

Optimierung der Signalextraktion von η -Mesonen mithilfe eines Prefilters in ALICE

BACHELORARBEIT

vorgelegt von

ANTONIA SOPHIE GEMMERICH

Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik
Goethe-Universität Frankfurt am Main

August 2022

1. Gutachter : Prof. Dr. Henner Büsching

2. Gutachter : Prof. Dr. Harald Appelshäuser

Datum des Einreichens der Arbeit: 02. August 2022

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Standardmodell der Elementarteilchen	3
2.2	Wechselwirkungen im Standardmodell	5
2.3	Phasendiagramm der QCD	7
3	Experimenteller Aufbau	10
3.1	Large Hadron Collider	10
3.2	ALICE-Experiment	12
3.2.1	Inner Tracking System	14
3.2.2	Time Projection Chamber	14
3.2.3	Elektromagnetische Kalorimeter	16
4	Experimentelle Methoden	18
4.1	Neutrale Mesonen	18
4.2	Einführung in die Photonenrekonstruktion	20
4.3	Einführung in die Mesonenrekonstruktion	22
5	Analyse	25
5.1	Auswahl der Daten	27
5.2	Auswahl der Photonen	28
5.3	Auswahl der Rekonstruktionsmethode	29
5.4	Prefilter-Studie	30
5.4.1	Untergrundzusammensetzung	32

5.4.2	Funktion des Prefilters	34
5.4.3	Wahl der Filterintervalle	35
5.4.4	Wahl der Filtervariation	37
5.4.5	Untergrundreduktion und Signalverlust	40
5.4.6	Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und Signifikanz	45
5.4.7	Vergleich der Variationen	49
5.5	Signalextraktion	54
5.6	Unkorrigiertes p_T -Spektrum	59
6	Zusammenfassung und Ausblick	63
A	Anhang	67
A.1	Verwendete <i>Runs</i>	67
A.2	p_T -Intervalle	68

Kapitel 1

Einleitung

Der „Achtfache Weg“, vorgeschlagen von Murray Gell-Mann und Yuval Ne'eman im Jahr 1961 [1], markiert den Beginn, den ständig wachsenden Teilchenzoo von neuen bis dahin unbekanntem Teilchen, in einem Schema zu kategorisieren. Aus heutiger Sicht, ist dieses Schema ein entscheidender Schritt hin zu dem Forschungsgebiet, das wir heute Teilchenphysik nennen. Die Teilchenphysik basiert auf dem sogenannten Standardmodell. Dieses beschreibt unter anderem Quarks und Gluonen, die nach unserem heutigen Wissenstand, die elementaren Bausteine der uns bekannten Materie darstellen. Das Ziel des Forschungsfeldes ist es, den Eigenschaften von Elementarteilchen und ihren Wechselwirkungen immer weiter auf den Grund zu gehen.

In der uns bekannten Materie, kommen Quarks ausschließlich in gebundenen Zuständen vor. Die Kraft, die zum Zusammenhalt der Quarks führt, ist die sogenannte starke Wechselwirkung. Mit Inbetriebnahme des LHC¹ am Kernforschungszentrum CERN² im Jahr 2009, können in ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen Bedingungen erzeugt werden, in denen Quarks in einem quasifreien Zustand vorkommen. Dieser experimentell erzeugte Zustand ist ähnlich dem Zustand, der kurz nach dem Urknall während der Entstehung unseres Universums vermutet wird, sowie dem vermuteten Zustand im Inneren von Neutronensternen. Das ALICE³-Experiment zielt darauf ab, diesen Zustand der Materie, auch genannt Quark-Gluon-Plasma(QGP), zu untersuchen. Die Untersuchung kleinerer Kollisionssysteme, wie Proton-Proton-Kollisionen

¹Large-Hadron-Collider

²Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

³A Large Ion Collider Experiment

oder Proton-Kern-Kollisionen, bei gleichen Kollisionsenergien wie für Schwerionenkollisionen, dienen dabei als Referenzmessung. In diesen wird keine Ausbildung eines QGP erwartet. Proton-Proton-Kollisionen als alleinstehende Messung, bilden darüber hinaus eine wichtige Grundlage, um Produktionsmechanismen von Teilchen in einer Kollision zu verstehen. Diese geben direkte Rückschlüsse auf die Eigenschaften der starken Wechselwirkung.

In der vorliegenden Arbeit werden Simulationen zu Proton-Proton-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV untersucht. Es wird eine Machbarkeitsstudie zur Optimierung der Signalextraktion von η -Mesonen, mithilfe eines sogenannten Prefilters, vorgestellt.

Zu Beginn werden die theoretischen Grundlagen zum Standardmodell, sowie der starken Wechselwirkung erläutert. Anschließend folgt eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus des LHC sowie des ALICE-Experiments. Dabei wird ein besonderer Fokus auf die TPC⁴ sowie das EMCal⁵ gelegt. Auf dieses Kapitel folgt eine Einführung, zu den gemessenen neutralen Mesonen, sowie den verschiedenen Rekonstruktionsmethoden. Im Weiteren Verlauf der Analyse wird auf diese Kapitel aufgebaut. Die Analyse der neutralen Mesonen wird in Kapitel 5 erläutert und einzelne Schritte der Analyse im Detail vorgestellt. Die Ergebnisse der Analyse werden abschließend in diesem Kapitel diskutiert. Zuletzt folgt eine Zusammenfassung der vorgestellten Analyse, sowie eine Einordnung der Ergebnisse in einen größeren Kontext.

⁴Time Projection Chamber

⁵Electromagnetic Calorimet

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell der Elementarteilchen

Im sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik werden die uns bekannten Elementarteilchen, sowie drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen beschrieben. Abbildung 2.1 zeigt eine Einteilung der im Standardmodell enthaltenen Elementarteilchen. Elementare Teilchen sind nicht weiter teilbar, sie können anhand verschiedener Eigenschaften wie dem Spin oder der elektrischen Ladung unterschieden werden. Elementarteilchen werden in zwei Klassen unterteilt: Materieteilchen und Austauscheteilchen.

Materieteilchen, die sogenannten Fermionen, haben eine antisymmetrische Wellenfunktion und einen halbzahligen Spin. Zu den Fermionen zählen 6 verschiedene Quarks (*Up*, *Down*, *Charm*, *Strange*, *Top*, *Bottom*) sowie 6 Leptonen (Elektron, Muon, Tau und das jeweilige korrespondierende elektrisch neutrale Neutrino). Im linken Teil des in Abbildung 2.1 abgebildeten Modells ist die Unterteilung der Quarks und Leptonen in drei Generationen aufsteigender Masse gezeigt. In jeder Generation befinden sich jeweils zwei Quarks und zwei Leptonen, die sich untereinander anhand ihrer Ladung unterscheiden. Zu jedem dieser Elementarteilchen existiert ein Antiteilchen. Teilchen und Antiteilchen unterscheiden sich bei ansonsten gleichen Eigenschaften ausschließlich durch entgegengesetzte ladungsartige Quantenzahlen. Die auf der Erde vorkommende Materie, setzt sich ausschließlich aus Fermionen der ersten Generation zusammen (*Up*, *Down*, Elektron). Fermionen aus Generationen zwei und drei sind deutlich schwerer

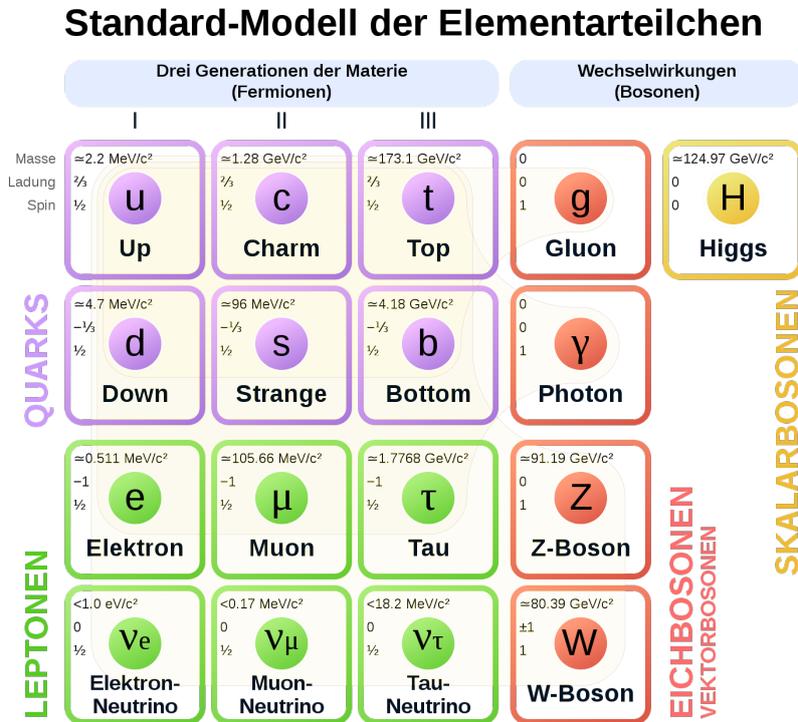


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Standardmodells [3].

und können daher unter Energieabstrahlung, in ein Fermion gleicher Ladung der ersten Generation zerfallen. [2]

Sogenannte Hadronen sind gebundene Zustände aus Materieteilchen. Es werden hierbei Baryonen, bestehend aus drei Quarks und Mesonen, bestehend aus einem Quark-Antiquark-Paar, unterschieden.

Demgegenüber stehen die Austauschteilchen, auch Bosonen genannt. Diese haben eine symmetrische Wellenfunktion und einen ganzzahligen Spin. Eine Wechselwirkung zwischen Fermionen erfolgt über den Austausch virtueller Bosonen. Insgesamt gibt es vier fundamentale Wechselwirkungen. Die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die elektromagnetischen Wechselwirkung werden im Standardmodell beschrieben. Zu jeder dieser Wechselwirkungen gibt es eine entsprechende Ladung. Damit ein Austauschteilchen an ein Teilchen koppeln kann, muss dieses die Ladung der zum Austauschteilchen gehörenden Wechselwirkung tragen. Tabelle 2.1

Wechselwirkung	schwach	elektromagnetisch	stark
Austauschteilchen	W^\pm, Z	Photon (γ)	Gluon (g)
Ladung	schwach	elektrisch	Farbe

Tabelle 2.1: Die im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen und ihre zugehörigen Austauschteilchen sowie deren Ladungen (vgl.[2]).

gibt einen Überblick über die im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen und ihre zugehörigen Austauschteilchen sowie deren Ladungen. Die starke Wechselwirkung wird aufgrund ihrer Rolle für die vorliegende Arbeit im nächsten Abschnitt genauer erläutert.

2.2 Wechselwirkungen im Standardmodell

Die starke Wechselwirkung wird von der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben, die zugehörige Ladung ist die Farbladung und das korrespondierende Austauschteilchen ist das Gluon. Es gibt 6 Farbladungen: Rot, Grün, Blau, Anti-Rot, Anti-Grün sowie Anti-Blau. Analog zur Farblehre ergibt die Mischung von den drei Farben bzw. den drei Anti-Farben, genauso wie die Mischung von Farbe und der jeweiligen Anti-Farbe, einen farbneutralen (weißen) Zustand. Die Besonderheit der starken Wechselwirkung besteht darin, dass nicht nur Quarks eine Farbladung tragen und daher mit den Gluonen wechselwirken, sondern Gluonen selbst Farbe tragen und daher untereinander wechselwirken.

Die starke Wechselwirkung sorgt für den Zusammenhalt der hadronischen Materie, die Bezeichnung Gluon ist daher angelehnt an das englische *glue* (Klebstoff). Aufgrund der Selbstwechselwirkung der Gluonen wächst das Wechselwirkungspotential zweier fargeladener Teilchen linear mit dem Abstand zwischen diesen an. Für das Potential der QCD ergibt sich dadurch:

$$V_{\text{QCD}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + kr \quad (2.1)$$

Wobei k die sogenannte *String*-Spannung beschreibt und α_S die sogenannte Kopplungskonstante der QCD. Der erste Term $-\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r}$ beschreibt den abstoßenden Teil des

Potentials, welcher für $r < 1$ fm dominiert. Dieser Term ist analog zum Potential der Quantenelektrodynamik (QED), welche die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt. Für $r > 1$ fm dominiert der anziehende Term kr des Potentials. Mit größer werdenden Abständen ist es entgegen dem ins unendliche anwachsenden Potential unmöglich, einzelne farbgeladene Teilchen aus einem gebundenen System herauszulösen. Man spricht von *Confinement*. Farbgeladene Teilchen kommen daher in der Natur nur gebunden vor und nicht als freie Teilchen. Um die farbgeladenen Teilchen voneinander zu entfernen, muss entgegen dem Potential Energie aufgewendet werden. Ab einem bestimmten Punkt reißen die Farbfeldlinien, die sogenannten *Strings*. Die aufgewandte Energie wird genutzt, um ein neues gebundenes System aus Farbe und Anti-Farbe zu bilden. Bei diesem Prozess spricht man vom sogenannten *String-Breaking*.

Das beschriebene Verhalten spiegelt sich auch in der Kopplungskonstante der QCD wieder, welche die Stärke der starken Wechselwirkung widerspiegelt und entgegen ihrer Bezeichnung nicht konstant ist. Die effektive Kopplungskonstante α_S^{eff} hat eine starke Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 und es gilt:

$$\alpha_S^{eff} \propto \frac{1}{\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (2.2)$$

wobei Λ den Skalenparameter der QCD beschreibt. Der Impulsübertrag ist über die Unschärferelation invers proportional mit dem Abstand verknüpft. Bei kleinem Impulsübertrag und großen Abständen wird α_S^{eff} groß, die Kopplung dementsprechend stark. Es wird von *Confinement* gesprochen. Für einen großen Impulsübertrag, also kleinen Abständen, wird α_S^{eff} klein. Die Kopplung wird daher klein und man spricht von asymptotischer Freiheit.

Bei einem Zustand in dem das *Confinement* gebrochen ist, spricht man im Allgemeinen auch vom sogenannten *Deconfinement*. Ein solcher Zustand wird im nächsten Abschnitt genauer erläutert.[4]

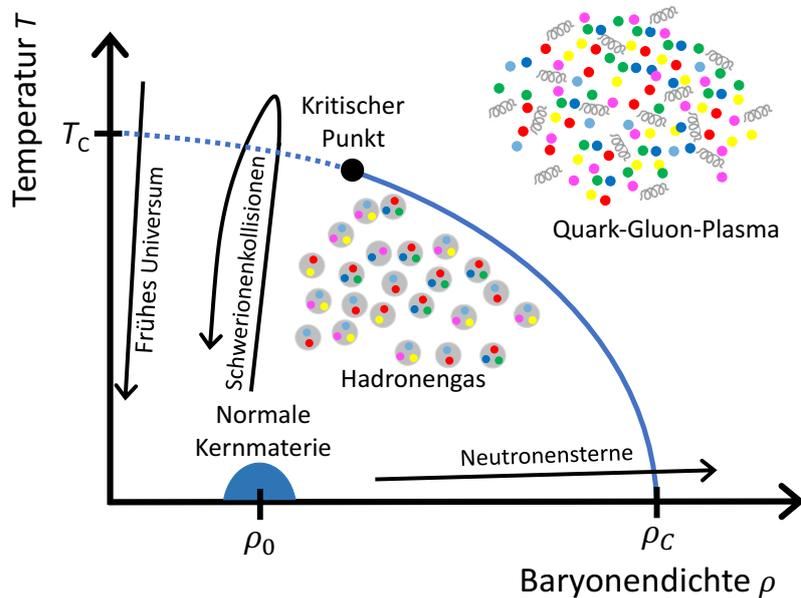


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Phasendiagramms der QCD in Abhängigkeit von der Temperatur und der Nettobaryonendichte [5].

2.3 Phasendiagramm der QCD

Ein Zustand asymptotischer Freiheit ist, wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, bei einem großem Impulsübertrag und kleinen Abständen anzutreffen. In einem großen System stark wechselwirkender Materie, wächst der Impulsübertrag zwischen Teilchen geringer Masse mit der Erhöhung der Temperatur. Mit der Erhöhung der Dichte in diesem System, wird der Abstand zwischen den einzelnen hadronischen Konstituenten von diesem kleiner. Es entsteht der Zustand des *Deconfinement*, in dem sich Quarks und Gluonen quasifrei bewegen können. Dieser Zustand wird Quark-Gluonen-Plasma genannt. Analog zur Thermodynamik, in der die Übergänge zwischen den verschiedenen Phasen der Materie in einem Phasendiagramm visualisiert werden, lässt sich auch für stark wechselwirkende Materie ein Phasendiagramm aufstellen. Dieses in Abbildung 2.2 gezeigte Phasendiagramm, zeigt in Abhängigkeit von der Temperatur T sowie der Nettobaryonendichte ρ , die zwei Phasen der stark wechselwirkenden Materie. Die Nettobaryonendichte ist ein Maß für den Überschuss der Anzahl an Baryonen gegenüber der Anzahl an Anti-Baryonen. Ein $\rho = 0$ beschreibt das Gleichgewicht zwi-

schen Materie und Anti-Materie, bei $\rho_0 = 1$ befindet sich die normale Kernmaterie. Unterhalb einer kritischen Temperatur $T_C \approx 160$ MeV liegt eine Hadronengasphase vor, die stark wechselwirkende Materie befindet sich in einem gebundenen Zustand. Mit zunehmender Temperatur findet bei T_C ein Phasenübergang vom Hadronengas zum QGP statt. Links eines kritischen Punktes kommt es zu einem sogenannten *Cross-over*-Phasenübergang, rechts davon zu einem Phasenübergang erster Ordnung. Der Bereich des Phasenübergangs ist als blaue Linie gekennzeichnet. T_C nimmt mit steigender Nettobaryondichte ab. Die Suche nach dem kritischen Punkt ist Gegenstand aktueller Forschung. Nach heutigem Wissensstand wird vermutet, dass die nach dem Urknall entstandene, sehr heiße hadronische Materie in einem QGP vorlag. Materie und Anti-Materie entstanden dabei zu gleichen Teilen, weswegen der Zustand des primordialen Universums, bei einer Nettobaryondichte $\rho = 0$ eingeordnet werden kann. Es wird zudem vermutet, dass in Neutronensternen aufgrund der dort herrschenden hohen Nettobaryondichte ein kaltes QGP vorliegt. Dieser Zustand lässt sich im rechten unteren Teil des Phasendiagramms einordnen.

Mithilfe von verschiedenen Experimenten werden verschiedene Bereiche des Phasendiagramms untersucht. Die FAIR¹-Beschleunigeranlage, untersucht das Phasendiagramm bei niedrigen Temperaturen, jedoch hohen Nettobaryondichte. Der LHC-Beschleuniger am CERN konzentriert sich auf die Untersuchung des Phasendiagramms bei hohen Temperaturen und kleinem ρ . Durch ultrarelativistische Schwerionenkollisionen werden dadurch die Konditionen nach dem Urknall nachgebildet.

Ein Unterschied zu der Vorstellung eines idealen QGP ist, dass bei einem experimentell erzeugten QGP ein neuer stark wechselwirkender Zustand der Materie, lediglich mit den experimentell zugänglichen Energien beobachtet wird. In diesem spricht man von *Deconfinement* und die Konstituenten bewegen sich nur quasifrei und nicht in einem idealen Zustand der asymptotischen Freiheit.

Die Lebensdauer des in modernen Beschleuniger-Experimenten erzeugten QGP, beläuft sich auf $\tau \approx 10^{-23}$ s [6], weswegen der Nachweis von diesem nur indirekt über die in der Kollision entstehenden und durch das QGP propagierenden Teilchen erfolgen kann. Bis dahin unentdeckte physikalische Phänomene wie das QGP und seine Auswirkungen auf die in einer Kollision entstandenen Teilchen können anhand von

¹Die Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) ist eine neue, sich im Bau befindende, internationale Beschleunigeranlage am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung.

Abweichungen von einer Referenzmessung gemessen werden.

Proton-Proton-Kollisionen mit Kollisionsenergien, die nicht mit Schwerionenkollisionen erreicht werden können, sind alleinstehend und dienen daher nicht als Referenzmessung. Sie sind jedoch trotzdem essentiell für das Verständnis des QGP, beispielhaft kann dafür die Beobachtung kollektiver Effekte in Proton-Proton-Kollisionen im ATLAS-Experiment genannt werden [7]. Diese Effekte zeigen dabei ähnliche Merkmale auf, wie in Schwerionenkollisionen.

Die Ergebnisse aus Proton-Proton-Kollisionen als alleinstehende Messung, werden in der vorliegenden Arbeit vorgestellt.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die Europäische Organisation für Kernforschung (CERN) steht für die Mission, die Bestandteile des Universums zu untersuchen und ihren Eigenschaften auf den Grund zu gehen. Seit der Gründung im Jahr 1954 hat sich die Kollaboration mit ihrer Forschung im Bereich der fundamentalen Physik etabliert.

Mit Inbetriebnahme des Large Hadron Collider (LHC) im Jahr 2008 wurde ein weiterer Meilenstein gesetzt. Der LHC wird aufgrund seiner Relevanz für diese Arbeit im Weiteren genauer erläutert.

3.1 Large Hadron Collider

Der sich in der Nähe von Genf und über die Grenze der Schweiz hinweg nach Frankreich befindende Ringbeschleuniger LHC umfasst einen 26,7 km langen unterirdischen Ring mit einem Radius von 4,3 km. Innerhalb des Rings werden hauptsächlich Protonen oder Blei-Ionen in zwei getrennten Strahlrohren entgegengesetzt beschleunigt und an bestimmten Stellen mit annähernd Lichtgeschwindigkeit zur Kollision gebracht. Nachdem die Protonen produziert, beziehungsweise Blei-Ionen ionisiert wurden, werden diese schrittweise in verschiedenen Vorbeschleunigern auf eine Energie von 450 GeV beschleunigt. Anschließend können sie in den LHC geleitet werden, in dem sie dann ihre endgültige Energie erreichen. Abbildung 3.1 zeigt die zum LHC gehörenden Beschleuniger- und Detektoranlagen. Die Beschleunigung und Fokussierung des Teilchenstrahls, dem sogenannten *Beam*, übernehmen im LHC supraleitende Dipol-

magnete. Der *Beam* besteht aus sogenannten *Bunches*, welche lorentz-kontrahierte Teilchenbündel beschreiben.

