
**Studie zur Datenqualität und Signalextraktion
in der Messung von π^0 -Mesonen mit dem
ALICE-EMCal Detektor in Pb-Pb Kollisionen
bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$**

Bachelorarbeit
am Institut für Kernphysik

vorgelegt von

Joshua König

Fachbereich Physik
der Goethe-Universität
Frankfurt am Main
Februar 2017

Erstgutachter: Prof. Dr. H. Büsching
Zweitgutachter: Prof. Dr. C. Blume

Inhaltsverzeichnis

0. Einleitung	1
1. Theoretische Grundlagen	3
1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.2. Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma	4
1.3. Messung neutraler Pionen als Sonden hochrelativistischer Teilchenkollisionen	8
2. Experimenteller Aufbau	11
2.1. Der Large Hadron Collider	11
2.2. Das ALICE Experiment	12
2.3. Das Elektromagnetische Kalorimeter	14
2.3.1. Messung neutraler Pionen mit dem EMCal	16
3. Analyse	18
3.1. Auswahl der Daten und <i>Analyseframework</i>	18
3.2. Die <i>Bad Cell Map</i>	18
3.2.1. Identifizierung der <i>Bad Cells</i>	20
3.2.2. Variation der Schwellenenergie	21
3.3. Qualitätssicherung der Daten und <i>Cluster</i> -Auswahlkriterien	28
3.4. Signalextraktion	31
3.5. Unkorrigiertes Spektrum	41
3.5.1. Systematische Unsicherheit	42
3.5.2. Vergleich verschiedener Zentralitätsklassen	44
4. Zusammenfassung und Ausblick	46
A. Anhang	48
B. Danksagung	59

0. Einleitung

Die Menschheit versucht schon immer, die Gesetze der Natur zu verstehen. Im antiken Griechenland wurde erstmals die Existenz von Atomen (von griechisch *átomos*, unteilbar) postuliert. Diese sollten, nach der damaligen Vorstellung, die kleinsten Bausteine der Materie darstellen. Um das Verständnis über diese kleinsten Teilchen zu vertiefen, wurden über die Zeit verschiedene Experimente und mathematische Methoden entwickelt. Nach dem heutigen Stand der Wissenschaft werden die kleinsten Teilchen, aus denen die uns umgebende Materie besteht, als Quarks und Leptonen bezeichnet. Diese Teilchen werden durch das Standardmodell der Teilchenphysik beschrieben. Neben den Quarks und Leptonen umfasst das Standardmodell auch die Wechselwirkungen, die zwischen den kleinsten Teilchen wirken. Diese Wechselwirkungen werden wiederum durch den Austausch von Teilchen, den sogenannten Bosonen, beschrieben. Aufgrund des sogenannten *Confinements* können die Quarks nicht frei beobachtet werden und sind paarweise oder in Triplets in Hadronen eingeschlossen. Diese Bindung wird durch sogenannten Gluonen verursacht, die zur Gruppe der Bosonen gehören. Durch extrem hohe Dichten bzw. Temperaturen kann die Bindung der Quarks allerdings aufgehoben werden. In diesem Zustand, der als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet wird, können sich die Quarks und Gluonen quasi-frei bewegen.

In der Urknalltheorie wird davon ausgegangen, dass das Universum aus einer Singularität entstanden ist, und sich seitdem ausdehnt. Kurze Zeit nach dem Urknall lag demnach ein Zustand heißer und dichter Materie vor - ein QGP. Aufgrund der Ausdehnung des Universums kühlte dieses schnell ab und die Quarks und Gluonen wurden in den Hadronen, zu denen die Protonen und die Neutronen zählen, eingeschlossen. Dieser Prozess wird als Hadronisierung bezeichnet. Aus den Hadronen, die kurz nach dem Urknall entstanden sind, bestehen wir heute noch. Die Untersuchung der uns umgebenden Materie wird somit maßgebend vom Verständnis des QGP und der Hadronisierung geprägt.

Am LHC¹, dem derzeit leistungsfähigsten Beschleuniger der Welt, werden Blei-Kerne gegenläufig beschleunigt und anschließend zur Kollision gebracht. Bei dieser Kollision entstehen Energiedichten, die die Bildung eines QGP ermöglichen. Ähnlich dem frühen Universum expandiert das entstandene QGP sehr schnell und infolgedessen hadronisieren die Quarks und Gluonen aus dem QGP. Dabei entstehen vorzugsweise leichte Teilchen wie beispielsweise die π^0 . Die entstandenen Teilchen werden am LHC unter anderem von den Detektoren des ALICE²-Experiments, beispielsweise dem elektromagnetischen Kalorimeter EMCal³, gemessen.

In der in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Analyse wird die Anzahl der π^0 , die in Blei-Blei

¹Large Hadron Collider

²A Large Ion Collider Experiment

³ElectroMagnetic Calorimeter

Kollisionen im Dezember 2015 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ TeV produziert wurden, in Abhängigkeit ihres Transversalimpulses p_T bestimmt. Dazu wird zunächst die Qualität der Daten analysiert, wobei ein besonderer Fokus auf die einzelnen Zellen des Detektors gelegt wird. Anschließend wird die Anzahl der π^0 über ihren dominanten Zerfallskanal in zwei Photonen rekonstruiert. Abschnitt 1 dieser Arbeit thematisiert die physikalischen Grundlagen des Standardmodells der Teilchenphysik. Anschließend wird in Abschnitt 2 der LHC und das ALICE-Experiment vorgestellt, wobei besonders auf das EMCal eingegangen wird. Abschnitt 3 befasst sich mit der Qualitätsanalyse der Daten sowie mit der Signalextraktion der π^0 und den Ergebnissen der Analyse.

1. Theoretische Grundlagen

1.1. Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die bislang entdeckten Elementarteilchen und die Wechselwirkungen zwischen diesen. Als Elementarteilchen werden diejenigen Teilchen bezeichnet, die nach aktuellem Kenntnisstand nicht weiter geteilt werden können. Alle Elementarteilchen haben charakteristische Eigenschaften wie die Masse, die Ladung und den als *Spin* bezeichneten Eigendrehimpuls. Elementarteilchen, aus denen die uns bekannte Materie besteht, haben einen Spin $\frac{1}{2}$ und werden als *Fermionen* bezeichnet. Sie können in sechs sogenannte Quarks und sechs sogenannte Leptonen unterteilt werden. Die unterschiedlichen Eigenschaften dieser Teilchen sind in Tabelle 1.1 aufgelistet. Zu jedem dieser Teilchen existiert ein entsprechendes Antiteilchen, welches gegenteilige ladungsartige Quantenzahlen besitzt.

Elementarteilchen mit Spin 1 werden als Austausch-Bosonen oder Austauscheteilchen bezeichnet. Sie vermitteln die Kräfte zwischen den Fermionen. Die Eigenschaften der Austausch-Bosonen sind ebenfalls in Tabelle 1.1 gezeigt. Die unterschiedlichen Austausch-Bosonen können den verschiedenen im Standardmodell enthaltenen Wechselwirkungen zugeordnet werden. Dies sind die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die Phänomene der elektromagnetischen Wechselwirkung werden durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Die aus dieser Wechselwirkung resultierende Kraft wird durch das Photon vermittelt, das an die elektrische Ladung eines Teilchens koppelt. Beispielsweise kann mithilfe der QED die Bildung von Atomen erklärt werden. Die aus der schwachen Wechselwirkung resultierende Kraft wird durch drei unterschiedliche Bosonen vermittelt, die als W^+ , W^- und Z^0 bezeichnet werden. Diese besitzen, im Gegensatz zu allen anderen Austauscheteilchen, eine Masse und koppeln an die schwache Ladung. Durch die schwache Wechselwirkung wird beispielsweise der radioaktive β^\pm -Zerfall erklärt. Die Phänomene der starken Wechselwirkung werden durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die aus dieser Wechselwirkung resultierende Kraft wird durch das sogenannte Gluon vermittelt, das an die starke Ladung koppelt. Mithilfe der QCD kann beispielsweise die Bindung der Nukleonen innerhalb eines Atomkerns erklärt werden. Aufgrund ihrer Bedeutung für die vorliegende Arbeit wird diese Wechselwirkung im nächsten Abschnitt ausführlicher erläutert. Die Gravitation ist aufgrund der fehlenden Beschreibung auf quantenmechanischer Ebene nicht im Standardmodell enthalten.

Die Fermionen lassen sich in drei sogenannte Generationen (I,II,III) unterteilen. Die gegenständliche Materie ist nahezu vollkommen aus den Fermionen der ersten Generation aufgebaut, da diese, im Gegensatz zu Teilchen aus der zweiten und dritten Generation, stabil sind. Fermionen der zweiten und dritten Generation werden beispielsweise in hochenergetischen Teilchenkollisions-

Generation	Sorte	elektrische Ladung	Masse
I	up (u)	+2/3	2,3 MeV/c ²
	down (d)	-1/3	4,8 MeV/c ²
II	charm (c)	+2/3	1,28 GeV/c ²
	strange (s)	-1/3	95 MeV/c ²
III	top (t)	+2/3	173 GeV/c ²
	bottom (b)	-1/3	4,7 GeV/c ²

Generation	Sorte	elektrische Ladung	Masse
I	Elektron (e)	-1	0,511 MeV/c ²
	Elektron-Neutrino (ν_e)	0	< 2 eV/c ²
II	Myon (μ)	-1	105,7 MeV/c ²
	Myon-Neutrino (ν_μ)	0	< 2 eV/c ²
III	Tau (τ)	-1	1776,8 MeV/c ²
	Tau-Neutrino (ν_τ)	0	< 2 eV/c ²

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Ladung	Masse	relative Stärke
elektromagnetisch	Photon (γ)	elektrisch	0 eV/c ²	10 ⁻²
schwach	W-Bosonen (W^\pm)	schwach	80,4 GeV/c ²	10 ⁻¹³
	Z-Boson (Z^0)		91,2 GeV/c ²	
stark	Gluon (g)	Farbe	0 eV/c ²	10

Tabelle 1.1.: Die verschiedenen im Standardmodell enthaltenen Quarks (oben), Leptonen (mitte) und Wechselwirkungen (unten) sowie deren Eigenschaften [PDG14].

sionen erzeugt. Die Quarks kommen in der Natur nicht ungebunden vor und bilden neue Teilchen, die im Folgenden kurz vorgestellt werden. Eine Verbindung aus einem Quark und einem Anti-quark wird als Meson bezeichnet. Es existiert kein stabiles Meson, weshalb sie nur flüchtig in der Natur vorkommen. Drei Quarks bilden ein sogenanntes Baryon. Die bekanntesten Baryonen sind das Proton, das sich aus zwei up-Quarks und einem down-Quark zusammensetzt, und das Neutron, das aus einem up-Quark und zwei down-Quarks besteht. Mesonen und Baryonen bilden zusammen die Gruppe der sogenannten Hadronen.

1.2. Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma

Die aus der starken Wechselwirkung resultierende Kraft bindet die Quarks in Hadronen. Die starken Ladungen, die die Quarks tragen, werden als (Anti-)Rot, (Anti-)Grün und (Anti-)Blau bezeichnet. Diese Bezeichnungen wurden in Analogie zur Farblehre in der Optik gewählt. Bringt man die drei unterschiedlichen (Anti-)Farben bzw. eine Farbe mit der entsprechenden Anti-Farbe zusammen, so ergibt sich ein farbloser Zustand. In der Natur werden keine freien Teilchen beobachtet, die eine Farbladung tragen. Mesonen bestehen aus einem Quark, das eine Farbladung trägt, sowie einem Anti-Quark, das die entsprechende Anti-Farbladung trägt. Die drei Quarks, die ein Baryon bilden, tragen jeweils eine unterschiedliche (Anti-)Farbladung.

Gluonen tragen, im Gegensatz zu allen anderen Austauschteilchen des Standardmodells, selbst

eine Ladung der von ihnen vermittelten Kraft. Dies führt zur gegenseitigen Anziehung der Gluonen und zur Bildung sogenannter *strings*. Aufgrund dessen steigt die starke Kraft mit zunehmendem Abstand der beteiligten Teilchen an, was es unmöglich macht, ein freies Quark oder Gluon zu beobachten. Dieser Effekt wird als *Confinement* bezeichnet.

Entspricht der Abstand zweier stark wechselwirkender Teilchen der Größenordnung des Durchmessers eines Nukleons (10^{-15} m), so ist die Kraft zwischen diesen nahezu aufgehoben. Quarks und Gluonen können sich in einem gewissen Raumbereich somit quasi-frei bewegen. Dies wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. In der QCD werden die eben beschriebenen Eigenschaften in einem Potential $V(r)$ zusammengefasst, das die Kraft zwischen einem Quark-Antiquark-Paar beschreibt [Pov14]:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad (1.1)$$

Hierbei beschreibt $k \cdot r$ den attraktiven Teil des Potentials, welcher für das *Confinement* verantwortlich ist. Die Konstante k bezeichnet dabei die Feldenergie pro Länge und wird mit ca. 1 GeV/fm angegeben. Des Weiteren stellt $-\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$ den Coulomb-Term dar, wobei α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung ist und somit die Stärke der Kraft bestimmt. Abbildung 1.1 zeigt Messungen von α_s als Funktion des Impulsübertrags Q zwischen zwei stark wechselwirkenden Teilchen. Ein hoher Impulsübertrag entspricht dabei einem kleinen Abstand zwischen den Teilchen. Wie man sieht, nimmt die Kopplungsstärke mit steigendem Impulsübertrag ab. Für $Q \rightarrow \infty$ gilt $\alpha_s \rightarrow 0$ und somit gilt für das Potential der starken Wechselwirkung $V \rightarrow 0$ für $Q \rightarrow \infty$.

Befinden sich viele Quarks in einem Zustand, der eine ähnliche Dichte aufweist wie sie in einem Nukleon vorzufinden ist, so bildet sich ein neues Medium, in dem sich die Quarks aufgrund der asymptotischen Freiheit in einem größeren Raumbereich quasi-frei bewegen können [Büs15]. Analog zum Zustand, in dem sich elektrisch geladene Teilchen frei bewegen können und der als Plasma bezeichnet wird, wird der Zustand, in dem sich die Quarks und Gluonen frei bewegen können als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet.

Elementarteilchen können also sowohl in einem gebundenen Zustand als auch in Form eines Plasmas vorliegen. Analog zu den Aggregatzuständen in der klassischen Thermodynamik kann ein Phasendiagramm der QCD erstellt werden. Abbildung 1.2 zeigt dieses Phasendiagramm, wobei die Temperatur als Funktion der Baryondichte (μ_B) aufgetragen ist. Die blau eingefärbte Fläche kennzeichnet den Bereich, in dem die Quarks und Gluonen in Hadronen eingeschlossen sind. Dieser Zustand wird als Hadronengas bezeichnet.

Der Bereich des Phasendiagramms in dem ein QGP erwartet wird ist durch die orangene Fläche markiert. Bei einer Energiedichte von ca. $\epsilon_{krit} = 700$ MeV/fm³ erfolgt ein sogenannter Phasenübergang zwischen dem QGP und der hadronischen Materie, wobei dies sowohl bei sehr hohen Temperaturen, als auch bei sehr hohen Baryondichten erreicht werden kann [Bra06]. Dabei wird zwischen zwei unterschiedlichen Arten von Phasenübergängen unterschieden. Der Phasenübergang erster Ordnung, im Phasendiagramm durch eine durchgezogene Linie zwischen QGP und hadronischer Materie gekennzeichnet, findet bei einer wohldefinierten Energiedichte

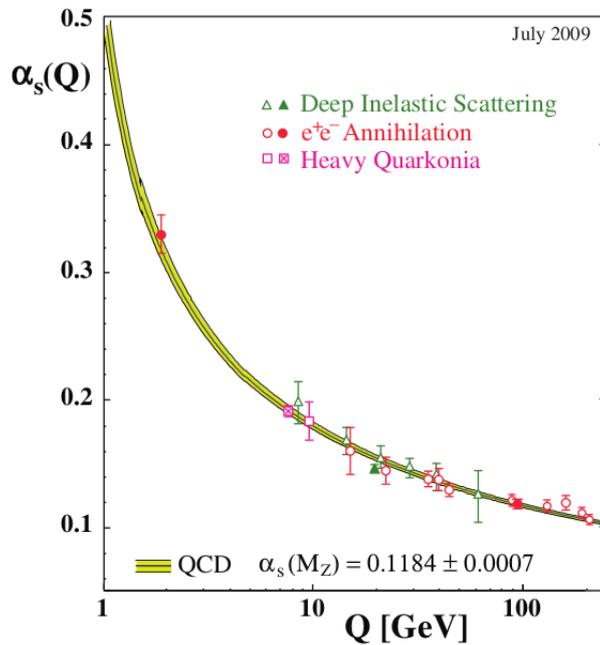


Abbildung 1.1.: Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s als Funktion des Impulsübertrags Q . Die gelbe Linie stellt den aus theoretischen Modellen berechneten Verlauf da [Bet09].

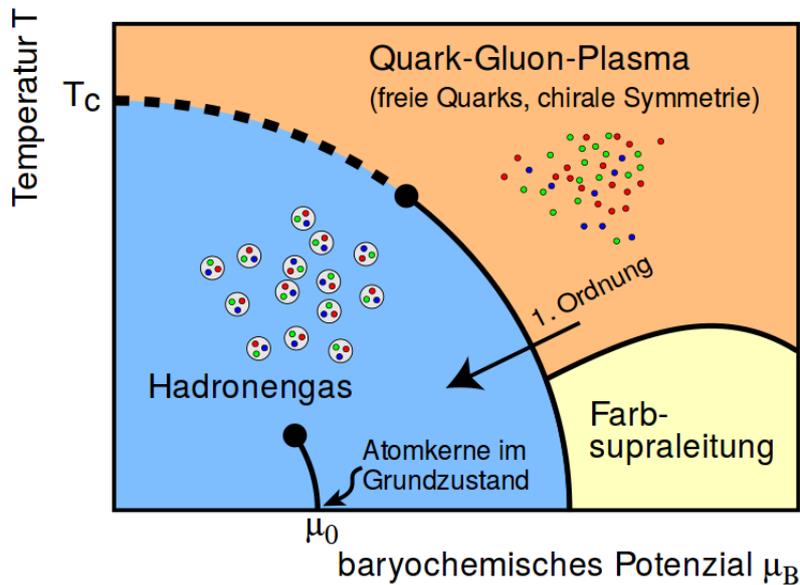


Abbildung 1.2.: Schematische Darstellung des Phasendiagramms der QCD [Rey04]. Der orange-farbene Bereich zeigt die Lage des QGP, während der blaue Bereich die Lage des Hadronengas kennzeichnet. In gelb wird ein weiterer, experimentell nicht bestätigter, Bereich der Farbsupraleitung gezeigt. Die durchgezogene Linie zwischen dem Bereich des QGP und dem Bereich hadronischer Materie markiert den Phasenübergang erster Ordnung, während die gestrichelte Linie den vermuteten *Crossover*-Übergang andeutet.

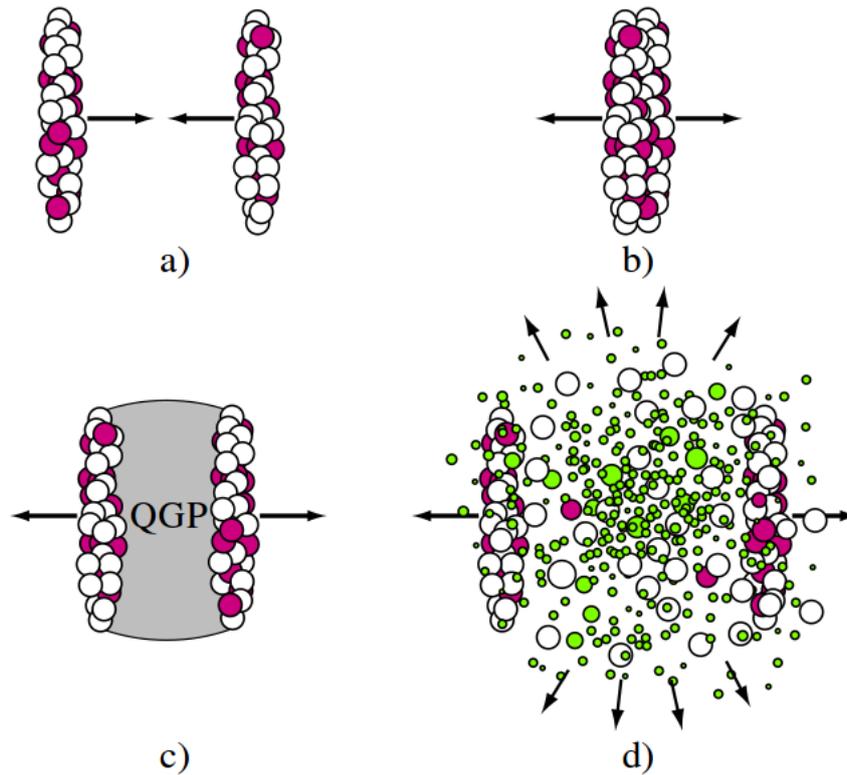


Abbildung 1.3.: Schematischer Ablauf einer Schwerionenkollision [Rey04].

statt. Der sogenannte *Crossover*-Phasenübergang, im Phasendiagramm durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet, verläuft im Gegensatz zum Phasenübergang erster Ordnung nicht scharf, sondern graduell. Die Suche nach einem kritischen Punkt, der den Übergang zwischen den beiden Phasenübergängen markiert, ist Gegenstand aktueller Forschung.

In Abbildung 1.2 wird durch eine gelb hinterlegte Fläche eine weitere Phase, die sogenannte Farbsupraleitung, markiert. Diese wurde experimentell jedoch bislang nicht nachgewiesen und beruht auf theoretischen Vorhersagen [Ren04]. In der Natur gibt es bisher keinen direkten Nachweis über das Vorhandensein eines QGP. Jedoch existieren Annahmen über die Existenz eines QGP in Kernen von Neutronensternen und im Zentrum einer Supernova [Ens14].

Nach dem heutigen Stand der Wissenschaft entstand das Universum aus einer Singularität und breitet sich seitdem aus. Wenige Millisekunden nach dem Urknall war das Universum demnach sehr dicht und heiß. Man geht heute davon aus, dass sich die Materie zu diesem Zeitpunkt im Zustand eines QGP befunden hat [Raf13]. Die weitere Ausdehnung des Universums führte zu einer Abkühlung der Materie und somit zu einem Phasenübergang vom QGP zu hadronischer Materie.

Verschiedene Experimente sind heute in der Lage, ein QGP zu erzeugen und seine Eigenschaften zu studieren. Dabei werden schwere Ionen wie Gold- oder Blei-Kerne beschleunigt und mit nahezu Lichtgeschwindigkeit zur Kollision gebracht. Während dieser Kollision entsteht ein Zustand extrem hoher Temperatur, ähnlich dem Zustand im frühen Universum. Abbildung 1.3 zeigt schematisch den Ablauf einer solchen Kollision. Infolge relativistischer Geschwindigkeiten

und einer damit einhergehender Lorentzkontraktion, erscheinen die Kerne in ihrer Flugrichtung gestaucht (a). Kollidieren sie (b), so werden im Kollisionszentrum Dichten und Temperaturen erreicht, die ausreichen, um ein QGP zu erzeugen (c). Dabei besteht das entstandene QGP nahezu nur aus Quarks und Antiquarks, die während der Kollision entstanden sind. Daher ist μ_B bei solchen Kollisionen sehr niedrig, wie es auch im frühen Universum vermutet wird. Das entstandene QGP expandiert, ähnlich dem frühen Universum, sehr schnell und kühlt dabei ab. Bei einer kritischen Temperatur von ca. $T_{krit} = 173$ MeV kommt es zum Phasenübergang, wobei Quarks und Gluonen in Hadronen eingeschlossen werden (d) [Bra06]. Der Phasenübergang vom QGP zur hadronischen Materie wird als Hadronisierung bezeichnet. Die dabei entstandenen Teilchen können detektiert und anschließend analysiert werden, um so Erkenntnisse über das QGP und die starke Wechselwirkung zu gewinnen.

Unterschiedliche Teilchensorten und ihr Zusammenspiel können verschiedene Informationen über das QGP enthalten. Photonen beispielsweise, nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil und können das QGP somit nahezu ungehindert passieren. Messungen von Photonen, die nicht aus dem Zerfall von anderen Teilchen stammen (direkte Photonen), geben beispielsweise Aufschluss über die Temperatur des QGP [Sah15]. Hadronen hingegen werden aufgrund ihrer stark wechselwirkenden Konstituenten durch das QGP beeinflusst. Somit kann man mithilfe dieser Hadronen oder deren Zerfallsprodukten bestimmte Eigenschaften wie die Gluondichte oder auch die Viskosität des QGP untersuchen.

1.3. Messung neutraler Pionen als Sonden hochrelativistischer Teilchenkollisionen

Zur Untersuchung der in Schwerionenkollisionen stattfindenden Prozesse werden die entstandenen Teilchen beispielsweise als Funktion ihres Transversalimpulses (p_T) betrachtet. Dieser gibt den Impulsanteil senkrecht zur Strahlachse an. Somit muss das p_T eines Teilchens ausschließlich durch Effekte, die während der Kollision stattgefunden haben, entstanden sein. Zusätzlich werden Schwerionenkollisionen in sogenannte Zentralitätsklassen eingeteilt. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung der kollidierenden Kerne, stoßen diese nur mit einem Teil ihres gesamten Volumens aneinander. Die Zentralitätsklasse gibt die Zentralität der Kollision an; beispielsweise werden die zehn Prozent zentralsten Kollisionen in die Zentralitätsklasse 0%-10% eingeteilt. In peripheren Kollisionen wird aufgrund des geringen Überlappbereichs der Kerne keine Bildung eines QGP erwartet. Wie diskutiert, können die Eigenschaften des QGP dann mittels der Teilchen, die aus dem der Kollisionszone herausfliegen, studiert werden. Ein wichtiger Prozess, der im QGP stattfindet, sollen im Folgenden kurz angerissen werden.

