriesierungsmethode

#### 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.
- [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<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.