Im LHC werden Teilchen in drei verschiedenen Systemen zur Kollision gebracht: Proton-Proton (pp), Proton-Kern (p-A) und Kern-Kern (A-A). Für Teilchen gleicher Masse und gleichen entgegengesetzten Impulsen, lässt sich die Schwerpunktsenergie wie folgt berechnen:

$$\sqrt{s} = 2E \quad (3.1)$$

Die Schwerpunktsenergie der verschiedenen Kollisionssysteme wird von der maximalen Strahlenergie E determiniert. Diese ist abhängig von der Stärke des anliegenden Magnetfelds von 8,33 T, sowie von dem Ringradius des LHC. Für pp-Kollisionen ergibt sich damit eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV, für p-A-Kollisionen $\sqrt{s_{\text{NN}}} \approx 8,16$ TeV und zuletzt für A-A-Kollisionen $\sqrt{s_{\text{NN}}} \approx 5,02$ TeV. [8, 9]

Am 5. Juli 2022 startete, nach über 3 Jahren Upgrade- und Wartungsarbeiten der sogenannte LHC Run 3 mit einer neuen Rekordenergie. Protonen können nun auf eine Strahlenergie von $E = 6,8$ TeV beschleunigt und mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13,6$ TeV zur Kollision gebracht werden [10].

Die Strahlrohre des LHC kreuzen sich innerhalb vier verschiedener Experimente, welche über den Ringbeschleuniger verteilt sind: ATLAS¹, CMS², LHCb³ und ALICE⁴. Das ATLAS-Experiment und das CMS-Experiment verfolgen die gleichen Forschungsziele, jedoch mit unterschiedlicher technischer Realisierung. Das Ziel des breiten Forschungsfeld ist es, Physik jenseits des Standardmodells zu finden. Der bis heute größte Erfolg beider Experimente war die unabhängige Entdeckung des Higgs-Bosons im Jahr 2012 [11, 12]. Das LHCb-Experiment untersucht das b-Quark um den Unterschied zwischen der Produktion von Materie und Anti-Materie, also der Verletzung der CP-Symmetrie, zu analysieren. Das ALICE-Experiment, welches die Daten für die vorliegende Arbeit liefert, untersucht ultrarelativistische Teilchenkollisionen um einen besseren Aufschluss über stark wechselwirkende Materie bei hohen Energiedichten zu

¹A Toroidal LHC ApparatuS (ATLAS)

²Compact Muon Solenoid (CMS)

³LHC beauty (LHCb)

⁴A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

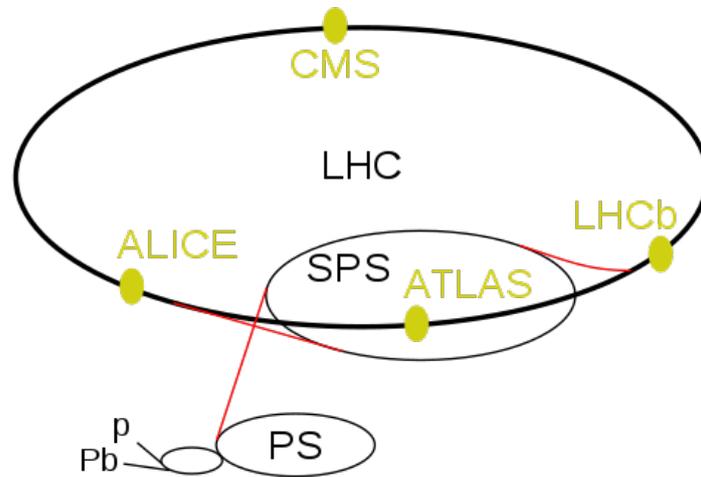


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Beschleunigerkomplexes am CERN [13]

erhalten. Das Experiment wird daher im weiteren genauer erläutert.[8, 9]

3.2 ALICE-Experiment

Das ALICE-Experiment ist ein 26 m langer und jeweils 16 m breiter und hoher experimenteller Aufbau. Das Ziel ist, den in Kapitel 2.3 diskutierten Materiezustand des QGP genauer zu untersuchen, welcher sich unter extremen Bedingungen ähnlich denen nach dem Urknall bildet. Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des Experiments, die einzelnen Bestandteile sind mit Nummern versehen und in der Legende benannt: In Vorwärtsrichtung befindet sich der Myonenarm (Nr. 12-15). Des Weiteren sind Detektoren zylindrisch um den Kollisionspunkt angeordnet und von einem Solenoid-Magneten umschlossen (Nr. 1-11).

Zu den inneren Detektoren des zylindrisch angeordneten Aufbaus zählen unter anderem das ITS⁵, der V0- und T0-Detektor sowie die TPC⁶. Das ITS und die TPC haben das Ziel, den Kollisionsvertex möglichst präzise aufzuzeichnen und anhand der gekrümmten Spuren der geladenen Teilchen durch das anliegende Magnetfeld deren

⁵Inner Tracking System (ITS)

⁶Time Projection Chamber (TPC)

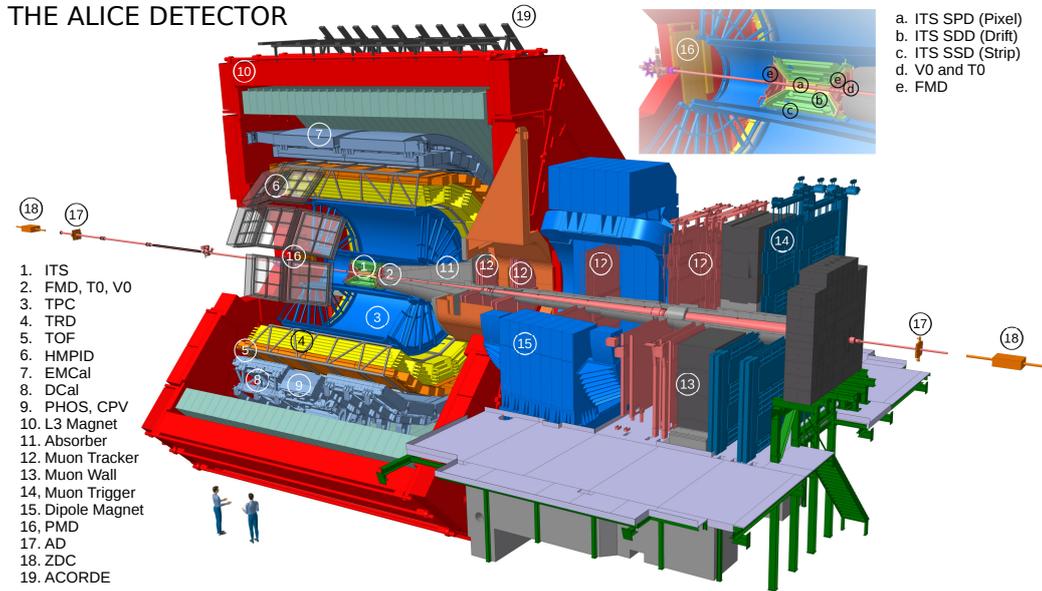


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des ALICE-Detektors [14].

Impuls- und Energieverlust zu rekonstruieren. Aufgrund ihrer Relevanz für diese Arbeit, werden beide Detektoren in einem separaten Abschnitt genauer beschrieben. Der V0-Detektor setzt sich zusammen aus den beiden Szintillationszählern V0A und V0C, die sich an den Enden des ITS befinden und einen Pseudorapiditätsbereich von $2,8 < \eta < 5,1$ und $-3,7 < \eta < -1,7$ abdecken. Der V0-Detektor wird hauptsächlich genutzt, um festzustellen, ob ein analysespezifischer sogenannter *Trigger* zur Mindestanzahl aufgezeichneter Teilchen in einer Kollision erfüllt wurde, um die aufgenommenen Daten dann zu speichern [15]. Ähnlich dem V0-Detektor besteht der T0-Detektor aus zwei Subdetektoren, genannt T0A sowie T0C, die einen Pseudorapiditätsbereich von $4,5 < \eta < 5,0$ und $-3,3 < \eta < -2,9$ abdecken. Der Detektor erfüllt analysespezifische *Trigger* und ist entscheidend zur genauen Bestimmung des Kollisionszeitpunkts. Er dient damit als Referenz für die im zylindrisch angeordneten Aufbau folgenden Detektorsysteme [16]. Um die inneren Detektoren herum befinden sich verschiedene Kalorimeter, die verschiedene Azimutalwinkelbereiche abdecken. Die Reihenfolge der Detektoren im zylindrischen Aufbau wird von dem Aspekt determiniert, dass geladene Teilchen in den Kalorimetern einen zu hohen Energieverlust haben. Diese können daher nicht mehr präzise rekonstruiert werden. Aus diesem Grund bilden die Kalori-

meter die äußeren Detektoren des Experiments. Zu den äußeren Kalorimetern zählen das EMCal⁷, das DCal⁸ sowie das PHOS⁹. Aufgrund ihrer Rolle für die vorliegende Arbeit, werden das EMCal und das DCal in einem separaten Abschnitt genauer beschrieben. Das PHOS deckt einen Rapiditätsbereich von $|\eta| < 0,12$ und einen Azimutalwinkelbereich von $\Delta\Phi = 70^\circ$ ab und hat trotz einer kleinen Winkelabdeckung eine gute Auflösung [17].

3.2.1 Inner Tracking System

Das ITS hat den geringsten Abstand zum Kollisionsvertex und ist daher der zentralste der Detektoren des ALICE-Experiments. Der Detektor hat einen Radius von 51 cm und besteht aus 6 zylindrischen Siliziumlagen. Er deckt einen Rapiditätsbereich von $|\eta| < 0,9$, sowie den vollen Azimutalwinkelbereich ab.

Das ITS wird vor allem für die präzise Rekonstruktion des primären Kollisionsvertex genutzt. Bei hohen Teilchendichten und damit einhergehender hohen Interaktionsraten wird es auch für die Unterscheidung der primären und sekundären Vertices genutzt. Das ITS unterstützt ferner die TPC bei der Teilchenidentifikation, mit einer besseren Impuls- und Winkelauflösung der rekonstruierten Teilchen.

Von den 6 zylindrischen Siliziumlagen können jeweils zwei Lagen zu einem der drei Subdetektoren zusammengefasst werden. Abbildung 3.2 zeigt oben rechts einen detaillierteren Aufbau des ITS. Die Subdetektoren sind, gemäß ihrer radialen Reihenfolge (Nr. 1 a-c): sSPD¹⁰, SDD¹¹, SSD¹². [18]

3.2.2 Time Projection Chamber

Das wichtigste Element des inneren Detektoraufbaus im ALICE-Experiment bildet die TPC. Der zylindrische Aufbau hat einen inneren Radius von 0,8 m und einen

⁷Electomagnetic Calorimeter (EMCal)

⁸Di-Jet Calorimeter (DCal)

⁹Photon Spectrometer (PHOS)

¹⁰Silicon Pixel Detector (SPD)

¹¹Silicon Drift Detector (SDD)

¹²Silicon Strip Detector (SSD)

äußeren Radius von 2,5 m mit einer Gesamtlänge von 5 m. Der Detektor deckt dabei einen Pseudorapiditätsbereich am inneren Radius von $|\eta| < 0,9$ und den gesamten Azimutalwinkelbereich ab. Das innere Volumen des 90 m^3 Detektors, ist mit einem Gasgemisch aus Neon und Kohlenstoffdioxid gefüllt und wird von einem Feldkäfig umgeben. Dieser sorgt für eine homogenes elektrisches Feld in Strahlrichtung. Fliegt ein geladenes Teilchen durch das aktive Detektorvolumen, ionisiert dieses durch Stöße die darin enthaltenen Gasatome und erzeugt freie Ladungsträger. Aufgrund des elektrischen Feldes driften die freien Ladungsträger zu den Ausleseelektroden, die sich an den Endkappen des zylindrischen Aufbaus befinden. Mithilfe der Driftzeit sowie der Information über die x- und y-Komponente des Auftrefforts in der Ausleseelektrode können dreidimensionale Spurpunkte rekonstruiert werden. Anschließend kann der Kalman-Filter-Algorithmus zur Spurverfolgung der geladenen Teilchen angewendet werden. Dieser verbindet in drei Iterationen die Spurpunkte innerhalb der inneren Detektoren zu einer Spur. Vom äußeren Bereich der TPC aus werden die Spurpunkte nach innen zum Vertex verfolgt. Anschließend folgt eine nach außen gerichtete Propagation mit einer abschließenden Ausbesserung der Spuren in Richtung des Vertex. Die rekonstruierten Spuren haben aufgrund des anliegenden Magnetfeldes eine Krümmung. Anhand des Krümmungsradius und der Information über die Stärke des anliegenden Magnetfeldes lässt sich der Impuls der Teilchen berechnen. Die Anzahl der in den Ausleseelektroden aufkommenden Elektronen ist proportional zum Energieverlust der Teilchen, welchen sie durch das Stoßen mit den Gasatomen des Detektormediums erfahren.

Abbildung 3.3 zeigt den mithilfe der sogenannten Bethe-Bloch-Formel berechneten mittleren Energieverlust pro Strecke von elektrisch geladenen Teilchen als Funktion des Impulses. Die Bethe-Bloch-Formel ist abhängig von der Driftgeschwindigkeit sowie der elektrischen Ladung der Teilchen. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke ist charakteristisch für die jeweilige Teilchenart. Die dadurch entstehenden, sich visuell abgrenzenden Bänder (vgl. Abb. (3.3)), eignen sich daher optimal um Teilchen zu identifizieren. Zusammenfassend ermöglicht die TPC es daher, Teilchen präzise zu messen und mithilfe des Energieverlusts zu identifizieren.[20, 21]

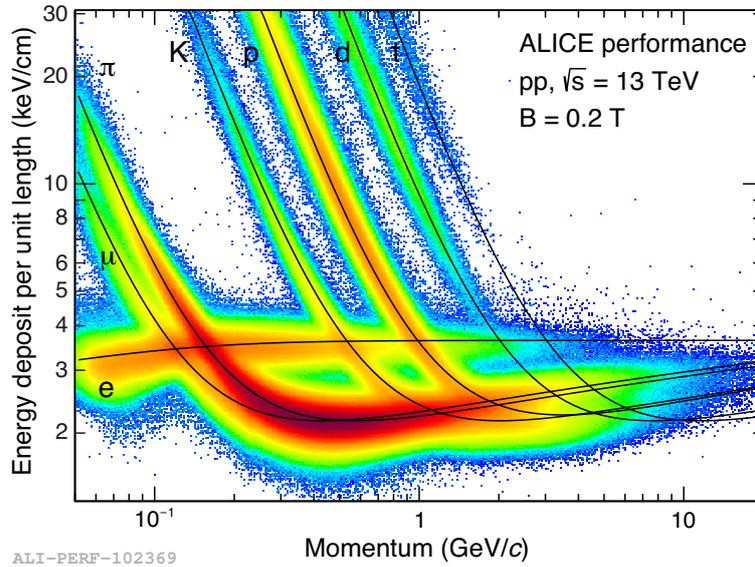


Abbildung 3.3: Mittlerer Energieverlust pro Wegstrecke als Funktion vom Impuls berechnet mit der Bethe-Bloch-Formel [19]. Die sich visuell abgrenzenden Bänder sind charakteristisch für die jeweilige Teilchenart.

3.2.3 Elektromagnetische Kalorimeter

Das EMCal gehört zu den Kalorimetern der äußersten Detektorschicht und ist ungefähr 4,5 m vom Kollisionsvertex entfernt. Es deckt einen Azimutalwinkelbereich von $80^\circ < \Phi < 187^\circ$ und einen Rapiditybereich von $|\eta| < 0,7$ ab. Gegenüber des EMCal befindet sich das DCal. Dieses deckt einen Azimutalwinkelbereich von $261^\circ < \Phi < 319^\circ$ ab und dient als Erweiterung, um Teilchen, zu messen die sich in entgegengesetzte Richtungen vom Kollisionsvertex entfernen. In einer mittigen Aussparung des DCal sitzt das bereits erwähnte PHOS. Wenn im Verlauf der Analyse vom EMCal gesprochen wird, wird sich immer auf die Kombination von EMCal und DCal bezogen. Zur Detektion elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen, ist das EMCal aus 11 Supermodulen aufgebaut, Modul 10 und 11 haben nur $1/3$ der vollen Größe. Diese Supermodule können jeweils in 288 Module aufgeteilt werden, wobei 12 Module ein Streifenmodul bilden. Jedes dieser Module besteht jeweils aus 4 Zellen, welche die kleinste Einheit des Detektors bilden. Jede dieser 12.288 Zellen setzt sich zusammen aus abwechselnd gestapelten Schichten, von denen 76 aus Blei und 77 aus Szintillatormaterial bestehen.

Trifft ein hochenergetisches Photon auf eine der Zellen auf, konvertiert es vorzugsweise in der Blei-Schicht in ein Elektron-Positron-Paar. Dieses Paar wird durch Wechselwirkungen mit dem Material gebremst und aufgrund der Bremstrahlung werden wiederum Photonen abgegeben, die dann erneut konvertieren können. Somit entsteht ein kaskadenförmiger elektromagnetischer Schauer. Die am Schauer beteiligten Teilchen werden ab einer bestimmten kritischen Energie gestoppt. Das Szintillatormaterial wird von Teilchen des Schauers angeregt und sendet abermals niederenergetische Photonen aus. Die einzelnen Szintillatorschichten sind durch Glasfasern miteinander verbunden und an einen Photonmultiplier angeschlossen. Die Anzahl niederenergetischer Photonen eines Schauers kann vom Photonmultiplier gemessen und in ein elektrisches Signal umgewandelt werden. Dieses elektrische Signal ist proportional zu der deponierten Energie des zu detektierenden Teilchens. Neben denen für diese Arbeit wichtigen Zerfallsphotonen, lösen auch auftreffende Elektronen und Positronen den beschriebenen kaskadenförmigen Schauer aus und somit ein zur deponierten Energie proportionales elektrisches Signal.

Benachbarte Zellen deponierter Energie werden im Rahmen der Teilchenrekonstruktion anhand bestimmter Kriterien mithilfe eines *Clusterizers* zu sogenannten *Clustern* zusammengefasst. Die gesamte in diesen *Clustern* deponierte Energie entspricht der Energie des zu rekonstruierenden Teilchens. Verschiedene Teilchen haben verschiedene charakteristische *Cluster* und können anhand ihrer Form unterschieden werden. Dabei wird angenommen, dass die Form eines *Clusters* im allgemeinen elliptisch ist. Die Identifizierung erfolgt dann anhand der langen Halbachse (M_{02}) der Ellipse.[22, 23]

Kapitel 4

Experimentelle Methoden

4.1 Neutrale Mesonen

Neutrale Mesonen sind eine auf viele Effekte sensitive Probe. Die Produktion von diesen, in ultrarelativistischen Kollisionen, bietet einen umfangreichen Einblick in ablaufenden Produktionsmechanismen während der Kollision und ist daher Gegenstand der aktuellen Forschung. Die Produktion von η - und π^0 -Mesonen, als leichteste neutrale Mesonen, steht dabei besonders im Fokus. Eine ausführliche Motivation für die Messung von η - sowie π^0 -Mesonen, wird in der Einführung zu Kapitel 5 gegeben. In diesem Abschnitt werden allgemeine Eigenschaften der Mesonen erläutert und Messgrößen definiert, auf denen die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse aufbaut.

Eines der am häufigsten produzierte Teilchen, ist das elektrisch neutrale Pion. Mit einer Masse von ungefähr $m_{\pi^0}=135 \text{ MeV}/c^2$, ist es das leichteste aller neutralen Mesonen. Das π^0 setzt sich zusammen aus einer linearen Superposition der quantenmechanischen Zustände $|u\bar{u}\rangle$ und $|d\bar{d}\rangle$.

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|u\bar{u}\rangle - |d\bar{d}\rangle) \quad (4.1)$$

Das π^0 hat eine Lebensdauer von $\tau = (8,52 \pm 0,18) \cdot 10^{-17} \text{ s}$ [24] und kann daher nur indirekt über seine Zerfallsteile gemessen werden, da es noch fast im Kollisionsvertex in diese zerfällt. Der am häufigsten vorkommende Zerfallskanal, ist der Zerfall in zwei

Photonen mit einer Produktionswahrscheinlichkeit von ungefähr 98,8 %. [24]
 Das in der vorgestellten Analyse untersuchte η , ist das zweitleichteste neutrale Meson mit ungefähr $m_\eta = 548 \text{ MeV}/c^2$. Es zerfällt, genauso wie das π^0 , mit einer Produktionswahrscheinlichkeit von ungefähr 39,4 % [24], am häufigsten in zwei Photonen. Der quantenmechanische Zustand ist eine Superposition des zu dem π^0 orthogonalen Zustands und einem $|s\bar{s}\rangle$.

$$|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} \cdot (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle - 2|s\bar{s}\rangle) \quad (4.2)$$

Die Zerfallszeit des η beträgt $\tau = 5,02 \cdot 10^{-19} \text{ s}$ [24], weswegen es, wie das π^0 , indirekt über seine Zerfallsteilchen rekonstruiert wird.

Um die Effekte der Kollision auf Teilchen abzubilden, werden diese als Funktion ihres Transversalimpulses (p_T) analysiert. Der Transversalimpuls ist die orthogonale Impulskomponente zur Strahlachse eines Teilchens. Der Transversalimpuls wird durch während einer Kollision ablaufende Prozesse hervorgerufen.

$$p_T = \sqrt{(p_x^1 + p_x^2)^2 + (p_y^1 + p_y^2)^2} \quad (4.3)$$

Wobei p_j^i die Impulskomponente des i-ten Zerfallsphotons mit $i=1,2$ in der j-ten Raumachse mit $j=x,y,z$ beschreibt und p_T in der z-Achse liegt.

Die Identifikation des Mutterteilchens erfolgt in der Analyse meist über dessen invariante Masse (m_{inv}).

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{2E_1E_2 \cdot (1 - \cos(\Theta_{12}))} \quad (4.4)$$

E_i beschreibt die Energie des i-ten Zerfallsphotons mit $i=1,2$ und Θ_{12} den Öffnungswinkel zwischen den Impulsvektoren der beiden Zerfallsphotonen.[24]

Anhand der Gleichungen 4.3 und 4.4 wird mit der Information über Energie und Ort der Zerfallsphotonen sowie mit der Bestimmung des Kollisionsvertexes die invariante

Masse und der Transversalimpuls des Mutterteilchens rekonstruiert.

Für die Messung von Energie und Ort der Zerfallsphotonen werden die Detektoren des im Kapitel 3.2 vorgestellten ALICE-Experiments genutzt.

4.2 Einführung in die Photonenrekonstruktion

Die im Kapitel 3 vorgestellten Detektoren des ALICE-Experiments stehen zur Verfügung, um in einer Kollision entstandene Teilchen zu messen. Diese Messdaten werden in der Analyse genutzt, um Erkenntnisse über ablaufenden Prozesse in einer Kollision zu erlangen. Dafür müssen diese Teilchen rekonstruiert werden. Im Falle des η und π^0 werden zunächst deren Zerfallsphotonen rekonstruiert, um im nächsten Schritt auf das eigentlichen Mutterteilchen zu schließen.