In harten Streuprozessen in Kern-Kern Kollisionen können zwei Quarks entstehen, die sich mit hoher Geschwindigkeit in entgegengesetzter Richtung durch das QGP bewegen. Aufgrund ihrer starken Ladung wechselwirken Sie mit dem Farbfeld des QGP, was zu einer Verminderung ihrer Geschwindigkeit führt. Verlässt ein Quark das QGP, so wird es aufgrund des *Confinements* hadronisieren. Vorzugsweise werden dabei leichte Teilchen wie beispielsweise das

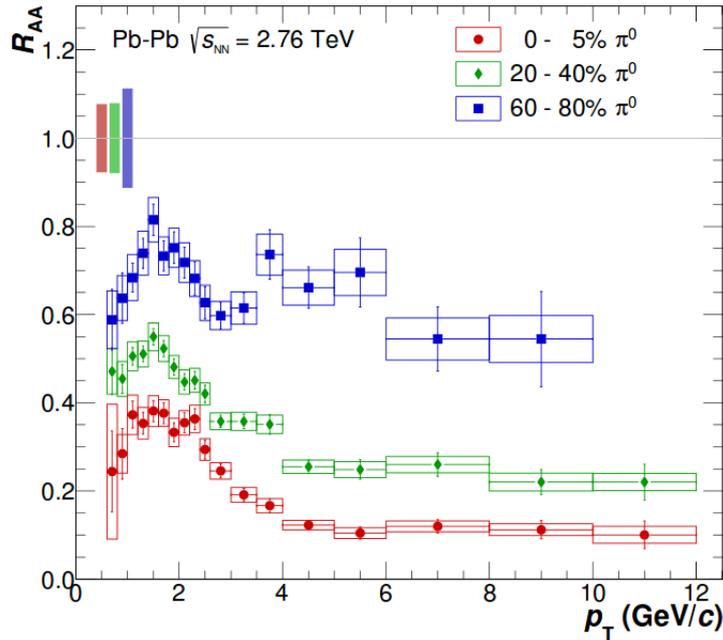


Abbildung 1.4.: R_{AA} für die Produktion von π^0 in Blei-Blei-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV [Abe15]. Unterschiedliche Farben symbolisieren unterschiedlich zentrale Pb-Pb-Kollisionen, wobei die Unterdrückung in zentralen Kollisionen am ausgeprägtesten ist.

π^0 ($m \approx 135 \text{ MeV}/c^2$) erzeugt. Aus den kinematischen Eigenschaften der gemessenen Teilchen kann dann auf bestimmte Eigenschaften des QGP geschlossen werden. Aufgrund der Abbremsung der Quarks im QGP wird für $p_T > 3 \text{ GeV}/c$ der Anteil der gemessenen Teilchen unterdrückt. Ein gestreutes Quark kann -bei kleinem Impuls- aufgrund der Wechselwirkung mit dem QGP, auch vollständig abgebremst werden. Dann findet keine nach außen sichtbare Hadronisierung statt. Auch dies führt wieder zu einer Unterdrückung der Teilchenproduktion insbesondere im Bereich kleiner p_T .

Bringt man nun, zum Vergleich, zwei Protonen zur Kollision, so reicht die entstehende Temperatur und Dichte nicht aus, um ein QGP zu erzeugen. Entstandene Teilchen fliegen nahezu ungehindert aus der Kollisionszone.

Ein Vergleich der Teilchenproduktion in Schwerionenkollisionen (AA) und Proton-Proton-Kollisionen (pp) bietet somit die Möglichkeit, eine potentielle Unterdrückung der Teilchenproduktion durch das QGP zu beobachten. Dazu wird das Verhältnis der p_T -Spektren der unterschiedlichen Kollisionssysteme gebildet und das pp-Spektrum auf die Anzahl der binären Nukleon-Nukleon-Kollisionen (N_{coll}) der AA-Kollision normiert:

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

N_{coll} wird aus sogenannten Glauber-Monte-Carlo Simulationen gewonnen [Fle12]. In diesen werden Schwerionenkollisionen als eine Überlagerung einzelner Nukleon-Nukleon Kollisionen

simuliert. Abbildung 1.4 zeigt diesen sogenannten Nuklearen Modifikationsfaktor R_{AA} für die Produktion von π^0 in Blei-Blei Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV für verschiedene Zentralitätsklassen, wobei in zentralen Kollisionen eine deutliche Unterdrückung der Teilchenproduktion zu erkennen ist. In den zentralsten Kollisionen (0 - 5%) zeigt sich die Unterdrückung am deutlichsten.

Bei peripheren Kollisionen kommt es im Gegensatz zu zentralen Kollisionen vermutlich nicht zur Bildung eines QGP. Zur Untersuchung der Eigenschaften des QGP ohne Zuhilfenahme von Proton-Proton Kollisionen, können die Spektren des gleichen Kollisionssystems aus unterschiedlichen Zentralitätsklassen analysiert werden. Analog zu R_{AA} wird das Verhältnis von zentralen zu peripheren Kollisionen (R_{CP}) definiert:

$$R_{CP}(p_T, \eta) = \frac{N_{coll}^{CC} d^2 N^{PP} / dp_T d_\eta}{N_{coll}^{PP} d^2 N^{CC} / dp_T d_\eta}. \quad (1.3)$$

Dabei gibt N_{coll}^{CC} die Anzahl der binären Nukleon-Nukleon Stöße in den zentralen Kollisionen und N_{coll}^{PP} in den peripheren Kollisionen an.

Im weiteren Verlauf der Arbeit werden in Kapitel 3.4 die π^0 -Spektren aus Blei-Blei Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV für verschiedene Zentralitätsklassen extrahiert und anschließend das R_{CP} aus diesen Spektren berechnet. Zuvor soll allerdings das dafür verwendete EMCal-Kalorimeter des ALICE-Experiments sowie das Experiment selbst kurz vorgestellt werden.

2. Experimenteller Aufbau

Am europäischen Kernforschungszentrum CERN¹ wird mithilfe verschiedener Experimente Grundlagenforschung im Bereich der Teilchenphysik betrieben. Seit seiner Gründung im Jahr 1954 wurde das CERN beständig ausgebaut und erweitert und ist heute das größte Kernforschungszentrum der Welt. Seit dem Jahr 2008 betreibt das CERN den Beschleuniger LHC², der aufgrund seiner Bedeutung für die Arbeit im folgenden Abschnitt genauer beschrieben wird.

2.1. Der Large Hadron Collider

Der Synchrotronbeschleuniger LHC, am Kernforschungszentrum CERN, befindet sich im Grenzgebiet von der Schweiz und Frankreich in einem 26,7 km langen, unterirdischen Tunnel. Der Beschleuniger besteht aus zwei Strahlrohren, in denen hauptsächlich Protonen (p) und Blei-Kerne (Pb) gegenläufig beschleunigt und an mehreren dafür vorgesehenen Stellen zur Kollision gebracht werden. Bevor die Ionen in die beiden Strahlrohre des LHC gelangen, müssen sie zunächst in mehreren Schritten vollständig ionisiert werden und anschließend mithilfe mehrerer Vorbeschleuniger auf eine Energie pro Nukleon von $E = 450$ GeV gebracht werden. Der Teilchenstrahl (engl. *beam*) in den Strahlrohren ist nicht kontinuierlich, sondern besteht aus mehreren Teilchenbündeln, sogenannten *bunches*. Der LHC beschleunigt die Teilchenbündel weiter und bringt sie auf ihre finale Energie. Damit die Teilchen kollidieren, kreuzen sich die beiden Strahlrohre an mehreren Stellen. An diesen treffen die Teilchenbündel aus beiden Strahlrohren aufeinander, sodass es zur Kollision einzelner Teilchen kommen kann. Da beide Teilchen gleichermaßen beschleunigt werden, gilt für die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} bei der Kollision:

$$\sqrt{s} = 2E, \tag{2.1}$$

wobei E die Energie von einem der beteiligten Teilchen angibt. Um die Teilchen im Strahlrohr zu fokussieren, werden 1232 supraleitende Dipolmagnete verwendet, die eine maximale magnetische Flussdichte von 8,36 T besitzen [LHC17]. Die Stärke der Magnete und der Radius von ca. 4,3 km des LHC begrenzen die maximal erreichbare Schwerpunktsenergie. Diese liegt zurzeit bei $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV für Protonen und $\sqrt{s} = 5.02$ TeV für Blei-Ionen. Im Allgemeinen wird die Schwerpunktsenergie auf die Anzahl der Nukleonen pro Ion normiert. An insgesamt vier Kreuzungspunkten des LHC stehen große Experimente, die unterschiedliche Gebiete der Teilchenphysik untersuchen. Das LHCb-Experiment untersucht hauptsächlich die CP -Verletzung im B-Mesonen System und sucht damit nach Antworten auf die Frage des Materieüberschusses

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²Large Hadron Collider

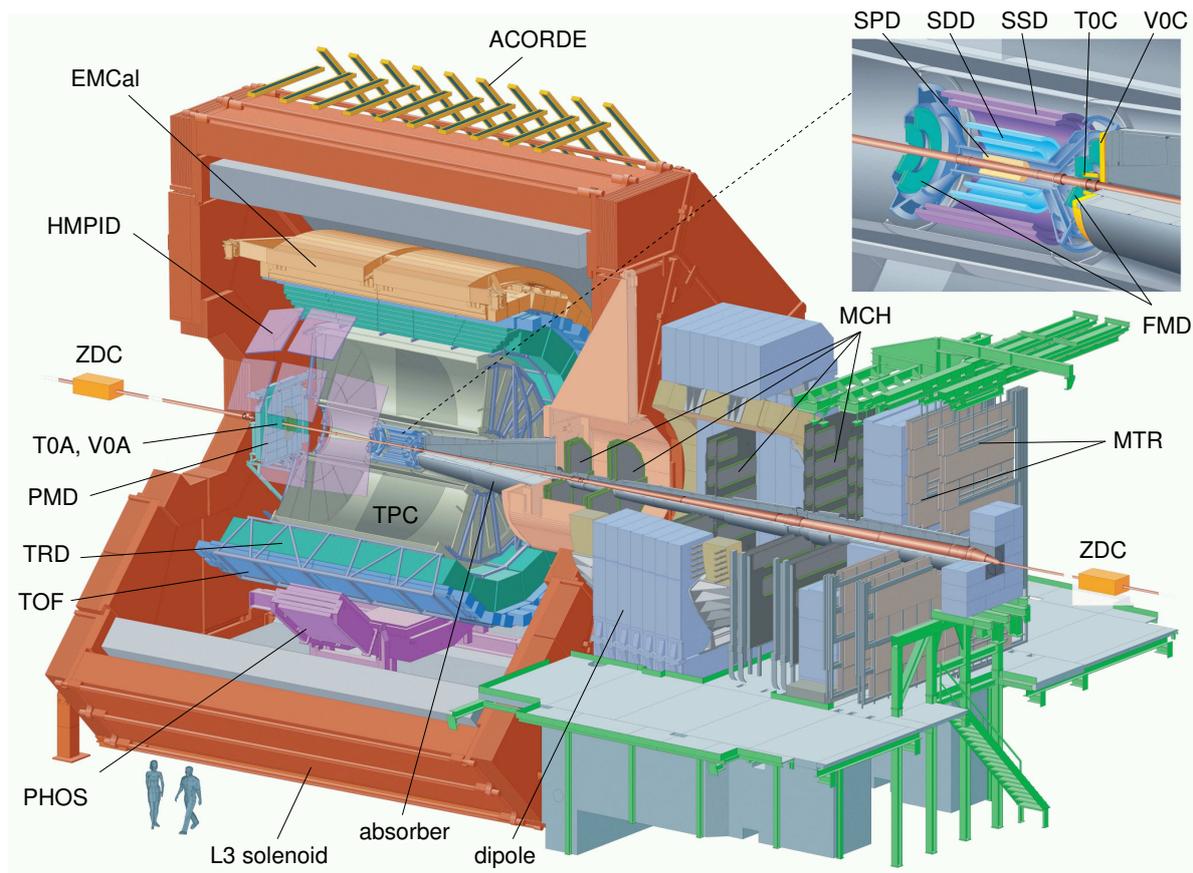


Abbildung 2.1.: Schematischer Querschnitt durch das ALICE-Experiment. Es sind verschiedene Detektoren zu erkennen [ALI17].

im Universum [Cer17]. Das ATLAS-Experiment und das CMS-Experiment suchen unabhängig voneinander nach Physik jenseits des Standardmodells. Der größte Erfolg beider Experimente ist bisher die Entdeckung des Higgs-Bosons im Jahr 2012 [Cer17]. Das ALICE-Experiment untersucht hauptsächlich das in Schwerionenkollisionen entstehende QGP und wird im folgenden Abschnitt näher vorgestellt.

2.2. Das ALICE Experiment

Das ALICE-Experiment³ wurde speziell zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen und dem dabei entstehenden QGP entwickelt und gebaut. Um diesen Zweck zu erfüllen, verfügt es über eine Vielzahl an Detektoren, die verschiedene Aufgaben erfüllen. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau des ALICE-Experiments. Wie andere moderne *Collider*-Experimente ist das ALICE-Experiment zylinderförmig um den Kollisionspunkt aufgebaut.

Nahezu alle Detektoren befinden sich innerhalb des roten Solenoid-Magneten, der im inneren eine Magnetfeldstärke von 0.5 T erzeugt. Dieses Magnetfeld bringt geladene Teilchen auf eine gekrümmte Flugbahn, anhand dessen Radius die Teilchen teilweise identifizieren werden können.

³A Large Ion Collider Experiment

Im Folgenden sollen die wichtigsten Detektoren des Experiments kurz vorgestellt werden.

ITS

Das ITS⁴, der am nächsten am Kollisionpunkt (Vertex) liegende Detektor, umschließt das Strahlrohr vollständig. Es besteht aus sechs separaten Detektor-Schichten. Die zwei zum Vertex am nächsten gelegenen Schichten bilden sogenannte *Silicon-Pixel-Detectors* (SPD). Darauf folgen zwei sogenannte *Silicon-Drift-Detectors* (SDD) und zwei sogenannte *Silicon-micro-Strip-Detectors*. Das ITS wird hauptsächlich zur genauen Ortsbestimmung des Vertex verwendet.

TPC

Die TPC⁵, eine zylinderförmige Spurdriftkammer, ist der zentrale Detektor des ALICE-Experiments. Im Inneren der TPC befindet sich ein Gas, das durch durchfliegende, geladene Teilchen ionisiert wird. Ein homogenes, elektrisches Feld beschleunigt die ionisierten Gas-Teilchen zu den am Rand der TPC installierten Ausleseammern. Über den spezifischen Energieverlust der vom Kollisionpunkt kommenden Teilchen im Gas können elektrisch geladene Teilchen identifiziert werden. Des Weiteren können die Trajektorien der durchfliegenden elektrisch-geladenen Teilchen rekonstruiert werden [ALI17].

V0-Detektoren

Das V0-Detektorsystem besteht aus zwei Detektoren (V0-A und V0-C), die an beiden Enden des ITS um die Strahlachse positioniert sind. Die V0-Detektoren haben bei der Aufnahme einer Kollision (engl. *Event*) eine besonders wichtige Aufgabe. Messen sie eine bestimmte Anzahl an Teilchen (Teilchen-Multiplizität), so kann eine Aufzeichnung des *Events* gestartet werden [Abb14]. Dieser Vorgang wird als *triggern* bezeichnet. Die minimalste Anforderung an ein *Event* nennt man *minimum-bias* und wird nur durch die V0-Detektoren bestimmt. Häufig wird nach bestimmten, seltenen Ereignissen in einem *Event* gesucht, beispielsweise besonders hochenergetische Teilchen. Um nur diese *Events* aufzuzeichnen, muss dann die *trigger*-Bedingung mit Zuhilfenahme weiterer Detektoren verschärft werden.

T0-Detektoren

Das T0-Detektorsystem besteht, ähnlich dem V0-Detektorsystem, aus zwei separaten Detektoren (T0A und T0C). Diese liefern eine präzise Zeitmessung und werden zur genauen Bestimmung des Kollisionszeitpunkts verwendet [Ada16]. Dies wird in Abschnitt 3.3 genauer erläutert.

Kalorimeter

Als Kalorimeter werden Detektoren bezeichnet, die die gesamte Energie eines Teilchens messen können. Hadronische Kalorimeter sind dabei auf die Messung von Hadronen spezialisiert, während elektromagnetische Kalorimeter auf die Messung von Photonen, Elektronen und Positronen spezialisiert sind. Im ALICE-Experiment gibt es drei verschiedene elektromagnetische Kalorimeter: das PHOS⁶, das DCal⁷ und das EMCal⁸. Sie bilden die äußerste Detektor-Schicht des ALICE-Experiments. Das EMCal wird aufgrund seiner Bedeutung für die vorliegende Arbeit im folgenden Abschnitt ausführlicher diskutiert.

⁴Inner Tracking System

⁵Time Projection Chamber

⁶Photon Spectrometer

⁷Di-jet Calorimeter

⁸ElectroMagnetic Calorimeter

2.3. Das Elektromagnetische Kalorimeter

Das EMCAL (vgl. Abbildung 2.2 (a)) befindet sich ca. 4,5 m vom Vertex entfernt und deckt einen Azimutalwinkelbereich von $\phi = 107^\circ$ sowie einem Rapiditätsbereich von $-0,7 \geq \eta \geq 0,7$ in Strahlrichtung ab [ALI08]. Zwischen dem EMCAL und dem Vertex befinden sich weitere Detektorsysteme, an dessen Material die vom Vertex kommenden Teilchen abgelenkt werden können, und insbesondere Photonen in Elektron-Positron-Paare konvertieren können. Das EMCAL ist in zwölf sogenannte Supermodule (vgl. Abbildung 2.2 (b)) unterteilt, die von 0 bis 11 durchnummeriert werden. Die Fläche der Supermodule 10 und 11 beträgt nur etwa $\frac{1}{3}$ der Fläche der anderen Supermodule. Aufgrund dessen werden die Supermodule 10 und 11 bei der weiteren Beschreibung hier nicht berücksichtigt.

Jedes Supermodul besteht aus 288 einzelnen sogenannten Modulen (vgl. Abbildung 2.2 (c)), von denen jeweils 12 zu sogenannten Streifenmodulen zusammengefasst sind. Jedes Modul besteht wiederum aus vier sogenannten Zellen, den kleinsten Einheiten des Detektors, womit im EMCAL somit insgesamt 12288 Zellen verbaut sind.

Die Aufgabe der Zellen besteht in der Detektion von Photonen, Elektronen und Positronen und einer anschließenden Umwandlung bestimmter Information, wie beispielsweise der deponierten Energie, in ein elektronisches Signal. Eine Zelle besteht aus 76 Schichten Blei und 77 Schichten Szintillatormaterial, die jeweils abwechselnd übereinander angeordnet sind. Hochenergetische Photonen konvertieren vorzugsweise in den Blei-Schichten in ein Elektron-Positron-Paar. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Konversion steigt mit der Ordnungszahl des mit dem Photon wechselwirkenden Elements, weshalb Blei (Ordnungszahl 82) besonders geeignet ist. Die entstandenen Elektronen und Positronen werden durch Wechselwirkungen mit dem Material der Zelle abgebremst und geben aufgrund dessen Bremsstrahlung in Form von Photonen ab. Somit entsteht eine Kaskade der beschriebenen Wechselwirkungen, was als elektromagnetischer Schauer bezeichnet wird. Unterschreitet eines der am Schauer beteiligten Teilchen eine kritische Energie, so findet keine weitere Wechselwirkung statt und der Schauer wird gestoppt. Für Photonen beträgt diese Energie ca. 1 MeV während sie für Elektronen bzw. Positronen bei ca. 8 MeV liegt. Das Szintillatormaterial in den Szintillatorschichten wird durch Wechselwirkung mit den am Schauer beteiligten Photonen, Elektronen und Positronen angeregt und sendet seinerseits niederenergetische Photonen aus, wobei die Anzahl der ausgesandten Photonen proportional zur deponierten Energie ist. Die einzelnen Szintillatorschichten einer Zelle sind mit Glasfaserkabeln verbunden, die weiterhin mit einem Photomultiplier verbunden sind. Dieser kann die vom Szintillatormaterial ausgesandten Photonen messen und in ein elektrisches Signal umwandeln, welches dann proportional zur gesamten in der Zelle deponierten Energie ist.

Die Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers wird durch den materialabhängigen, sogenannten Molière-Radius bestimmt. Dieser definiert einen kreisförmigen Bereich, in dem 90% der Gesamtenergie des elektromagnetischen Schauers absorbiert werden. Für das EMCAL beträgt der Molière-Radius ca. $R_M = 3,7$ cm, was die Größe einer Zelle überschreitet [ALI08]. Somit erstreckt sich ein Schauer in den meisten Fällen über mehrere Zellen. Benachbarte Zellen in denen die Energie eines Schauers deponiert wird, werden zu sogenannten *Clustern* zusammengefasst.

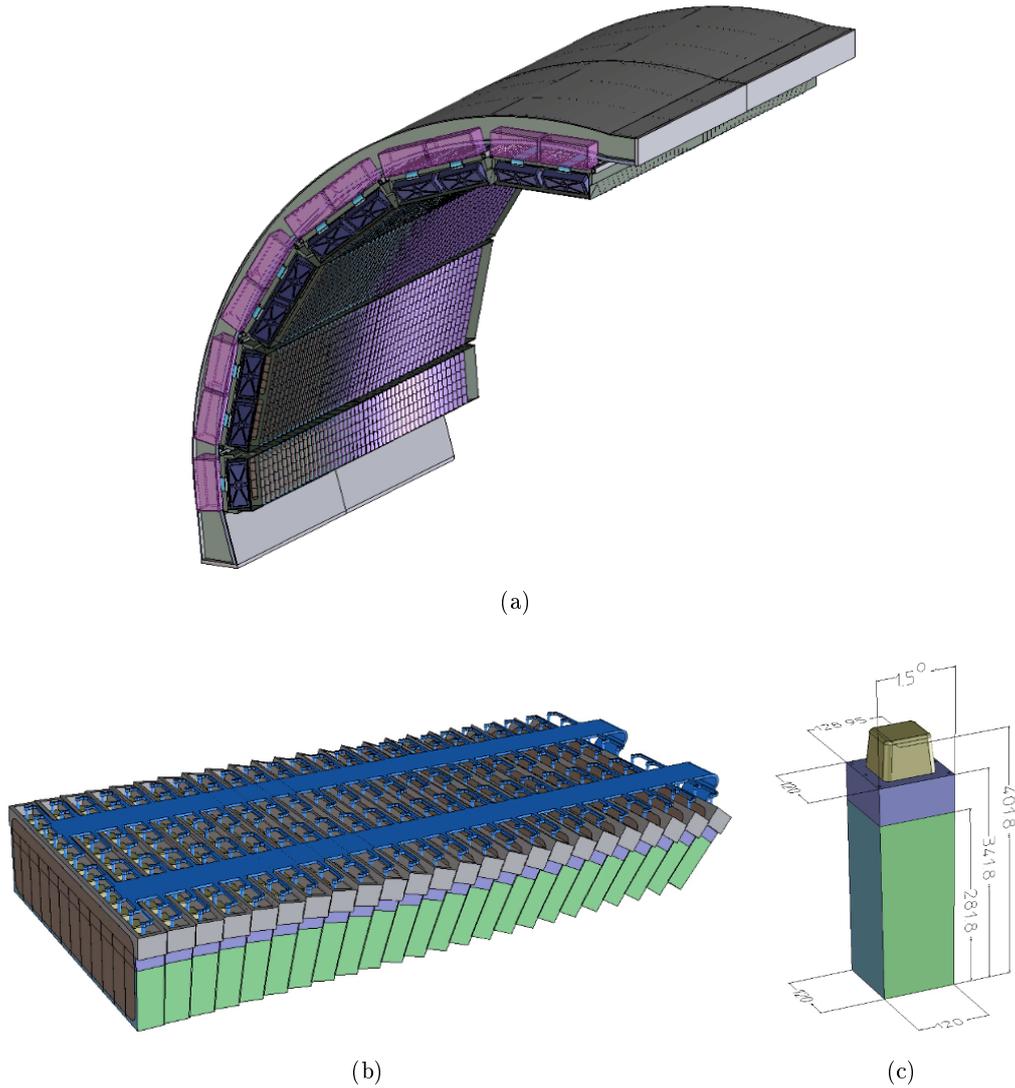


Abbildung 2.2.: Aufbau des EMCal: (a) gesamter Detektor bestehend aus 12 Supermodulen. (b) Ein Supermodul unterteilt in 24 Streifenmodule, die wiederum in jeweils 12 Module unterteilt sind. (c) Ein Modul bestehend aus vier Zellen [ALI08].

Ein *Cluster* enthält somit idealerweise die Information über die Gesamtenergie des aufgetroffenen Teilchens. Aufgrund der Geometrie des Schauers besitzt ein *Cluster* immer eine Zelle, die den Großteil der Gesamtenergie des *Clusters* trägt. Umliegende Zellen besitzen hingegen nur einen kleinen Teil der Gesamtenergie. Zur Rekonstruktion der *Cluster* werden sogenannte *Clusterizer* verwendet. Der für die hier vorgestellte Analyse benutzte *v₂-Clusterizer* nutzt als Startzelle für einen *Cluster* jeweils die Zelle mit der höchsten Energie, die noch keinem anderen *Cluster* zugeordnet werden kann. Ausgehend von dieser Zelle werden benachbarte Zellen zum *Cluster* hinzugefügt, sollten diese eine bestimmte Mindestenergie überschreiten und noch keinem anderen *Cluster* angehören.

Abbildung 2.3 zeigt beispielhaft einen *Cluster*, der aus mehreren, in der Abbildung orange gekennzeichneten, Zellen besteht. Die geometrische Form eines aus einem elektromagnetischen

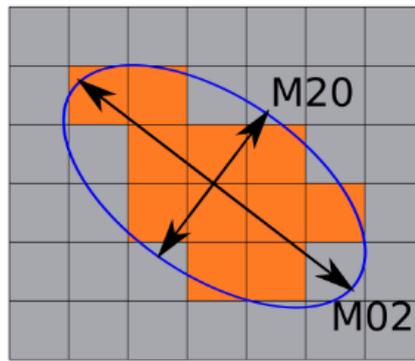


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung eines *Clusters*. Zum *Cluster* gehörende Zellen sind orange markiert. Mithilfe der eingezeichneten Ellipse kann die Form des *Clusters* parametrisiert werden [Mec16].

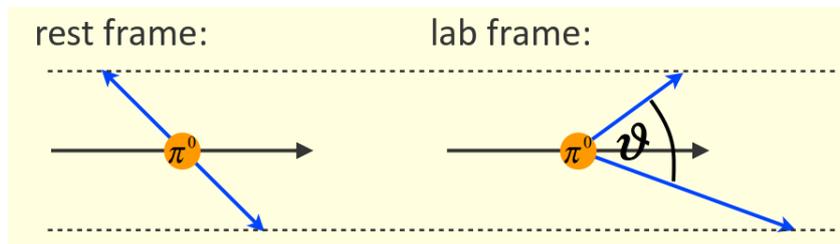


Abbildung 2.4.: Zerfall eines π^0 im System des π^0 (*rest frame*), sowie im Laborsystem (*lab frame*) [Rey10].

Schauer entstandenen *Clusters* kann als Ellipse beschrieben werden und somit durch die Ellipsenparameter M_{02} und M_{20} charakterisiert werden. M_{02} korreliert mit der langen Halbachse der Ellipse und wird in der hier vorgestellten Analyse zur Identifikation von Photonen-*Clustern* verwendet. Für M_{02} gilt:

$$M_{02} = \frac{1}{2} \sum_i E_i (x_i^2 + y_i^2) + \sqrt{\frac{1}{4} \sum_i (x_i^2 + y_i^2)^2 + \sum_i E_i x_i y_i}. \quad (2.2)$$

Hierbei gibt E_i die Gesamtenergie der i -ten Zelle des *Clusters* an und x_i sowie y_i geben die Position der Zelle bezüglich der Startzelle an.

2.3.1. Messung neutraler Pionen mit dem EMCal

Das neutrale Pion (π^0) besteht aus einer Überlagerung eines up-Antiup-Quark Zustand mit einem down-Antidown-Quark Zustand und gehört somit zu den Mesonen. Seine Masse wird mit ca. 135 MeV angegeben und es zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von ca. $8.52 \cdot 10^{-17}$ s mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 99 % in zwei Photonen (im Folgenden als Zerfallsphotonen bezeichnet) [PDG14]. Aufgrund der Impulserhaltung müssen die beiden Zerfallsphotonen im System des π^0 in entgegengesetzte Raumrichtung ausgesandt werden, was in Abbildung 2.4 verdeutlicht

wird. Hat das π^0 eine Geschwindigkeit, so müssen die Photonen den Impuls des π^0 aufnehmen und bekommen aufgrund dessen eine zusätzliche Impulskomponente in Flugrichtung des π^0 . Somit werden die Zerfallsphotonen im Laborsystem nicht mehr in entgegengesetzter Richtung ausgesandt, und der sogenannte Öffnungswinkel Θ zwischen den Zerfallsphotonen verringert sich mit steigendem Impuls des π^0 , was in Abbildung 2.4 (*lab frame*) verdeutlicht ist. Das EMCal misst im Idealfall den Ort und die Energie beider Zerfallsphotonen (E_1, E_2) des π^0 , woraus in der Analyse die invariante Masse $M_{\gamma\gamma}$ des π^0 rekonstruiert werden kann:

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos(\Theta))}. \quad (2.3)$$

Der Öffnungswinkel Θ ergibt sich aus der Ortsdifferenz der gemessenen *Cluster* und dem Abstand vom EMCal zum Vertex. Aufgrund der Geometrie des EMCal kann dieses nur beide Zerfallssphotonen messen, wenn die π^0 einen ausreichend hohen Impuls besitzen und somit der Öffnungswinkel Θ mindestens einen Wert von ca. 110° unterschreitet, was der maximalen Abdeckung des EMCal im Raumwinkel entspricht. Der Anteil der mit dem EMCal detektierbaren π^0 wächst mit steigendem Impuls der π^0 weiter an. Dieser Effekt wird als geometrische Akzeptanz bezeichnet. Aufgrund einer nicht perfekten Energieauflösung des EMCal werden nicht alle Photonen, die auf die Detektorfläche getroffen sind, als solche erkannt. Dies wird als die sogenannte Detektoreffizienz bezeichnet. Sie wächst mit steigendem Impuls der auftreffenden Photonen an. In Abschnitt 3.4 wird genauer auf die Methoden zur Identifizierung der π^0 eingegangen.

3. Analyse

Das Ziel der Analyse, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, besteht in der Bestimmung einer p_T -Verteilung von neutralen Pionen (π^0), die mit dem EMCal-Detektor gemessen wurde. Dazu erfolgt zunächst eine Qualitätsanalyse (engl. *Quality Assessment*, QA) der Daten, wobei ein besonderer Fokus auf den einzelnen Zellen des EMCal liegt. Anschließend wird die Anzahl der π^0 in festen p_T -Intervallen und in verschiedenen Zentralitätsbereichen extrahiert. Im Folgenden wird zunächst der analysierte Datensatz sowie das verwendete *Analyseframework* vorgestellt.

3.1. Auswahl der Daten und *Analyseframework*

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse untersucht Daten aus Blei-Blei-Kollisionen mit $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV, die im Dezember 2015 mit dem ALICE-Detektor aufgezeichnet wurden. Üblicherweise werden die vom ALICE-Experiment gemessene Daten nach Jahr und Periode der Datennahme benannt. Die Perioden dauern ungefähr einen Monat und sind wiederum in kleinere Einheiten unterteilt, die als *runs* bezeichnet werden. Innerhalb eines *runs* bleiben die Einstellungen der Detektoren und des Datenaufzeichnungssystems am Experiment gleich. Die vorliegende Arbeit basiert auf vom EMCal gemessenen Daten der Periode LHC15o, an die die *minimum-bias-trigger*-Bedingung gestellt wurden.

Zur Extraktion des π^0 -Signals werden rekonstruierte Photonen zu Paaren kombiniert, aus denen die Anzahl der π^0 bestimmt werden kann. Dafür wird ein als *Framework* bezeichnetes Computerprogramm verwendet, das speziell für die Analyse von Daten der Kalorimeter des ALICE-Experiments geeignet ist [Boc16]. Das *Framework* benötigt für die Analyse von Teilchen Daten, auf die bereits diverse Analyseschritte angewandt wurden, die nicht Teil dieser Arbeit sind. Beispielsweise werden Zellen zu *Clustern* zusammengefasst und bestimmte Bedingungen an die Daten gestellt (vgl. Kapitel 3.3). Als erstes werden in der hier vorgestellten Analyse die Zellen, die für die weitere Analyse geeignet sind, identifiziert. Dies wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

3.2. Die *Bad Cell Map*

Die Zellen des EMCal und das dazugehörige elektronische Auslesesystem messen die Energie, die ein auftreffendes Teilchen in einer Zelle deponiert, und den Zeitpunkt der Messung. Weicht der gemessene Wert weit von dem zu erwartenden Wert ab, so wird die Messung als fehlerhaft angesehen. Gründe für Abweichungen können beispielsweise Kalibrierungsfehler oder eine defekte Elektronik sein. Zellen, die fehlerhafte Daten weitergeben, werden als *Bad Cells* be-

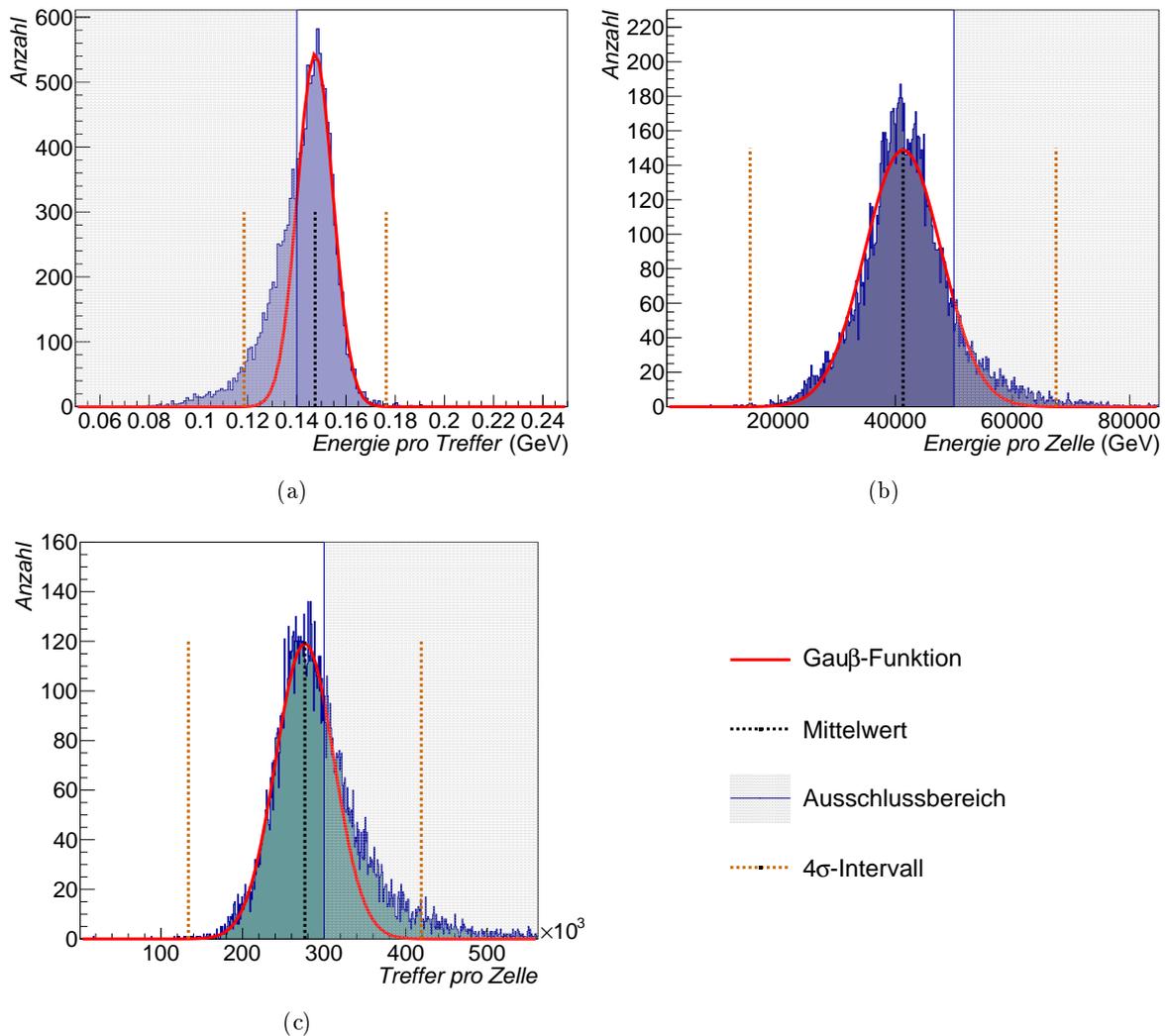


Abbildung 3.1.: Anzahl der Zellen als Funktion der (a) mittleren Energie pro *Hit*, (b) Gesamtenergie pro Zelle, (c) Treffer pro Zelle.

Alle Verteilungen basieren auf den von den Zellen gemessenen Energien und Treffern. Jede Verteilung wird durch eine Gauß-Funktion parametrisiert. Der Parametrisierungsbereich ist durch einen weißen Hintergrund gekennzeichnet, der Ausschlussbereich durch einen grauen. Des Weiteren zeigen orangefarbene Linien den 4σ -Bereich.

ichnet. Diese können genauer in die Kategorien *hot*, *cold* und *dead* eingeteilt werden. Als *Good Cells* werden alle Zellen bezeichnet, die nicht als *Bad Cells* deklariert sind. Im ersten Schritt der hier vorgestellten Analyse müssen *Bad Cells* identifiziert werden, um mithilfe dieser Informationen eine sogenannte *Bad Cell Map* des EMCal Detektors zu erstellen. Dies soll im folgenden Abschnitt näher erläutert werden.

3.2.1. Identifizierung der *Bad Cells*

Im Folgenden wird dazu die Verteilung der Parameter „mittlere Energie pro Treffer“, „mittlere Energie pro Zelle“ und „Anzahl der Treffer pro Zelle“ betrachtet. Abweichungen in diesen Parametern zwischen verschiedenen Zellen sollten idealerweise nur aufgrund von statistischen Fluktuationen entstehen. In einem realen Detektor tritt eine Vielzahl von Effekten auf, die zu systematischen Abweichungen führt. Diese Effekte werden z.B. durch *Bad Cells* verursacht. Des Weiteren beeinflusst das Material zwischen dem Detektor und dem Kollisionsvertex, das nicht homogen über den Raumwinkel verteilt ist, die Verteilung der Parameter. Zur Beschreibung der Verteilung der *Good Cells* wird eine Gauß-Funktion der Form:

$$f(x) = A \cdot e^{-0.5 \cdot \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (3.1)$$

angenommen. Dabei gibt σ die Standardabweichung, μ den Mittelwert und A die Amplitude der Funktion an. Die Standardabweichung definiert ein Intervall um den Mittelwert, in dem ein bestimmter prozentualer Anteil aller Werte liegt. In einer 4σ Umgebung liegen beispielsweise 99,99% aller Werte. Im Folgenden werden Zellen innerhalb der 4σ -Umgebung als *Good Cells* deklariert. Zellen außerhalb der 4σ -Umgebung weisen zu große Abweichungen auf und werden als *Bad Cells* deklariert. Eine weitere Unterteilung der *Bad Cells* in *Hot Cells* und *cold cells* wird nicht vorgenommen. Des Weiteren existieren Zellen, die keine Treffer registrieren. Diese werden als *Dead Cells* bezeichnet.

Im Folgenden wird die Verteilung der mittleren Energie pro Treffer (Abbildung 3.1 (a)), der Gesamtenergie pro Zelle (Abbildung 3.1 (b)) und der Anzahl der Treffer pro Zelle (Abbildung 3.1 (c)) eingehender untersucht. Dabei liegen den Verteilungen die gesamten Daten der Periode LHC150 zugrunde. Veränderungen der Verteilung der *Good Cells* durch *Bad Cells* sollen im Idealfall nicht durch die Gauß-Funktion beschrieben werden. Abweichungen der Verteilungen durch *Bad Cells* treten hauptsächlich an einer der Flanken der Verteilungen auf. Die Parametrisierung der Gauß-Funktion wird deshalb nur in einem Bereich durchgeführt, in dem die Verteilung von *Good Cells* dominiert wird. Der Parametrisierungsbereich wird empirisch bestimmt und ist in Abbildung 3.1 jeweils durch einen weißen Hintergrund gekennzeichnet, während der Ausschlussbereich, in dem die Verteilung nicht durch die Gauß-Funktion parametrisiert wird, durch einen grauen Hintergrund gekennzeichnet wird.

Das Resultat dieser Studie wird in einer zweidimensionalen *Bad Cell Map* dargestellt, die in Abbildung 3.2 gezeigt ist. Hier sind die Zellen bezüglich ihrer Position in Azimutalwinkel und Pseudorapidität dargestellt. Die Supermodule 11 und 12 werden nicht für diese Analyse verwendet und sind daher nicht abgebildet.

In der Abbildung sind *Good Cells* grün, *Bad Cells* rot und *Dead Cells* weiß markiert. Es sind größere Bereiche von *Bad Cells* in Supermodul 7 erkennbar.

Die hier vorgestellte *Bad Cell Map* ist nicht auf das Ziel der Analyse optimiert. Im nächsten Abschnitt werden, unabhängig von der in diesem Abschnitt vorgestellten Analyseschritte, weitere Methoden vorgestellt, die zu einer für diese Analyse geeigneten *Bad Cell Map* führen.

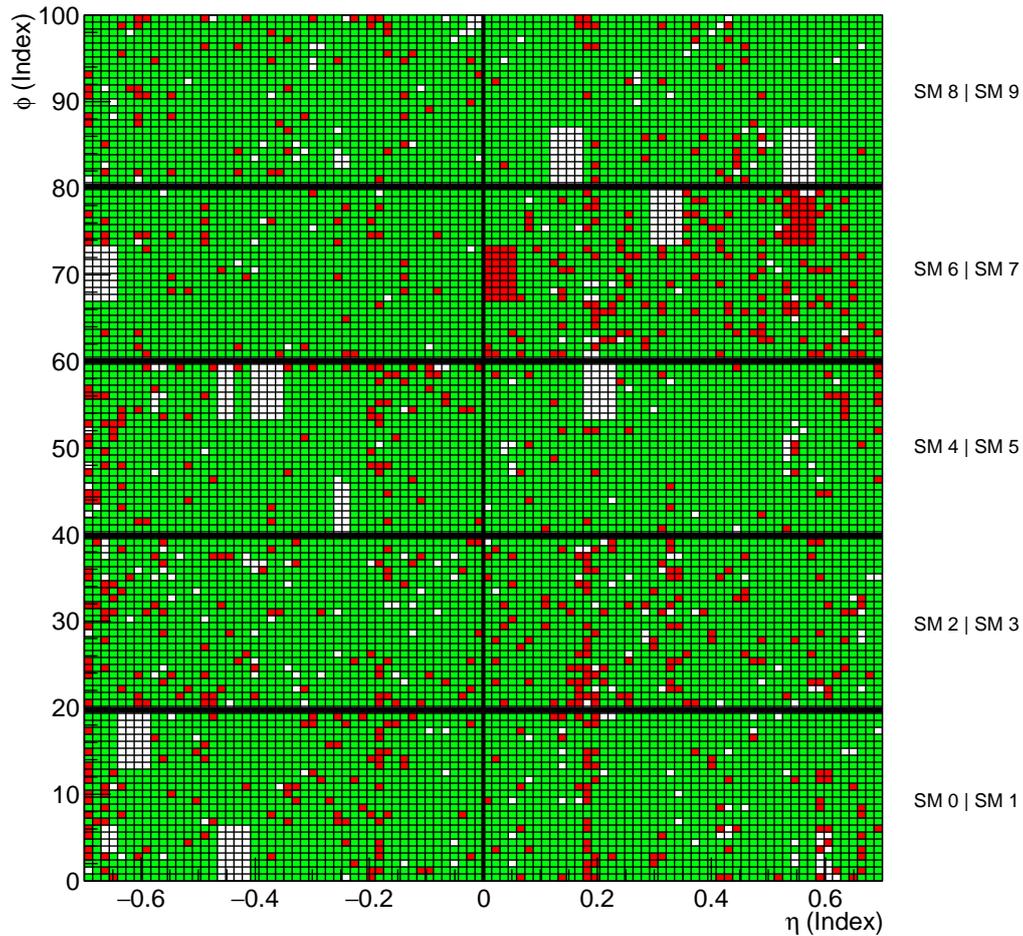


Abbildung 3.2.: *Bad Cell Map* des EMCAL Detektors auf Grundlage der Verteilungen in Abbildung 3.1. Größere Bereiche in Supermodul 7 sind als *Bad Cells* markiert.

3.2.2. Variation der Schwellenenergie

Abbildung 3.3(a) zeigt die Energieverteilung einer typischen Zelle, die als *Good Cell* deklariert wird, das heißt die Anzahl der Treffer als Funktion der Energie. Diese wird aufgrund der Messungenauigkeit in diskrete Schritte von 100 MeV unterteilt. Die Anzahl der Treffer bei niedrigen Energien liegt deutlich über der Anzahl bei hohen Energien, wie aufgrund der p_T -Verteilung der Teilchen in den untersuchten *Events* zu erwarten ist. Abbildung 3.3(b) zeigt die Energieverteilung einer Zelle, die deutlich mehr Treffer bei Energien über 1 GeV aufweist als eine *Good Cell*. Treffer bei niedrigen Energien kommen hingegen in etwa genauso oft vor wie bei einer *Good Cell*. Aufgrund der Energieverteilung ist diese Zelle eindeutig als *Hot Cell* zu identifizieren. Für diese Analyse beträgt die mindestens erforderliche Energie, die ein *Cluster* besitzen muss, 600 MeV (vgl. Kapitel 3.3). Andernfalls wird er von der Analyse ausgeschlossen. Ignoriert man für die Berechnung der *Bad Cell Map* Zell-Energien unterhalb einer gewissen Schwelle (Schwellenenergie), so werden die Energie- und Treffer-Verteilungen sensitiver auf Energien, die signifikant

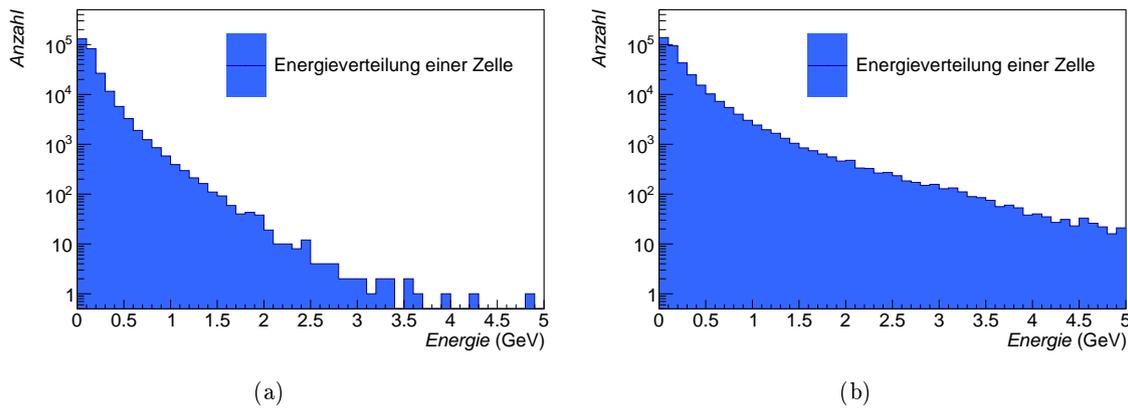


Abbildung 3.3.: (a) Energieverteilung einer *Good Cell* und (b) Energieverteilung einer *Hot Cell* des EMCal.

zur Gesamtenergie eines *Clusters* beitragen können.

Wie in Kapitel 2.3.1 erläutert, trägt in den meisten Fällen eine einzelne Zelle den größten Anteil der Gesamtenergie eines *Clusters*, der durch die Energiedeposition eines Photons entstanden ist. Benachbarte Zellen dieser Zelle haben meist nur einen geringen Anteil an der Gesamtenergie des *Clusters*.

Signale von *Bad Cells* können ebenfalls zur *Cluster*-Bildung beitragen. Liegt der Energiebeitrag der *Bad Cell* am *Cluster* deutlich unterhalb der mindestens erforderlichen Energie von 600 MeV, so wird es, aufgrund der Energieverteilung innerhalb des *Clusters*, eine Zelle mit einem deutlich höheren Energiebeitrag geben. Führt man also zur Identifizierung von *Bad Cells* eine Schwellenenergie in der Energieverteilung der Zellen ein, so werden nur die *Bad Cells* identifiziert, die aufgrund ihres Fehlverhaltens signifikant zur Gesamtenergie eines *Clusters* beitragen können. Andererseits werden geringe Abweichungen der *Cluster*-Energie durch nicht identifizierte *Bad Cells* akzeptiert. Ein Messfehler in der Energie resultiert in einem Fehler der rekonstruierten Masse der π^0 . Wie in Kapitel 3.4 gezeigt wird, ist dieser Fehler, der durch die Einführung einer Schwellenenergie in der Energieverteilung der Zellen zur Identifizierung der *Bad Cells* entsteht, sehr gering und beeinträchtigt das Ziel der Analyse nicht. Die Einführung einer Schwellenenergie in den analysierten Parametern ist somit gerechtfertigt. Im weiteren Verlauf der hier vorgestellten Arbeit wird eine Schwellenenergie ausgewählt und auf die Energieverteilung der Zellen angewandt. Darauf folgend wird eine *Bad Cell Map* auf der Grundlage dieser Energieverteilung erstellt.

Abbildung 3.4 zeigt die Verteilung der mittleren Energie pro Treffer für verschiedene Schwellenenergien. Die unterschiedlichen Positionen der Verteilungen sind durch die fehlende Energie bei einer entsprechenden höheren Schwellenenergie zu erklären.