Für die Rekonstruktion von Photonen werden in dieser Arbeit zwei Ansätze genutzt. Photonen, die im inneren Detektormaterial konvertieren, werden mit der Photon-Konversions-Methode (PCM¹) rekonstruiert. Photonen, die nicht konvertiert sind, werden mit dem im Kapitel 3.2 vorgestellten EMCal gemessen und anhand der aufgezeichneten Messgrößen rekonstruiert. Beide Methoden werden im Weiteren genauer erläutert.

Photon-Konversions-Methode

Mit der PCM-Methode werden Photonen rekonstruiert die genug Energie haben um sich im Coulomb-Feld eines Stoßpartners über Paarbildung in ein Elektron-Positron-Paar umzuwandeln. Im ALICE-Experiment dominiert dieser Effekt ab einem Wert von $E_\gamma > 5$ MeV [25].

Abbildung 4.1 zeigt die Spur eines aus dem primären Kollisionsvertex stammenden Photons. Da dieses elektrisch neutral ist und nicht das Gas der TPC ionisiert, kann dieses nicht nachgewiesen werden und wird daher in der Abbildung als gestrichelte Linie dargestellt. Die in der Konversion entstandenen Elektronen bzw. Positronen bilden eine charakteristische V-Form, da sie aufgrund des anliegenden Magnetfelds und ihrer gegensätzlichen Ladung in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt werden. Der Ort der Konversion wird im weiteren auch sekundärer Kollisionsvertex genannt.

¹Photon Conversion Method (PCM)

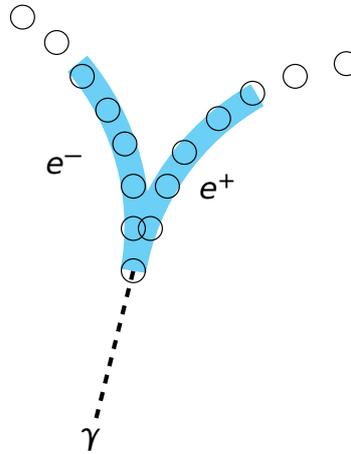


Abbildung 4.1: Schematische Abbildung eines konvertierenden Photons in ein Elektron-Positron-Paar [26].

Aufgrund der charakteristischen Form, die aus der nicht sichtbaren Spur des neutralen Photons hervorgeht, werden solche Photonen auch V^0 -Teilchen genannt. Für eine detailliertere Beschreibung der Funktionsweise der vorgestellten PCM-Methode wird auf [27, 28] verwiesen.

Die Wahrscheinlichkeit eines Photon im Detektormaterial in ein Elektron-Positron Paar zu konvertieren, ist sensitiv auf verschiedene äußere Einflüsse wie z.B. die chemische Zusammensetzung des durchquerten Materials und ist im ALICE-Experiment mit 8,5 % angegeben [25].

Photonenrekonstruktion mit dem EMCal

Wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben, erzeugen im EMCal auftreffende Photonen einen elektromagnetischen Schauer und werden daher anhand ihrer Cluster (benachbarter Zellen deponierter Energie) rekonstruiert. Die Zusammenfassung benachbarter Zellen erfolgt mit einem sogenannten Clusterizer. Dieser ermöglicht es, Photonen mittels ihrer Cluster zu rekonstruieren und die Information über deren Energie in der weiteren Analyse zu nutzen.

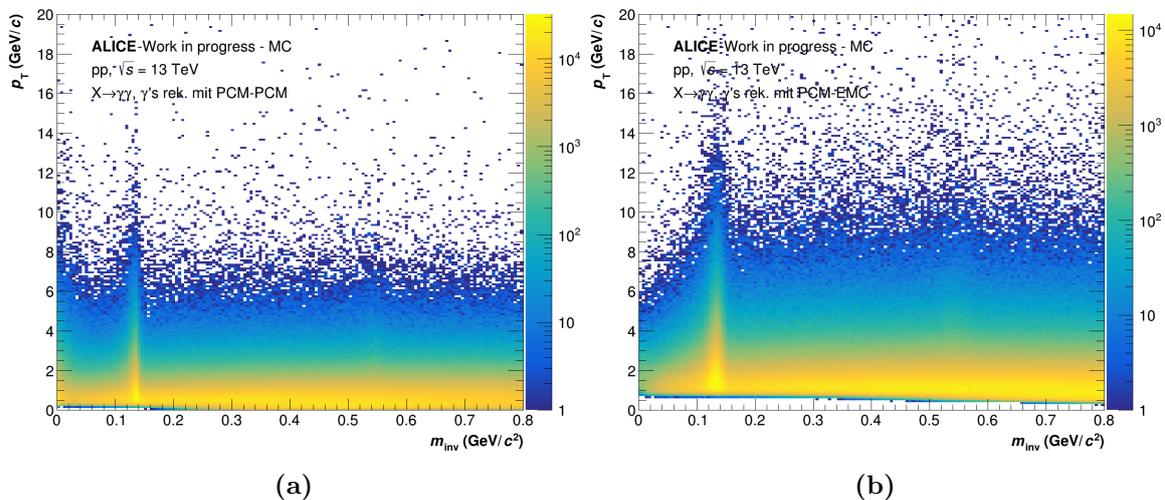


Abbildung 4.2: Anzahl der Photonenpaare in Abhängigkeit von m_{inv} und p_T , berechnet mit der *Same-Event*-Methode im Bereich von $0 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,8 \text{ GeV}/c^2$. Die Photonen werden rekonstruiert mit PCM-PCM (a) bzw. PCM-EMC (b).

4.3 Einführung in die Mesonenrekonstruktion

Wie in Abschnitt 4.1 erläutert, erfolgt die Analyse neutraler Mesonen über den Zerfall in zwei Photonen. Das ursprüngliche Mutterteilchen von in einer Kollision entstanden und anschließend rekonstruierten Photonen ist unbekannt (vgl. Kapitel 4.2).

Aus diesem Grund werden in einem statistischen Verfahren Photonen paarweise miteinander kombiniert und ihre invariante Masse mit Formel 4.4 und dem Transversalimpuls mit Formel 4.3 berechnet. Für zwei Photonen aus einem Mutterteilchen kann der Fall eintreten, dass eines der beiden Photonen im Detektormaterial konvertiert und das andere Photon jedoch im EMCal auftrifft. In dieser Arbeit werden daher zwei Mesonenrekonstruktionsmethoden genutzt. Die Durchführung des statistischen Verfahrens, alleinig mit konvertierten Photonen, wird im allgemeinem PCM-PCM-Methode (PCM-PCM) genannt. Die Durchführung des statistischen Verfahrens mit Kombinationen aus konvertierten Photonen und mit dem EMCal rekonstruierten Photonen, wird allgemein PCM-EMC-Methode (PCM-EMC) genannt.

Abbildung 4.2 zeigt die Anzahl der Photonenpaare als Funktion von m_{inv} und p_T , für PCM-PCM (a) bzw. PCM-EMC (b). Da nur Paare innerhalb des gleichen *Events*, also einer Kollision, gebildet werden, wird die gezeigte Verteilung im allgemeinen

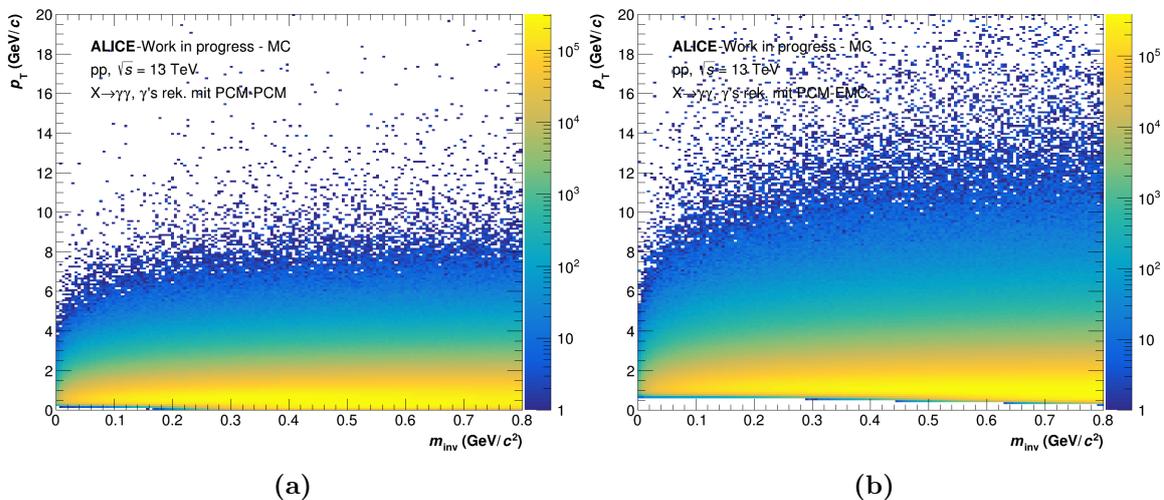


Abbildung 4.3: Anzahl der Photonenpaare in Abhängigkeit von m_{inv} und p_T , berechnet mit der *Mixed-Event*-Methode im Bereich von $0 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,8 \text{ GeV}/c^2$. Die Photonen werden rekonstruiert mit PCM-PCM (a) bzw. PCM-EMC (b).

auch *Same-Event*-Verteilung (SE-Verteilung) genannt. Entspringen zwei Photonen aus dem gleichen Mutterteilchen, werden diese aufgrund ihres Zusammenhangs über eine Zerfallskette als korreliert bezeichnet. Die entstehende Anhäufung korrelierter Photonenaare, um z.B. die invariante Masse des π^0 ($m_{\pi^0} = 0,135 \text{ GeV}/c^2$), wird Signal genannt. Entspringen zwei Photonen nicht aus dem gleichen Mutterteilchen, ist die Kombination aus diesen beiden unkorreliert und sie werden als Untergrund-Paare bezeichnet. Solche Untergrund-Paare können trotzdem über ihre Zerfallskette miteinander im Zusammenhang stehen. Aus diesem Grund werden Untergrund-Paare in korrelierte sowie unkorrelierte Untergrund-Paare unterschieden.

Dazu ein Beispiel genauer erläutert: η -Mesonen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von 32,68 % [24] in drei π^0 und diese zerfallen wiederum mit der bereits erwähnten Wahrscheinlichkeit von 98,82 % in zwei Photonen. Diese insgesamt 6 Zerfallsphotonen werden mit dem beschriebenen statistischen Verfahren paarweise kombiniert. Stammen zwei kombinierte Photonen aus dem gleichen π^0 , werden diese als korreliert bezeichnet und zählen zum Signal des π^0 . Wenn zwei kombinierte Photonen nicht aus dem gleichen π^0 stammen, sind diese miteinander unkorreliert. Da beide Photonen jedoch ursprünglich aus dem gleichen η stammen, hängen sie über ihre Zerfallskette

zusammen und sind daher korrelierte Untergrund-Paare.

In der Signalextraktion wird das Signal vom kombinatorischen Untergrund separiert. Es wird davon ausgegangen, dass ein Großteil des kombinatorischen Untergrunds aus unkorrelierten Untergrund-Paaren besteht. Für den Analyseschritt der Signalextraktion, wird der kombinatorische Untergrund daher möglichst genau nachgebildet. Abbildung 4.3 zeigt paarweise miteinander kombinierte Photonen aus zwei unterschiedlichen *Events* für PCM-PCM (a) bzw. PCM-EMC (b). Photonenpaare aus zwei unterschiedlichen *Events*, entspringen niemals dem gleichen Mutterteilchen und sind daher unkorrelierte Untergrund-Paare. Diese Paare folgen einer kontinuierlichen Verteilung als Funktion von m_{inv} über den gesamten Bereich der gezeigten invarianten Massenskala hinweg. Die Verteilung wird im allgemeinen *Mixed-Event*-Verteilung (ME-Verteilung) genannt.

Abbildung 4.2 sowie Abbildung 4.3 basieren auf den in Abschnitt 5.1 vorgestellten Daten.

Kapitel 5

Analyse

Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben, wird das η indirekt über den Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert. Neben dem η , zerfällt auch das π^0 in zwei Photonen, weswegen die Zerfallsphotonen des π^0 maßgeblich zum kombinatorischen Untergrund des η beitragen.

Als leichteste neutrale Mesonen werden beide besonders häufig produziert. Sie sind daher Hauptproduzenten von Photonen in ultrarelativistischen Kollisionen. Die genaue Kenntniss der Produktionsrate des η sowie π^0 , über den gesamten p_T -Bereich hinweg ist dabei aus vielerlei Gründen wichtig. Zudem besteht ein Interesse darin, das η/π^0 -Ratio bei kleinen p_T zu messen, wobei dies hauptsächlich von der Messung der η -Mesonen limitiert ist. Im Weiteren werden dafür zwei Beispiele genannt.

Direkte Photonen mit $p_T \leq 4 \text{ GeV}/c$, produziert in ultrarelativistischen Kollisionen, sind eine wichtige Probe zur Untersuchung der Eigenschaften des in Abschnitt 2.3 erwähnten QGP's. Sie entstehen nicht aus hadronischen Zerfällen, sondern in Prozessen während der Kollision. Die Produktion von direkten Photonen wird dabei in allen zur Verfügung stehenden Kollisionssystemen analysiert, das heißt auch in pp-Kollisionen, in denen tendenziell keine Ausbildung eines QGP erwartet wird [29]. Die größte Herausforderung der Analyse direkter Photonen besteht darin, diese vom großen Untergrund, entstehend durch die Zerfallsphotonen des η sowie π^0 , zu unterscheiden.

Die bisherigen Messungen der η -Mesonen mit ALICE erreichen ein minimales p_T von $p_T = 0,5 \text{ GeV}/c$ wohingegen die Messung der π^0 -Mesonen ein minimales p_T von

$p_T = 0,3 \text{ GeV}/c$ erreicht. Der kombinatorische Untergrund für den Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$, ist besonders groß und verschlechtert, im Gegensatz zu dem des π^0 , das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis des η .

Eine aktuelle Veröffentlichung zum Dielektronischen Überschuss in pp-Kollisionen bei kleinen p_T zeigt, dass sich die Unsicherheit der η -Produktion bei kleinen p_T mit Abstand die größte Unsicherheit im sogenannten *Cocktail* darstellt [30]. Dieser beschreibt die erwartete Produktionsrate von Dielektronen auf der Basis von bekannten Quellen von diesen. Um die Signifikanz der Abweichung zwischen *Cocktail* und Daten zu verbessern, muss die Unsicherheit der Messung der Produktionsrate von η -Mesonen optimiert werden.

Zusammengefasst besteht die Motivation der vorgestellten Analyse in der Reduktion systematischer Unsicherheiten zukünftiger Analysen durch eine optimierte Signalextraktion von η -Mesonen in einem Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$. Die Anwendung eines sogenannten Prefilters ist als zusätzliches Selektionskriterium vor dem Analyseschritt der Signalextraktion zu verstehen und ist ein experimenteller Ansatz, um die Motivation der vorgestellten Analyse umzusetzen. Das Ziel besteht darin, die bekannten Grenzen der p_T -Reichweite der η -Analyse im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ zu erweitern und die Unsicherheiten der Messung, die hauptsächlich durch die Signalextraktion entstehen, zu minimieren.

In vorigen η -Analysen wurde die Analyse mithilfe von verschiedenen *Cuts* auf Eigenschaften der rekonstruierten Photonen sowie der Zerfallskinetik optimiert. Die Anwendung des in dieser Arbeit vorgestellten Prefilters ist dabei eine weitere Möglichkeit, um die η -Analyse zu optimieren. Da ein solcher Prefilter noch nicht für die Analyse neutraler Mesonen bzw. für die Erweiterung der p_T -Reichweite von diesen verwendet wurde, fungiert die vorgestellte Analyse als Machbarkeitsstudie.

Im Folgenden wird zunächst ein Überblick über die in der Analyse verwendeten Monte-Carlo-Simulationen und die zur Selektion der Daten angewendeten *Cuts* gegeben. Weiterhin wird die für die Analyse gewählte Rekonstruktionsmethode der Mesonen vorgestellt. Im Anschluss werden im Rahmen einer Prefilter-Studie die erschwerenden Aspekte der Signalextraktion im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ erklärt und die Funktionsweise des Prefilters erläutert. Abschließend werden die Ergebnisse der Signalextraktion mit und ohne Prefilter als zusätzliches Selektionskriterium verglichen und die Erkenntnisse der Analyse in der Zusammenfassung diskutiert.

5.1 Auswahl der Daten

Um die Auswirkungen eines experimentellen Aufbaus auf die Ergebnisse einer durchgeführten Messung zu korrigieren, werden Theorien bzw. Simulationen entwickelt und kontinuierlich angepasst. Zu den Auswirkungen gehören zum Beispiel Akzeptanzeffekte durch die geometrische Abdeckung des zur Messung genutzten Detektors (vgl. Kapitel 3), aber auch Effizienzeffekte. Diese treten zum Beispiel ein, wenn nicht alle auf dem Detektor auftreffenden Teilchen rekonstruiert werden können (vgl. Abschnitt 4.2). Die den Analysatoren der ALICE-Kollaboration zur Verfügung stehenden Simulationen heißen Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulationen). In einer MC-Simulation wird die Information über jedes in einer simulierten Kollision entstandene Teilchen gespeichert. Im Gegensatz zu Daten von aufgezeichneten Kollisionen des ALICE-Experiments ist es in den simulierten Daten möglich, jedes entstandene Teilchen mitsamt seiner Zerfallskette zu identifizieren. Aus diesem Grund eignen sich MC-Simulationen besonders für Machbarkeitsstudien wie z.B. die in dieser Arbeit vorgestellte Prefilter-Studie. Die Rolle der MC-Simulationen für diese besteht besonders in der Identifikation der Zerfallsphotonen des η bzw. π^0 . Mit dieser Information kann die Auswirkung des Prefilters studiert und dessen Anwendung angepasst werden. Dies wird gemacht, um den Prefilter gegebenenfalls auf Messdaten anwenden zu können, in denen diese Information nicht zur Verfügung steht.

Die von der vorliegenden Arbeit genutzte MC-Simulation wurde mit dem *Event-Generator* Pythia 8.2 mit dem *Tune* Monash 2013 [31] sowie mit der Detektorsimulation GEANT3 [32] erzeugt. Die zur Simulation zugehörigen Daten wurden mit dem ALICE Analyse *Framework* AliPhysics aufbereitet und in einem für die Analyse komprimierten Datenformat (*TTree* [33]), in dem nur die für die η -Analyse relevanten Informationen gespeichert sind, zur Verfügung gestellt [34, 35]. Auf Grundlage dieser Daten wird die in dieser Arbeit vorgestellte Machbarkeitsstudie zur Anwendung eines Prefilters durchgeführt und mit der am CERN entwickelten Software *Root* ausgewertet [36].

Die verwendeten Daten simulieren Messungen für pp-Kollisionen, mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13$ TeV, die im Rahmen vom LHC Run 2 im Jahr 2018

aufgezeichnet wurden. Die aufgezeichneten Daten werden in sogenannte *Runs* mit aufsteigender Nummerierung unterteilt, in denen sich die Bedingungen der Datennahme wie z.B. die Kollisionsrate nicht ändern. Entgegen dem Großteil der *Runs*, die während des LHC Run 2 aufgezeichnet wurden, erfolgte die Datennahme der analysierten *Runs* mit einem anliegenden Magnetfeld von $B = 0,2$ T im ALICE-Experiment. Mehrere *Runs* werden zu einer sogenannten Periode zusammengefasst, in der sich die Schwerpunktsenergie der Kollisionen und das Kollisionssystem nicht ändert. Innerhalb der ALICE-Kollaboration werden Perioden nach folgendem Schema bezeichnet: LHC[Jahr][Index]. Die analysierten Daten simulieren *Runs* aus der Periode LHC18c, eine Auflistung der *Runs* ist im Anhang zu finden (A.1). Die zugehörigen simulierten Daten sind als LHC18h1 bezeichnet und umfassen eine Statistik von ca. 377 Millionen *Events*.

5.2 Auswahl der Photonen

Sogenannte *Cuts* selektieren Daten anhand verschiedener Kriterien, um eine höhere Reinheit des Signals und die Verringerung der statistischen sowie systematischen Unsicherheiten in der Signalextraktion zu erreichen. Dabei werden für die vorgestellte Analyse entgegen dem üblichen Vorgehen aktueller Veröffentlichungen keine ausführlichen *Cut*-Studien zur Feinjustierung durchgeführt. Der Fokus der vorgestellten Analyse liegt auf den Endergebnissen der Prefilter-Studie. Das Verständnis über Produktionsmechanismen der rekonstruierten Mesonen in ultrarelativistischen Kollisionen ist essentiell. Die Ergebnisse werden nicht durch die Wahl von verschiedenen *Cuts*, außerhalb der für die Analyse notwendigen, beeinflusst. Das diskutierte Endergebnis der Signalextraktion stellt daher auch ausschließlich ein Vergleich der unkorrigierten p_T -Spektren dar. Tabelle 5.1 zeigt die in der vorgestellten Analyse verwendeten Standard*cuts* [26, 34]. Die beiden zentralsten *Cuts* werden im Weiteren genauer erläutert. Die minimale *Clusterenergie* des EMCAL wird auf einen Wert von $E = 0,7$ GeV gesetzt, um elektrisches Rauschen auszuschließen. Zudem hat dieser *Cut* den Nebeneffekt, hadronische *Cluster* zu unterdrücken. Diese sogenannten MIP¹ deponieren ungefähr $0,2 \text{ GeV} \lesssim E \lesssim 0,4 \text{ GeV}$ im EMCAL durch Ionisation [23].

¹Minimum-Ionizing Particles (MIP)

Kriterium	Wert
<i>Clusterenergie</i>	$E_{Cluster} \geq 0,7 \text{ GeV}$
<i>Clusterform</i>	$0,1 \leq M_{02} \leq 0,5$
Konversionsenergie	$E_{Konv} \geq 0,1 \text{ GeV}$
Konversionsradius	$5 \text{ cm} \leq r_{Konv} \leq 180 \text{ cm}$

Tabelle 5.1: Auflistung der Grenzen der p_T -Intervalle.

Die minimale Konversionsenergie der Photonen wird auf einen Wert von $E = 0,1 \text{ GeV}$ festgelegt. Elektronen bzw. Positronen werden ab einem Wert von $p_T = 50 \text{ MeV}$ gemessen, da die p_T -Auflösung von Werten darunter keine eindeutige Spurrekonstruktion mehr ermöglicht.

5.3 Auswahl der Rekonstruktionsmethode

Im Folgenden wird die Wahl einer Mesonenrekonstruktionsmethode auf Basis der in Kapitel 4 eingeführten Methoden erläutert und ist dabei unabhängig von der Anwendung des Prefilters. Bei der Wahl einer Rekonstruktionsmethode wird beachtet, dass der Fokus besonders darauf liegt, Mesonen in einem Bereich $p_T < 1 \text{ GeV}/c$ zu rekonstruieren.

Gegenüber der Rekonstruktion der Photonen über die Messung mit dem EMCal bietet die PCM-Methode neben der hohen Akzeptanz durch die verwendete Detektorkombination (siehe Kapitel 3), vor allem durch eine höhere Impulsauflösung einen großen Vorteil [28]. Die in der Konversion entstehenden Elektronen und Positronen lassen sich ab einem Transversalimpuls von $p_T = 50 \text{ MeV}/c$ rekonstruieren. Dies ermöglicht eine Messung von Photonen ab einem Transversalimpuls von $p_T = 100 \text{ MeV}/c$ (vgl. Abschnitt 5.2). Die mit dem EMCal gemessenen und rekonstruierten Photonen haben dagegen eine minimale Energieschwelle von $E_\gamma = 0,7 \text{ GeV}$ (vgl. Abschnitt 5.2).

Zerfällt z.B. ein η symmetrisch und in Ruhe hat es einen Transversalimpuls von $p_T = 0$. Der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen beträgt dann $\theta_{12} = 180^\circ$ und aufgrund der relativistischen Energie- und Impulsbeziehung haben beide Photonen des Mutterteilchens die gleiche Energie E_γ (vgl. Formel 4.4). Da für die Zerfallsphotonen $m_\gamma = 0$ gilt, folgt $E_\gamma \approx p_{T,\gamma}$. Die gesamte invariante Masse des η steht als Energie zur Verfügung und die Zerfallsphotonen haben dann einen Trans-

versalimpuls von $p_{T,\gamma} = 0,274 \text{ GeV}/c$.

Die Rekonstruktion der Mesonen mit PCM-PCM ermöglicht es, die Vorteile der Rekonstruktion der Photonen mit der PCM-Methode vollkommen auszuschöpfen und daher symmetrische Zerfälle bis $p_T = 0$ zu messen. Der vorgestellte symmetrische Zerfall des η liegt damit auch in der durch die *Cuts* eingeschränkten Impulsabdeckung. Die Rekonstruktion der Mesonen mit PCM-EMC wird durch die minimale Energieschwelle der Photonen rekonstruiert mit dem EMCAL eingeschränkt. Der vorgestellte symmetrische Zerfall kann mit dieser Methode nicht rekonstruiert werden.

Um die genannten Vorteile auszuschöpfen, werden die Mesonen im Verlauf der Analyse daher mit PCM-PCM rekonstruiert.

Das Anliegen eines Magnetfeldes mit $B = 0,2 \text{ T}$ im ALICE-Experiment begünstigt zudem die Rekonstruktion der Spuren von geladenen Teilchen mit $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ mit den inneren Detektoren (vgl. Abschnitt 3.2), da deren Flugbahn durch das geringere Magnetfeld nicht so stark gekrümmt wird, dass diese nicht mehr analysiert werden können. Ein Nachteil der zur Photonenrekonstruktion genutzten PCM-Methode besteht in der bereits erwähnten geringen Konversionswahrscheinlichkeit. Die Auswirkungen der Konversionswahrscheinlichkeit auf die Signalextraktion und wie diese bei der zusätzliche Anwendung des Prefilters berücksichtigt werden, ist in Abschnitt 5.4.4 näher erläutert.

5.4 Prefilter-Studie

Die zentrale Fragestellung dieser Arbeit zielt darauf ab, die Signalextraktion für η -Mesonen zu optimieren. Abbildung 5.1 zeigt die mit der *Same-Event*-Methode (SE-Methode) bestimmte Anzahl der Photonenpaare als Funktion von m_{inv} für ein ausgewähltes p_T -Intervall im Signalbereich des π^0 (a) und im Signalbereich des η (b). Die gezeigte Verteilung wird im Allgemeinen auch m_{inv} -Verteilung genannt. Das η -Signal, das bei einer Masse von $m_{\text{inv}} = 0,548 \text{ GeV}/c^2$ liegt, wird fast vollständig von dem Anteil der Untergrund-Paare in diesem Bereich dominiert und kann daher nicht von den statistischen Fluktuationen des kombinatorischen Untergrunds unterschieden werden. In Rot ist das sogenannte wahre η -Signal als Referenz gezeigt. Dafür werden nur Zerfallsphtononen, die tatsächlich aus dem gleichen Mutter η stammen, kombiniert. Durch diese Information wird der SE-Verteilung der statistische Charakter genommen wes-

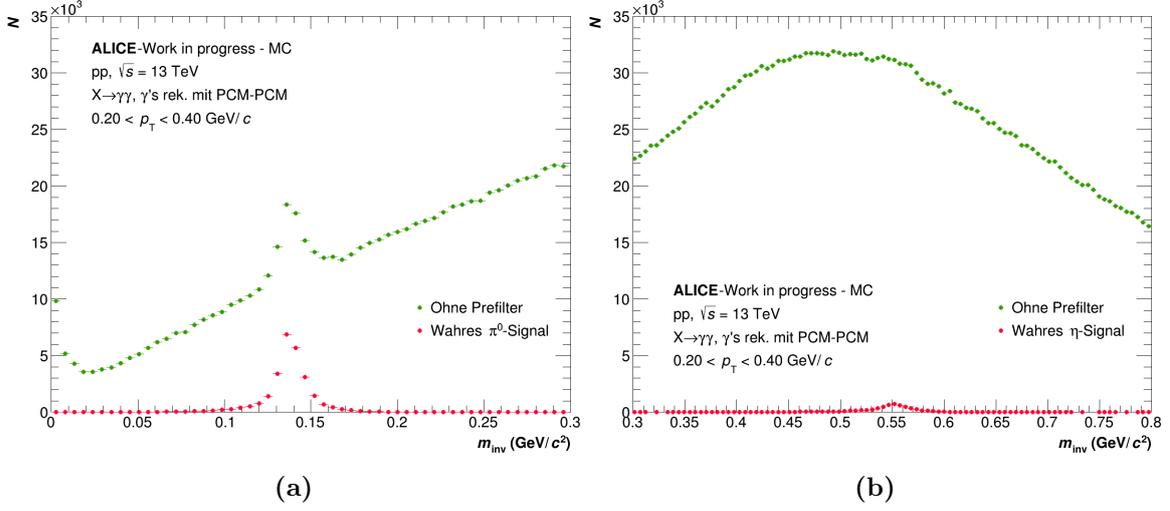


Abbildung 5.1: Anzahl der Photonenpaare bestimmt mit der *Same-Event*-Methode als Funktion von m_{inv} für ein ausgewähltes p_T -Intervall im Signalbereich des π^0 (a) und im Signalbereich des η (b). Das jeweilige wahre Signal ist in Rot dargestellt.

halb nur das wahre η -Signal verbleibt, das im Zuge der SE-Methode kombiniert wird. Die Signalextraktion des η wird aufgrund des schlechten Verhältnisses zwischen Signal und kombinatorischen Untergrund erschwert. Für das π^0 ist das Verhältnis zwischen Signal und kombinatorischen Untergrund größer, weswegen das Signal bei der Masse von $m_{\pi^0} = 0,135$ GeV/c² klarer hervorsticht. Das wahre π^0 -Signal ist als Referenz in rot gezeigt. Hier werden analog wie zuvor für das wahre η -Signal beschrieben, nur Zerfallsphotonen stammend aus dem gleichen Mutter π^0 kombiniert. Die Signalextraktion soll dahingehend optimiert werden, das Singal-zu-Untergrund-Verhältnis des η zu vergrößern.

Im Verlauf der Prefilter-Studie wird zunächst die Zusammensetzung des kombinatorischen Untergrunds beschrieben, um die Effekte, die das verringerte Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (SB-Verhältnis) bewirken, zu verstehen. Anschließend wird die Funktionsweise des Prefilters eingeführt und die Wahl der untersuchten Filterintervalle erläutert. Zuletzt werden die Reduktion des Untergrunds und der Signalverlust des η vorgestellt, die sich im SB-Verhältnis und der Signifikanz widerspiegeln.

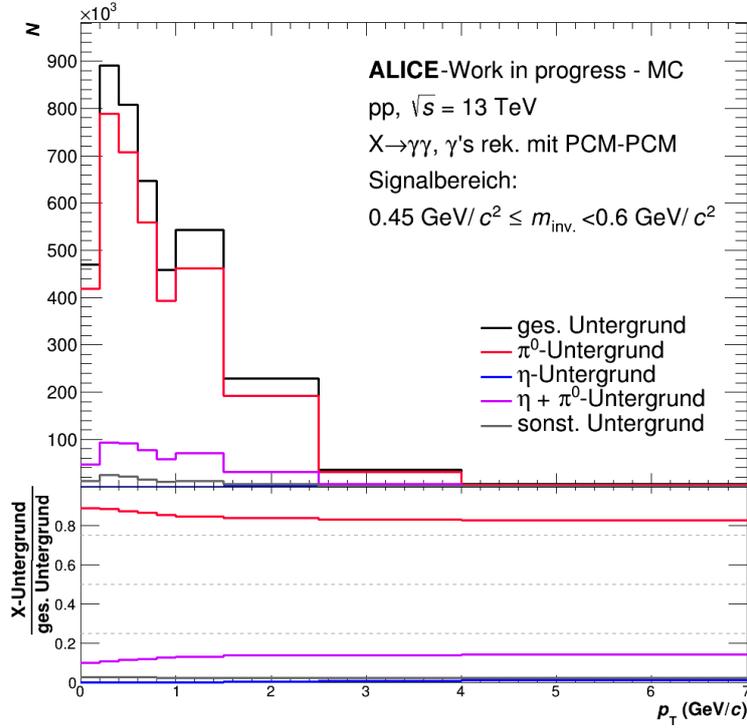


Abbildung 5.2: Anzahl der mit der *Same-Event*-Methode bestimmten Photonenzugabe abzüglich der Photonenzugabe des wahren η -Signals im Signalebereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv.}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$ als Funktion von p_T . Zusätzlich sind die Photonenzugabe in verschiedene Kategorien unterteilt. Das Verhältnis zeigt den Anteil der jeweiligen Kategorien an der gesamten Anzahl der gezeigten Photonenzugabe.

5.4.1 Untergrundzusammensetzung

Abbildung 5.2 zeigt die mit der *Same-Event*-Methode (SE-Methode) bestimmte Anzahl der Photonenzugabe abzüglich der Photonenzugabe, die das wahre η -Signal bilden, im angegebenen Signalebereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv.}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$. Die Verteilung (schwarz) zeigt den Anteil des kombinatorischen Untergrunds, der in das SB-Verhältnis im Signalebereich des η einfließt.

Der kombinatorische Untergrund zeigt eine p_T -Abhängigkeit; die Anzahl der Untergrund-Paare ist für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ sehr viel größer als für höhere p_T -Werte. Dies liegt daran, dass während einer Kollision bevorzugt Teilchen mit kleinen p_T produziert werden.

Der kombinatorische Untergrund wird anhand seiner Bestandteile in vier Kategorien eingeteilt: π^0 -Untergrund, Mischuntergrund, η -Untergrund und sonstiger Untergrund. Als π^0 -Photonen werden im Weiteren Photonen stammend aus dem Zerfall eines π^0 bezeichnet, als η -Photonen werden Photonen stammend aus dem Zerfall eines η bezeichnet. Bei sonstigen Photonen handelt es sich weder um π^0 - noch η -Photonen.

Die in Abbildung 5.2 als π^0 -Untergrund bezeichnete Verteilung (rot) beschreibt alle Kombinationen, die aus einem π^0 -Photon gepaart mit einem sonstigen Photon oder aus zwei π^0 -Photonen bestehen. Hierbei wird nicht unterschieden, ob diese über ihre Zerfallskette zusammenhängen oder nicht. Der Anteil am gesamten Untergrund macht je nach p_T ungefähr 80-85 % aus. Dies liegt daran, dass das π^0 im Gegensatz zum η eine geringere invariante Masse hat und aus diesem Grund weniger Energie gebraucht wird, um dieses während einer Kollision zu produzieren. Zudem ist die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in zwei Photonen für das π^0 größer als für das η .

Die in Abbildung 5.2 als $\eta + \pi^0$ -Untergrund bezeichnete Verteilung (violett) beschreibt alle Kombinationen, die aus einem π^0 -Photon gepaart mit einem η -Photon bestehen. Dieser Anteil des kombinatorischen Untergrunds wird im Weiteren Mischuntergrund genannt und macht je nach p_T 10-15 % aus. Der Mischuntergrund bildet den zweitgrößten Untergrundanteil.

Die in Abbildung 5.2 als η -Untergrund bezeichnete Verteilung (blau) beschreibt alle Kombinationen, die aus einem η -Photon gepaart mit einem sonstigen Photon oder aus zwei η -Photonen bestehen. Diese η -Photonen können über ihre Zerfallskette zusammenhängen, stammen jedoch nicht aus dem gleichen Mutterteilchen. Der Anteil am gesamten Untergrund macht je nach p_T weniger als 5 % aus und ist damit ungefähr 16-mal kleiner als der π^0 -Untergrund.

Die in Abbildung 5.2 als sonstiger Untergrund bezeichnete Verteilung (grau) beschreibt alle Kombinationen, die weder aus einem η -Photon noch aus einem π^0 -Photonen bestehen. Der Anteil am gesamten Untergrund macht je nach p_T weniger als 5 % aus und ist damit auch ungefähr 16-mal kleiner als der π^0 -Untergrund.

Die Erkenntnisse aus Abbildung 5.2 werden wie folgt zusammengefasst: Die Optimierung der Signalextraktion für $p_T \leq 1$ GeV/ c spielt eine große Rolle, da hier mehr Untergrund-Paare produziert werden. Diese beeinflussen das SB-Verhältnis so, dass das in Abbildung 5.1 abgebildete Signal nicht von den Fluktuationen des kombinatorischen Untergrunds unterschieden werden kann. Der kombinatorische Untergrund

wird von Kombinationen, die sich aus mindestens einem π^0 -Photon zusammensetzen, dominiert. Diese Anteile folgen der p_T -Abhängigkeit der in schwarz dargestellten Verteilung des gesamten kombinatorischen Untergrunds im Signalebereich des η . Der bereits erwähnte Prefilter, der im nächsten Abschnitt eingeführt wird, zielt darauf ab, diesen Anteil des kombinatorischen Untergrunds zu minimieren, um das SB-Verhältnis im Signalebereich des η zu vergrößern.

5.4.2 Funktion des Prefilters

Wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, setzen sich die erschwerenden Aspekte für die Signalextraktion von η -Mesonen für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ zum einem daraus zusammen, dass der dortige produzierte Anteil des kombinatorischen Untergrunds besonders hoch ist. Zum anderen wird der kombinatorische Untergrund durch Kombinationen, die mindestens ein π^0 -Photon enthalten, dominiert, was die Signalextraktion des η , im Gegensatz zu der des π^0 zusätzlich erschwert.

Der Prefilter wird als zusätzliches Selektionskriterium vor der Signalextraktion angewendet, um π^0 -Photonen für die Mesonenrekonstruktion auszuschließen und den dominierenden Anteil des Untergrunds zu reduzieren. Dafür wird das dort durchgeführte statistische Verfahren vorab anhand eines bestimmten Kriteriums durchgeführt. Es wird ein Intervall um die invariante Masse des π^0 gesetzt, um alle innerhalb dieses Intervalls liegenden Photonenaare auszuschließen. Dieser Schritt ist notwendig, da das ursprüngliche Mutterteilchen, aus dem die Photonen entstammen, unbekannt ist. Nach der Mesonenrekonstruktion kann nur eine statistische Aussage über den Ursprung der Photonenaare getroffen werden kann (vgl. Abschnitt 4.3), eine Kategorisierung erfolgt daher anhand der invarianten Masse von diesen. Das gesetzte Intervall wird im weiteren Filterintervall genannt. Die ausgeschlossenen Photonenaare werden als π^0 -Kandidaten bezeichnet und die Photonen, die zu diesem Paar kombiniert werden, als π^0 -Photonenkandidaten. Durch den Ausschluss der π^0 -Kandidaten werden gleichzeitig auch alle Kombinationen mit einem π^0 -Photonenkandidat aus diesem Paar ausgeschlossen. Die Intention dahinter ist es, nicht nur den π^0 -Untergrund im Signalebereich des η zu reduzieren, indem möglichst viele zum π^0 -Signal gehörende Photonenaare im Signalebereich des π^0 ausgeschlossen werden, sondern auch den Mischuntergrund in diesem Bereich. Diese Untergrundkomponente entsteht alleinig durch den gleichen

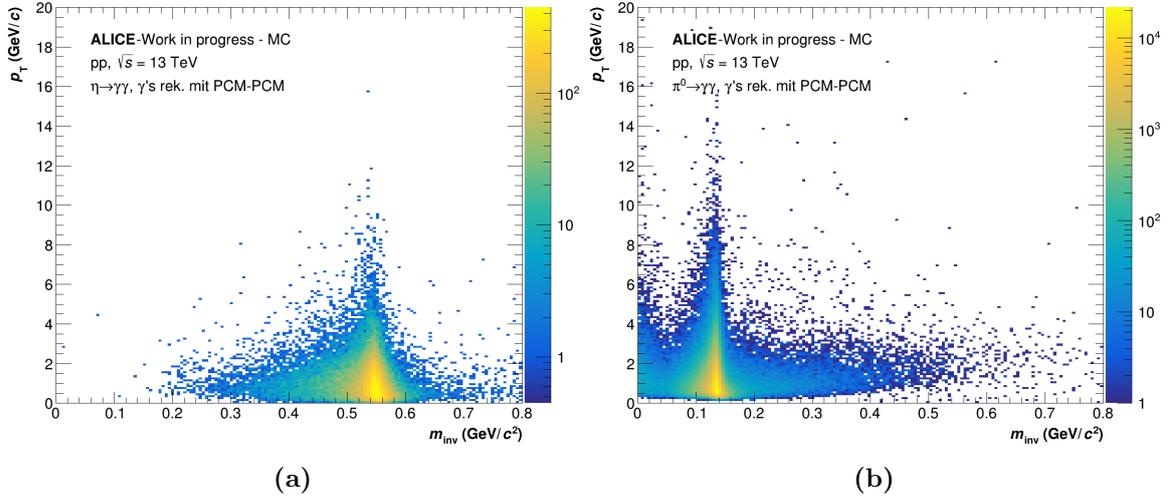


Abbildung 5.3: Anzahl der wahren η -Photonen (a) und Anzahl der wahren π^0 -Photonen (b) in Abhängigkeit von m_{inv} und p_T .

Zerfallskanal der Mesonen, also die Kombination von η - und π^0 -Photonen.

Da der Prefilter nicht nur als *Cut* auf einen bestimmten m_{inv} -Bereich zu verstehen ist, sondern als zusätzliches Selektionskriterium in der Analyse vor der Signalextraktion, um Photonennpaare im Prozess des statistischen Verfahrens auszuschließen, wird dieser individuell auf die jeweilige gewählte Mesonenrekonstruktionsmethode der Analyse angepasst. In Abschnitt 5.4.4 werden zwei Variationen des Prefilters vorgestellt, die auf die Bedürfnisse der Mesonenrekonstruktion mit PCM-PCM zugeschnitten sind. Die Wahl eines Filterintervalls ist von der jeweiligen Variation des Prefilters unabhängig. In Abschnitt 5.4.3 wird daher vorab die Wahl eines Filterintervalls anhand von verschiedenen Kriterien diskutiert.

5.4.3 Wahl der Filterintervalle

In diesem Abschnitt wird die m_{inv} -Abhängigkeit des kombinatorischen Untergrunds näher diskutiert, um anhand dieser die Wahl eines Filterintervalls, als Kriterium auf dessen Basis π^0 -Kandidaten ausgeschlossen werden, einzugrenzen. Für die Optimierung des Filterintervalls liegt ein wichtiger Aspekt zugrunde: Innerhalb des Filterintervalls sollen möglichst viele wahre π^0 und gleichzeitig möglichst wenig wahre η liegen und daher ausgeschlossen werden. Dafür wird die in Abbildung 5.3 gezeigte Verteilung

der wahren η (a) und die Verteilung der wahren π^0 (b) als Funktion von m_{inv} und p_T berücksichtigt.

Bei der Beschreibung der Verteilungen werden die Auflösungseffekte der Spur- und Photonenrekonstruktion beachtet, die auf die verwendeten Detektorkombinationen zurückgeführt werden. Für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ verringert sich die Auflösung des sekundären Kollisionsvertexes und beeinflusst damit die Rekonstruktion des Zerfallswinkels und der Energie der konvertierenden Photonen. Diese Auflösung spiegelt sich in der invarianten Masse der rekonstruierten Mesonen wieder, weswegen das Signal des η bzw. π^0 verschmiert ist (vgl. Formel 4.4). Da es sich um einen Effekt statistischer Natur handelt, wird eine gaußförmige Verteilung der Datenpunkte der m_{inv} -Verteilung erwartet. Die intrinsische Zerfallsbreite beider Teilchen ist dabei deutlich geringer als die der beschriebenen Auflösungseffekte. Aufgrund der Stöße der Konversionsteilchen mit dem Gas der TPC entsteht Bremsstrahlung. Diese führt zu einer Verschmierung und Verschiebung der linken Flanke des gaußförmigen Signals hin zu kleineren m_{inv} -Werten. Beide Effekte sind relativ zur invarianten Masse der beiden Mesonen gleich groß für das Signal des η bzw. π^0 . Absolut gesehen wird eine größere Verschmierung für das Signal des η aufgrund der größeren invarianten Masse beobachtet.