Eine Schwellenenergie von 400 MeV oder mehr würde viele Treffer ausschließen, die aufgrund ihres Energiebeitrags am *Cluster* signifikant zu dessen Gesamtenergie beitragen. Eine Schwellenenergie von 200 MeV oder weniger beinhaltet viele Treffer mit Zell-Energien, die nicht maßgebend zur Gesamtenergie der *Cluster* beitragen. Aus diesem Grund wird im Folgenden eine *Bad Cell*

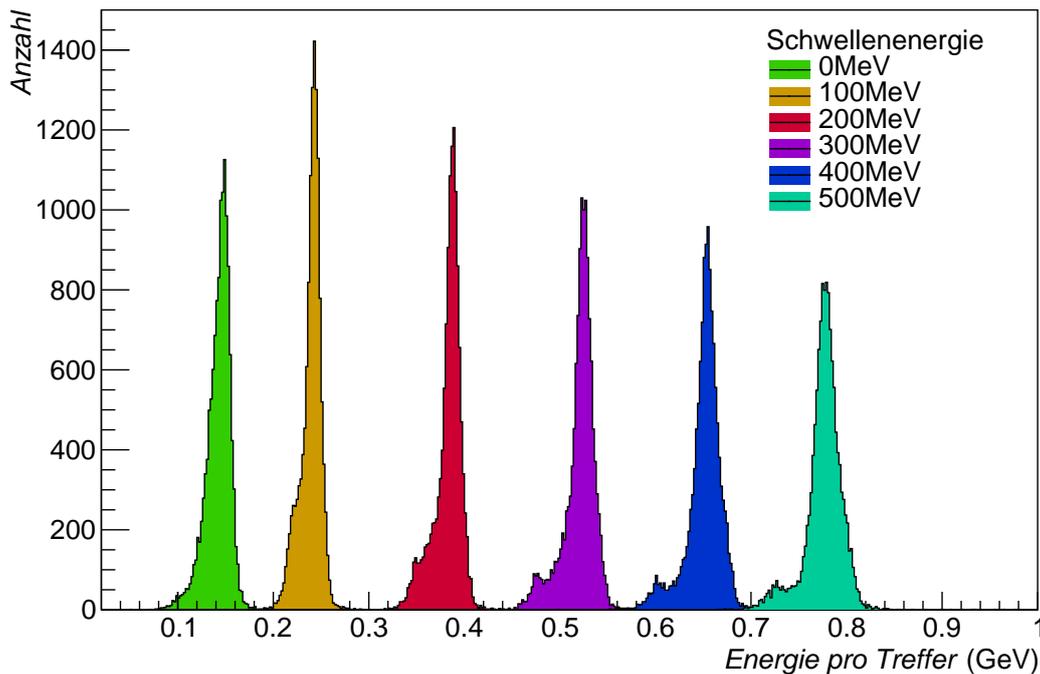


Abbildung 3.4.: Anzahl der Zellen als Funktion der mittleren Energie pro Treffer für verschiedene Schwellenenergien. Ab einer Schwellenenergie von $E > 300$ MeV wird an der linken Flanke der Verteilung eine Peak-ähnliche Struktur sichtbar.

Map auf Grundlage der Energieverteilung mit einer Schwellenenergie von $E = 300$ MeV erstellt. Jedoch ist ab einer Schwellenenergie von 300 MeV eine Peak-ähnliche Struktur an der linken Flanke der Verteilungen aus Abbildung 3.4 zu erkennen. Um den Ursprung dieser Struktur zu klären, wird eine *Bad Cell Map* erstellt, für die ein 1σ *Cut* an der linken Flanke der Verteilung mit einer Schwellenenergie von 300 MeV gewählt wird. Alle Zellen, welche zur Struktur an der linken Flanke der „Energie pro Treffer“-Verteilung beitragen, werden damit ausgeschlossen.

Abbildung 3.5 zeigt das Ergebnis dieser Studie. Rot markierte Zellen gehören zur Struktur an der linken Flanke der „Energie pro Treffer“-Verteilung. Zellen, die oberhalb der gewählten unteren Grenze von 1σ liegen, sind grün markiert. Es sind deutliche systematische Strukturen in der räumlichen Verteilung der rot markierten Zellen zu erkennen. So sind ein Großteil der Zellen, die am Rand eines Supermoduls liegen, sowie vier vertikale Linien an verschiedenen η Positionen, als *Bad Cells* deklariert. Diese Strukturen lassen sich durch geometrische Effekte erklären.

Wie in Abschnitt 2.3.1 diskutiert, erzeugt ein auftreffendes Teilchen einen Schauer im EMCAL-Detektor, der sich, ausgehend von einer Startzelle, über mehrere Zellen erstreckt. Nachbarzellen einer Zelle haben somit einen direkten Einfluss auf die in dieser Zelle deponierte Energie. Zellen am Rand des Detektors haben weniger Nachbarzellen, sodass es insgesamt weniger Zellen gibt, von denen sich ein Schauer in die Randzelle ausbreiten kann. Somit wird, summiert über die von den Zellen gemessene Energie der gesamten hier betrachteten Periode, weniger Energie in den Zellen, die am Rand eines Supermoduls liegen, deponiert. Dieser Effekt wird in Abbildung 3.5 an den horizontalen Grenzen der einzelnen Supermodule erkennbar. In η ist kein Abstand zwischen den Supermodulen vorhanden, womit sich kein Effekt wie bei anderen Randzellen zeigt.

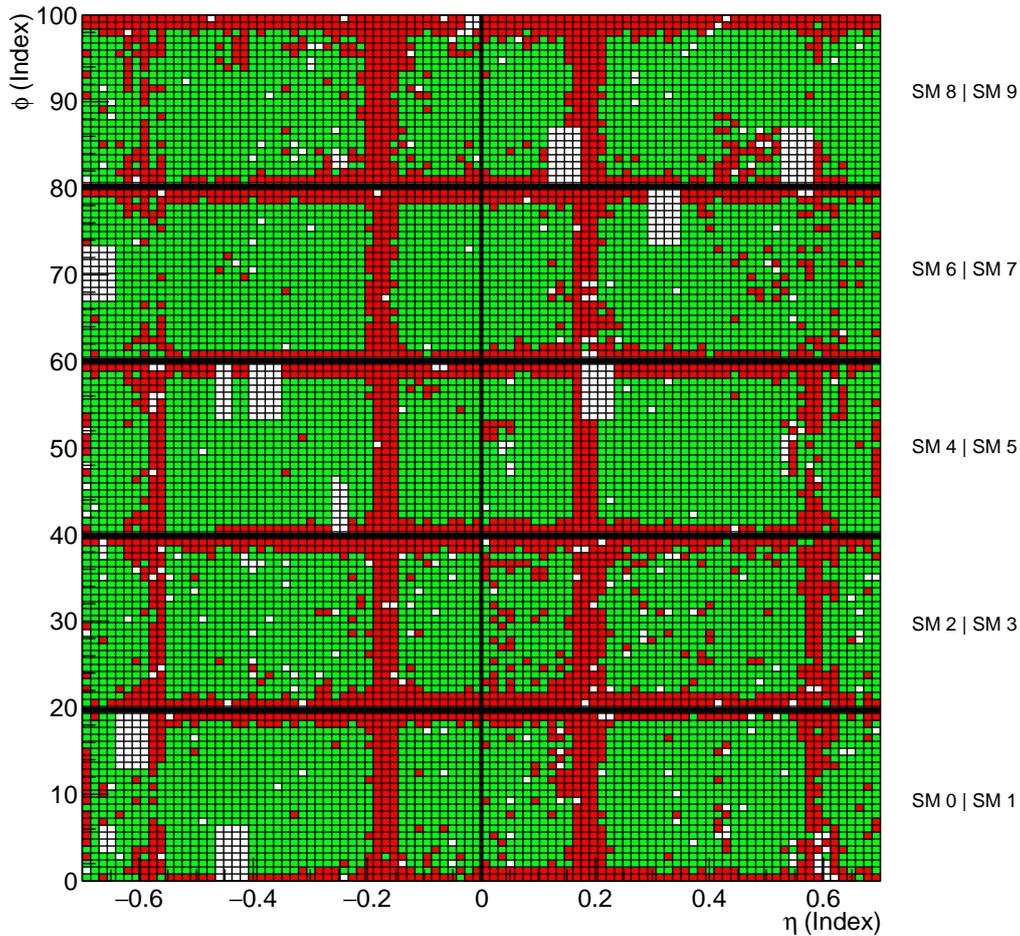


Abbildung 3.5.: *Bad Cell Map* des EMCAL Detektors mit einem 1σ -Cut an der linken Flanke der Energie pro Treffer Verteilung mit einer Schwellenenergie von $E = 300$ MeV. Es sind deutliche systematische Strukturen in der Anordnung der als *bad* markierten Zellen erkennbar.

Zudem liegen Zellen an den Positionen $\eta = 0,68$, anders als es Abbildung 3.5 suggeriert, nicht am Rand des Detektors. Die Randzellen $0,68 < \eta < 0,7$ werden nicht für die hier vorgestellte Analyse verwendet und sind nicht in Abbildung 3.5 gezeigt.

Des Weiteren sind vier Linien rot markierter Zellen an verschiedenen Stellen in η zu erkennen. Diese entsprechen den Positionen der Stahlträger, die den TRD¹ stützen. Wie bereits erwähnt, können Photonen, die vom EMCAL detektiert werden, in den Strukturen davor liegender Detektoren signifikant Energie verlieren. Dieser Energieverlust wird hauptsächlich von Stößen (*Compton-Streuung*) verursacht. Aufgrund des geringen Abstands zwischen der Detektorfläche des EMCAL und der Trägerstruktur des TRD wird diese Struktur in Abbildung 3.5 erkennbar. Die Peak-ähnliche Struktur in Abbildung 3.4 kann durch diese geometrischen Effekte vollständig

¹Transition Radiation Detector

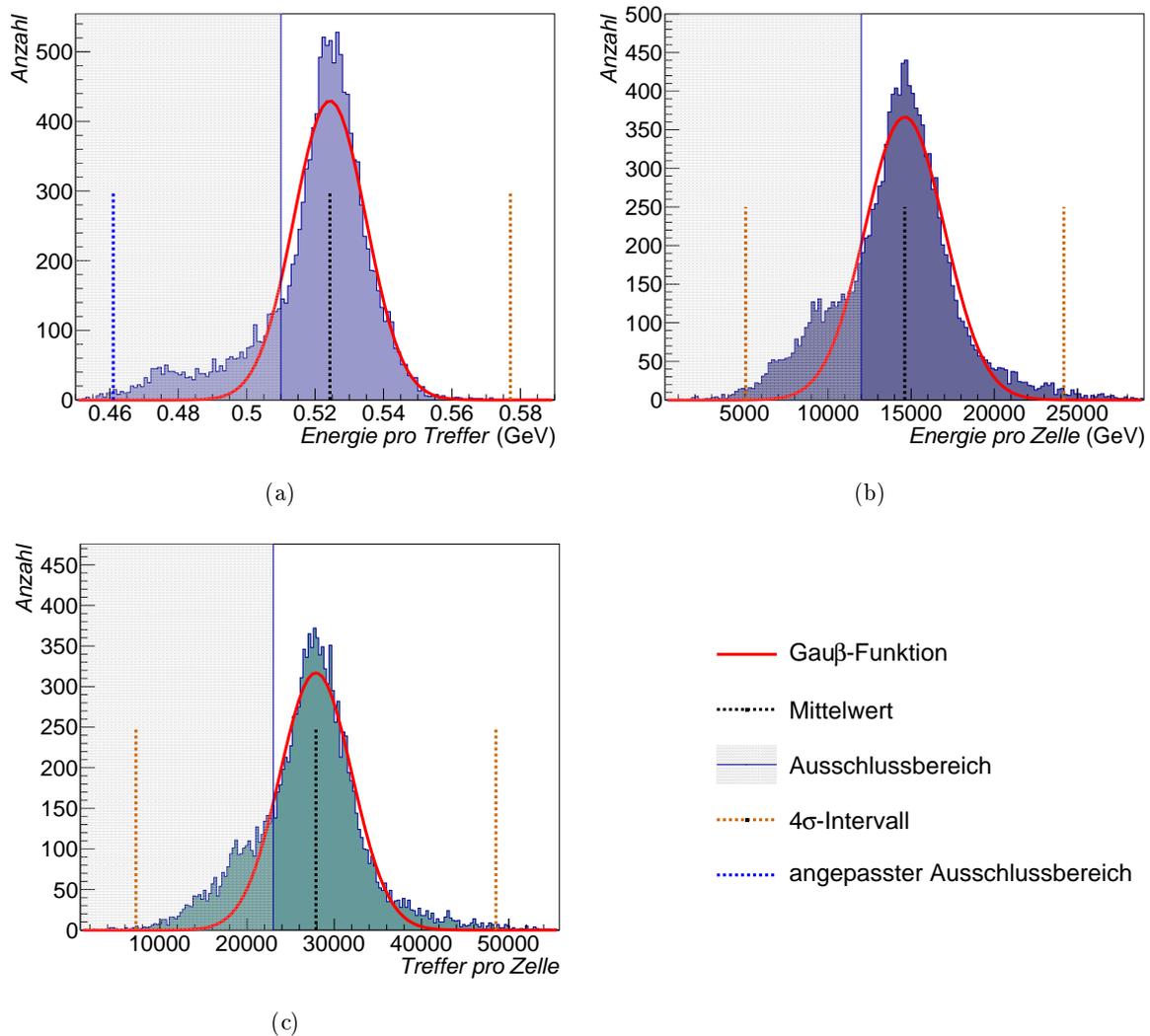


Abbildung 3.6.: (a) Mittlere Energie pro Treffer (b) Gesamtenergie pro Zelle, (c) Anzahl der Treffer pro Zelle.

Alle Verteilungen basieren auf einer Energieverteilung mit einer Schwellenenergie von 300 MeV. Die untere Grenze des Parametrisierungsbereichs ist durch eine graue Linie gekennzeichnet. Des weiteren zeigen orangene Linien das 4σ Intervall der Gauß-Funktion und eine blaue Linie den angepassten Ausschlussbereich.

erklärt werden. Eine nachträgliche Kalibrierung der Zellen würde diese Effekte teilweise korrigieren.

Die in Abbildung 3.5 als *Bad Cells* markierten Zellen können zum größten Teil für die weitere Analyse verwendet werden. Die von den Zellen gemessene Abweichung in der Verteilung des Parameters „Energie pro Treffer“ ist physikalischer Natur und wird nicht durch eine Fehlfunktion der Zellen hervorgerufen. Die Abweichungen, die durch die beschriebenen geometrischen Effekte zustande kommen, führen wiederum zu einer Abweichung der rekonstruierten invarianten Masse der π^0 . Jedoch wird in Abschnitt 3.4 gezeigt, dass diese Abweichung deutlich kleiner ist als die Abweichungen, die durch andere Detektoreffekte zustande kommen, und das Ziel der Analyse

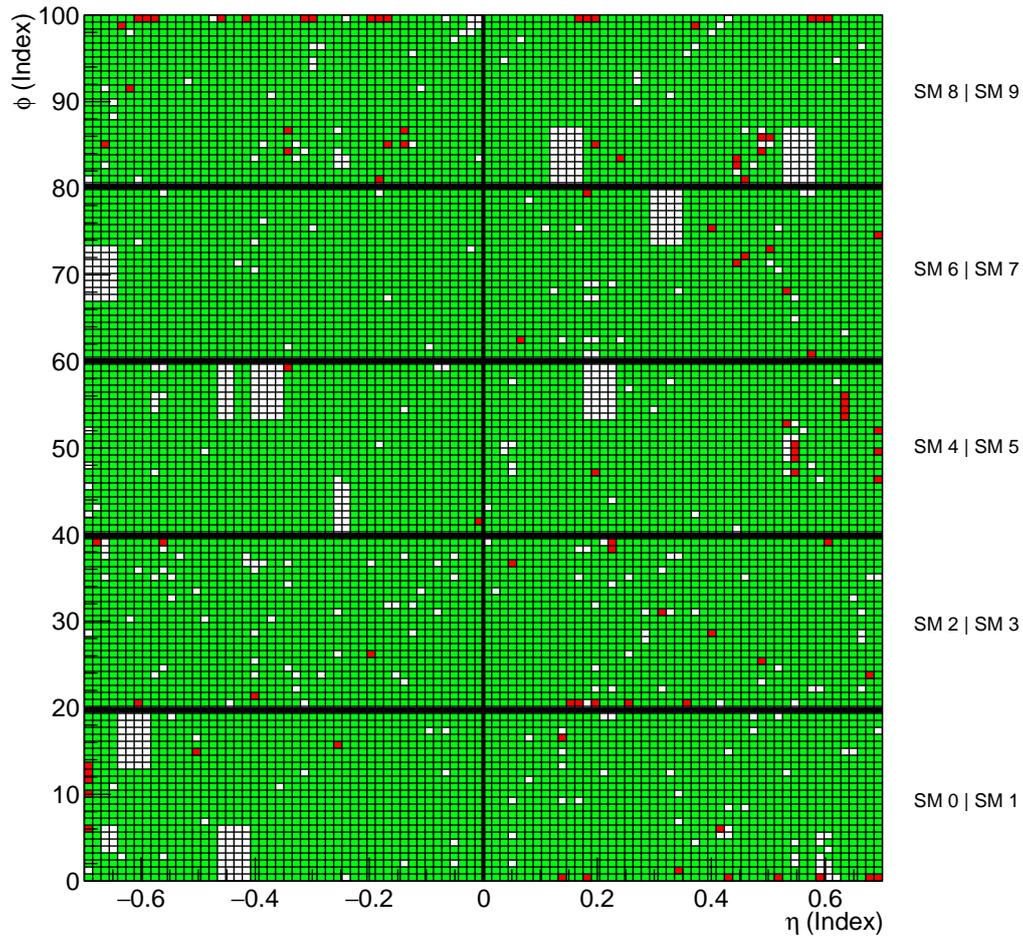


Abbildung 3.7.: *Bad Cell Map* des EMCAL Detektors mit einer Schwellenenergie von 300 MeV und einem 4σ -Cut. Nur ein geringer Teil der Zellen ist als *bad* markiert.

nicht beeinträchtigen.

Im Folgenden wird eine *Bad Cell Map* auf der Grundlage der Energieverteilung der Zellen mit einer Schwellenenergie von 300 MeV vorgestellt. Abbildung 3.6 zeigt die Verteilung der Parameter „mittlere Energie pro Treffer“ (Abbildung 3.6 (a)), „Gesamtenergie pro Zelle“ (Abbildung 3.6 (b)) und „Anzahl der Treffer pro Zelle“ (Abbildung 3.6 (c)) mit einer Schwellenenergie von 300 MeV. An den linken Flanken der Verteilungen sind im Vergleich zu den rechten Flanken deutliche Abweichungen zu erkennen. Diese stammen hauptsächlich von den in Abbildung 3.5 erkennbaren geometrischen Effekten. Analog zur Vorgehensweise in Abbildung 3.1 werden die Verteilungen in einem von *Good Cells* dominierten Bereich durch eine Gauß-Funktion parametrisiert. In Abbildung 3.6 wird der Parametrisierungsbereich wieder durch einen weißen Hintergrund gekennzeichnet und der Ausschlussbereich wird wieder durch einen grauen Hintergrund gekennzeichnet. In der Verteilung der Parameter „Gesamtenergie pro Zelle“ und „Anzahl der Treffer pro Zelle“ werden alle Zellen außerhalb des 4σ Intervalls als *Bad Cells* deklariert. Das 4σ Intervall ist

wieder durch orangefarbene Linien gekennzeichnet. Wie bereits diskutiert sollen die Zellen, die die Abweichungen an der linken Flanke in der Verteilung des Parameters „mittlere Energie pro Treffer“ hervorrufen, nur dann als *Bad Cells* markiert werden, sollten sie in den anderen betrachteten Verteilungen außerhalb des 4σ -Intervalls liegen. Aufgrund dessen wird in der Verteilung des Parameters „mittlere Energie pro Treffer“ die untere Grenze des Intervalls, in dem die Zellen als *Good Cell* deklariert werden, empirisch bestimmt. Diese untere Grenze wird in der Abbildung durch eine blaue Linie gekennzeichnet. Abbildung 3.7 zeigt das Ergebnis dieser Studie in der Form einer *Bad Cell Map*. *Good Cells* sind grün, *Bad Cells* sind rot und *Dead Cells* sind weiß markiert. Im Gegensatz zu der in Abbildung 3.2 gezeigten *Bad Cell Map* sind nahezu alle Zellen als *Good Cells* deklariert. Des Weiteren weist die Verteilung der *Bad Cells* keine systematischen Strukturen wie in Abbildung 3.5 auf.

Im weiteren Verlauf der Analyse wird die *Bad Cell Map* aus Abbildung 3.7 verwendet. Die Zellen, die in den Abbildungen 3.2 oder 3.7 als *Bad Cells* markiert sind, werden zum größten Teil akzeptiert. Wie bereits diskutiert führt dies zu geringfügigen Abweichungen in der rekonstruierten invarianten Masse der π^0 . In Abschnitt 3.4 wird jedoch gezeigt, dass die entstehenden Abweichungen klein genug sind, um die π^0 trotzdem über ihre invariante Masse zu identifizieren. Des Weiteren wird, aufgrund der wenigen *Bad Cells*, durch die *Bad Cell Map* aus Abbildung 3.7 eine hohe Statistik erreicht, und somit die statistische Unsicherheit gesenkt. Nachdem die für die Analyse geeigneten Zellen identifiziert wurden, werden im nächsten Analyseschritt aus den einzelnen Zellen *Cluster* gebildet. Im folgenden Abschnitt wird die Qualität der Daten anhand verschiedener *Cluster*-Verteilungen überprüft und die Photonen-*Cluster* werden für die π^0 -Analyse identifiziert.

Parameter	<i>Cut</i>
Anzahl der Zellen	$N_{\text{cells}} \geq 2$
Öffnungswinkel	$\Theta < 0,0202$
Energie	$E_{\text{Cluster}} > 0,6 \text{ GeV}$
Form der <i>Cluster</i>	$0,1 < M_{02} < 0,7$
Zeitpunkt	$-30 \text{ ns} < t_{\text{Cluster}} < 35 \text{ ns}$

Tabelle 3.1.: *Cuts*, die auf die in der Analyse verwendeten Daten angewendet werden.

3.3. Qualitätssicherung der Daten und *Cluster*-Auswahlkriterien

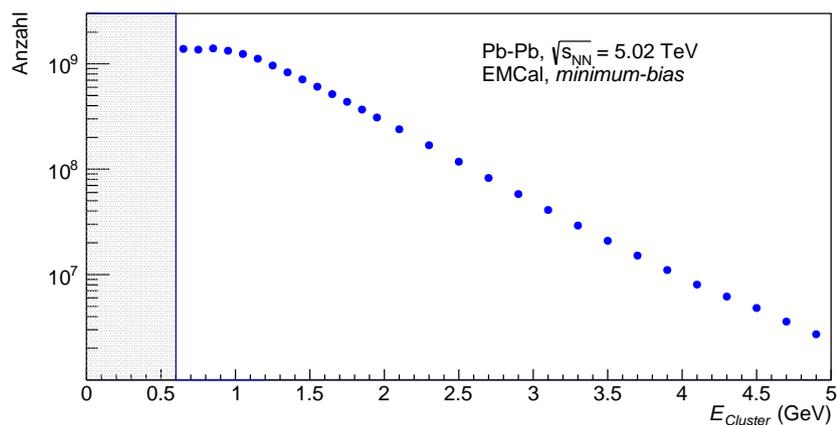
Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, kann auf Grundlage einer Energiedeposition im EMCal ein *Cluster* gebildet werden. Dies beinhaltet sowohl die Energiedeposition durch Photonen, Elektronen und Positronen, als auch eine durch Hadronen oder *Bad Cells* ausgelöste Energiedeposition. Um die *Cluster* der zu messenden Photonen von anderen *Clustern* zu unterscheiden, werden bestimmte Bedingungen an die *Cluster* gestellt. Eine solche Bedingung wird als *Cut* bezeichnet. In der hier vorgestellten Analyse konserviert ein *Cut* idealerweise alle *Cluster*, die durch Photonen aus dem Zerfall der π^0 entstanden sind, und schließt sämtliche anderen *Cluster* aus. In der Praxis muss ein Kompromiss gefunden werden, sodass das Verhältnis von Signal zu Untergrund maximiert wird. Die für diese Analyse relevanten *Cuts* sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst und werden im folgenden Abschnitt erläutert. Des Weiteren wird näher auf die Verteilungen der Parameter *Cluster*-Energie, Form der *Cluster* und Zeitpunkt der *Cluster*-Aufnahme eingegangen, um die Qualität der Daten zu beurteilen.

Anzahl der Zellen pro *Cluster*

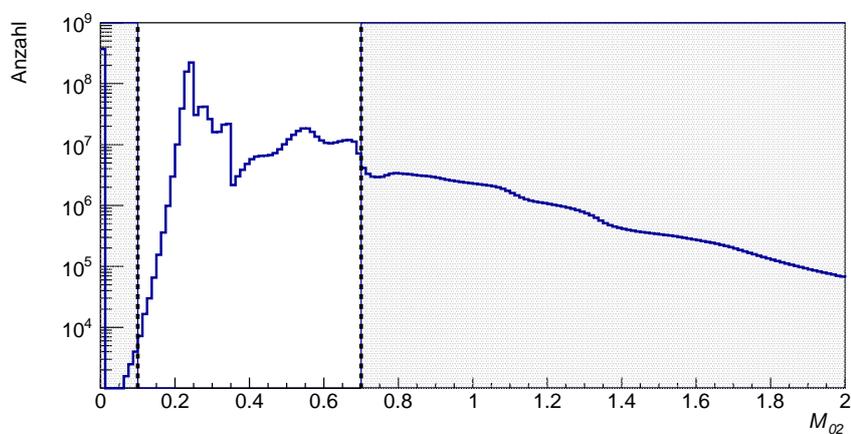
Wie bereits in Abschnitt 2.3.1 erwähnt, fasst der *Clusterizer* benachbarte Zellen, in denen Energie deponiert wurde, zu *Clustern* zusammen. In der hier vorgestellten Analyse werden *Cluster* nur gebildet, wenn diese aus mindestens zwei Zellen bestehen ($N_{\text{Cells}} \geq 2$). Teilchen, deren Schauer nur in einer Zelle des EMCal Energie deponieren, sind in den meisten Fällen keine Photonen und sollen deshalb von der Analyse ausgeschlossen werden. Wie in Abschnitt 2.3.1 erwähnt erzeugen Photonen aus dem Zerfall von π^0 meistens einen *Cluster*, der sich über mehrere Zellen erstreckt. Zusätzlich wird so die Bildung von *Clustern* aus einzelnen *Bad Cells* verhindert.