Aufgrund der Anhäufung von wahren π^0 bei sehr kleinen m_{inv} wird die untere Grenze des Filterintervalls auf $m_{\text{inv}} = 0$ gesetzt. Die obere Filtergrenze ($m_{\text{inv,filter}}$) ist, im Gegensatz zur festen unteren Filtergrenze, variabel und wird berechnet aus m_{π^0} und einem prozentualen Anteil der m_{π^0} . Dieser wird entweder aufgeschlagen (für Grenzen rechts m_{π^0}) oder abgezogen (für Grenzen links m_{π^0}). Im Weiteren werden insgesamt 30 Variationen (vgl. Tabelle 5.2) der oberen Filtergrenze zu einer festen unteren Filtergrenze bei $m_{\text{inv}} = 0$ geprüft und die Abstände der Werte unterschiedlich verändert. Dies geschieht anhand von drei Bereichen in denen unterschiedliche Einflüsse der m_{inv} -Abhängigkeit vorliegen: Der Bereich um m_{π^0} , der Bereich mit einer geringen Anzahl wahrer π^0 rechts der m_{π^0} und der Bereich des wahren η -Signals ab $m_{\text{inv}} = 0,2 \text{ GeV}/c^2$. Um einen maximalen Effekt des Prefilters zu erreichen wird die obere Grenze des Filterintervalls so gewählt, dass das gaußförmige π^0 -Signal komplett im Filterintervall enthalten ist. Um zu überprüfen wann der Peak vollständig enthalten ist, werden Werte der oberen Filtergrenze in 1 % Schritten ($m_{\text{inv}} = 0,00135 \text{ GeV}/c^2$) nahe m_{π^0} geprüft.

Die Werte der oberen Filtergrenze werden im Bereich

$0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,2 \text{ GeV}/c^2$ in 5 % Schritten vergrößert, das heißt jeweils um $m_{\text{inv}} = 0,00675 \text{ GeV}/c^2$. In diesem Bereich befindet sich eine geringe Anzahl von wahren π^0 , die sich bis hin zu m_η verteilen. Ab $m_{\text{inv}} = 0,2 \text{ GeV}/c^2$ beginnt das wahre η -Signal, das aufgrund der genannten Effekte bis zu diesem Wert verschmiert ist. Von diesem m_{inv} -Wert aufwärts, werden die Werte in 10 % Schritten vergrößert, das heißt um $m_{\text{inv}} = 0,0135 \text{ GeV}/c^2$, bis zu einem Wert von $m_{\text{inv}} = 0,304 \text{ GeV}/c^2$. Zur Beurteilung der Wahl der verschiedenen oberen Filtergrenzen werden die in Abschnitt 5.4.5 eingeführten Größen für die drei eingeteilten Bereiche untersucht.

Filter	Filter
$m_{\text{inv,filter}} = m_{\pi^0} + x \cdot m_{\pi^0}$	$m_{\text{inv,filter}} = m_{\pi^0} + x \cdot m_{\pi^0}$
0,122-Filter	0,148-Filter
0,126-Filter	0,155-Filter
0,128-Filter	0,162-Filter
0,130-Filter	0,169-Filter
0,131-Filter	0,176-Filter
0,132-Filter	0,182-Filter
0,134-Filter	0,189-Filter
0,135-Filter	0,196-Filter
0,136-Filter	0,203-Filter
0,138-Filter	0,216-Filter
0,139-Filter	0,230-Filter
0,140-Filter	0,243-Filter
0,142-Filter	0,257-Filter
0,143-Filter	0,270-Filter
0,145-Filter	0,304-Filter

Tabelle 5.2: Übersicht der untersuchten oberen Filtergrenzen. Die obere Filtergrenze $m_{\text{inv,filter}}$ wird berechnet aus m_{π^0} und einem prozentualen Anteil der m_{π^0} die entweder aufgeschlagen (für Grenzen rechts m_{π^0}) oder abgezogen (für Grenzen links m_{π^0}) wird. Die Bezeichnung der verschiedenen untersuchten Variationen der Filtergrenzen erfolgt nach folgendem Schema: $[m_{\text{inv,filter}}]$ -Filter. $m_{\text{inv,filter}}$ wird dabei auf drei Nachkommastellen gerundet.

5.4.4 Wahl der Filtervariation

Wie bereits in Abschnitt 5.4.2 eingeführt ist der Prefilter ein zusätzliches Selektionskriterium vor der Signalextraktion und wird auf die jeweilige gewählte Mesonenre-

konstruktionsmethode angepasst. Im Weiteren werden zwei mögliche Filtervariationen vorgestellt, die sich für die Rekonstruktion der Mesonen mit PCM-PCM ergeben.

Eine Variation des Prefilters, durchläuft das statistische Verfahren mit einem gesetzten Filterintervall auf Basis von PCM-PCM, analog zu der für die Signalextraktion gewählten Methode. Es werden dann alle mit PCM-PCM rekonstruierten Photonenpaare, die im gesetzten Filterintervall liegen, als π^0 -Kandidaten gezählt und aussortiert. Für diese Variation wird der Aspekt der geringen Konversionswahrscheinlichkeit im Folgenden genauer diskutiert.

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon konvertiert, liegt im ALICE -Experiment bei ungefähr 8,5 % (vgl. Abschnitt 4.2). Für ein Photonenpaar, rekonstruiert mit PCM-PCM, ergibt sich damit die in Abbildung 5.4 gezeigte Wahrscheinlichkeit des oberen Pfads im Baumdiagramm und liegt bei nur 0,72 %. Eine Konversion wird im Baumdiagramm mit K bezeichnet. Photonenpaare, die unter dieser Konversionswahrscheinlichkeit rekonstruiert werden, tragen sowohl zum Signal, als auch zum kombinatorischen Untergrund bei.

Für den Fall, dass nur eines von zwei Photonen eines Mutterteilchens konvertiert, wird dieses im Zuge des statistischen Verfahrens mit konvertierten Photonen aus anderen Mutterteilchen kombiniert. Aus diesem Grund produziert dieses ausschließlich kombinatorischen Untergrund und trägt daher nicht zum Signal bei. Die Wahrscheinlichkeit für einen solchen Fall wird von den mittleren beiden Pfaden des Baumdiagramms repräsentiert und liegt bei ungefähr 7,78 %. PCM-EMC ist eine Möglichkeit, in solchen Fällen trotzdem einen Anteil der jeweiligen Mutterteilchen zu rekonstruieren. Zu beachten ist jedoch, dass das EMCal wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, nicht den gesamten Azimutalwinkelbereich abdeckt. Die daraus resultierende Akzeptanz liegt bei ungefähr 40 % [37]. Das Baumdiagramm bezieht diesen Aspekt nicht bei der Beschreibung des Pfades mit ein. Ein nicht konvertiertes Photon wird im Baumdiagramm mit kK gekennzeichnet.

Der Fall, dass beide Photonen nicht konvertieren, ist für die Rekonstruktion von Photonen mit der PCM-Methode irrelevant und beträgt 83,72 %.

Zusammenfassend beträgt die Wahrscheinlichkeit, für ein konvertiertes Photon zum Signal beizutragen, weil das zu dem gleichen Mutterteilchen gehörende Photon auch konvertiert ist, nur 8,5 %.

Der Prefilter ist a priori durch die Wahl der Mesonenrekonstruktionsmethode für die

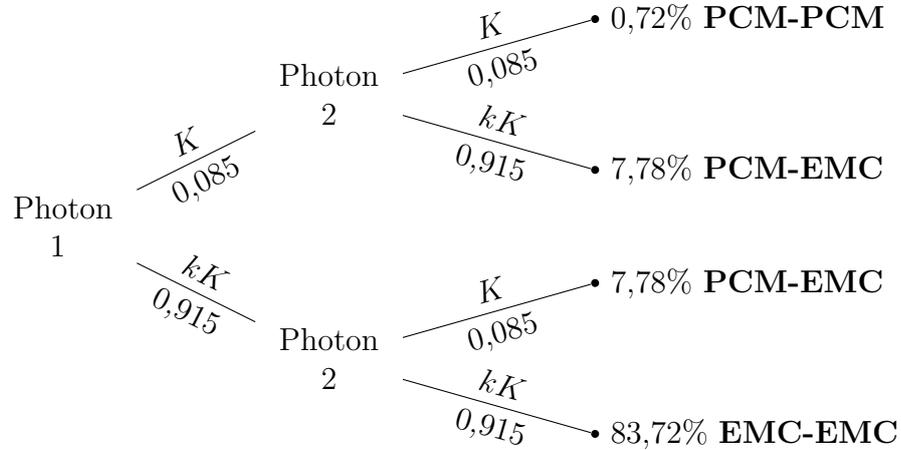


Abbildung 5.4: Darstellung des Baumdiagramms für die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten eines Photonenpaares mit verschiedenen Mesonrekonstruktionsmethoden. K steht für Konversion und kK steht für keine Konversion.

vorgestellte Analyse in seiner Auswirkung limitiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass das zugehörige Photon nicht konvertiert und damit zum kombinatorischen Untergrund beiträgt, ist 91,5 %. Die geringe Konversionswahrscheinlichkeit beschränkt dadurch nicht nur die Auswirkung des Prefilters, sondern führt zu einer Erhöhung des kombinatorischen Untergrunds.

Eine weitere Variation des Prefilters, berücksichtigt zusätzlich zu PCM-PCM, auch Mesonen rekonstruiert mit PCM-EMC. Die Intention dahinter ist es, zusätzliche konvertierte π^0 -Photonenkandidaten auszuschließen und damit die Auswirkung des Prefilters zu vergrößern. Dies wird erreicht, indem die Wahrscheinlichkeit ein zum Signal beitragendes Photonenpaar zu kombinieren, mit den zusätzlichen Photonenpaaren kombiniert mit PCM-EMC, erhöht wird. Es wird nur noch gefordert, dass mindestens eines der zwei Photonen eines Mutterteilchens konvertiert, um dieses Konversionsphoton auszuschließen. Der Ausschluss erfolgt, wenn das Photonenpaar im gesetzten Filterintervall liegt und das Konversionsphoton dadurch als π^0 -Photonenkandidat gezählt wird. Die Variation des Prefilters basierend auf PCM-PCM und der zusätzlichen Information durch Mesonen rekonstruiert mit PCM-EMC, wird im weiteren Filter mit EMC-Information genannt.

Der Filter mit EMC-Information ermöglicht es die geringe Konversionswahrschein-

lichkeit zu umgehen und gleichzeitig die Vorteile der PCM-Methode (vgl. Abschnitt 5.3) auszuschöpfen.

In den zwei folgenden Abschnitten werden verschiedene Größen in Abhängigkeit der in Tabelle 5.2 aufgelisteten oberen Filtergrenzen untersucht. Dies wird gemacht, um ein geeignetes Filterintervall für die Anwendung des Prefilters zu wählen. Die Diskussion dieser insgesamt vier Größen erfolgt ausführlich anhand des Prefilters mit EMC-Information. Im Anschluss daran folgt ein Vergleich unter den verschiedenen Filtervariationen und es werden mögliche Abweichungen diskutiert. Anhand des Vergleichs wird eine geeignete Variation für die Optimierung der Signalextraktion gewählt und deren Durchführung im Anschluss genauer erläutert.

5.4.5 Untergrundreduktion und Signalverlust

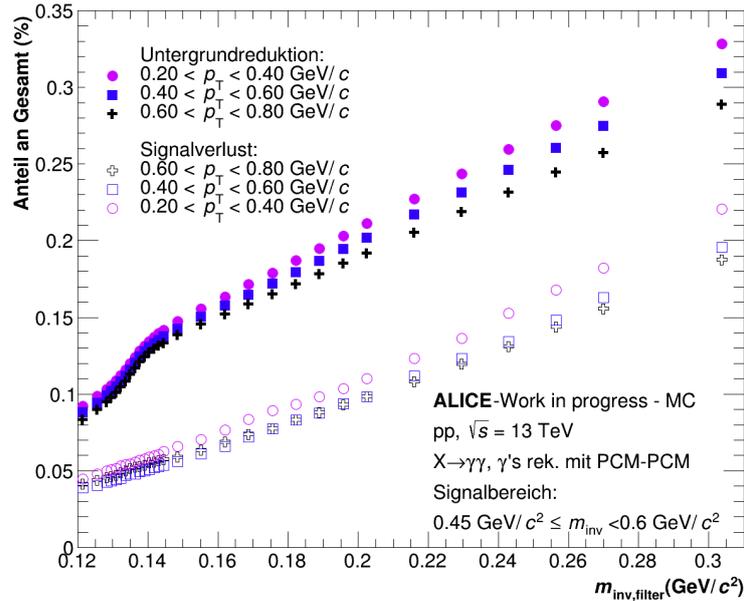


Abbildung 5.5: Untergrundreduktion (geschlossene Datenpunkte) und Signalverlust (offene Datenpunkte) als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für ausgewählte p_T -Intervalle im Signalbereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$.

Wie bereits im Abschnitt 5.4.3 beschrieben, werden anhand der m_{inv} -Abhängigkeit der Verteilung der wahren η bzw. π^0 verschiedene Bereiche festgelegt, in denen die obere Filtergrenze ($m_{\text{inv,filter}}$) in unterschiedlichen Abständen erhöht wird. In diesen

insgesamt drei Bereichen werden verschiedene Auswirkungen auf die in diesem Abschnitt vorgestellten Größen die Untergrundreduktion und den Signalverlust erwartet. Die Untergrundreduktion beschreibt das Verhältnis der durch die Anwendung des Prefilters reduzierten Photonenaare zu der Anzahl der Untergrund-Paare des kombinatorischen Untergrunds ohne Anwendung des Prefilters. Der Signalverlust beschreibt das Verhältnis der durch die Anwendung des Prefilters reduzierter Anzahl wahrer η zu der Anzahl der gesamten wahren η ohne Anwendung des Prefilters. Abbildung 5.5 zeigt die Untergrundreduktion (geschlossene Datenpunkte), sowie den Signalverlust (offene Datenpunkte) als Funktion der oberen Filtergrenze $m_{\text{inv,filter}}$, für drei ausgewählte p_{T} -Intervalle im Signalbereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$. Eine Einteilung für die untersuchten p_{T} -Intervalle ist im Anhang zu finden (A.2). Es werden die drei p_{T} -Intervalle mit den niedrigsten p_{T} -Werten gewählt, da die zentrale Fragestellung dieser Arbeit darauf abzielt, den kombinatorischen Untergrund für $p_{\text{T}} \leq 1 \text{ GeV}/c$ zu minimieren. Die Auswirkungen der zuvor erwähnten Größen werden auf diesen Bereich fokussiert beschrieben. Bevor im Weiteren das Verhalten der beiden Größen in den drei Bereichen detailliert beschrieben wird, wird der Verlauf vorab allgemein erläutert. Die Untergrundreduktion verhält sich als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für die verschiedenen p_{T} -Intervalle gleich. Es ist eine Abweichung zwischen den p_{T} -Intervallen von 1-4 % zu erkennen. Die Abweichung nimmt mit $m_{\text{inv,filter}}$ zu. In einem Bereich bis $m_{\text{inv,filter}} = 0,15 \text{ GeV}/c^2$ steigt die Untergrundreduktion für die gezeigten p_{T} -Intervalle sehr steil an und verhält sich danach linear steigend. Der Signalverlust verhält sich genauso wie die Untergrundreduktion gleich für die verschiedenen p_{T} -Intervalle als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$. Die Abweichung zwischen den p_{T} -Intervallen beläuft sich auf nur 1-2 %, die Abweichung nimmt mit $m_{\text{inv,filter}}$ zu. In einem Bereich bis $m_{\text{inv,filter}} = 0,15 \text{ GeV}/c^2$ steigt der Signalverlust für die verschiedenen p_{T} -Intervalle flach an und verhält sich danach linear steigend bis zu einem Wert von $m_{\text{inv,filter}} = 0,2 \text{ GeV}/c^2$. Ab dort steigt der Signalverlust steiler als linear mit zunehmendem $m_{\text{inv,filter}}$.

Bis zu einem Wert von $m_{\text{inv,filter}} = 0,15 \text{ GeV}/c^2$ liegen die gewählten oberen Filtergrenzen im π^0 -Signal. Dort ist die Anzahl der korrelierten π^0 -Photonenaare erhöht und die Steigung der Untergrundreduktion wird insofern beeinflusst, dass sie mit zunehmenden $m_{\text{inv,filter}}$ steiler als linear steigt. Der Verlust von wahren η in diesem Bereich ist flach steigend. Es werden wenig wahre η in diesem Bereich erwartet, weswegen nur

3-6 % des Signals verloren gehen (Abb. 5.3). Das lineare Verhalten der Untergrundreduktion weist darauf hin, dass Werte $m_{\text{inv,filter}} \geq 0,15 \text{ GeV}/c^2$ nicht mehr im π^0 -Signal liegen. Hier steigt die Untergrundreduktion von ungefähr 15 %, gleichmäßig mit zunehmenden $m_{\text{inv,filter}}$, an. Je größer das gewählte Filterintervall, desto größer wird die Anzahl der in diesem Intervall liegenden Photonenaare, die als π^0 -Kandidaten gezählt und ausgeschlossen werden. Der Signalverlust steigt in diesem Bereich linear bis zu einem Wert von ungefähr $m_{\text{inv,filter}} = 0,2 \text{ GeV}/c^2$. Je größer das gewählte Filterintervall, desto größer wird die Anzahl wahrer η in diesem Bereich, die dann fälschlicherweise als π^0 -Kandidaten gezählt und ausgeschlossen werden. Für Werte $m_{\text{inv,filter}} \geq 0,2 \text{ GeV}/c^2$ ist die Auswirkung des η -Signals auf den Signalverlust erkennbar. Dieser steigt ab diesem Wert nicht mehr linear, sondern steiler mit zunehmendem $m_{\text{inv,filter}}$. Die Anzahl der wahren η nimmt zu, je näher $m_{\text{inv,filter}}$ an m_η liegt und daher auch die Anzahl aussortierter wahrer η , die fälschlicherweise als π^0 -Kandidaten gezählt werden.

Die Optimierung der Größe des Filterintervalls wird anhand der $m_{\text{inv,filter}}$ -Abhängigkeit der Verteilungen der untersuchten Größen auf einen Bereich von $0,15 \text{ GeV}/c^2 < m_{\text{inv}} \leq 0,2 \text{ GeV}/c^2$ eingeschränkt. In diesem Filterbereich liegt die obere Grenze der Filterintervalle nicht mehr im π^0 -Signal und der Einfluss des η -Signals verhält sich moderat.

Bevor die gegenseitige Beeinflussung beider Größen im SB-Verhältnis und der Signifikanz diskutiert wird, wird vorab die Zusammensetzung des ausgeschlossenen Untergrunds geprüft.

Wie bereits erwähnt, ist die Anzahl der reduzierten Photonenaare von der Größe des gesetzten Filterintervalls abhängig. Im Weiteren wird die Zusammensetzung der aussortierten Photonenaare geprüft, um den gewählten Filterbereich zu überprüfen. Der Fokus des Prefilters liegt in der Reduktion des kombinatorischen Untergrunds, der aus Photonenaaren, zusammengesetzt aus mindestens einem π^0 -Photonen, besteht. Abbildung 5.6 zeigt die Anzahl der aussortierten Photonenaare als Funktion von p_T und deren Zusammensetzung im angegebenen Signalbereich des η , für den 0,155-Filter (a) und für den 0,203-Filter (b). Die gewählten Filter geben ein Gefühl für die minimale und maximale Auswirkung auf den aussortierten Untergrund, da diese den minimalen und maximalen Wert des eingegrenzten Filterbereichs bilden. Der aussortierte Untergrund wird analog zu Abbildung 5.2 anhand seiner Bestandteile in vier

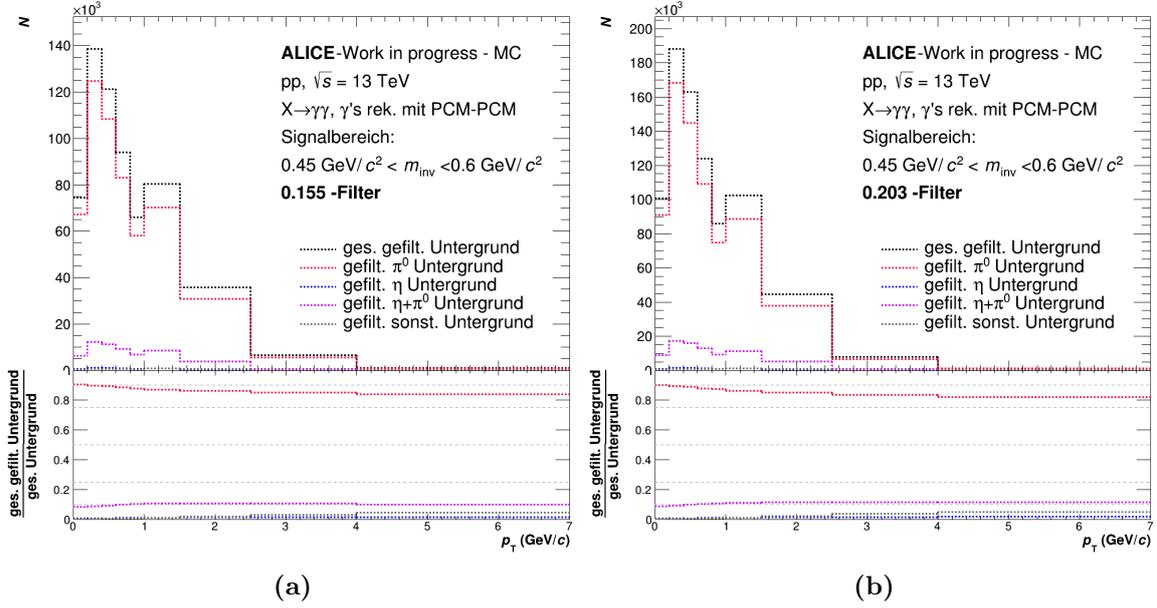


Abbildung 5.6: Anzahl der aussortierten Photonenpaare als Funktion von p_T und deren Bestandteile im Signalbereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$. Das Verhältnis zeigt den Anteil der aussortierten Photonenpaare zum gesamten kombinatorischen Untergrund. (a) zeigt den 0,155-Filter und (b) den 0,203-Filter.

Kategorien eingeteilt: gefilterter π^0 -Untergrund, gefilterter Mischuntergrund, gefilterter η -Untergrund und gefilterter sonstiger Untergrund.

Der in schwarz dargestellte gesamte aussortierte Untergrund zeigt, genauso wie der gesamte kombinatorische Untergrund, eine p_T -Abhängigkeit. Für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ ist die Anzahl der Untergrund-Paare sehr viel höher als für größere p_T -Werte. Dementsprechend hat die Anwendung des Prefilters im angestrebten Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$, die größte Auswirkung. Je nach p_T , hat der gefilterte π^0 -Untergrund (rot) einen Anteil von ungefähr 90 % und der gefilterte Mischuntergrund (violett) einen Anteil von ungefähr 10 % am gesamten aussortierten Untergrund. Die prozentuale Zusammensetzung verhält sich nahezu analog zur prozentualen Zusammensetzung des gesamten kombinatorischen Untergrunds. Zusammengenommen machen beide gefilterten Anteile nahezu den gesamten aussortierten Untergrunds aus. Damit wird der Fokus erfüllt, Photonenpaare zusammengesetzt aus mindestens einem π^0 -Photon zu reduzieren. Der gefilterte η -Untergrund (blau) sowie der gefilterte sonstige Untergrund (grau) machen je nach p_T , jeweils weniger als 5 % des gesamten aussortierten Untergrunds aus.