Öffnungswinkel zwischen zwei *Clustern*

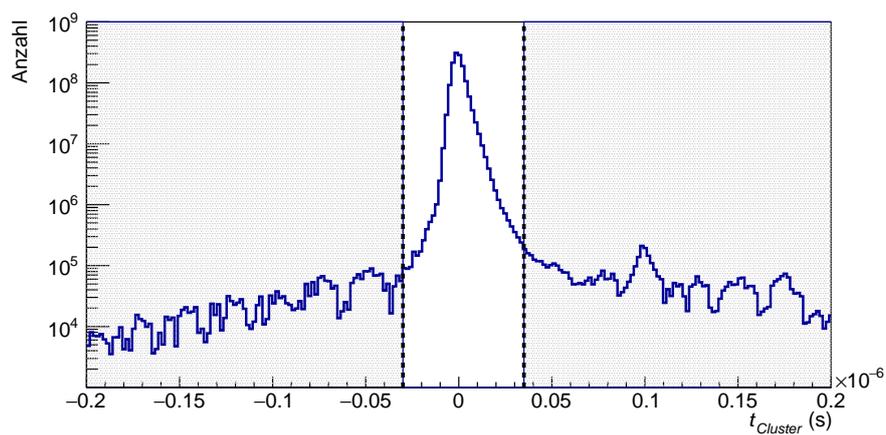
Weiterhin wird eine Mindestgröße für den Öffnungswinkel Θ gefordert ($\Theta > 0,0202$). Dieser beschränkt den Abstand der Mittelpunkte zweier *Cluster*. Treffen zwei Teilchen in sehr kleinem Abstand auf den EMCal-Detektor, so fasst der *Clusterizer* beide Teilchen zu einem *Cluster* zusammen. Wie in Abschnitt 3.4 diskutiert wird, werden zur Beschreibung des Untergrunds *Cluster* aus unterschiedlichen *Events* verwendet. Diese *Cluster* können, aufgrund ihrer zeitlichen Separation, von den gleichen Zellen des EMCal detektiert werden. Um die entstandene Diskrepanz zwischen *mixed Events* und realen *Events* zu lösen, wird ein Mindestabstand von zwei *Clustern* verlangt.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 3.8.: Die Anzahl der *Cluster* als Funktion (a) der Energie, (b) der Ellipsenparameters M_{02} und (c) des Aufnahmezeitpunkts. Grau hinterlegte Flächen markieren jeweils den Ausschlussbereich.

Energieverteilung der *Cluster*

Abbildung 3.8 (a) zeigt die Energie-Verteilung der *Cluster*. Ein exponentieller Verlauf ist für eine Energie von $E > 1$ GeV zu erkennen. Bei kleineren Energien dominiert die Detektor-Effizienz die Verteilung. Dies führt zu einer Unterdrückung der *Cluster* im untersuchten Datensatz. *Bad Cells* könnten Unregelmäßigkeiten in der Energieverteilung der *Cluster* hervorrufen, die in der Abbildung nicht beobachtet werden. Dies ist eine Bestätigung für die Richtigkeit der *Bad Cell Map*, die hier auf die Daten angewandt wird (vgl. Abschnitt 3.2.2).

Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 erwähnt, wird in der Analyse die Bedingung gestellt, dass die Gesamtenergie eines *Clusters* mindestens 600 MeV betragen muss, damit der *Cluster* gebildet wird. Dies wird durch einen *Cut* auf die *Cluster*-Energie realisiert ($E_{Cluster} > 600$ MeV). Abbildung 3.8 (a) zeigt den Ausschlussbereich durch eine grau hinterlegte Fläche.

Form der *Cluster*

Abbildung 3.8 (b) zeigt die Anzahl der *Cluster* als Funktion des Ellipsenparameters M_{02} . Dieser wird in der hier vorgestellten Analyse zur Identifikation von Photonen benutzt. Eine deutliche Häufung der Anzahl der *Cluster* bei $M_{02} \approx 0,25$, zeigt die Lage der Photonen-*Cluster*. *Cluster* die durch eine Energiedeposition von Hadronen entstanden, oder stark durch elektronisches Rauschen beeinflusst sind, haben eine andere geometrische Form und besitzen somit auch ein anderes M_{02} . Um diese *Cluster* auszuschließen, wird der Parameter M_{02} eingeschränkt. Der Ausschlussbereich wird in Abbildung 3.8 (b) wieder durch eine grau hinterlegte Fläche verdeutlicht.

Zeitlicher Verlauf der *Cluster*-Aufnahme

Abbildung 3.8 (c) zeigt die Anzahl der *Cluster* als Funktion des Aufnahmezeitpunkts $t_{Cluster}$. $t_{Cluster}$ wird dabei relativ zu einem Referenzzeitpunkt t_0 gewählt, der vom dem T0-Detektor bestimmt wird (vgl. Abschnitt 2.2). Eine deutliche Häufung der Anzahl der *Cluster* bei $t_{Cluster} = 0$ zeigt eine korrekte zeitliche Kalibrierung. Neben dieser Häufung sind Fluktuationen der Anzahl der *Cluster* zu erkennen. Eine genauere Betrachtung ergibt, dass die Anzahl der *Cluster* in diesen Fluktuationen im Abstand von $t = 25$ ns besonders hoch ist. Dies entspricht dem zeitlichen Abstand der *bunch-crossings*, also dem Durchkreuzen zweier *bunches* im Zentrum des ALICE-Detektors. Bei diesen *bunch-crossings* findet keine Kollision der durchfliegenden Teilchen statt, jedoch werden, beispielsweise durch elektromagnetische Wechselwirkungen der Kerne in den *bunches*, Teilchen erzeugt, die dann vom Detektor gemessen werden.

Insgesamt liegt die Anzahl der *Cluster* störender Signale um mehrere Größenordnungen unterhalb der Anzahl der *Cluster* des Signals bei $t_{Cluster} = 0$. Aufgrund dessen wird die Messung als ausreichend gut befunden um weitere Analyseschritte zu vollziehen.

Ein *Cut* auf $t_{Cluster}$ schließt den eben diskutierten Untergrund aus (-30 ns $< t_{Cluster} < 35$ ns). In Abbildung 3.8 (c) ist der Ausschlussbereich durch einen grauen Hintergrund verdeutlicht.

Nachdem nun eine *Bad Cell Map* und die verschiedenen *Cuts* auf die Daten angewendet wurden, kann die Signal-Extraktion erfolgen. Diese wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

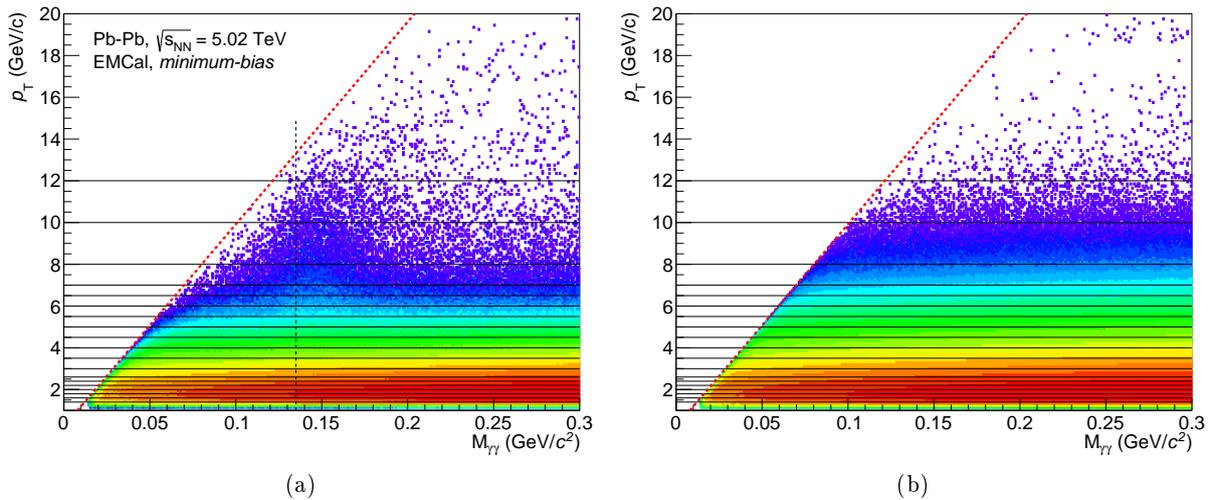


Abbildung 3.9.: (a) zeigt die Anzahl der rekonstruierten *Cluster*-Paare aus demselben Event (*same Event*). Eine Häufung der Datenpunkte bei einer Masse von $130 \text{ MeV}/c^2$ bis $160 \text{ MeV}/c^2$ weist auf das zu messende π^0 hin. Der Literaturwert der π^0 -Masse von ca. 135 MeV wird durch eine vertikale Linie markiert. (b) zeigt die Anzahl der rekonstruierten *Cluster*-Paare aus unterschiedlichen Events (*mixed Event*). Der *Opening Angle Cut* ist durch eine rote Linie gekennzeichnet.

3.4. Signalextraktion

Das Ziel der Signalextraktion besteht in der Separation des Signals der π^0 von anderen vom Detektor aufgezeichneten Signalen, die hier als Untergrund bezeichnet werden. Wie in Abschnitt 2.3.1 erwähnt, wird zur Rekonstruktion der π^0 deren dominanter Zerfallskanal in zwei Photonen (Zerfallsphotonen) verwendet. Trifft ein solches die Detektorfläche des EMCal, so misst dieses den Zeitpunkt, den Ort und den Impuls des auftreffenden Teilchens. Weil in der hier präsentierten Analyse nicht rekonstruiert werden kann, welche *Cluster* durch Photonen aus π^0 -Zerfällen entstanden sind, werden alle *Cluster* eines *Events* paarweise miteinander kombiniert, um die π^0 über ihre invariante Masse zu identifizieren. Die so konstruierten *Cluster*-Paare werden im Folgenden als *same Events* bezeichnet. Abbildung 3.9 (a) zeigt die rekonstruierte invariante Masse der kombinierten *Cluster*-Paare als Funktion des Transversalimpulses (p_T). Es ist eine deutliche Häufung der Anzahl der *Cluster*-Paare bei einer Masse von $130 \text{ MeV}/c^2$ bis $160 \text{ MeV}/c^2$ zu erkennen. Diese Häufung entsteht durch die paarweise Kombination der Zerfallsphotonen der π^0 . Die Masse des π^0 wird in der Literatur mit ca. $135 \text{ MeV}/c^2$ [PDG14] angegeben und liegt somit im Bereich der in Abbildung 3.9 (a) erkennbaren Häufung. Neben dieser Häufung ist eine große Anzahl an *Cluster*-Paaren zu erkennen, die sich über den gesamten, hier dargestellten, Massenbereich erstrecken. Diese *Cluster*-Paare entstehen durch die paarweise Kombination von *Clustern*, die nicht aus dem Zerfall desselben Teilchens stammen. Im Allgemeinen werden diese *Cluster*-Paare als kombinatorischer Untergrund bezeichnet.

Des Weiteren markiert eine rote Linie in Abbildung 3.9 den *Opening Angle Cut*, der aufgrund

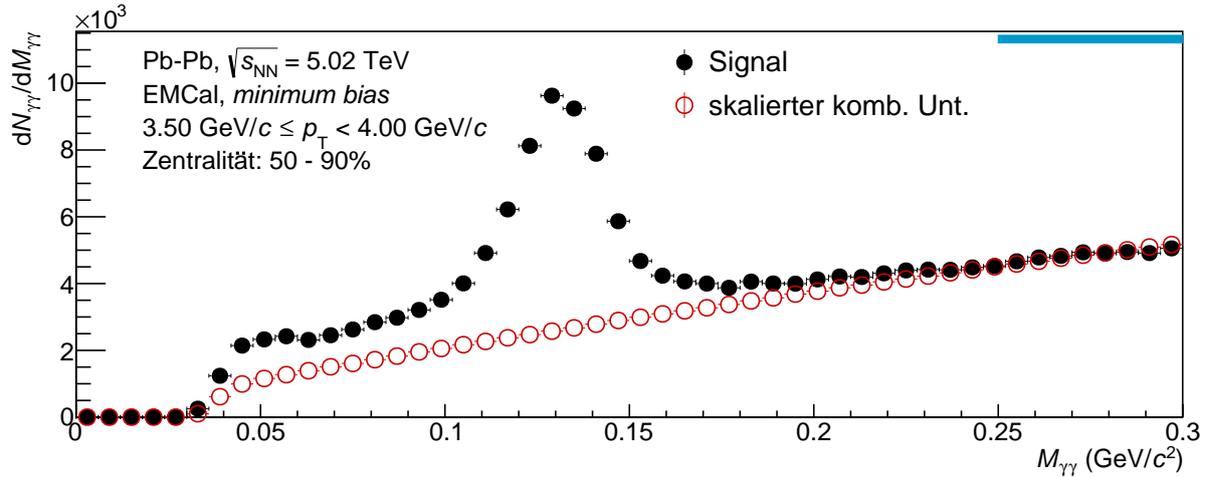
einer begrenzten Ortsauflösung des Detektors angewendet wird. Oberhalb dieser Linie werden alle *Cluster*-Paare von der Analyse ausgeschlossen. In niedrigen p_T -Bereichen liegt das Signal der π^0 nahezu vollständig unterhalb des Bereichs, der durch den *Cut* ausgeschlossen wird. Ab einem Transversalimpuls von $p_T > 10$ GeV/c liegt das Signal der π^0 teilweise oberhalb des *Cut*-Bereichs, sodass *Cluster*-Paare, die einem π^0 zugeordnet werden können, ausgeschlossen werden. Um das Signal der π^0 vom kombinatorischen Untergrund zu isolieren, muss dieser von den *same Events* abgezogen werden. Zur Beschreibung dieses Untergrunds werden die detektierten *Cluster* aus unterschiedlichen Events paarweise kombiniert. Die so konstruierte Verteilung der *Cluster*-Paare wird im Folgenden als *mixed Events* bezeichnet. Paarweise kombinierte *Cluster* der *mixed Events* können nicht aus dem Zerfall desselben π^0 stammen, womit die *mixed Events* dem kombinatorischen Untergrund entsprechen. Die rekonstruierte Masse der *Cluster*-Paare der *mixed Events* als Funktion von p_T ist in Abbildung 3.9 (b) gezeigt. Im Gegensatz zur in Abbildung 3.9 (a) gezeigten Verteilung ist hier keine Häufung der Daten im Bereich der π^0 -Masse zu erkennen. Wie bereits in Abbildung 3.9 (a) kennzeichnet eine rote Linie den *Opening Angle Cut*.

Zur Extraktion des π^0 -Signals als Funktion von p_T werden die Daten der *same Events* und der *mixed Events* zunächst in p_T -Intervalle unterteilt. Um den Verlauf des Spektrums als Funktion von p_T bestmöglich zu beschreiben, werden möglichst kleine Intervalle gewählt. Jedoch müssen diese groß genug bleiben, um eine ausreichende Statistik innerhalb eines Intervalls zu gewährleisten. Die gewählten Intervallgrößen sind in Abbildung 3.9 durch schwarze, horizontale Linien gekennzeichnet. Des Weiteren werden die Daten in vier Zentralitätsklassen eingeteilt: 0 - 10 %, 10 - 20 %, 20 - 50 %, 50 - 90 %. In diesen Zentralitätsklassen wird jedes p_T -Intervall einzeln untersucht. Im Folgenden wird beispielhaft das p_T -Intervall $3,5 \text{ GeV}/c \leq p_T < 4,0 \text{ GeV}/c$ diskutiert. Da die Form des Spektrums stark von der betrachteten Zentralität abhängt, wird weiterhin dieses p_T -Intervall der zentralsten Kollisionen (0 - 10 %) und der periphersten Kollisionen (50 - 90 %) diskutiert.

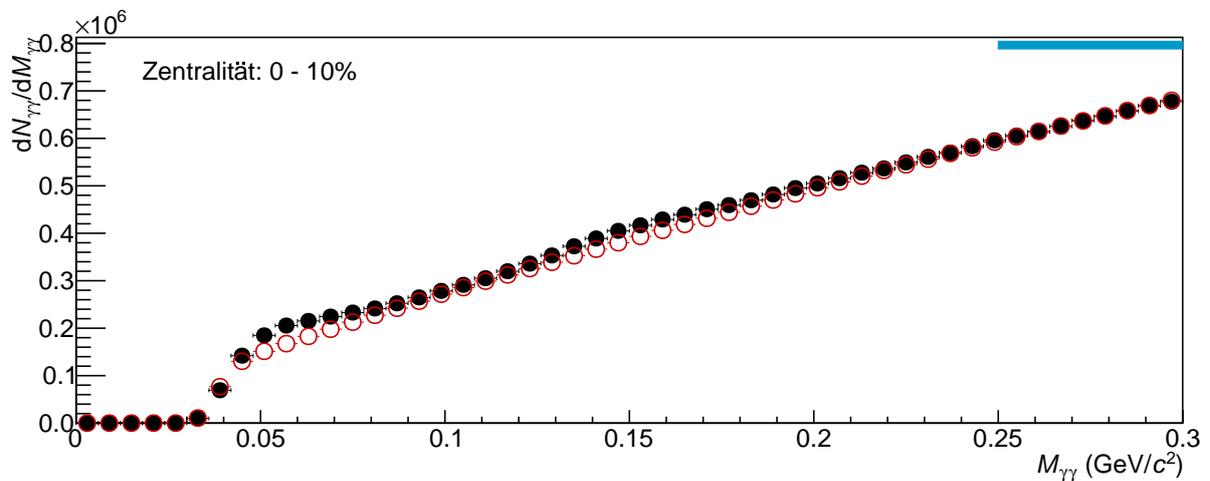
Wie bereits erwähnt, werden die Daten der *mixed Events* zur Beschreibung des Untergrunds herangezogen. Jedoch weisen diese eine deutlich höhere Anzahl der *Cluster*-Paaren auf, und müssen somit zunächst mit einem konstanten Faktor k (vgl. Formel 3.2) skaliert werden. Dieser wird durch aufsummieren der Einträge innerhalb des sogenannten Skalierungsbereichs der Daten der *same Events* und der *mixed Events* und anschließende Division beider Werte berechnet. In den *same Events* muss der Skalierungsbereich so gewählt werden, dass das Signal der π^0 vom Skalierungsbereich ausgeschlossen wird.

$$k = \frac{\sum \text{sameEvents}}{\sum \text{mixedEvents}} \quad (3.2)$$

Abbildung 3.10 zeigt die Anzahl der paarweise kombinierten *Cluster* als Funktion der invarianten Masse m_{inv} für (a) zentrale und (b) periphere Kollisionen. Eine solche Verteilung wird im weiteren Verlauf als m_{inv} -Verteilung bezeichnet. Die schwarzen Datenpunkte kennzeichnen die *Cluster*-Paare der *same Events*, die roten Datenpunkte kennzeichnen die *Cluster*-Paare der mit dem Faktor k skalierten *mixed Events*. Der Bereich, den ein solcher Datenpunkt abdeckt, wird im Allgemeinen als *Bin* bezeichnet. In einer m_{inv} -Verteilung werden die *Bins* im weiteren Verlauf als m_{inv} -*Bins* bezeichnet.



(a)



(b)

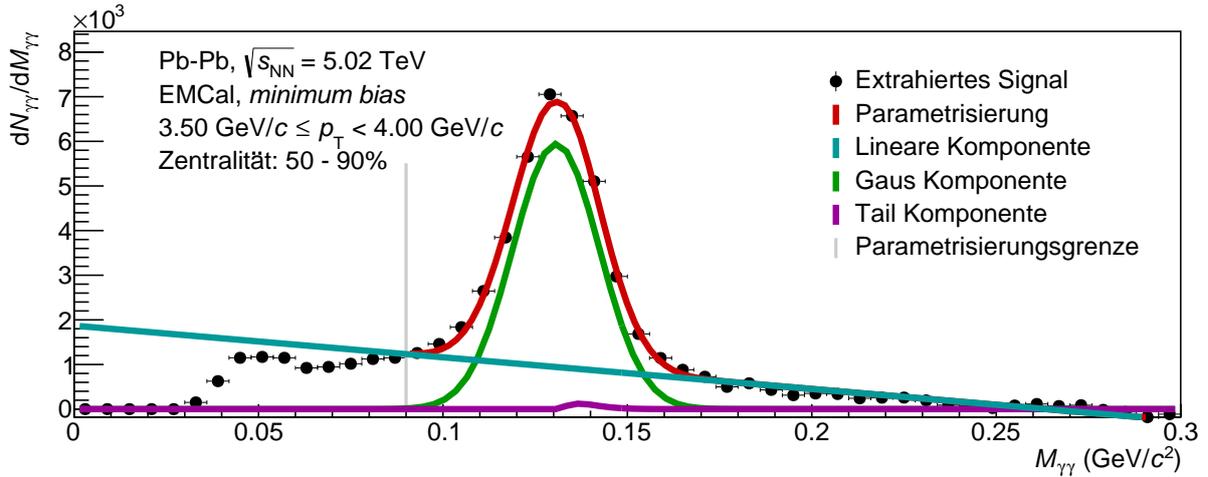
Abbildung 3.10.: Die m_{inv} -Verteilung der *same Events* (schwarz) sowie der skalierten *mixed Events* (rot) für periphere (a) und zentrale (b) Kollisionen. Ber blaue Balken am oberen rechten Rand zeigt den Skalierungsbereich.

Der Skalierungsbereich zur Bestimmung des Skalierungsfaktors k wird durch einen blauen Balken am oberen rechten Rand der Abbildung verdeutlicht ($0,25 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\gamma\gamma} < 0,3 \text{ GeV}/c^2$).

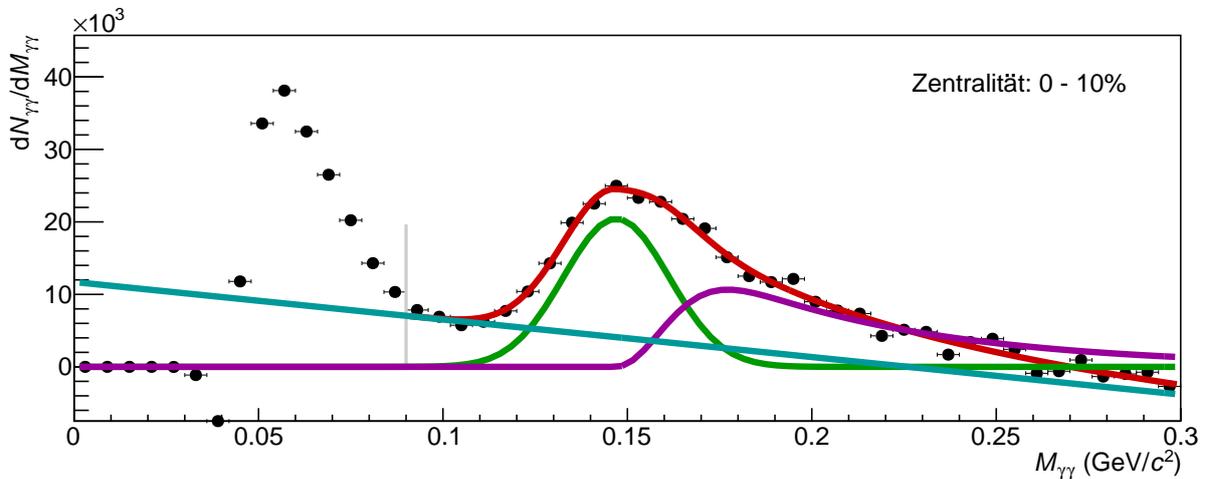
Die m_{inv} -Bins im Bereich $M_{\gamma\gamma} < 0,05 \text{ GeV}/c^2$ werden stark durch den *Opening Angle Cut* beeinflusst, und enthalten aufgrund dessen keine *Cluster*-Paare.

Es ist ein deutlicher Unterschied im Verlauf der, in Abbildung 3.13 gezeigten, Datenpunkte der verschiedenen Zentralitätsklassen zu beobachten. In der m_{inv} -Verteilung der zentralsten Kollisionen ist bei $M_{\gamma\gamma} \approx 0,15 \text{ GeV}/c^2$ ein Peak zu erkennen. Weil dieser im Bereich der Masse des π^0 liegt, wird dieser Peak im Folgenden als π^0 -Peak bezeichnet. Der π^0 -Peak setzt sich nicht deutlich vom kombinatorischen Untergrund ab, da hohe Teilchen-Multiplizitäten in zentralen Kollisionen zu einem großen kombinatorischen Untergrund führen. Man spricht in einem solchen Fall von einem schlechten Verhältnis von Signal zu Untergrund.

Die m_{inv} -Verteilung der peripheren Kollisionen weist ein deutlich besseres Verhältnis von Signal



(a)



(b)

Abbildung 3.11.: m_{inv} -Verteilung für periphere (oben) und zentrale (unten) Kollisionen für einen p_T -Bereich. Des Weiteren ist die im Text beschriebene Parametrisierung sowie deren einzelne Komponenten farbig dargestellt. Eine graue, vertikale Linie markiert die untere Grenze des Parametrisierungsbereichs.

zu Untergrund auf, was auf eine geringere Teilchen-Multiplizität in der betrachteten Zentralitätsklasse zurückzuführen ist. Der π^0 -Peak setzt sich gut erkennbar bei $M_{\gamma\gamma} \approx 0,13 \text{ GeV}/c^2$ vom Untergrund ab.

Um das Signal der π^0 vom kombinatorischen Untergrund zu separieren, wird die skalierte m_{inv} -Verteilung der *mixed Events* von der m_{inv} -Verteilung der *same Events* subtrahiert, was in Abbildung 3.11 gezeigt ist. Danach verbleibt noch das Signal der π^0 sowie der sogenannte korrelierte Untergrund. Dieser kann nicht durch die *mixed Events* beschrieben werden. Mögliche Ursachen für diesen korrelierten Untergrund werden im Folgenden beispielhaft erläutert.

Hat ein Teilchen mehr als zwei Zerfallsprodukte, kann es nicht durch die Kombination von zwei *Clustern* rekonstruiert werden. Beispielsweise konvertiert ein Photon aus dem Zerfall eines π^0 mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in ein Elektron und ein Positron. Beide können vom

EMCal detektiert werden, wenn sie in dessen geometrischer Akzeptanz liegen. Des weiteren kann das verbliebene Zerfallsphoton, das nicht konvertiert ist, vom EMCAL detektiert werden. Somit werden drei *Cluster* aufgezeichnet und bei der Konstruktion der *same Events*, paarweise miteinander kombiniert. Die daraus entstandenen *Cluster*-Paare, können über einen großen Bereich der invarianten Masse gestreut sein, was in einem Beitrag zum gesamten Untergrund resultiert.