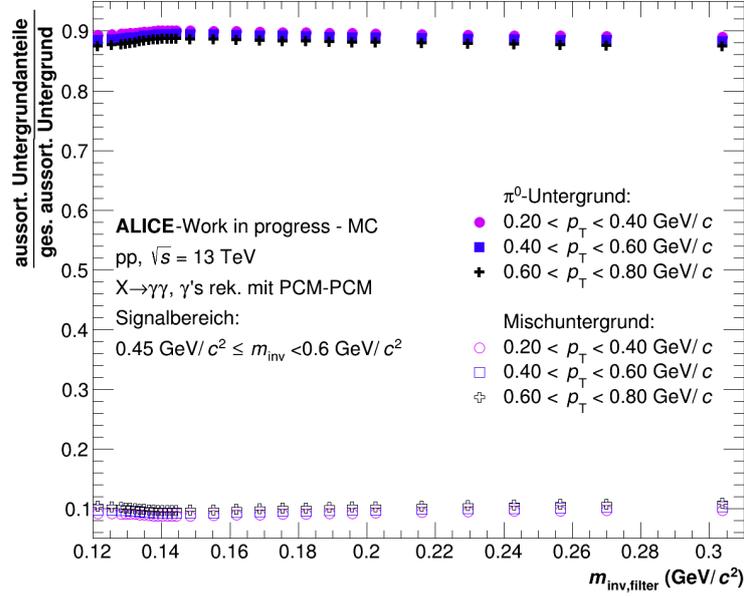


Abbildung 5.7: Verhältnis des gefilterten π^0 -Untergrunds (geschlossene Datenpunkte) bzw. gefilterten Mischuntergrunds (offene Datenpunkte) zum gesamten aussortierten Untergrund. Die Verhältnisse sind dargestellt als Funktion von $m_{inv,filter}$ für ausgewählte p_T -Intervalle im Signalbereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{inv} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$.

Abbildung 5.7 zeigt das Verhältnis der dominantesten aussortierten Untergrundanteile als Funktion von $m_{inv,filter}$, für ausgewählte p_T -Intervalle im Signalbereich des η . Hierbei werden wieder die drei niedrigsten der eingeteilten p_T -Intervalle gewählt. Das Verhältnis des reduzierten π^0 -Untergrunds (ausgefüllte Datenpunkte), sowie des Mischuntergrunds (offene Datenpunkte) als Funktion von $m_{inv,filter}$ ist nahezu konstant. Abbildung 5.8 zeigt das Verhältnis des aussortierten Untergrunds zum gesamten kombinatorischen Untergrund als Funktion von p_T , für den jeweiligen gewählten Filter, im angegebenen Signalbereich des η . Für die kleinste obere Filtergrenze im eingegrenzten Filterbereich (0,155-Filter) bewegt sich die Untergrundreduktion je nach p_T für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ in einem Bereich von 14-16 %. Für den 0,203-Filter, die größte obere Filtergrenze im eingegrenzten Filterbereich, liegt diese je nach p_T für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ bei ungefähr 18,5-21,5 %.

Die Optimierung der Wahl der Größe des Filterintervalls hängt nicht von der Zusammensetzung des aussortierten Untergrunds ab, da sich diese nahezu konstant als

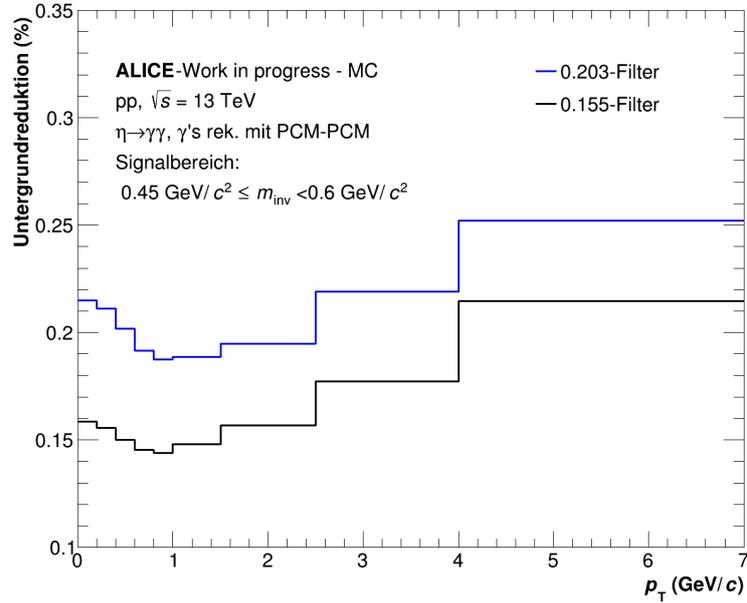


Abbildung 5.8: Untergrundreduktion als Funktion von p_T für den 0,155-Filter (schwarz) und den 0,203-Filter (blau) im Signalbereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$.

Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ verhält. Die Anwendung des Prefilters im Filterbereich führt dazu, dass primär Kombinationen, die mindestens ein π^0 -Photon enthalten, aussortiert werden. Es wird nur ein kleiner Anteil Untergrund-Paare fälschlicherweise als π^0 -Kandidat gezählt und aussortiert. Im folgenden Abschnitt wird das Zusammenspiel des reduzierten Untergrunds und verlorenen Signals im SB-Verhältnis und der Signifikanz, geprüft für die optimierte Wahl des Filterintervalls mit dem Fall ohne Prefilter verglichen.

5.4.6 Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und Signifikanz

Das Zusammenspiel vom reduzierten Untergrund und verlorenen Signal durch die Anwendung des Prefilters, spiegelt sich im SB-Verhältnis wieder. Abbildung 5.9 (a) zeigt das SB-Verhältnis des 0,155-Filters, des 0,203-Filters, sowie dem Fall ohne Prefilter als Funktion von p_T im Signalbereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$. Bei dem ins Verhältnis gesetzten Signal, handelt es sich für den Fall mit Prefilter um das jeweilige wahre Filtersignal und für den Fall ohne Prefilter um das wahre η -Signal. Das

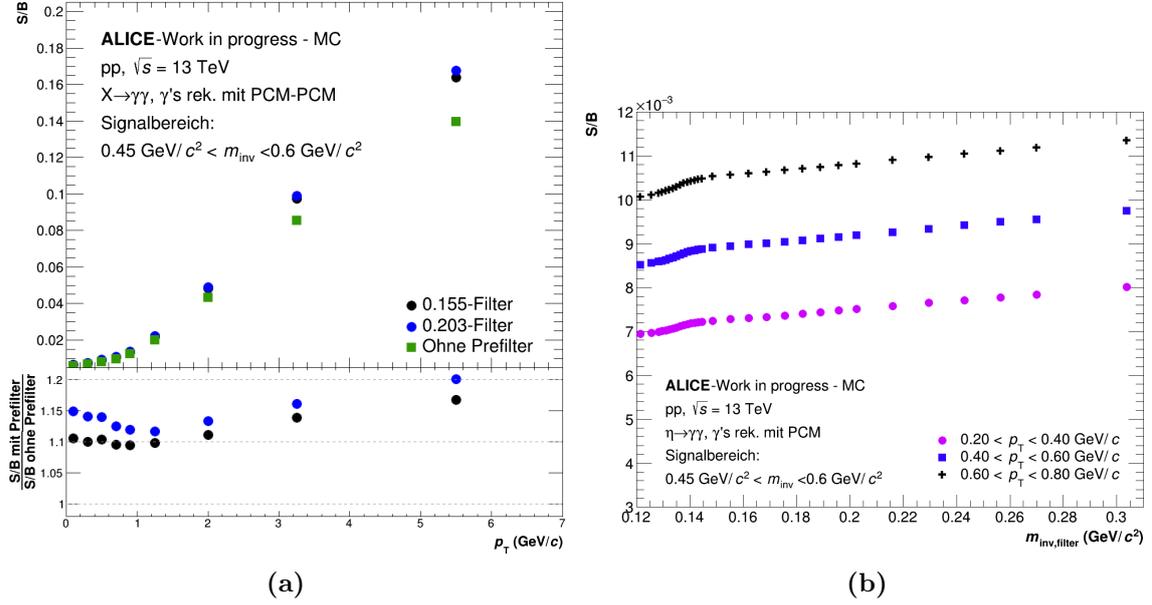


Abbildung 5.9: Signal-zu-Untergrund-Verhältnis als Funktion von p_T (a) bzw. als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für ausgewählte p_T -Intervalle (b). Das Verhältnis ist für den Signalbereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$ gezeigt.

wahre Filtersignal beschreibt das η -Signal, abzüglich der durch die Anwendung des Prefilters verlorenen wahren η . Der Untergrund für den Fall mit Prefilter, beschreibt den kombinatorischen Untergrund, abzüglich des jeweiligen reduzierten Untergrunds. Für den Fall ohne Filter, wird das Signal mit dem kombinatorischen Untergrund ins Verhältnis gesetzt. Der 0,155-Filter beschreibt das Filterintervall mit der kleinsten oberen Filtergrenze des eingegrenzten Filterbereichs (schwarz) und der 0,203-Filter beschreibt die größte obere Filterintergrenze des eingegrenzten Filterbereichs (blau). Das SB-Verhältnis nimmt mit zunehmenden p_T steil zu. Nach Anwendung des Prefilters, ist das SB-Verhältnis im Verhältnis zum SB-Verhältnis ohne Prefilter sowohl für den 0,155-Filter als auch für den 0,203-Filter in einem Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ um 10-15 % erhöht. Der Anteil des reduzierten Untergrunds ist höher als der Anteil des verlorenen Signals. Die Vergrößerung des SB-Verhältnisses entspricht dem Ziel, das mit der Anwendung des Prefilters angestrebt wird. Abbildung 5.9 (b) zeigt das SB-Verhältnis als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für ausgewählte p_T -Intervalle im Signalbereich des η . Hierbei werden, wie bereits erklärt, die drei niedrigsten der eingeteilten p_T -Intervalle gewählt. Mit einem SB-Verhältnis in der Größenordnung 10^{-2} ist das

Verhältnis nach wie vor klein, wobei das niedrigste der gewählten p_T -Intervalle das kleinste SB-Verhältnis aufweist. Der Wert des Verhältnisses steigt mit zunehmendem p_T . Im jeweiligen p_T -Intervall verhält sich das SB-Verhältnis nahezu konstant bzw. leicht linear steigend als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$. Dies ist konsistent mit der linearen Reduktion des Untergrunds, sowie dem linearen Verlust des Signals als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für den eingegrenzten Filterbereich.

Für die Optimierung der Signalextraktion durch die Anwendung des Prefilters mit einem Filterintervall, dessen obere Grenze im eingegrenzten Filterbereich liegt, ist entscheidend, welcher der beiden Effekte (Untergrundreduktion bzw. Signalverlust) eine größere Auswirkung auf diese hat. Die Signifikanz wird wie folgt definiert:

$$S = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (5.1)$$

wobei S die Anzahl der Photonenpaare des Signals und B die Anzahl der Untergrund-Paare des kombinatorischen Untergrunds beschreibt. Die Wurzel aus S+B repräsentiert den Fehler des Signals nach der Separation vom kombinatorischen Untergrund. Wie in Formel 5.1 gezeigt, wird das Signal mit diesem ins Verhältnis gesetzt. Entspricht die Signifikanz einem Wert von 1, kann das Signal nicht von statistischen Fluktuationen unterschieden werden. Das Ziel ist das SB-Verhältnis sowie Signifikanz gleichzeitig zu optimieren.

Abbildung 5.10 (a) zeigt die Signifikanz des 0,155-Filters, des 0,203-Filters, sowie den Fall ohne Prefilter als Funktion von p_T im Signalbereich des η . Die gewählten Filter geben einen Überblick über die minimale und maximale Auswirkung für den eingegrenzten Filterbereich. Die Signifikanz zeigt einen unregelmäßigen Anstieg, der keinem bestimmten Verhalten folgt, bis zum Intervall $1,5 \text{ GeV}/c \leq p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$. Dort ist das Maximum für den eingegrenzten p_T -Bereich erreicht. Danach folgt ein linearer Abfall für die letzten beiden eingeteilten p_T -Intervalle. Nach Anwendung des Prefilters ist die Signifikanz sowohl für den 0,155-Filter (schwarz) als auch für den 0,203-Filter (blau), im Verhältnis zur Signifikanz für den Fall ohne die Anwendung des Prefilters, im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ um 1-2,5 % erhöht. Dies entspricht dem Ziel, das mit der Anwendung des Prefilters angestrebt wird.

Im Gegensatz zur Signifikanz spiegeln sich Untergrundreduktion sowie Signalverlust

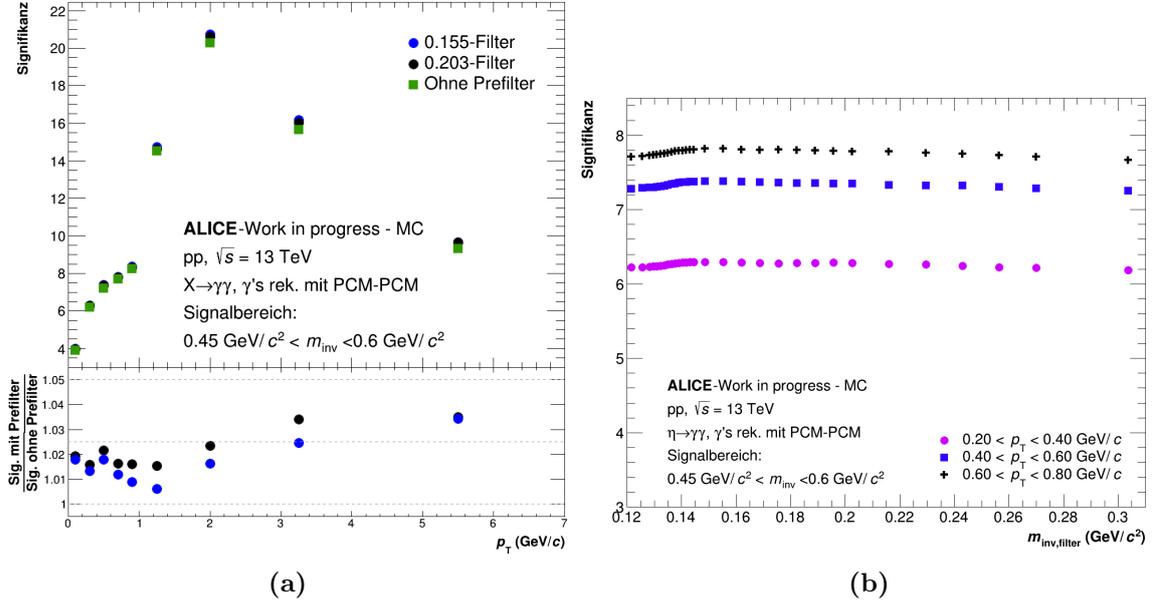


Abbildung 5.10: Signifikanz als Funktion von p_T (a) bzw. als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für ausgewählte p_T -Intervalle (b). Die Signifikanz ist für den Signalbereich des η von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$ gezeigt.

direkt im SB-Verhältnis wieder. Für die Signifikanz geht die Änderung des Untergrunds sowie des Signals durch die Anwendung des Prefilters über die Wurzel der Addition beider Größen ein. Änderungen des SB-Verhältnisses um 10-15 % spiegeln sich daher nicht im gleichen Maße in der Signifikanz wieder.

Abbildung 5.10 (b) zeigt die Signifikanz als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für ausgewählte p_T -Intervalle im Signalbereich des η . Hierbei werden, wie bereits erklärt, die drei niedrigsten der eingeteilten p_T -Intervalle gewählt. Die Signifikanz ist für das niedrigste p_T -Intervall am kleinsten und steigt mit p_T -Intervallen höherer p_T -Werte. Innerhalb der p_T -Intervalle verhält sich die Signifikanz nahezu konstant.

Im nächsten Abschnitt folgt ein Vergleich der in den Abschnitten 5.4.5 und 5.4.6 vorgestellten Größen zwischen den verschiedenen Filtervariationen, um mögliche Abweichungen der Ergebnisse zu diskutieren. Mit diesem Vergleich wird eine Filtervariation festgelegt anhand derer die Signalextraktion für den Fall mit Prefilter und den Fall ohne Prefilter miteinander verglichen wird.

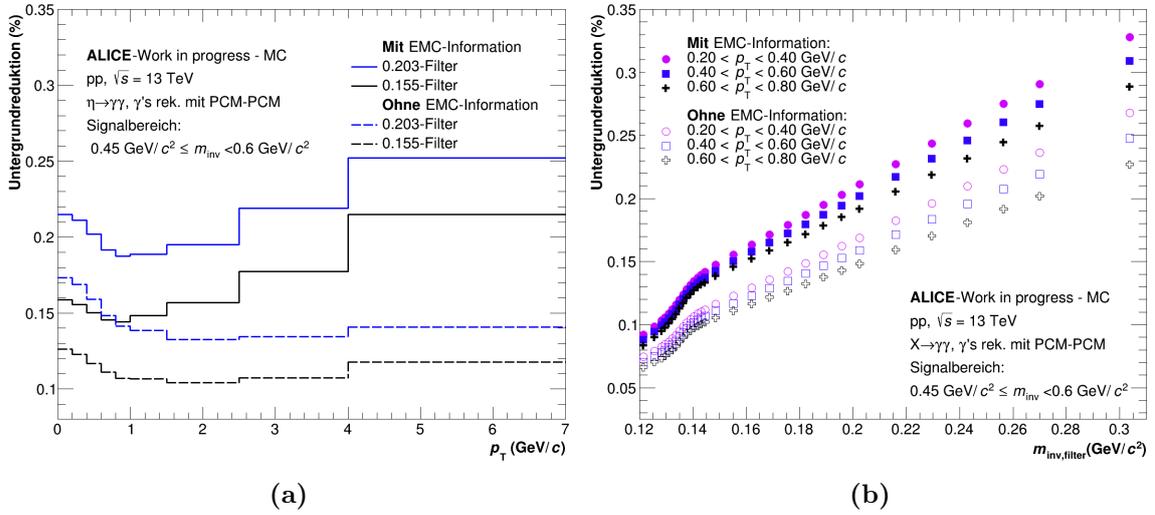


Abbildung 5.11: Untergrundreduktion als Funktion von p_T (a) und als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für ausgewählte p_T -Intervalle (b) verglichen für die verschiedenen Filtervariationen. Für Abbildung (a) ist die Variation mit EMC-Information als durchgezogene Linie dargestellt und die Variation ohne EMC-Information als gestrichelte Linie. Der 0,155-Filter ist dargestellt in Schwarz, der 0,203-Filter in Blau.

5.4.7 Vergleich der Variationen

In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Filtervariationen (vgl. Abschnitt 5.4.4) anhand der Untergrundreduktion sowie dem Signalverlust verglichen, welche sich im SB-Verhältnis sowie der Signifikanz widerspiegeln. Mithilfe des Vergleichs wird eine Filtervariation gewählt, anhand derer die Signalextraktion durchgeführt und mit dem Fall ohne Prefilter verglichen wird.

Abbildung 5.11 (a) zeigt die Untergrundreduktion als Funktion von p_T , für den 0,155-Filter (schwarz), sowie den 0,203-Filter (blau), verglichen für die beiden eingeführten Filtervariationen. Die Variation mit EMC-Information ist als durchgezogene Linie dargestellt, die Variation ohne EMC-Information als gestrichelte Linie. Die Untergrundreduktion fällt zu Beginn für beide Variationen vom niedrigsten p_T -Intervall bis zum Intervall $0,8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 1,0 \text{ GeV}/c$ ab. Während die Untergrundreduktion für den Fall mit EMC-Information dann wieder steigt und sogar den Wert des kleinsten p_T -Intervalls übersteigt, bleibt sie für den Fall ohne EMC-Information, für die nachfolgenden p_T -Intervalle nahezu konstant. Der Wert für die Variation mit

EMC-Information steigt für höhere p_T da das EMCAL eine minimale Energie von $E_\gamma = 0,7$ GeV hat. Photonen können daher erst ab höheren p_T effizient gemessen werden und machen daher ab $p_T > 1$ GeV/c den erwähnten Unterschied zwischen den beiden Variationen aus. Die Untergrundreduktion ist insgesamt für die Variation mit EMC-Information größer als für die Variation ohne EMC-Information. Die Differenz zwischen den beiden Variationen für $p_T \leq 1$ GeV/c, beläuft sich auf 3-5 %.

Abbildung 5.11 (b) zeigt die Untergrundreduktion als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$, verglichen für ausgewählte p_T -Intervalle. Hierbei werden wieder die drei niedrigsten der eingeteilten p_T -Intervalle gewählt. Dies gilt auch für alle Weiteren in diesem Abschnitt gezeigten Größen, die als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ dargestellt sind. Als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ verhalten sich die beiden Variationen sehr ähnlich und sind lediglich um die bereits beschriebenen Differenz voneinander verschoben.

Abbildung 5.12 (a) zeigt den Signalverlust als Funktion von p_T für den 0,155-Filter (schwarz) sowie den 0,203-Filter (blau), verglichen für die beiden eingeführten Filtervariationen. Die Variation mit EMC-Information ist auch hier als durchgezogene Linie dargestellt, sowie die Variation ohne EMC-Information als gestrichelte Linie. Der Signalverlust ist für die beiden niedrigsten p_T -Intervalle am höchsten. Während der Signalverlust für die Variation mit EMC-Information ungefähr konstant bleibt, fällt er für die Variation ohne EMC-Information mit zunehmendem p_T . Der Signalverlust ist für die Variation mit EMC-Information größer als für den Fall ohne EMC-Information und die Differenz liegt bei ungefähr 1-2 %, für $p_T \leq 1$ GeV/c.

Abbildung 5.12 (b) zeigt den Signalverlust als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ verglichen für ausgewählte p_T -Intervalle. Als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ verhält sich der Verlauf von beiden Variationen sehr ähnlich und ist nur um die beschriebene Differenz voneinander verschoben. Wie in Abbildung 5.12 (b) zu erkennen, ist der Signalverlust für die Variation ohne EMC-Information nahezu unabhängig von p_T . Für die Variation mit EMC-Information ist eine deutliche Abweichung zwischen den p_T -Intervallen zu erkennen.

Das Zusammenspiel vom reduzierten Untergrund und verlorenen Signal durch die Anwendung der verschiedenen Variationen des Prefilters, spiegelt sich im SB-Verhältnis wieder. Auf den Verlauf des SB-Verhältnisses als Funktion p_T und $m_{\text{inv,filter}}$ wurde bereits in Abschnitt 5.4.6 eingegangen. Im Folgenden wird daher das SB-Verhältnis mit Fokus auf den Abweichungen unter den Filtervariationen (mit und ohne EMC-

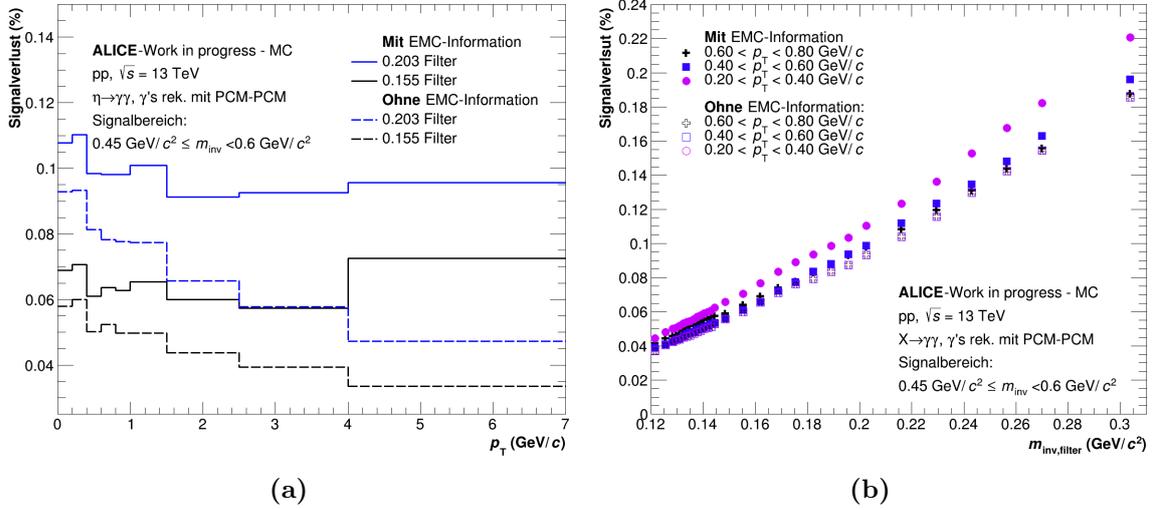


Abbildung 5.12: Signalverlust als Funktion von p_T (a) und als Funktion von $m_{inv,filter}$ für ausgewählte p_T -Intervalle (b) verglichen für die verschiedenen Filtervariationen. Für Abbildung (a) ist die Variation mit EMC-Information als durchgezogene Linie dargestellt und die Variation ohne EMC-Information als gestrichelte Linie. Der 0,155-Filter ist dargestellt in Schwarz, der 0,203-Filter in Blau.

Information) analysiert.

Abbildung 5.13 (a) zeigt das SB-Verhältnis des 0,155-Filters (schwarz) und 0,203-Filters (blau) verglichen für die beiden Filtervariationen sowie dem Fall ohne Prefilter als Funktion von p_T . Die verschiedenen Filter werden mit dem Fall ohne Prefilter ins Verhältnis gesetzt. Die Variation mit EMC-Information ist in geschlossenen Datenpunkten dargestellt, die Variation ohne EMC-Information in offenen Datenpunkten. Dies gilt auch für die im Weiteren gezeigte Signifikanz (Abb.5.14(a)), als Funktion von p_T . Das SB-Verhältnis für die Variation ohne EMC-Information ist im Vergleich zum Fall ohne Prefilter, für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$, um 5-10 % vergrößert. Der Verlauf des Verhältnisses des jeweiligen Filters als Funktion von p_T verhält sich im direkten Vergleich zwischen den Variationen gleich. Die Variation mit EMC-Information erzielt im Gegensatz zur Variation ohne EMC-Information ein um 5 % größeres SB-Verhältnis. Für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ liegt der Unterschied zwischen den Variationen lediglich bei der genannten Differenz. Abbildung 5.13 (b) zeigt das SB-Verhältnis als Funktion von $m_{inv,filter}$ verglichen für ausgewählte p_T -Intervalle. Als Funktion von $m_{inv,filter}$ verhält sich der Verlauf von beiden Variationen gleich und ist nur um die beschriebene Diffe-

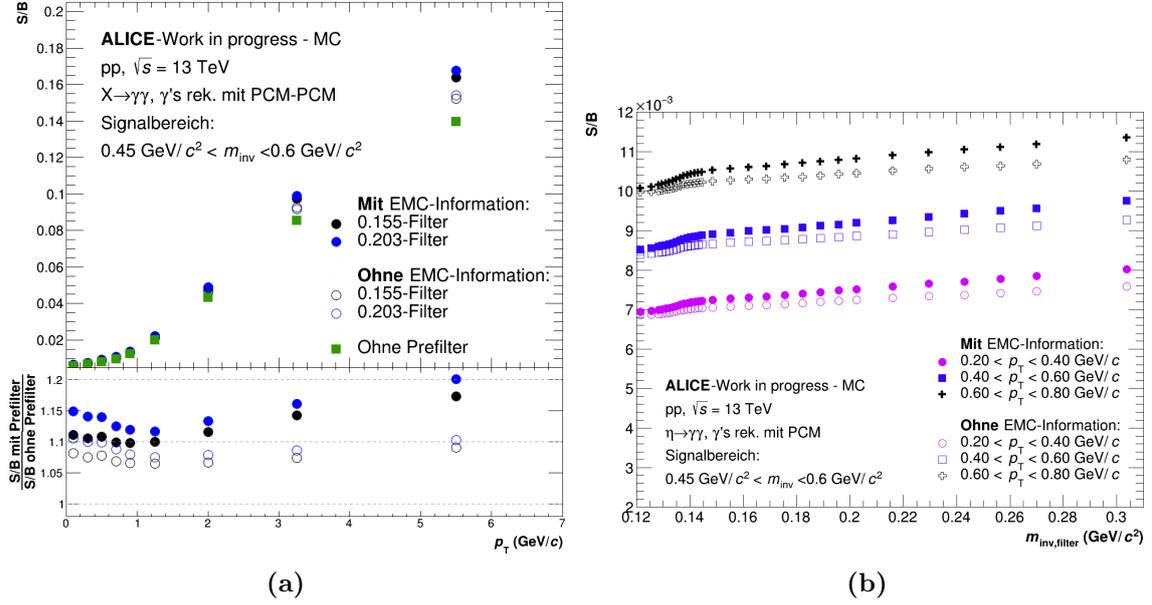


Abbildung 5.13: SB-Verhältnis als Funktion von p_T (a) und als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für ausgewählte p_T -Intervalle (b) verglichen für die verschiedenen Filtervariationen. Für Abbildung (a) ist die Variation mit EMC-Information als geschlossene Datenpunkte dargestellt, die Variation ohne EMC-Information als offene Datenpunkte. Der 0,155-Filter ist dargestellt in Schwarz, der 0,203-Filter in Blau.

renz voneinander verschoben.

Wie bereits in Abschnitt 5.4.6 erklärt, ist die Signifikanz ein weiteres Maß, um die Auswirkungen des Prefilters auf Signal und kombinatorischen Untergrund zu verifizieren. Auch hier wird in Abschnitt 5.4.6 detailliert auf den Verlauf der Signifikanz als Funktion von p_T und $m_{\text{inv,filter}}$ eingegangen. Im Folgenden liegt der Fokus daher auf den Abweichungen unter den beiden Filtervariationen.

Abbildung 5.14 (a) zeigt die Signifikanz des 0,155-Filters (schwarz) und 0,203-Filters (blau), verglichen für die verschiedenen Variationen sowie den Fall ohne Prefilter, als Funktion von p_T . Die verschiedenen Filter werden mit dem Fall ohne Prefilter ins Verhältnis gesetzt. Die Signifikanz für die Variation ohne EMC-Information ist im Vergleich zum Fall ohne Prefilter für $p_T \leq 1$ GeV/c, um 0-1,5 % vergrößert. Der Verlauf des Verhältnisses des jeweiligen Filters als Funktion von p_T verhält sich im direkten Vergleich zwischen den Variationen gleich. Die Variation mit EMC-Information erzielt im Gegensatz zur Variation ohne EMC-Information eine um 1 % größere Si-

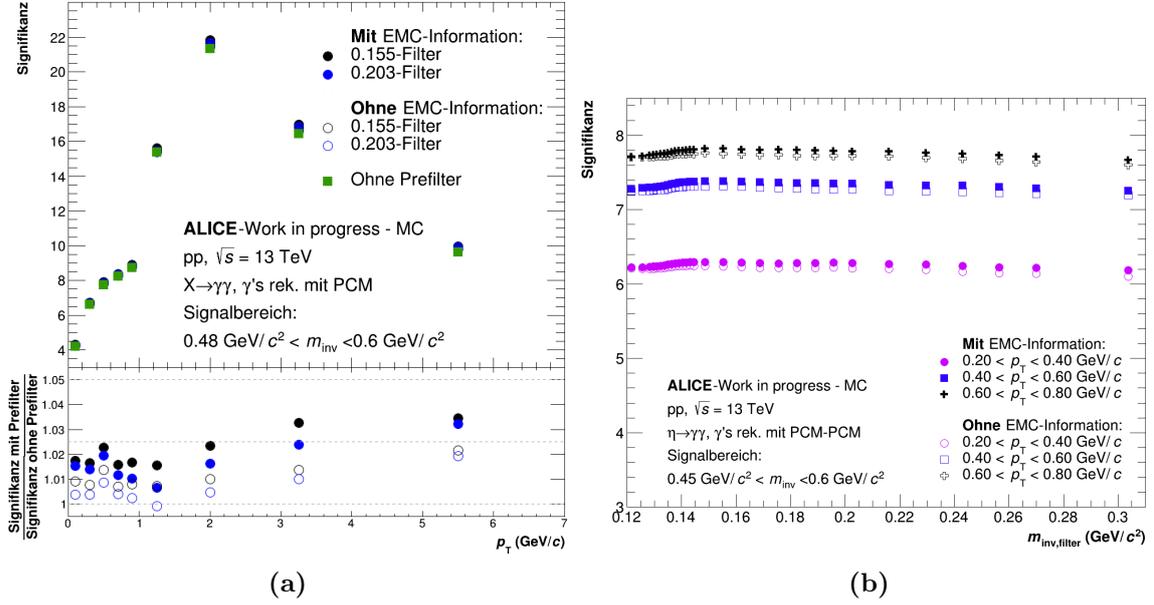


Abbildung 5.14: Signifikanz als Funktion von p_T (a) und als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für ausgewählte p_T -Intervalle (b) verglichen für die verschiedenen Filtervariationen. Für Abbildung (a) ist die Variation mit EMC-Information als geschlossene Datenpunkte dargestellt, die Variation ohne EMC-Information als offene Datenpunkte. Der 0,155-Filter ist dargestellt in Schwarz, der 0,203-Filter in Blau.

gnifikanz. Für $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ liegt der Unterschied zwischen den Variationen lediglich bei der genannten Differenz. Abbildung 5.14 (b) zeigt die Signifikanz als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ verglichen für ausgewählte p_T -Intervalle. Als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ verhält sich der Verlauf von beiden Variationen gleich und ist nur um die beschriebene Differenz voneinander verschoben.

Zusammengefasst ist das Zusammenspiel von Untergrundreduktion und Signalverlust für die verschiedenen Filtervariationen im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ gleich und weicht nur um die beschriebene Differenzen voneinander ab. Sowohl für das SB-Verhältnis sowie die Signifikanz erzielt die Variation mit EMC-Information, im Vergleich zur Variation ohne EMC-Information, die größeren Auswirkungen. Dies ist konsistent mit der in Abschnitt 5.4.4 formulierten Erwartung. Die Hinzunahme der EMC-Information erhöht die Wahrscheinlichkeit Konversionsphotonen, anhand des gesetzten Filterintervalls, für den Weiteren Verlauf der Signalextraktion auszuschließen. Aufgrund der bereits beschriebenen Auflösungseffekte der Spur - und Photonenrekonstruktion, genauso wie

der schwindenden Rekonstruktionseffizienz des EMCal hin zu kleinen Transversalimpulsen [37], kann der in Abschnitt 5.4.4 beschriebene Optimalfall nicht reproduziert werden.

Die Wahrscheinlichkeit, das zugehörige Photon zu einem bereits konvertierten Photon aus dem gleichen Mutterteilchen mit der PCM-Methode zu rekonstruieren, liegt bei 8,5 %. Mit Hinzunahme der EMC-Information kann ein Anteil der weiteren 91,5 % der Mesonen rekonstruiert werden, bei denen nur ein Photon des Mutterteilchens konvertiert ist. Wie bereits in Abschnitt 5.4.4 beschrieben, wird in den genannten 91,5 % nicht die geometrische Akzeptanz des EMCal mit einbezogen. Der Optimalfall dient zur Veranschaulichung der Grenzen von PCM-PCM und dementsprechend des Prefilters und hat dabei nicht den Zweck genaue prozentuale Aussagen zu treffen.

Der Prefilter filtert zudem nicht nur wahre π^0 sondern sortiert auch zu einem gewissen prozentualen Anteil zufällig markierte π^0 -Kandidaten aus. Dieser Anteil nimmt mit der Vergrößerung des Filterintervalls zu. Die in Abschnitt 5.4.5 durchgeführte Studie zeigt jedoch, dass dieser Anteil von zufällig markierten π^0 -Kandidaten im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$, fast ausschließlich von Kombinationen bestehend aus mindestens einem π^0 -Photon dominiert wird. Da mit der Anwendung des Prefilters genau dieser Anteil des kombinatorischen Untergrunds reduziert werden soll, wirkt sich dieser Effekt positiv aus.

Aufgrund des größeren SB-Verhältnisses sowie der größeren Signifikanz der Variation mit EMC-Information wird diese als Variation für den Analyseschritt der Signalextraktion gewählt. Die Auswirkungen der Vergrößerung des SB-Verhältnisses sowie der Signifikanz auf die Signalextraktion, im Vergleich für den Fall ohne Prefilter, wird im nächsten Abschnitt anhand eines Filterintervalls beispielhaft diskutiert. Die Ergebnisse der Signalextraktion werden abschließend für die verschiedenen oberen Filtergrenzen im eingegrenzten Filterbereich miteinander verglichen.

5.5 Signalextraktion

In diesem Abschnitt wird der Analyseschritt der Signalextraktion beschrieben. Das Ziel der Signalextraktion ist es, das Signal vom kombinatorischen Untergrund zu separieren und die Anzahl der produzierten η -Mesonen als Funktion von p_T darzustellen.

Die SE-Verteilung sowie die ME-Verteilung werden dafür in verschiedenen p_T -Intervalle aufgeteilt. Bei der Wahl der Intervalle wird darauf geachtet, diese im Bereich von $0,2 \text{ GeV}/c \leq p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$ möglichst fein zu wählen, jedoch nicht zu fein, um noch genügend Statistik pro Intervall zu haben um ein Signal extrahieren zu können. Das Signal im Bereich von $0 \text{ GeV}/c \leq p_T < 0,2 \text{ GeV}/c$ kann, aufgrund des erhöhten kombinatorischen Untergrunds und der damit einhergehenden schwierigen Beschreibung von diesem, nicht extrahiert werden. Der Bereich von $2,5 \text{ GeV}/c \leq p_T < 7 \text{ GeV}/c$ wird in zwei p_T -Intervalle aufgeteilt, da die zentrale Fragestellung dieser Arbeit auf die Optimierung der Ergebnisse der Signalextraktion im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ abzielt. Daher besteht nicht die Notwendigkeit einer feinen Intervallaufteilung in diesem Bereich. Das Signal in diesen p_T -Intervallen wird jedoch trotzdem als Referenz extrahiert, da die Signalextraktion in diesem Bereich nicht im gleichen Maße erschwert ist, wie diverse Veröffentlichungen zeigen. Die Einteilung der p_T -Intervalle ist in Anhang (A.2) zu finden.

Die Signalextraktion wird beispielhaft anhand des p_T -Intervalls

$0,2 \text{ GeV}/c \leq p_T < 0,4 \text{ GeV}/c$ beschrieben und für den Fall mit Prefilter (0,162-Filter) und ohne Prefilter verglichen. Dieser Filter wird beliebig aus einem der im eingegrenzten Filterbereich liegenden oberen Filtergrenzen gewählt. Die Anzahl der produzierten η -Mesonen als Funktion von p_T , wird im nächsten Abschnitt für die verschiedenen oberen Filtergrenzen im eingegrenzten Filterbereich verglichen. Wie in Abschnitt 5.4.7 diskutiert, wird die Filtervariation mit EMC-Information gewählt, um die Ergebnisse der Signalextraktion zu optimieren.

Abbildung 5.15 zeigt die Anzahl der Photonenaare als Funktion von m_{inv} , in einem Bereich von $0,3 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,8 \text{ GeV}/c^2$, für den Fall des 0,162-Filters (a) und für den Fall ohne Prefilter (b). Alle Weiteren Abbildung in diesem Abschnitt werden auch im erwähnten m_{inv} -Bereich gezeigt. Die geschlossenen Datenpunkte repräsentieren Photonenaare, die mit der SE-Methode bestimmt werden, offene Datenpunkte repräsentieren Photonenaare, die mit der ME-Methode bestimmt werden. Die SE-Methode sowie die ME-Methode werden in Abschnitt 4.3 detailliert beschrieben. Photonenaare bestimmt mit der ME-Methode, werden im Falle der Anwendung des Prefilters den gleichen Kriterien unterzogen wie Photonenaare, die mit der SE-Methode bestimmt werden. Damit wird der Fall nachgebildet, dass Photonenaare fälschlicherweise als π^0 -Kandidaten markiert werden oder wahre π^0 nicht im gesetzten

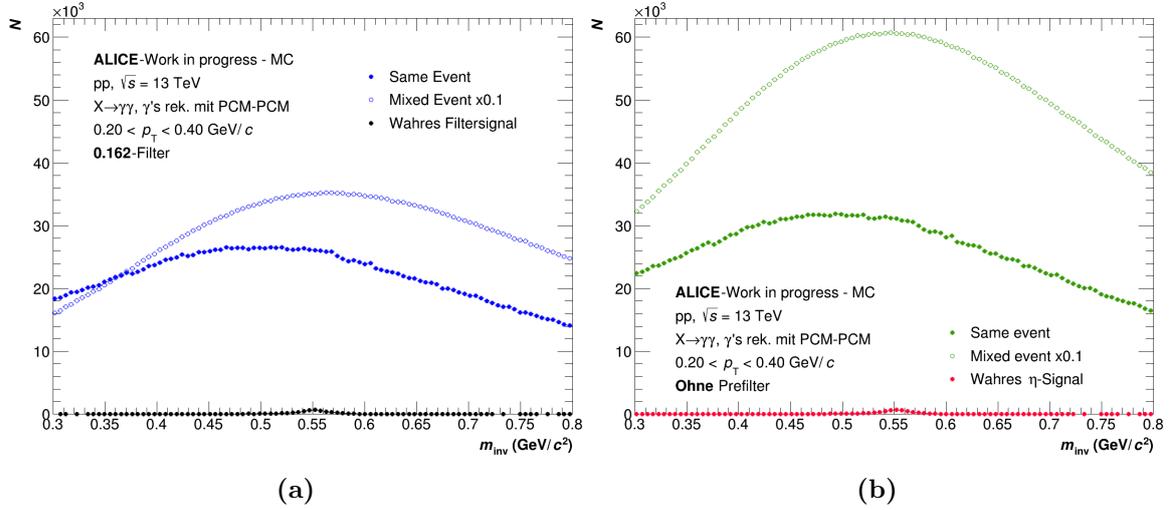


Abbildung 5.15: Anzahl der Photonenpaare bestimmt mit der *Same-Event*-Methode (geschlossene Datenpunkte) sowie der *Mixed-Event*-Methode (offene Datenpunkte) als Funktion von m_{inv} in einem Bereich von $0,3 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} \leq 0,8 \text{ GeV}/c^2$. (a) zeigt den Fall mit 0,162-Filter und das wahre η -Signal nach Anwendung des Filters in Schwarz (wahres Filtersignal). (b) zeigt den Fall ohne Prefilter und das wahre η -Signal in Rot.

Filterintervall liegen. Der kombinatorische Untergrund ändert sich dadurch individuell für jede Filtereinstellung. Es wird davon ausgegangen, dass der kombinatorische Untergrund zum Großteil aus unkorrelierten Untergrund-Paaren besteht und daher von der ME-Verteilung nachgebildet wird. Sowohl für den Fall mit 0,162-Filter (a), als auch für den Fall ohne Prefilter (b), wird der kombinatorische Untergrund, entgegen der Annahme, nicht vollkommen durch die ME-Verteilung beschrieben. Im Gegensatz zur jeweiligen SE-Verteilung, weisen die ME-Verteilungen eine andere Form auf.

Die Reduktion des kombinatorischen Untergrunds durch die Anwendung des Prefilters, wird durch einen Vergleich der jeweiligen Verteilungen ersichtlich. Die SE-Verteilung zeigt nach Anwendung des Prefilters einen nahezu gleichen Verlauf auf, jedoch ist die Anzahl der Photonenpaare reduziert. Die Verteilung liegt im direkten Vergleich tiefer auf der y-Achse. Die Anzahl der Photonenpaare, bestimmt mit der ME-Methode, ist auch durch die Anwendung des Prefilters reduziert. Die ME-Verteilung liegt daher auch tiefer auf der y-Achse. Durch die Anwendung des Prefilters hat sich zudem die Form leicht verändert.