Wie bereits erwähnt zeigt Abbildung 3.11 die m_{inv} -Verteilung, bestehend aus dem π^0 -Signal und dem korrelierten Untergrund, für (a) periphere und (b) zentrale Kollisionen. Es ist ein deutlicher π^0 -Peak bei (a) $M_{\gamma\gamma} \approx 0,15 \text{ GeV}/c^2$ und (b) $M_{\gamma\gamma} \approx 0,13 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen. Dabei ist der π^0 -Peak der m_{inv} -Verteilung der peripheren Kollisionen (a) deutlich schmaler als der π^0 -Peak in der m_{inv} -Verteilung der zentralen Kollisionen (b). Weiterhin zeigt sich in zentralen Kollisionen ein zweiter Peak bei einer invarianten Masse von $M_{\gamma\gamma} \approx 0,06 \text{ GeV}/c^2$. Der Ursprung dieses Peaks wird gegen Ende dieses Abschnitts thematisiert. Des Weiteren sind in der Abbildung die Komponenten einer Parametrisierung gezeigt, die den Verlauf der Daten beschreibt und zur Bestimmung des korrelierten Untergrunds sowie der Breite und Position des π^0 -Peaks dient. Diese Parametrisierung y setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen und soll im Folgenden näher erläutert werden.

$$y = A \cdot (G + T) + L \quad (3.3)$$

$$G(M_{\gamma\gamma}) = \exp[-0,5 \cdot (\frac{M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}}{\sigma})^2] \quad (3.4)$$

$$T(M_{\gamma\gamma}) = \exp(\frac{M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}}{\alpha}) \cdot (1 - G) \cdot \Theta(M_{\pi^0} - M_{\gamma\gamma}) \quad (3.5)$$

$$L(M_{\gamma\gamma}) = b \cdot M_{\gamma\gamma} + c \quad (3.6)$$

ferner gilt: $\alpha, b, c, \sigma, M_{\pi^0}, A$ sind frei wählbare Parameter

A : Amplitude der Gauß-Funktion

$G(M_{\gamma\gamma})$: Gauß-Funktion mit Maximum bei M_{π^0}

$T(M_{\gamma\gamma})$: Tail-Funktion, die Abweichungen von der Gauß-Funktion an der rechten Flanke beschreibt

$L(M_{\gamma\gamma})$: Beschreibung des korrelierten Untergrunds

$M_{\gamma\gamma}$: Invariante Masse des Photonenpaars

σ : Standardabweichung der Gauß-Komponente

$\Theta(M_{\gamma\gamma})$: Heaviside Stufen-Funktion

Lineare Komponente

In Abbildung 3.11 ist zu erkennen, dass die Datenpunkte rechts des π^0 -Peaks einen linearen Verlauf aufweisen. In diesem Bereich werden *Cluster*-Paare dem korrelierten Untergrund zugeordnet. Es wird angenommen, dass sich dieser Verlauf auch im Bereich des π^0 -Peaks fortsetzt. Aufgrund dessen wird zur Beschreibung des korrelierten Untergrunds eine lineare Funktion verwendet (Gleichung 3.6).

Gauß Komponente

Die Heisenbergsche Unschärferelation begrenzt eine genaue Festlegung der Masse eines zerfallenden Teilchens. Mittlere Lebensdauer τ und Massenunschärfe verhalten sich umgekehrt proportional. Die Zerfallsbreite Γ , die mit der Breite des Peaks korreliert, entspricht der Unschärfe der Masse. Die Proportionalitätskonstante \hbar stellt einen Zusammenhang zwischen den beiden Größen her.

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \quad (3.7)$$

Mit einer mittleren Lebensdauer von $\tau = (8,52 \pm 0,18) \cdot 10^{-17} \text{s}$ ergibt sich für das π^0 eine Zerfallsbreite von $\Gamma = 7,7 \text{ eV}$.

Die durchschnittliche vom EMCal registrierte Energie pro Treffer liegt bis zu sieben Größenordnungen über der Energieunschärfe des π^0 . Somit trägt die Energieunschärfe der π^0 nur zu einem nahezu nicht messbaren Teil zur gesamten Verschmierung der Masse bei. Der weitaus größere Effekt der den Peak verbreitert, ist die begrenzte Energieauflösung des EMCal. Da diese nahezu nur statistischer Natur ist, erwartet man eine gaußförmige Verteilung der Datenpunkte. Aufgrund dessen wird eine Gauß-Funktion zur Beschreibung des Peaks angenommen (Gleichung 3.4).

Tail Komponente

Bei der Kollision zweier Bleikerne werden sehr hohe Teilchen-Multiplizitäten erreicht. Dies resultiert in einer hohen Teilchendichte auf der Fläche des EMCal. Treffen zwei Teilchen in einem zu kleinen Raumbereich nahezu zeitgleich auf dem Kalorimeter auf, so fasst der *Clusterizer* sie zu einem *Cluster* zusammen, was als *Cluster-merging* bezeichnet wird. Bei der Analyse kann man nur teilweise rekonstruieren, ob ein *Cluster* durch *Cluster-merging* zustande gekommen ist. Beispielsweise verhindert der *Cut* auf M_{02} die Bildung von *Clustern* aus mehreren Teilchen teilweise. Trotzdem kommt es häufig vor, dass mehrere Teilchen einen *Cluster* bilden und dieser für die Analyse verwendet wird. Dies resultiert in zu hohen rekonstruierten Massen der *Cluster*-Paare und führt somit zu einer Verschmierung und Verschiebung der rechten Flanke des π^0 -Peaks. Diese Verschmierung wird durch eine exponentielle Funktion beschrieben (Gleichung 3.5).

Die gesamte Parametrisierung y setzt sich aus diesen Komponenten zusammen (Gleichung 3.3). Zur Anpassung der Funktion an die m_{inv} -Verteilung werden ihre freien Parameter so variiert, dass der Abstand der Funktion zu den einzelnen Datenpunkten minimiert wird. Dieser Vorgang wird als *fit* bezeichnet. Die untere Parametrisierungsgrenze ist p_T -abhängig gewählt und wird in

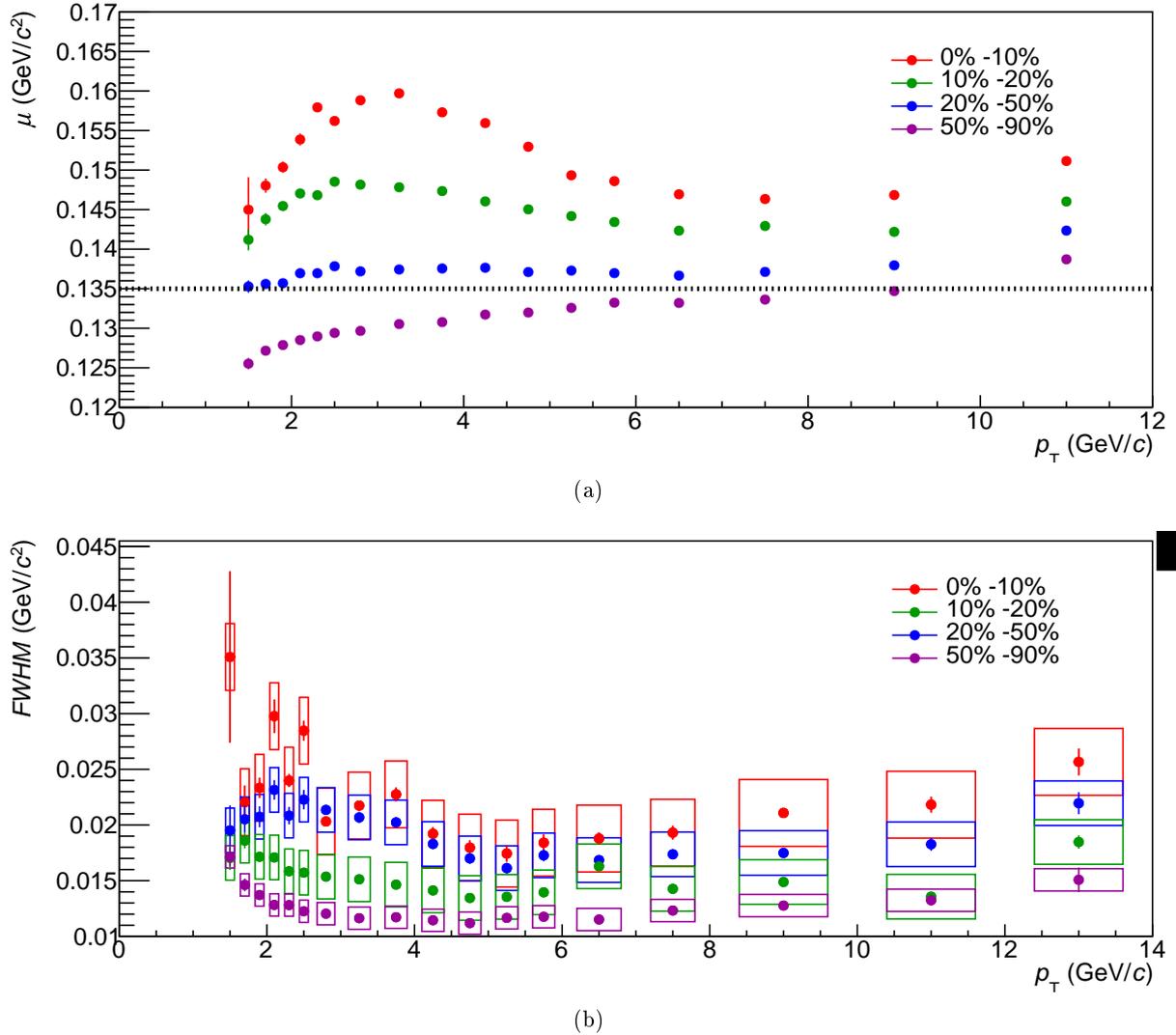


Abbildung 3.12.: (a) die rekonstruierte Masse der π^0 als Funktion von p_T für verschiedenen Zentralitätsklassen. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Literaturwert der Masse des π^0 . (b) Die Breite der Gauß-Parametrisierung als Funktion von p_T für unterschiedliche Zentralitätsklassen.

Abbildung 3.11 durch eine senkrechte, graue Linie verdeutlicht.

Um die Qualität des *Fits* zu bewerten, werden im Folgenden die Parameter μ und, der zu σ proportionale Parameter, $FWHM$ (engl. Full Width Half Maximum) der Parametrisierung betrachtet.

Abbildung 3.12 (a) zeigt den Mittelwert der Gauß-Komponente (μ), der der rekonstruierten invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$ der π^0 entspricht, als Funktion von p_T für alle Zentralitätsklassen. Der Verlauf von μ aus verschiedenen Zentralitätsklassen weist große Unterschiede auf. μ aus der Parametrisierung der zentralsten Kollisionen weist eine deutliche Erhöhung bei $3 \text{ GeV}/c < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ und einen Tiefpunkt bei auf $p_T \approx 8 \text{ GeV}/c$ auf. μ aus der Parametrisierung der peripheren Kollisionen steigt zu höheren p_T kontinuierlich an. Ein ähnlicher Verlauf wird in Daten aus Kollisionen von Protonen beobachtet [Mec16]. Aufgrund der Übereinstimmung des Parameters

mit anderen Ergebnissen wird davon ausgegangen, dass die Parametrisierung die Daten korrekt beschreibt. Abbildung 3.9 (b) zeigt die Breite der Gauß-Verteilung ($FWHM$) für verschiedene Zentralitätsklassen in Abhängigkeit von p_T . Dieser Parameter ist direkt proportional zum freien Parameter σ . In der Teilchenphysik wird jedoch meist $FWHM$ zur Charakterisierung der Breite eines Peaks verwendet. Erkennbar sind erhöhte Werte von $FWHM$ in zentralen Kollisionen. Eine deutlich höhere Multiplizität in zentralen Kollisionen und ein damit einhergehendes *Clustermerging*, ist der Hauptgrund für einen deutlich breiteren Peak. $FWHM$ in zentralen Kollisionen weist deutliche Fluktuationen auf. Diese sind größer als der Fehler der Parametrisierung, der in der Abbildung durch senkrechte Fehlerbalken verdeutlicht ist, und werden im Folgenden erläutert.

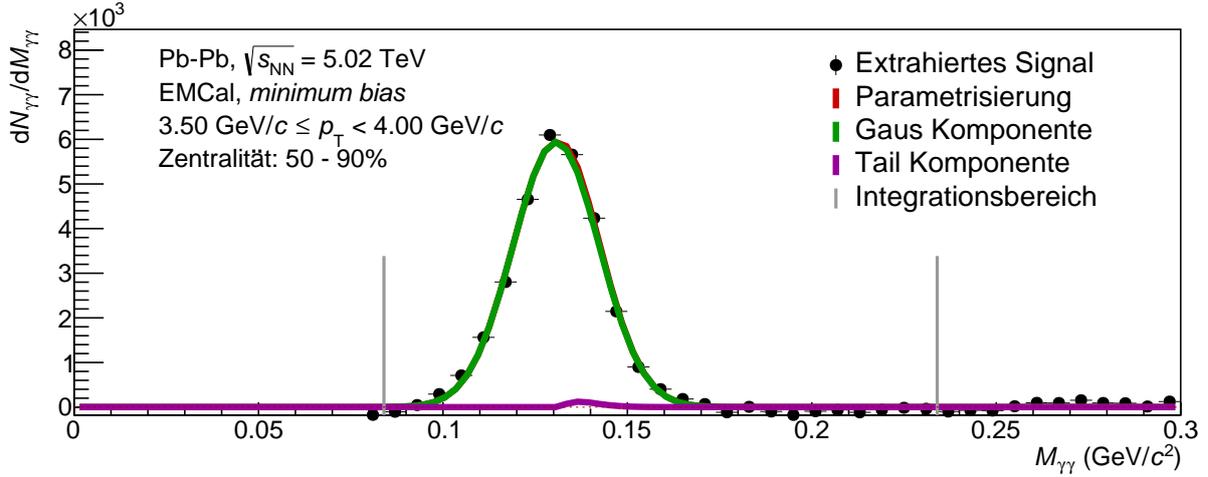
Daten zentraler Kollisionen weisen eine deutlich größere *Tail*-Komponente auf als Daten peripherer Kollisionen. Die Größe der *Tail*-Komponente hat einen signifikanten Einfluss auf die Breite der Gauß-Komponente. Das Zusammenspiel beider Komponenten wird durch den *Fit* festgelegt. Kleine Fluktuationen in den Daten können zu einer signifikanten Änderung des Zusammenspiels dieser Komponenten führen. Aufgrund dessen müssen zusätzlich systematische Fehler berücksichtigt werden. Diese werden durch eine Variation der Breite der $m_{textinv}$ -Bins und eine Variation des Parametrisierungsbereichs abgeschätzt. Die damit abgeschätzten Fehler werden in Abbildung 3.12 durch die Höhe der Fehler-Kästen verdeutlicht. Innerhalb dieser Fehler stimmt der Verlauf von $FWHM$ aus der Parametrisierung peripherer Kollisionen mit dem Verlauf von $FWHM$ aus einer Proton-Proton Analyse überein [Mec16]. Aufgrund dessen kann davon ausgegangen werden, dass die Parametrisierung und insbesondere die Gauß-Komponente, die Datenpunkte der m_{inv} -Verteilung korrekt beschreibt.

Wie bereits angesprochen, ist in der m_{inv} -Verteilung aus Abbildung 3.11 (a) links des π^0 -Peaks ein weiterer Peak bei $M_{\gamma\gamma} \approx 0.06 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen. Dieser kann teilweise durch Konversionen der Zerfallsphotonen der π^0 erklärt werden. Kombiniert man die *Cluster* der durch Konversion eines Zerfallsphotons entstandenen Elektronen und Positronen der *same Events*, so entsteht ein zweiter Peak unterhalb der π^0 -Masse. Dieser ist Teil des korrelierten Untergrunds, kann jedoch nicht durch eine Polynomfunktion erster Ordnung, wie sie bisher angenommen wurde, beschrieben werden. Für $p_T > 6 \text{ GeV}/c$ schneidet der *Opening Angle Cut* in den Massenbereich des Peaks. Aufgrund dessen ist eine Parametrisierung des Peaks in allen p_T -Intervallen nicht möglich, weshalb der korrelierte Untergrund nur rechts des π^0 -Peaks bestimmt werden kann. Eine Monte-Carlo-Simulation würde genauere Informationen über die Zusammensetzung des Peaks ermöglichen. Zum Zeitpunkt dieser Analyse ist allerdings noch keine vollständige Simulation verfügbar.

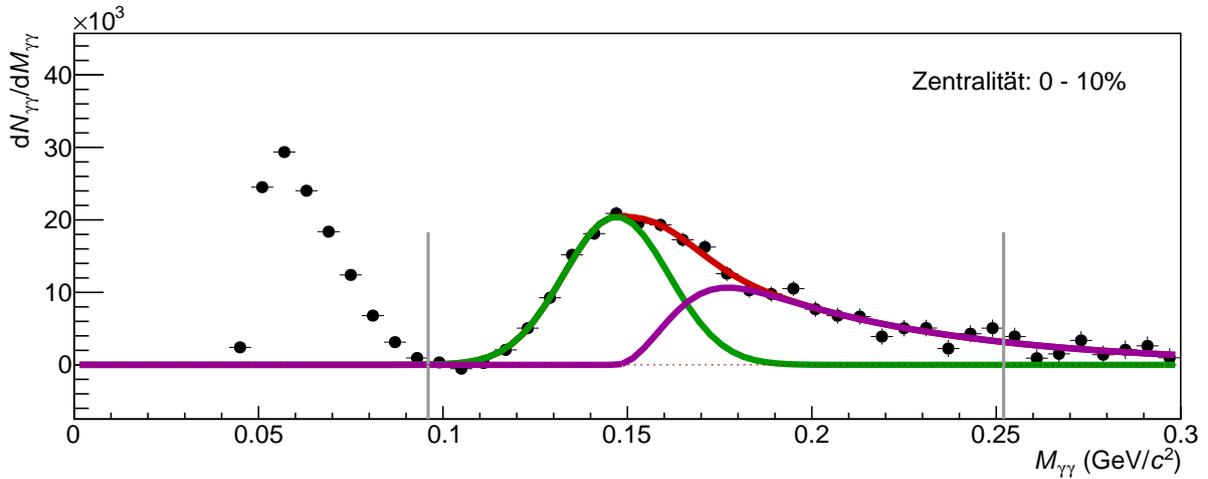
Wie bereits erwähnt, wird zur Beschreibung des korrelierten Untergrunds eine Lineare Funktion angenommen. Wird diese von der m_{inv} -Verteilung aus Abbildung 3.11 abgezogen, verbleibt idealerweise nur das Signal des π^0 .

Abbildung 3.13 zeigt die so entstandene m_{inv} -Verteilung für (a) zentrale und (b) periphere Kollisionen. Analog zu Abbildung 3.11 zeigen schwarze Punkte die Anzahl der *Cluster*-Paare während die Funktion sowie ihre Komponenten farbig dargestellt sind.

Der π^0 -Peak in der m_{inv} -Verteilung zentraler Kollisionen wird deutlich durch die *Tail*-



(a)



(b)

Abbildung 3.13.: m_{inv} -Verteilung bestehend aus dem Signal des π^0 , sowie getrennt aufgetragenen Komponenten der Parametrisierung. (oben) zeigt die m_{inv} -Verteilung der periphersten Kollisionen. Der π^0 -Peak ist nahezu perfekt Gaußförmig und schmäler als in der m_{inv} -Verteilung der zentralen Kollisionen. (unten) zeigt die m_{inv} -Verteilung der zentralsten Kollisionen. Der π^0 -Peak ist deutlich durch die *Tail*-Komponente dominiert und erstreckt sich aufgrund dessen über einen größeren Bereich von $m_{\gamma\gamma}$.

Komponente dominiert. Dies führt zu einer Verbreiterung des Peaks zu höheren $M_{\gamma\gamma}$. Der π^0 -Peak in der m_{inv} -Verteilung der peripheren Kollisionen wird durch die Gauß-Funktion dominiert und ist aufgrund dessen nahezu symmetrisch und deutlich schmäler.

Um die Anzahl der π^0 zu bestimmen muss ein Bereich von $M_{\gamma\gamma}$ festgelegt werden, der das π^0 -Signal beinhaltet. Dieser Signalebereich wird empirisch bestimmt und hier mit $M_{\pi^0} - 0,45 \text{ GeV}/c^2 < M_{\gamma\gamma} < M_{\pi^0} + 0,08 \text{ GeV}/c^2$ angenommen. In Abbildung 3.13 sind die Grenzen des Signalebereichs durch senkrechte, graue Linien gekennzeichnet. Die Grenzen des Signalebereichs sind asymmetrisch gewählt, um auch die π^0 , die durch *Cluster-merging* mit einer zu hohen

invarianten Masse rekonstruiert worden sind, zu integrieren. Zur Bestimmung der systematischen Fehler wird in Abschnitt 3.5.1 die Größe des Signalbereichs variiert. Die variierten Größen des Signalbereichs sind in der Abbildung durch gestrichelte Linien gekennzeichnet. Auf die Berechnung der systematischen Fehler wird in Abschnitt 3.5 genauer eingegangen.

Um die Anzahl der detektierten π^0 zu erhalten, wird die m_{inv} -Verteilung aus Abbildung 3.13 innerhalb des festgelegten Signalbereichs integriert. Dies wird für jedes p_T -Intervall und für alle Zentralitätsklassen durchgeführt. Als Ergebnis erhält man die Anzahl der π^0 als Funktion von p_T , was als p_T -Spektrum bezeichnet wird. Dieses wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

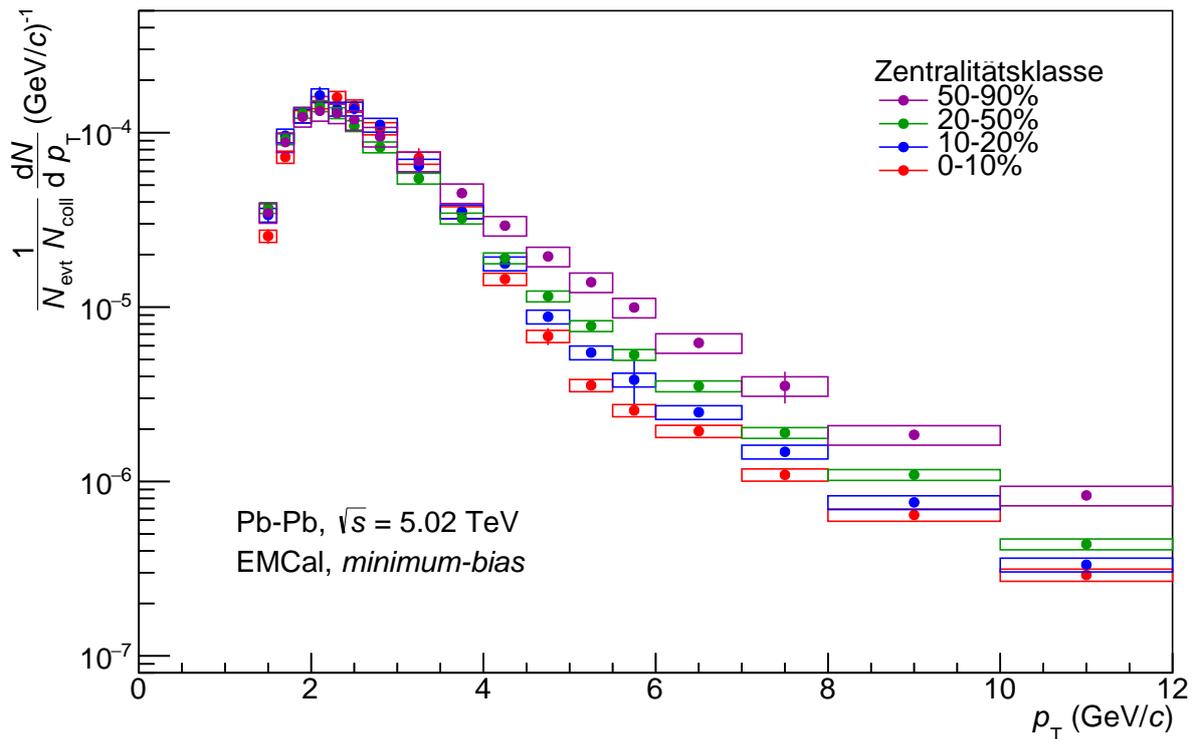


Abbildung 3.14.: Anzahl der extrahierten π^0 als Funktion von p_T für verschieden zentrale Kollisionen. Die p_T -Spektren sind auf N_{evt} und N_{coll} normiert. Statistische Fehler werden als Fehlerbalken, systematische Unsicherheiten sind durch die Höhe der Kästen dargestellt.

3.5. Unkorrigiertes Spektrum

Abbildung 3.14 zeigt die p_T -Spektren der rekonstruierten π^0 für die in der hier vorgestellten Analyse verwendeten Zentralitätsklassen. Die p_T -Spektren sind auf die Anzahl der *Events* N_{evt} sowie auf die Anzahl der Nukleon-Nukleon Kollisionen N_{coll} normiert, um sie untereinander sowie zu Ergebnissen anderer Analysen vergleichbar zu machen. Tabelle 3.2 fasst die Angaben zu den verwendeten Normierungen zusammen, wobei N_{coll} , wie bereits diskutiert, aus Berechnungen des Glauber-Modells stammt. Da die p_T -Spektren in Abbildung 3.14 nicht auf die geometrische Akzeptanz und die Detektor-Effizienz korrigiert wurden, werden sie als unkorrigiert bezeichnet. Wie erwartet, fallen die p_T -Spektren im Bereich $p_T > 3 \text{ GeV}/c$ exponentiell ab. Dabei unterscheiden sich die p_T -Spektren unterschiedlicher Zentralitätsklassen in ihrer Form, worauf im Abschnitt 3.5.2 noch näher eingegangen wird.

Im Bereich $p_T < 3 \text{ GeV}/c$ zeigt sich eine deutliche Unterdrückung der π^0 . Diese Unterdrückung resultiert aus der geometrische Akzeptanz des EMCal, die bereits in Abschnitt 2.3.1 erläutert wurde. Die statistischen Fehler, die durch die Unsicherheit der Messung zustande kommen, sind durch vertikale Fehlerbalken gekennzeichnet. Die systematische Unsicherheit, auf die im nächsten Abschnitt genauer eingegangen wird, wird durch Kästen dargestellt. Um die p_T -Spektren auf die geometrische Akzeptanz und die Detektoreffizienz zu korrigieren, ist eine Korrektur der

Zentralitätsklasse	N_{evt}	N_{coll}
0% - 10%	$8,9 \cdot 10^6$	1500,5
10% - 20%	$8,9 \cdot 10^6$	921,2
20% - 50%	$2,7 \cdot 10^7$	349,3
50% - 90%	$3,6 \cdot 10^7$	36,0

Tabelle 3.2.: Die verschiedenen, in dieser Analyse verwendeten Zentralitätsklassen und die zugehörigen Werte für N_{evt} und N_{coll} [Abe14].

Daten mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation notwendig, die zum Zeitpunkt der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse noch nicht verfügbar war.

3.5.1. Systematische Unsicherheit

Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten werden alle wesentlichen Parameter der Signalextraktion variiert: die Größe der m_{inv} -Bins, die Größe des Signalbereichs und die Größe des Skalierungsbereichs. Die Variationen erfolgen nur in einem physikalisch sinnvollen Bereich und werden in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Aus jeder Variation ergibt sich jeweils ein weiteres p_T -Spektrum. Abbildung 3.15 zeigt die relativen Abweichungen Δy_{ij} zwischen dem i -ten variierten p_T -Spektrum und dem finalen p_T -Spektrum im j -ten p_T -Bin für die Zentralitätsklasse 20 - 50 % für die verschiedenen Variationen des Integrationsbereichs (rot), des Skalierungsbereichs (blau) und der Binbreite (grün). Die systematische Unsicherheit σ_j , die durch die Variationen eines Parameters entsteht, wird zunächst für jedes p_T -Bin einzeln berechnet und ergibt sich mithilfe des quadratischen Mittels (engl. *Root Mean Square*, RMS):

$$\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n \Delta y_{ij}^2} . \tag{3.8}$$

Dabei gibt n die Anzahl der Variationen eines Parameters an.

Um den Anteil der statistischen Schwankungen von σ_{ij} an der systematischen Unsicherheit so gering wie möglich zu halten, wird die gesamte systematische Unsicherheit, die durch die Variationen eines Parameters entsteht, p_T -integriert berechnet. Damit ergibt sich eine konstante, p_T -unabhängige systematische Unsicherheit $\sigma_{\text{RMS},l}$ für die einzelnen variierten Parameter. Diese wird, wie bereits σ_{ij} , über das quadratische Mittel berechnet:

$$\sigma_{\text{RMS},l} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \sigma_j^2} \tag{3.9}$$

Die k verschiedenen systematischen Unsicherheiten $\sigma_{\text{RMS},l}$ in einer betrachteten Zentralitätsklasse

Parameter	Standard	Variationen
Größe des Integrationsbereichs	$M_{\pi^0} - 0,045 \text{ GeV}/c^2$ $M_{\pi^0} + 0,08 \text{ GeV}/c^2$	breite Grenzen: $M_{\pi^0} - 0,05 \text{ GeV}/c^2$ $M_{\pi^0} + 0,09 \text{ GeV}/c^2$ schmale Grenzen: $M_{\pi^0} - 0,04 \text{ GeV}/c^2$ $M_{\pi^0} + 0,07 \text{ GeV}/c^2$
Untere Grenze des Skalierungsbereich	$0,25 \text{ GeV}/c^2$	$0,23 \text{ GeV}/c^2$ $0,27 \text{ GeV}/c^2$
Breite der m_{inv} -Bins	$6 \text{ MeV}/c^2$	$4 \text{ GeV}/c^2$ $8 \text{ GeV}/c^2$

Tabelle 3.3.: Variationen der wesentlichen Parameter der Signalextraktion zur Abschätzung der systematischen Unsicherheit.

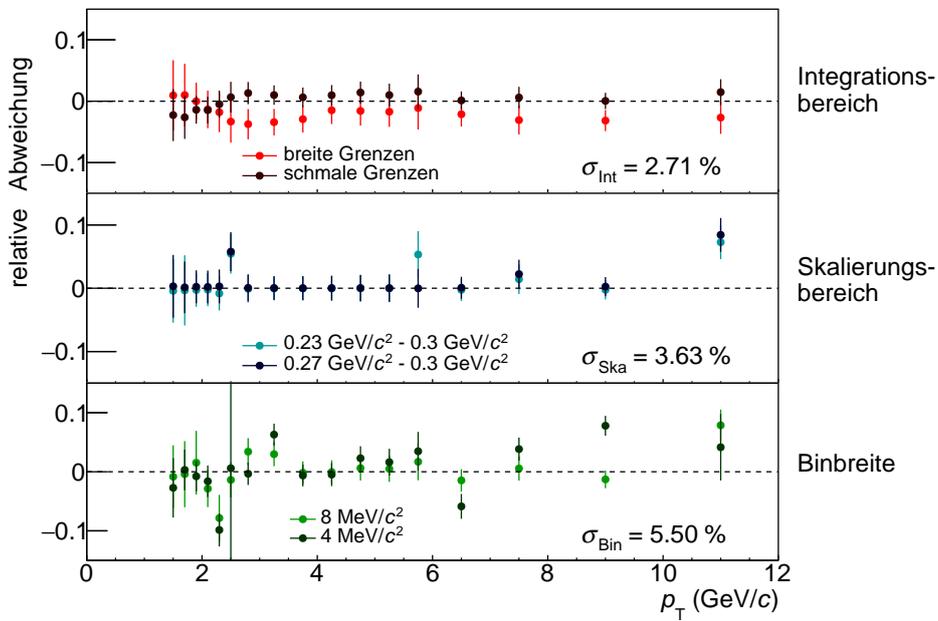


Abbildung 3.15.: Abweichungen der Anzahl der extrahierten π^0 zwischen den variierten p_T -Spektren und dem finalen p_T -Spektrum für die Zentralitätsklasse 20 - 50 %.

werden zur Berechnung der totalen systematischen Unsicherheit σ_{SysTot} quadratisch addiert:

$$\sigma_{\text{SysTot}} = \sqrt{\sum_{l=1}^k \sigma_{\text{RMS},l}^2} \quad (3.10)$$

Tabelle 3.4 fasst die systematischen Unsicherheiten der verschiedenen Variationen in den unterschiedlichen Zentralitätsklassen sowie die totalen systematischen Unsicherheiten σ_{SysTot} zusammen. Die p_T -unabhängigen Unsicherheiten werden in Abbildung 3.14 durch die Höhe der Fehlerkästen dargestellt.

Variation	relative Unsicherheit je Zentralitätsklasse (%)			
	0 - 10 %	10 - 20 %	20 - 50 %	50 - 90 %
Integrationsbereich	6,28	4,75	2,71	3,98
Skalierungsbereich	1,97	3,60	3,63	4,21
Binbreite	4,60	6,83	5,50	6,61
gesamte systematische Unsicherheit	8,03	8,73	7,12	8,79

Tabelle 3.4.: Systematische Unsicherheiten der verschiedenen Parameter für alle Zentralitätsklassen. Des Weiteren wird die gesamte systematische Unsicherheit der unterschiedlichen Zentralitätsklassen angegeben.

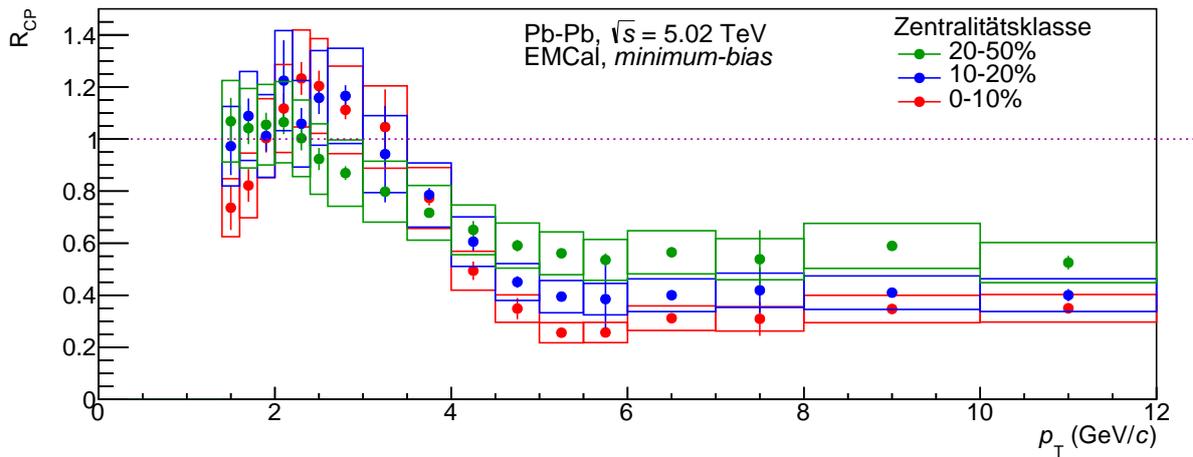


Abbildung 3.16.: R_{CP} für verschiedene Zentralitätsklassen, wobei das p_T -Spektrum der Zentralitätsklasse 50 - 90% als Referenz dient. Die statistischen Fehler sind durch Fehlerbalken, die systematischen Fehler sind durch die Höhe der Fehler-Kästen dargestellt.

3.5.2. Vergleich verschiedener Zentralitätsklassen

Wie bereits in Abschnitt 1.3 erläutert, kann das als R_{CP} bezeichnete Verhältnis der p_T -Spektren unterschiedlicher Zentralitätsklassen Informationen über die Existenz und die Eigenschaften eines QGP in unterschiedlich zentralen Kollisionen liefern. Die p_T -Spektren aus Abbildung 3.14 sind unkorrigiert und somit untereinander nicht vollständig vergleichbar. Beispielsweise variiert die Detektor-Effizienz für verschieden zentrale Kollisionen aufgrund einer unterschiedlichen Teilchen-Multiplizität auf der Fläche des EMCal. Mit der Annahme, dass diese Unterschiede relativ klein sind, werden die Spektren im Folgenden verwendet, um R_{CP} zu bestimmen. Abbildung 3.16 zeigt das Verhältnis R_{CP} der in Abschnitt 3.5 vorgestellten p_T -Spektren wobei das p_T -Spektrum der Zentralitätsklasse 50-90% als Referenz benutzt wird. Wie bereits diskutiert, weisen die in dieser Zentralitätsklasse enthaltenen Kollisionen nur einen kleinen Überlappbereich auf, sodass davon ausgegangen wird, dass es in diesen Kollisionen nicht zur Bildung eines QGP kommt.

Der p_T -Abhängige Verlauf von R_{CP} für unterschiedlichen Zentralitätsklassen ähnelt dem Verlauf des in Abbildung 1.4 gezeigten Parameters R_{AA} . Im Bereich $p_T > 3$ GeV/c liegt R_{CP} deutlich unterhalb von eins, was auf eine Unterdrückung der π^0 -Produktion in zentraleren Kollisionen

hinweist. Diese Unterdrückung nimmt mit der Zentralität der Kollision zu und kann auf einen höheren Energieverlust der π^0 in den zentralen Kollisionen zurückgeführt werden. Wie bereits in Abschnitt 1.3 beschrieben, verlieren die π^0 im QGP durch Effekte der starken Wechselwirkung signifikant Energie, was in einem verringerten p_T der π^0 resultiert. Im Bereich $p_T \approx 3 \text{ GeV}/c$ werden aufgrund dessen mehr π^0 in zentralen Kollisionen gemessen als im Bereich $p_T \geq 3 \text{ GeV}/c$. Trotz der noch unkorrigierten p_T -Spektren aus Abbildung 3.14 deutet der Verlauf von R_{CP} aus Abbildung 3.16 auf eine Unterdrückung der π^0 -Produktion in zentralen Kollisionen hin und kann somit vorige Ergebnisse zur Messung von R_{AA} bzw. R_{CP} reproduzieren.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Analyse basiert auf einem Datensatz aus Pb-Pb-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV, der im Dezember 2015 vom ALICE-EMCal aufgezeichnet wurde. Das elektromagnetische Kalorimeter EMCal wird zur Messung von Photonen, Elektronen und Positronen verwendet. Damit die Rekonstruktion der π^0 korrekte Ergebnisse liefert, erfolgt zunächst ein Qualitätstest der Daten mit einem besonderen Fokus auf der Untersuchung der einzelnen Detektor-Zellen.

In der vorliegenden Arbeit wird dazu die Verteilung der Parameter „mittlere Energie pro Treffer“, „mittlere Energie pro Zelle“ und „Anzahl der Treffer pro Zelle“ untersucht. Mithilfe der Informationen aus diesen Verteilungen werden die Zellen des EMCal in die Kategorie *good*, *hot* oder *dead* eingeteilt. Als *good* deklarierte Zellen liefern ein Signal, das für die weitere Analyse verwendet werden kann.

Im nächsten Schritt der Analyse werden aus den einzelnen Zellen *Cluster* gebildet. Um Photonen-*Cluster* von anderen *Clustern* zu separieren, werden bestimmte Anforderungen an die *Cluster* gestellt, wobei insbesondere auf die Energieverteilung, auf die geometrische Form und auf den Aufnahmezeitpunkt der *Cluster* eingegangen wird.

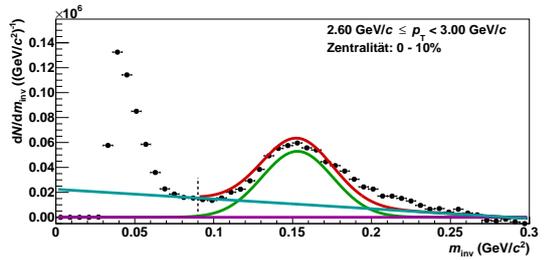
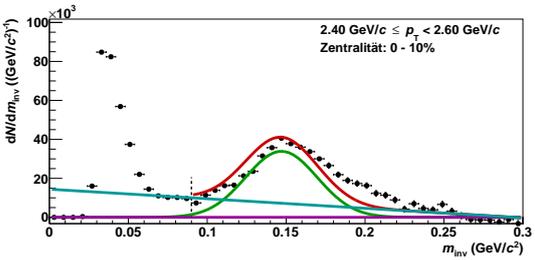
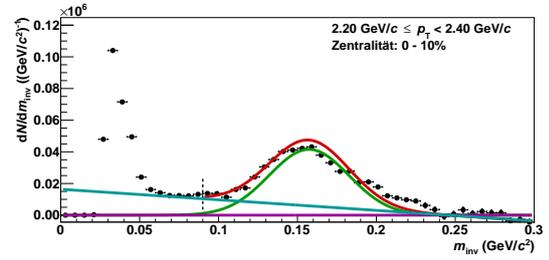
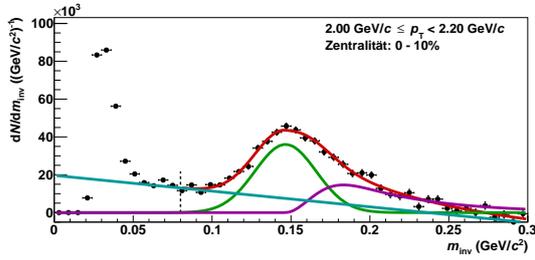
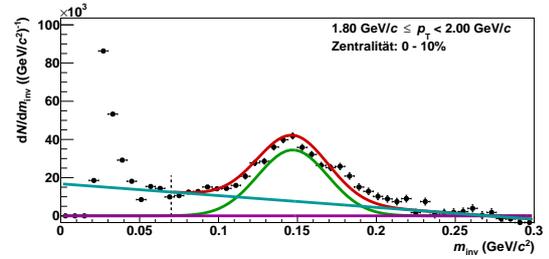
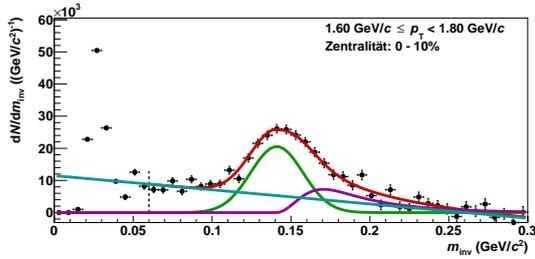
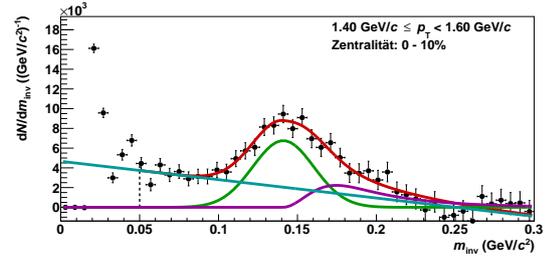
Durch Zusammenfassen der Energiedeposition benachbarter Zellen zu *Clustern* kann die Gesamtenergie und die Position der auftreffenden Teilchen rekonstruiert werden. Zusammen mit der vom ALICE-Detektor ITS stammenden Information über die Position des Vertex wird der Transversalimpuls p_T der gemessenen Teilchen berechnet. Das π^0 , das mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 99% in zwei Photonen zerfällt, wird durch die Kombination dieser Photonen über seine invariante Masse von ca. $135 \text{ MeV}/c^2$ identifiziert. Um das Signal der π^0 zu extrahieren, werden alle *Cluster* paarweise kombiniert und in 17 p_T -Intervalle sowie in vier verschiedene Zentralitätsklassen eingeteilt. Die *Cluster*-Paare die aus der Kombination von *Clustern* desselben Ereignisses stammen, werden als *same Events* bezeichnet, die *Cluster*-Paare die aus der Kombination von *Clustern* aus unterschiedlichen Ereignissen stammen, werden als *mixed Events* bezeichnet. Der Untergrund wird durch die skalierten *mixed Events* beschrieben und von den *same Events* subtrahiert. Die verbleibende Verteilung der *Cluster*-Paare wird durch eine Funktion parametrisiert, die aus einer Gauß-Komponente, einer *Tail*-Komponente und einer linearen Komponente besteht. Die lineare Komponente beschreibt den korrelierten Untergrund und wird von der Verteilung der *Cluster*-Paare subtrahiert. Um die Anzahl der gemessenen π^0 zu erhalten, wird das verbleibende Signal in einer empirisch gewählten Umgebung integriert. Das Ergebnis der Signalextraktion ist ein unkorrigiertes p_T -Spektrum der π^0 für alle vier analysierten Zentralitätsklassen. Abschließend wird mithilfe der unkorrigierten p_T -Spektren der nukleare Modifikationsfaktor R_{CP} der π^0 berechnet. Der Verlauf des in dieser Analyse berechneten R_{CP} stimmt

qualitativ mit dem Verlauf aus anderen π^0 -Analysen überein.

Um das Ergebnis der vorgestellten Analyse mit anderen Ergebnissen zu vergleichen müssen Korrekturen auf die geometrische Akzeptanz und auf die Detektor-Effizienz der in dieser Arbeit präsentierten p_T -Spektren angewendet werden, die noch ausstehen.

A. Anhang

- † Extrahiertes Signal
- Parametrisierung
- Lineare Komponente
- Gaus Komponente
- Tail Komponente
- Parametrisierungsgrenze



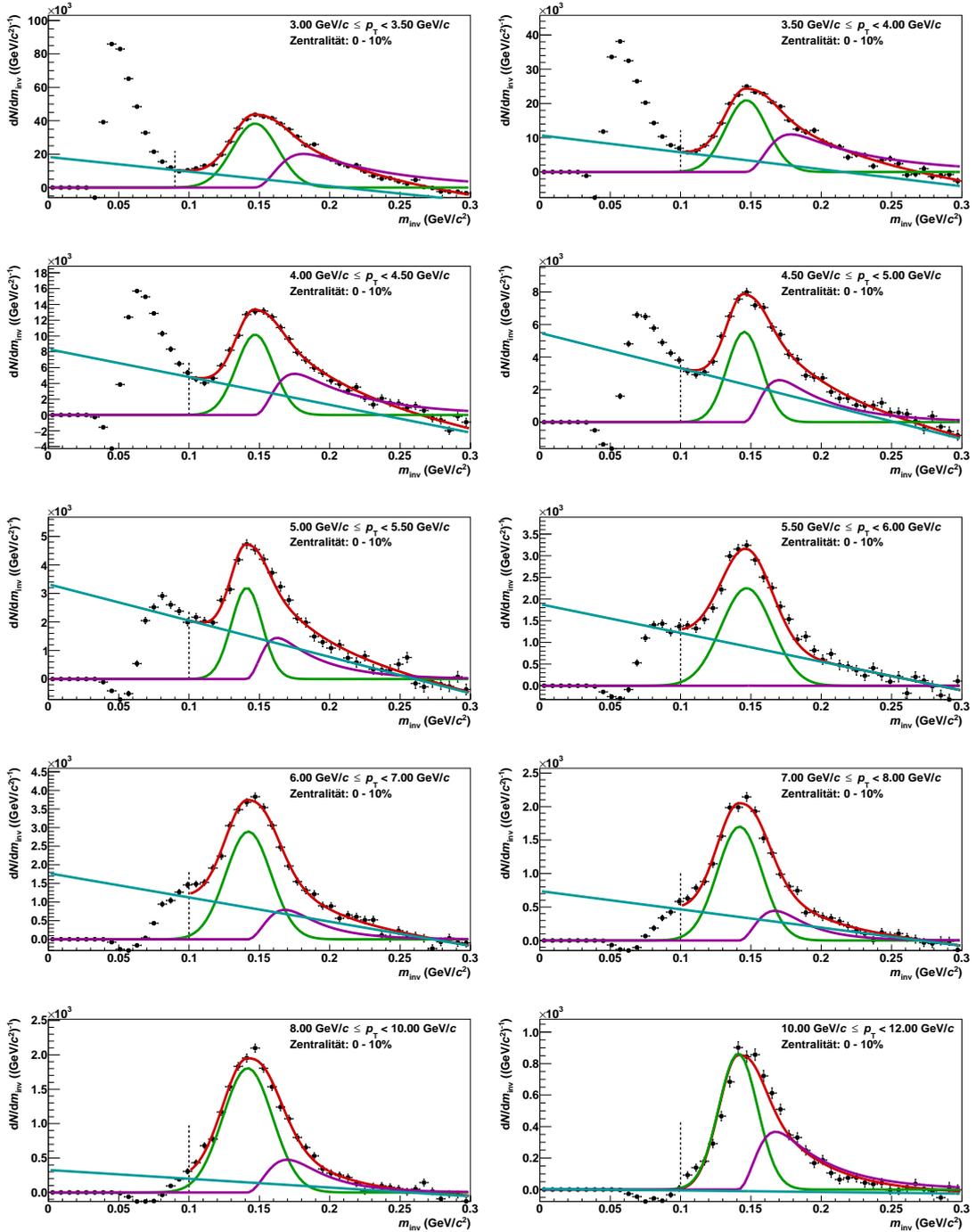
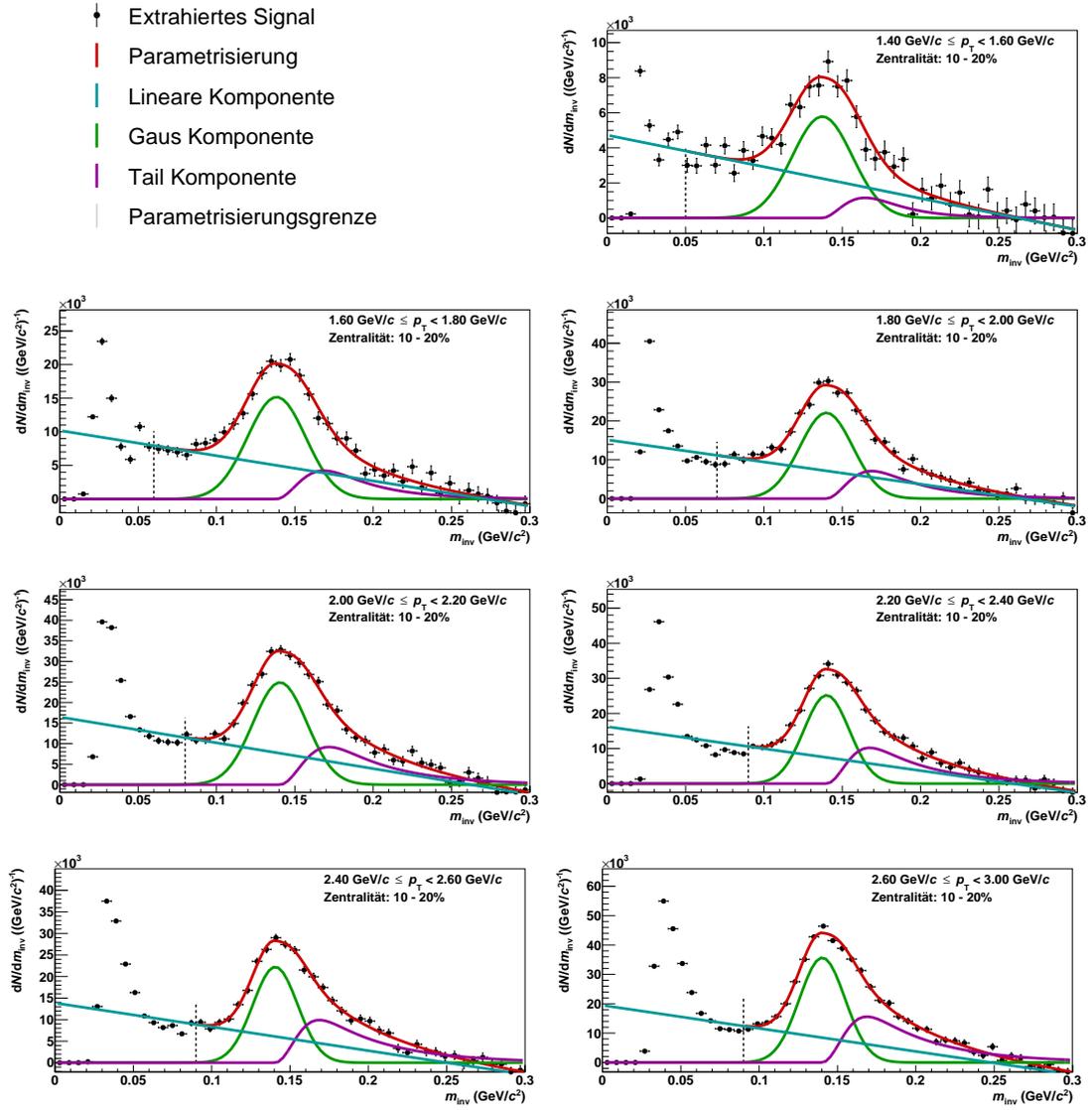


Abbildung A.1.: Signal und Parametrisierung aller analysierten p_T -Bins für die Zentralitätsklasse 0 - 10 %



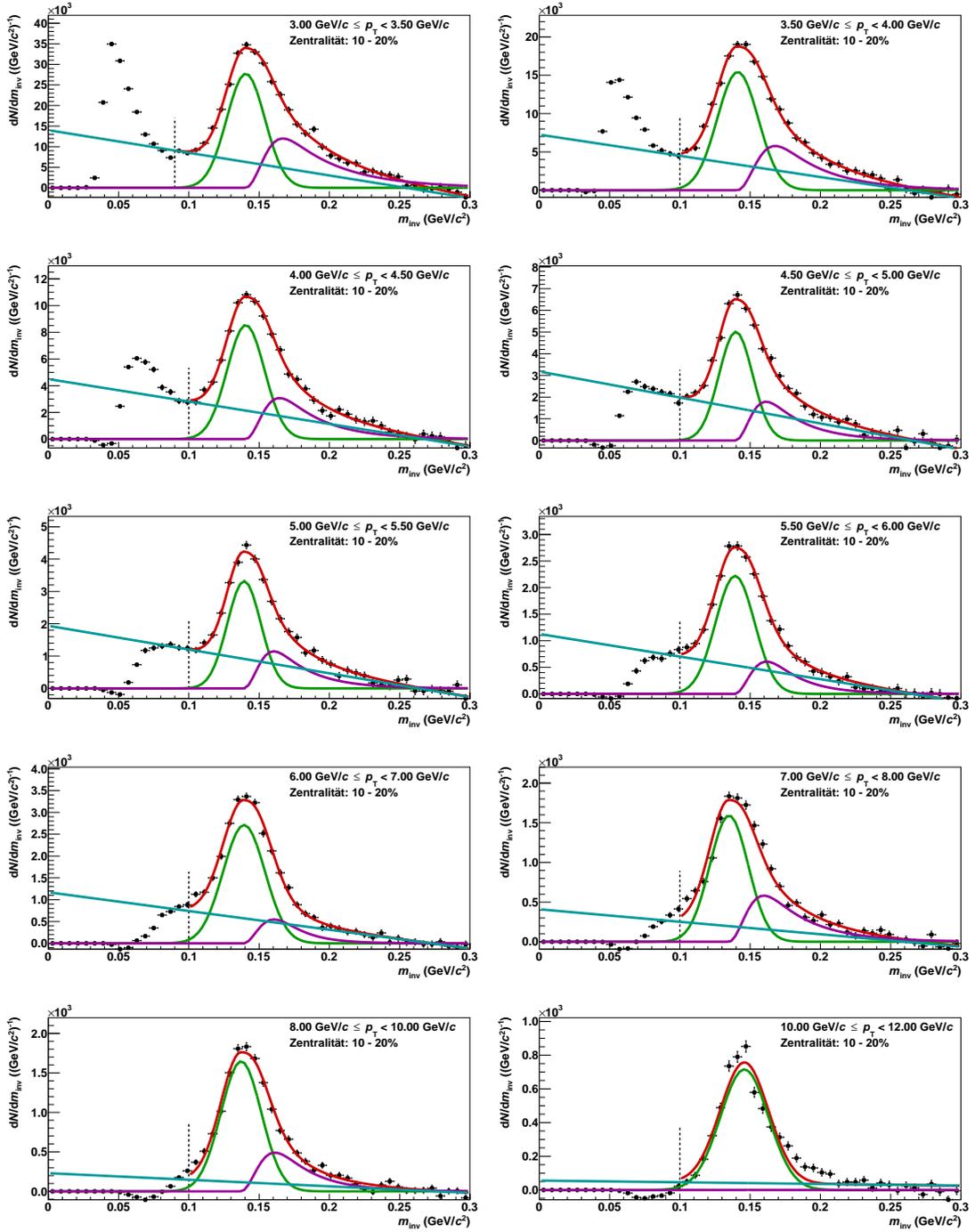
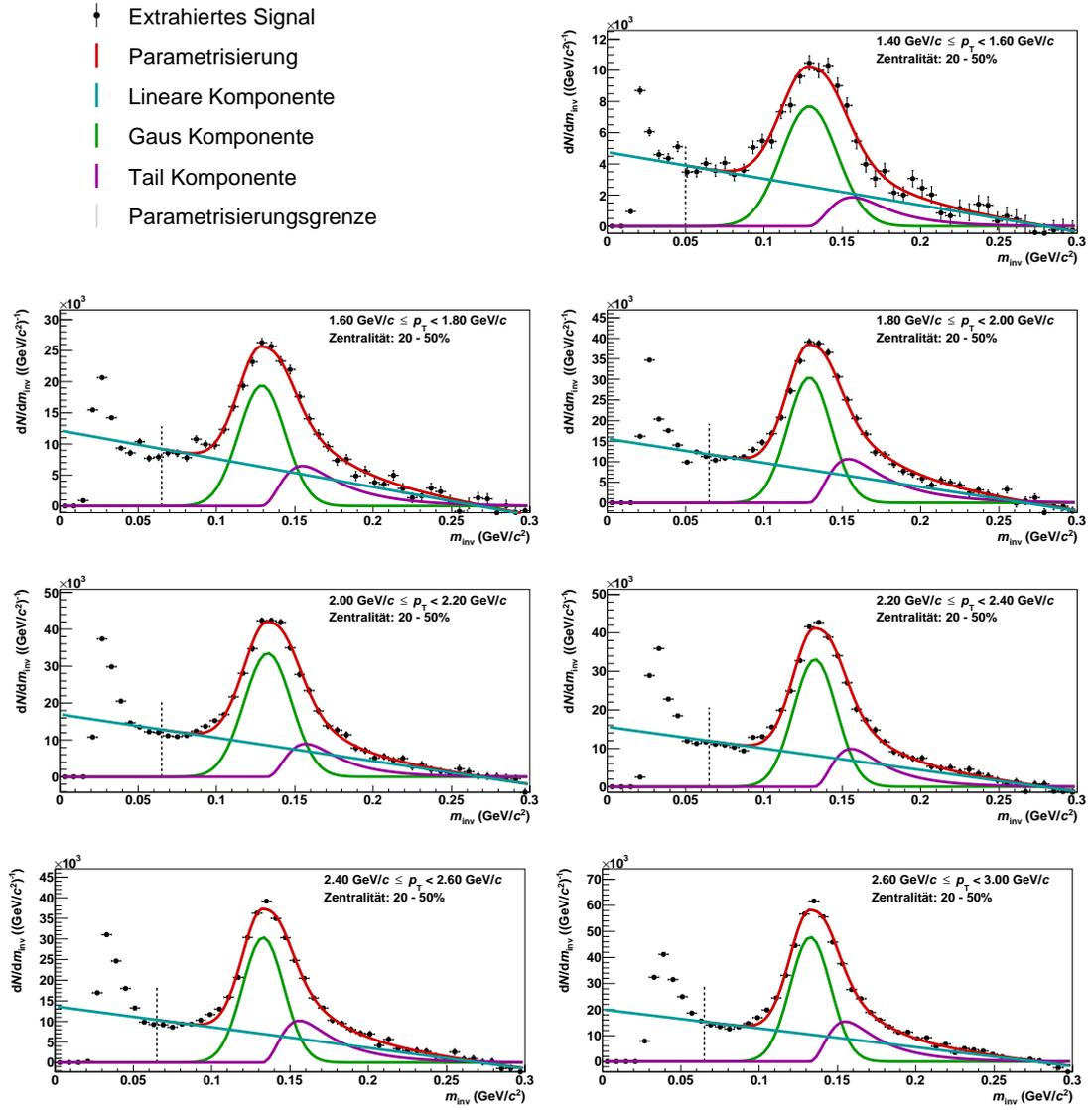


Abbildung A.2.: Signal und Parametrisierung aller analysierten p_T -Bins für die Zentralitätsklasse 10 - 20 %



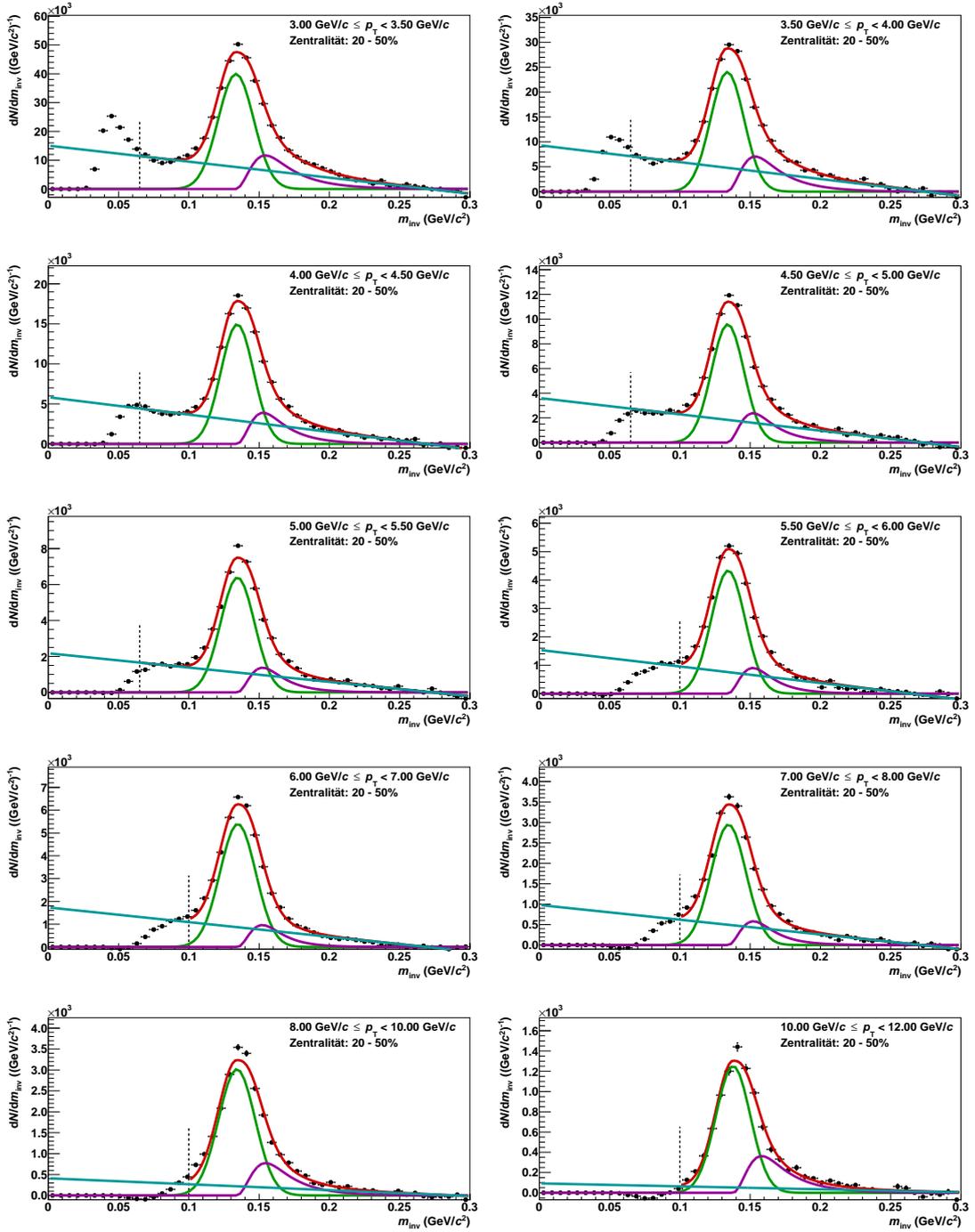
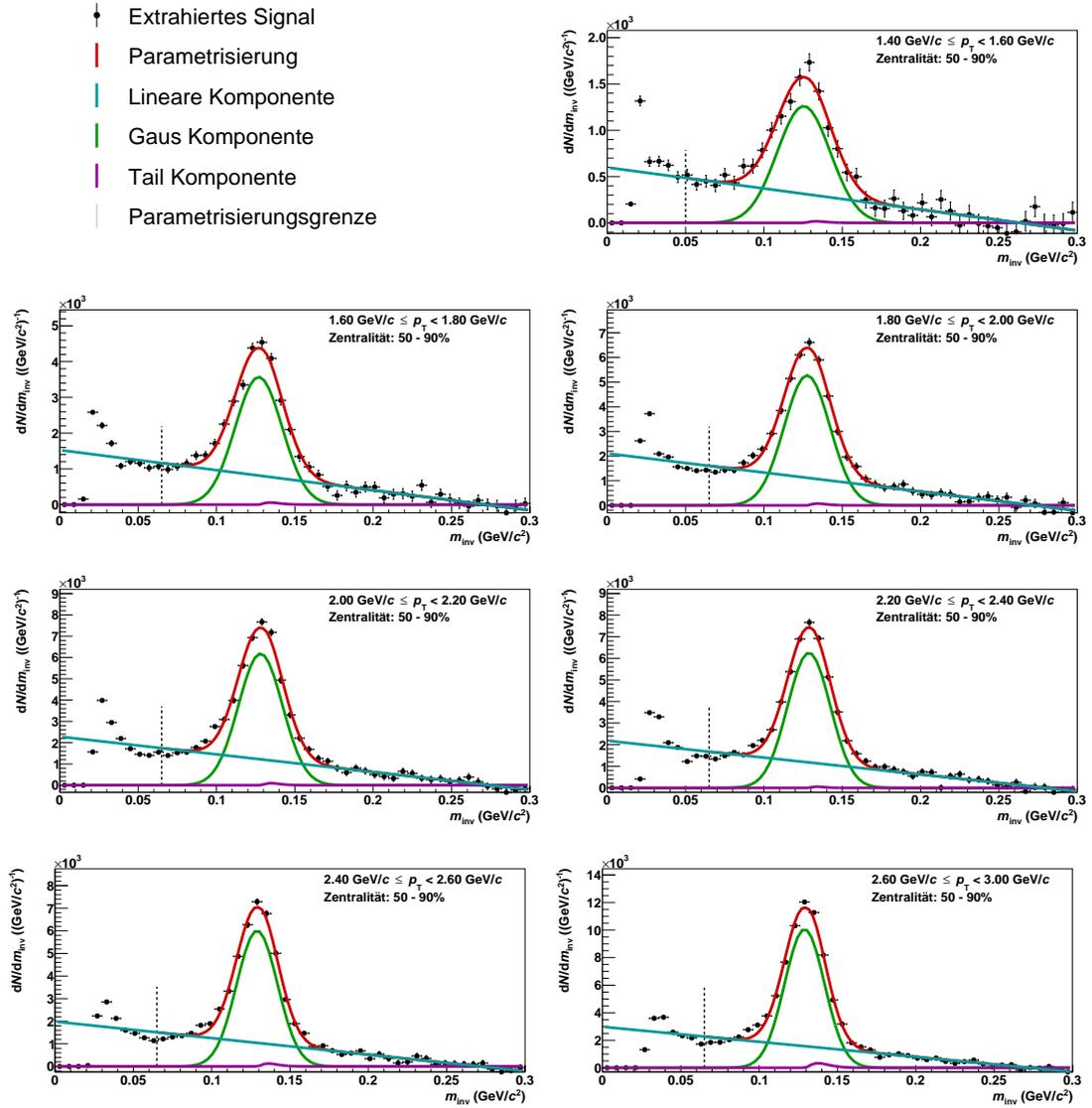


Abbildung A.3.: Signal und Parametrisierung aller analysierten p_T -Bins für die Zentralitätsklasse 20 - 50 %



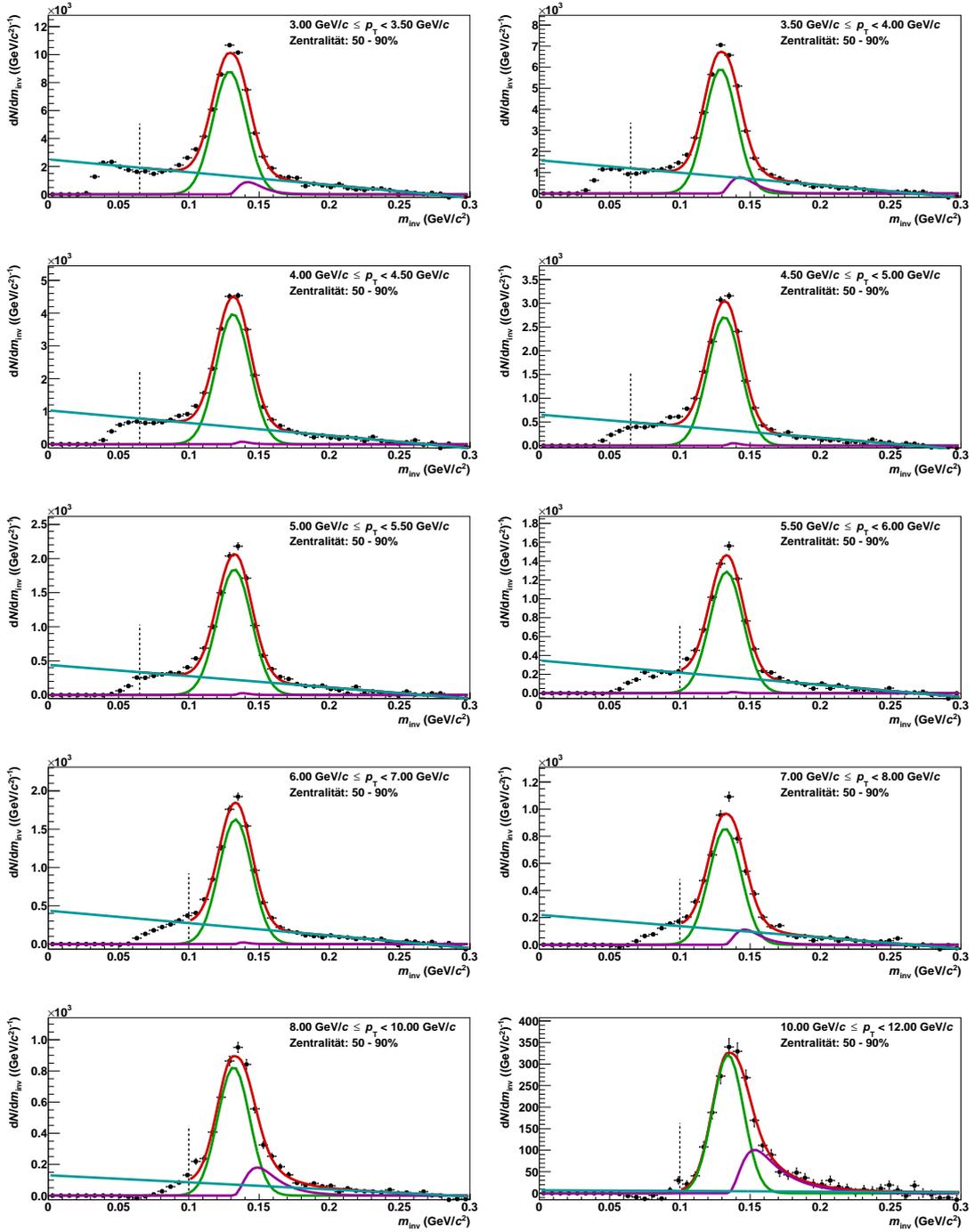


Abbildung A.4.: Signal und Parametrisierung aller analysierten p_T -Bins für die Zentralitätsklasse 50 - 90 %

Literaturverzeichnis

- [Abe14] B. Abev *et al.* (ALICE Collaboration), Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE, 2012, arXiv: 1301.4361v3 [nucl-ex].
- [Abe15] B. Abev *et al.* (ALICE Collaboration), Neutral pion production at midrapidity in pp and Pb-Pb collisions $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, 2015, arXiv:1405.3794v2 [nucl-ex].
- [Abb14] E. Abbas, *et al.* (ALICE Collaboration), Performance of the ALICE VZERO system, 2014, arXiv:1306.3130 [nucl-ex]
- [Ada16] J. Adam *et al.* (ALICE Collaboration), Determination of the event collision time with the ALICE detector at the LHC, 2016, arXiv:1610.03055 [physics.ins-det]
- [ALI08] Alice Collaboration, Electromagnetic Calorimeter, Technical Design Report, 2008
- [ALI17] ALICE Webpage
<http://aliceinfo.cern.ch/ArtSubmission/sites/aliceinfo.cern.ch.ArtSubmission/files/papers/716/setup7-8366.pdf>
<http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Page3-ITS-en.html>
(letzter Abruf: 22.01.2017)
- [Beth09] S. Bethke, The 2009 World Average of α_s , Eur. Phys. J. C 64 (2009) 698 [arXiv:0908.1135[hep-ph]].
- [Büs15] H. Büsching, Vorlesungsskript Kerne und Teilchen 1, Die Quarkstruktur der Materie, Goethe-Universität Frankfurt, Wintersemester 2015/16.
- [Boc16] F. Bock, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, private Kommunikation.
- [Bra06] Peter Braun-Munzinger und Jochen Wambach, Extreme Materie; Bei welchen Bedingungen entsteht in stark wechselwirkender Materie ein Quark-Gluon-Plasma?, Physik Journal 5 (2006) Nr.10, S.41-47.
- [Cer17] Cern Webpage, Informationen zu den verschiedenen Experimenten,
<https://home.cern/about>
<https://home.cern/about/experiments/lhcb>
<https://home.cern/about/experiments/atlas>
<https://home.cern/about/experiments/cms>
(letzter Abruf jeweils 19.01.2017)
- [Ens14] Daniel Enström, Astrophysical Aspects of Quark-Gluon Plasma, arXiv:hep-ph/9802337

- [Fle12] S. Fleeer, Simulation von Schwerionenkollisionen mit Hilfe der Glauber Monte-Carlo Methode, Bachelorarbeit, Universität Bielefeld, 2012
- [LHC17] LHC Webpage
<http://www.lhc-facts.ch/> (letzter Abruf: 22.02.2017)
- [Mec16] Adrian Mechler, Messung neutraler Pionen in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 8$ TeV mit dem ALICE-EMCal Detektor, Institut für Kernphysik Frankfurt, 2016
- [PDG14] Particle Physics Booklet, particle data group (PDG), Ausgabe Juli 2014.
- [Pov14] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, W. Rodejohann, Teilchen und Kerne, 9. Auflage, Springer, Berlin, Heidelberg, 2014.
- [Raf13] Johann Rafelski, Connecting QGP-Heavy Ion Physics to the Early Universe, 2013, arXiv:1306.2471 [astro-ph.CO].
- [Ren04] Hai-cang Ren, Color Superconductivity of QCD at High Baryon Density, 2004, arXiv:hep-ph/0404074
- [Rey04] Klaus Reygers, Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma mit dem PHENIX-Experiment am RHIC, Habilitationsschrift, Münster, 2004
- [Rey10] Klaus Reygers, Powerweek Data Analysis, 2010, <http://www.physi.uni-heidelberg.de/reygers/>
- [Sah15] B. Sahlmüller, Direct photon measurement in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE, 2015, arXiv:1512.04230 [nucl-ex]
- [Taw08] A. Tawfik, Cosmological Consequences of QCD Phase Transition(s) in Early Universe, 2008, arXiv:0809.3825 [hep-ph]

B. Danksagung

Zuallererst möchte ich mich bei Prof. Dr. Henner Büsching bedanken, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit anfertigen zu dürfen. Seine Ratschläge und Anmerkungen haben mich sowohl in physikalischen Fragen, als auch in schreiberischen Aspekten bedeutend weitergebracht.

Besonderer Dank gilt auch Dr. Baldo Sahlmüller und Adrian Mechler, die meine Arbeit betreut haben und mir auch den Einstieg in die Programmiersprache C++ erleichtert haben.

Zudem möchte ich mich herzlich bei meinen Bürokollegen Andrea Hornung, Matthias Kleiner, Rene Schach, Lucas Westermann, Hendrik Schulte und Mario Krüger bedanken die stets für ein angenehmes Arbeitsklima und auch für viele schöne Momente gesorgt haben.

Mein Dank gilt Weiterhin der gesamten Frankfurter Arbeitsgruppe, die mich freundlich aufgenommen hat und mich weiterhin, neben der Analysearbeit, an Projekten hat teilhaben lassen, die mir viele Erfahrungen und auch viel Spass eingebracht haben.

Auch bei meinen Eltern Andrea und Gogo und bei meiner Schwester Nele bedanke ich mich für die Unterstützung außerhalb physikalischer Fragen.

Zu guter Letzt bedanke ich mich bei Mareike Schulz, die mich immer in jeglicher Situation unterstützt hat und mir auch in schreiberischen Fragen mit Rat und Tat zur Seite stand.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe. Alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus Veröffentlichungen oder aus anderen fremden Texten entnommen wurden, sind von mir als solche kenntlich gemacht worden. Ferner erkläre ich, dass die Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main 31.01.2017

Joshua König