Im nächsten Schritt wird die ME-Verteilung von der SE-Verteilung abgezogen. Auf-

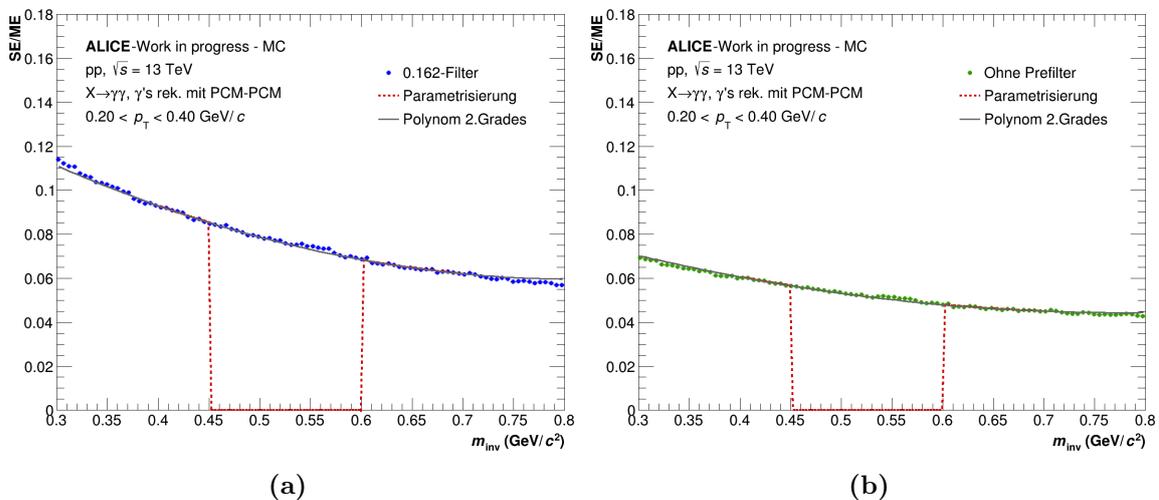


Abbildung 5.16: Verhältnis der *Same-Event*-Verteilung zur *Mixed-Event*-Verteilung als Funktion von m_{inv} für den Fall mit 0,162-Filter (a) und den Fall ohne Prefilter (b).

grund der erhöhten Anzahl an Photonenpaaren bestimmt mit der ME-Methode, im Vergleich zu Photonenpaaren bestimmt mit der SE-Methode, muss die ME-Verteilung passend skaliert werden. Wie bereits erwähnt, wird der kombinatorische Untergrund nicht passend durch die ME-Verteilung beschrieben.

Abbildung 5.16 zeigt das Verhältnis der SE- und der ME-Verteilung als Funktion von m_{inv} , das aus diesem Grund keiner konstanten Gerade folgt. Das Verhältnis wird daher parametrisiert. Der Bereich der Parametrisierung wird auf $0,4 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,7 \text{ GeV}/c^2$ festgelegt und die Parametrisierung selbst ist in rot dargestellt. Der Signalebereich von $0,45 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,6 \text{ GeV}/c^2$ wird ausgelassen, da dieser nicht durch die Parametrisierung beschrieben werden kann. Die nächst kleinste Ordnung die das Verhältnis passend beschreibt, ist ein Polynom zweiten Grades.

Abbildung 5.17 zeigt das extrahierte Signal als Funktion von m_{inv} , nach Abzug der skalierten ME-Verteilung. Trotz der Wahl eines Polynom zweiten Grades zur Parametrisierung des Verhältnisses der SE- und ME-Verteilung ist es für den Fall größerer Filterintervalle nötig, den verbleibenden Untergrund mit einem Polynom ersten Grades zu parametrisieren. Dieser Anteil wird dann abgezogen, um die nicht vollständig passende Beschreibung des Untergrunds zu korrigieren.

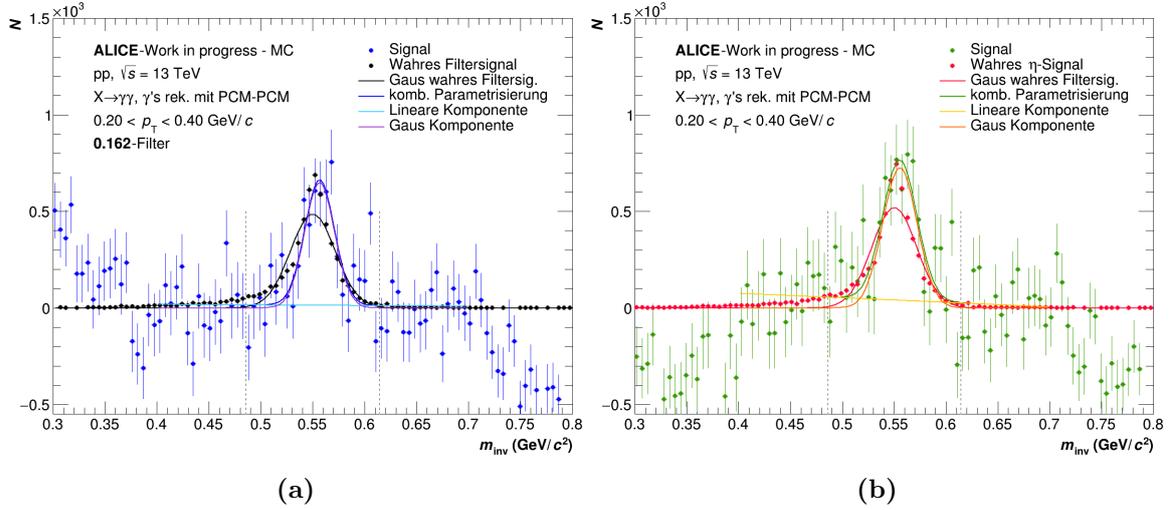


Abbildung 5.17: m_{inv} -Verteilung nach Abzug des Untergrunds und die Verteilung der wahren η für den 0,162-Filter (a) bzw. ohne Prefilter (b). Es wird zudem die Parametrisierung des rekonstruierten Signals, bestehend aus einer Gauß- und Linearen-Komponente, sowie Parametrisierung des wahren η -Signals mit einem Gauß gezeigt.

Daher wird das Signal mit einer Parametrisierung F , bestehend aus einer Gauß-Komponente (G) und einer Linearen-Komponente (L) parametrisiert:

$$F = G + L \quad (5.2)$$

Gauß-Komponente

Beschreibt die im Abschnitt 5.4.3 beschriebenen Verschmierungseffekte aufgrund der beschränkten Auflösung der zur Messung verwendeten Detektoren.

$$G(m_{\text{inv}}) = A \cdot \exp\left[-0,5 \cdot \left(\frac{m_{\text{inv}} - m_{\eta}}{\sigma}\right)^2\right] \quad (5.3)$$

$G(m_{\text{inv}})$: Gauß-Funktion mit Maximum bei m_{η}

A : Amplitude der Gauß-Funktion

m_η : Parameter festgelegt auf $m_\eta = 0,548 \text{ GeV}/c^2$ [24]

σ : Standardabweichung vom Maximum der Gauß-Funktion bei m_η

Lineare-Komponente

Beschreibt den Anteil des verbleibenden Untergrunds.

$$L(m_{\text{inv}}) = a \cdot m_{\text{inv}} + b \quad (5.4)$$

Wobei a und b frei wählbare Parameter sind.

$L(m_{\text{inv}})$: Lineare Komponente zum beschreiben des korrelierten Untergrunds

Nach Abzug der linearen Komponente, wird die Anzahl der Photonenpaare in einem 3σ -Bereich um das Maximum der Gauß-Parametrisierung des wahren Filtersignals aufsummiert. Innerhalb der Grenzen des 3σ -Bereichs sind, wenn die Signalextraktion erfolgreich durchlaufen wird, 99,7 % des Signals enthalten [38]. Um das daraus entstehende unkorrigierte p_T -Spektrum, für den Fall des 0,162-Filters mit dem Fall ohne Prefilter zu vergleichen, werden beide Signale in diesem Bereich aufsummiert.

Die beispielhaft vorgestellte Signalextraktion wird für alle im Anhang beschriebenen p_T -Intervalle durchgeführt, um die Anzahl der gemessenen η -Mesonen als Funktion von p_T darzustellen. Im nächsten Abschnitt wird dieses für den Fall des 0,162-Filters und den Fall ohne Prefilter verglichen.

5.6 Unkorrigiertes p_T -Spektrum

Das Ergebnis der Signalextraktion bildet die Anzahl der gemessenen η -Mesonen als Funktion von p_T und wird im allgemeinen auch unkorrigiertes p_T -Spektrum genannt. In diesem Abschnitt werden die unkorrigierten p_T -Spektren für den Fall mit dem 0,162-Filter und ohne Prefilter miteinander verglichen.

Um die Breite der p_T -Intervalle und die Anzahl der aufgenommenen *Events* zu berücksichtigen, wird das unkorrigierte p_T -Spektrum mit diesen normiert, d.h. durch die

Breite der p_T -Intervalle sowie der Anzahl an *Events* geteilt.

Um die tatsächliche Anzahl der produzierten η -Mesonen in einer Kollision zu bestimmen werden verschiedene Korrekturen durchgeführt, die zum einem Detektoreffekte berücksichtigen und für den Fall der beschriebenen Analyse auch Effekte, wie zum Beispiel der sogenannten Filtereffizienz. Der Fokus der vorgestellten Analyse liegt auf der Optimierung der Ergebnisse der Signalextraktion von η -Mesonen und dem damit einhergehenden Verständnis der Untergrundproduktion und Anwendung eines Prefilters, um diesen zu reduzieren. Da dieses Verständnis und dementsprechend auch die daraus resultierenden Ergebnisse der Prefilter-Studie unabhängig von einem korrigierten p_T -Spektrum sind, werden die angesprochenen Korrekturen nicht durchgeführt.

Abbildung 5.18 zeigt die Anzahl der gemessenen η -Mesonen als Funktion von p_T nach der Anwendung des 0,162-Filters (blau) und ohne Prefilter (grün). Zudem ist das unkorrigierte p_T -Spektrum für das wahre Filtersignal (schwarz) sowie das wahre η -Signal (rot) als Funktion von p_T dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung ist das Verhältnis der Spektren zum jeweiligen Spektrum des wahren Signals gezeigt und dient als Gütefaktor zur Verifikation des Ergebnisses der Signalextraktion. Entspricht das Verhältnis beider Spektren 1, dann wird der gesamte kombinatorische Untergrund mit den vorgestellten Schritten der Signalextraktion nachgebildet und abgezogen. Abweichungen des Verhältnisses von 1 weisen darauf hin, dass die Beschreibung des kombinatorischen Untergrunds nicht vollständig gelungen ist. Das aufsummierte Signal im genannten Bereich (vgl. Abschnitt 5.5) wird entweder überschätzt, d.h. ein Teil der verbleibenden Untergrund-Paare wird als Signal gezählt oder wird unterschätzt, d.h. ein Teil des Signals wird als Untergrund-Paar gezählt und fälschlicherweise während der Signalextraktion mit abgezogen.

Zu erkennen ist, dass das Güteverhältnis für den Fall des 0,162-Filters sowie dem Fall ohne Prefilter einem ähnlichen Verhalten folgt. Für p_T -Intervalle ab einem Wert von $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ liegt das Güteverhältnis mit einer maximalen Abweichung von bis zu 20 % näher an der 1, als p_T -Intervalle in einem Bereich von $0,4 \text{ GeV}/c \leq p_T < 1 \text{ GeV}/c$. Diese weichen um bis zu 60 % ab. Das Ergebnis stützt die Motivation, dass die Anwendung eines Prefilters im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ besonders wichtig ist, um das SB-Verhältnis des η -Signals zu vergrößern. Aus der Abweichung des Spektrums nach der Anwendung des Prefilters folgt jedoch auch, dass die Untergrundbeschreibung, trotz eines um 10-15 % vergrößertem SB-Verhältnis und einer um

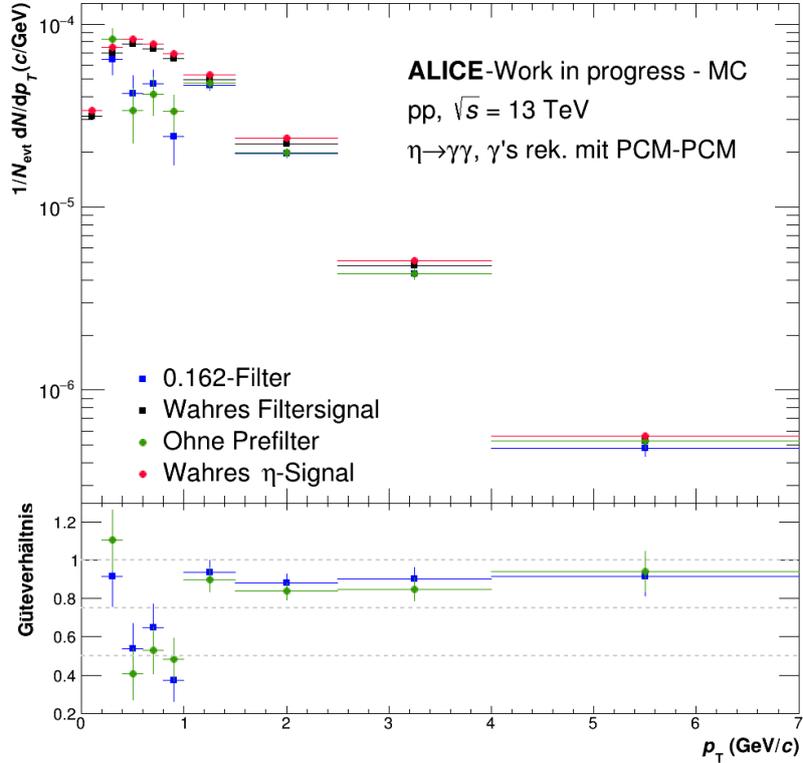


Abbildung 5.18: Unkorrigiertes p_T -Spektrum des η (grün) und wahren η (rot) ohne die Anwendung des Prefilters. Zudem ist das unkorrigierte p_T -Spektrum der η nach Anwendung des 0,162-Filters (blau) und des wahren Filtersignals (schwarz) gezeigt. Das Verhältnis der Spektren zum jeweiligen Spektrum des wahren Signals ist in der unteren Hälfte der Abbildung gezeigt und als Güteverhältnis bezeichnet.

1 % vergrößerten Signifikanz, nach wie vor erschwert ist.

Abbildung 5.19 zeigt das Güteverhältnis des unkorrigierten p_T -Spektrums für den Fall mit Prefilter, als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$, für ausgewählte p_T -Intervalle mit $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$. Das Güteverhältnis als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ ist nahezu konstant für den eingegrenzten Filterbereich. Das Ergebnis der Signalextraktion ist, genauso wie die in der Prefilter-Studie untersuchten Größen (SB-Verhältnis und Signifikanz), unabhängig von der Wahl der oberen Filtergrenzen im eingegrenzten Filterbereich. Zusammenfassend kann trotz Anwendung eines Prefilters, mit einer oberen Filtergrenze im eingegrenzten Filterbereich und das dadurch vergrößerte SB-Verhältnis um

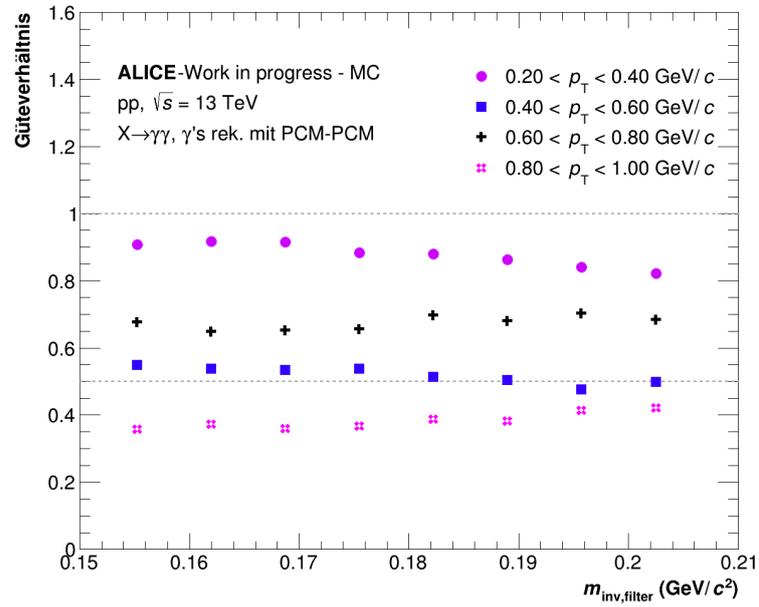


Abbildung 5.19: Unkorrigiertes p_T -Spektrum als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ für die vier niedrigsten p_T -Intervalle.

10-15 % bzw. die vergrößerte Signifikanz um 1-2 %, keine signifikante Optimierung der Ergebnisse der Signalextraktion erreicht werden.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, die Ergebnisse der Signalextraktion von η -Mesonen mithilfe eines Prefilters zu optimieren. Der Fokus liegt dabei auf dem Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$.

Das η wird indirekt über den Zerfall in zwei Photonen rekonstruiert. Da das π^0 den gleichen Zerfallskanal hat, tragen die Zerfallsphotonen des π^0 maßgeblich zum kombinatorischen Untergrund des η bei. Wie aus verschiedenen Veröffentlichungen hervorgeht, ist die Signalextraktion von η -Mesonen im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$, aufgrund des erhöhten kombinatorischen Untergrunds erschwert und führt zu hohen systematischen Unsicherheiten in darauf aufbauenden Analysen. Der vorgestellte Prefilter ist ein experimenteller Ansatz, um den kombinatorischen Untergrund zu reduzieren und die η -Analyse hin zu $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ auszuweiten. Ein Prefilter dieser Art wird das erste Mal für die Analyse neutraler Mesonen angewendet. Die vorgestellte Analyse dient daher als Machbarkeitsstudie und basiert auf Monte-Carlo-Simulationen (MC-Simulation).

In einer MC-Simulation wird die Information über jedes in einer simulierten Kollision entstandene Teilchen gespeichert. Dies ermöglicht die Identifikation der Zerfallsphotonen des η bzw. π^0 und damit einhergehend die Verifikation der Auswirkungen des Prefilters. Die für die vorliegende Arbeit zur Verfügung gestellte MC-Simulation wurde mit dem *Event-Generator* Pythia 8.2 mit dem *Tune* Monash 2013, sowie mit der Detektorsimulation GEANT3 erzeugt. Die verwendeten Daten simulieren Messungen zu Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Diese

wurden im Rahmen vom LHC Run 2 im Jahr 2018 mit einem anliegenden Magnetfeld von $B = 0,2$ T im ALICE-Experiment aufgezeichnet.

Zur Rekonstruktion der Mesonen werden beide Zerfallsphotonen mit der Photon-Konversions-Methode (PCM) rekonstruiert und in einem statistischen Verfahren paarweise kombiniert. Die PCM-Methode ermöglicht es, Mesonen im Bereich $p_T \leq 1$ GeV/ c zu rekonstruieren und dementsprechend die Vorteile des geringen Magnetfelds im Gegensatz zum üblichen Magnetfeld von $B = 0,5$ T auszuschöpfen.

Eine Studie zur Untergrundzusammensetzung ergibt, dass sich ein Großteil des kombinatorischen Untergrunds aus Photonenaaren zusammensetzt, die aus mindestens einem Photon, stammend aus dem Zerfall eines π^0 , bestehen. Der Prefilter wird als zusätzliches Selektionskriterium in der Mesonenrekonstruktion angewendet, um π^0 in einem gesetzten Filterintervall um die invariante Masse des π^0 für die weiteren Schritte der Signalextraktion auszuschließen. Der Prefilter wird auf die gewählte Rekonstruktionsmethode der jeweiligen Analyse angepasst, weswegen sich für die vorgestellte Analyse zwei Filtervariationen ergeben.

Eine Variation basiert alleinig auf der PCM-Methode. Eine zweite Variation bezieht zusätzlich Photonen, rekonstruiert mit dem EMCal, ein, um zusätzliche Konversionsphotonen auszuschließen. Damit wird die geringe Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen umgangen, welche die Auswirkung des Prefilters durch die Wahl der PCM-Methode a priori einschränken. Die Wahl der Größe des Filterintervalls wird anhand der m_{inv} -Abhängigkeit der wahren Mesonen optimiert. Die untere Filtergrenze wird auf $m_{\text{inv}} = 0$ gesetzt, die obere Filtergrenze wird variabel verändert.

Um die Auswirkungen der verschiedenen Filtervariationen, sowie eine optimierte Wahl für die Größe des Filterintervalls zu treffen, werden verschiedene Größen als Funktion von p_T sowie $m_{\text{inv,filter}}$ verglichen: Zum einen die Untergrundreduktion sowie den Signalverlust durch die Anwendung des Prefilters. ZUM anderen deren Zusammenspiel im Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (SB-Verhältnis) sowie der Signifikanz. Das Ergebniss der Prefiltersstudie wird im Weiteren kurz zusammengefasst. Anhand der Analyse der genannten Größen als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ kann die Wahl der Größe der Filterintervalle eingeschränkt werden. Die Untergrundreduktion sowie der Signalverlust verhalten sich in einem bestimmten Bereich linear. Das SB-Verhältnis sowie die Signifikanz verhalten sich in diesem Bereich nahezu konstant. Filterintervalle mit einer oberen Filtergrenze in diesem Bereich enthalten das vollständige π^0 -Signal und

sind weitestgehend unbeeinflusst vom η -Signal, das eine breite Verschmierung hin zu $m_{\text{inv}} = 0,2 \text{ GeV}/c^2$ aufweist. Der Bereich erstreckt sich auf $0,15 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{\text{inv}} < 0,2 \text{ GeV}/c^2$ und wird Filterbereich genannt.

Sowohl für die Variation mit EMC-Information, als auch für die Variation ohne EMC-Information zeigen beide Größen eine Verbesserung gegenüber dem Fall ohne Anwendung des Prefilters. Da das SB-Verhältnis und die Signifikanz für die Variation mit EMC-Information größer sind als für die Variation ohne EMC-Information, wird diese Variation für den weiteren Verlauf der Signalextraktion gewählt. Je nach p_T macht dies für das SB-Verhältnis eine Verbesserung von insgesamt 10-15 % und für die Signifikanz eine Verbesserung von insgesamt 1-2 % aus.

Die Signalextraktion wird beispielhaft anhand des 0,162-Filters für die Variation mit EMC-Information durchgeführt und mit dem Fall ohne Prefilter verglichen. Das Verhältnis aus der *Same-Event*(SE)- und *Mixed-Event*(ME)-Verteilung wird aufgrund der nicht vollständig passenden Untergrundbeschreibung durch die ME-Verteilung mit einem Polynom zweiten Grades parametrisiert und die ME-Verteilung mit diesem skaliert. Im nächsten Schritt wird die skalierte ME-Verteilung von der SE-Verteilung abgezogen. Das Signal wird sowohl für den Fall mit Prefilter als auch ohne nach einer weiteren Korrektur durch Abzug einer linearen Komponente unter dem Signal im gleichen 3σ -Bereich aufsummiert. Der Bereich wird anhand der Gauß-Parametrisierung des wahren η -Signals nach Anwendung des Prefilters bestimmt.

Das Ergebnis der Signalextraktion, das unkorrigierte p_T -Spektrum, zeigt für den Fall mit Prefilter sowie für den Fall ohne Prefilter, eine Abweichung vom jeweiligen wahren Signal. Für den Bereich $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ lässt sich die Extraktion des Signals vom kombinatorischen Untergrund gut durchführen. Die Abweichungen des Güteverhältnis belaufen sich auf maximal 20 %. Für den Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ ist die Signalextraktion von der maßgeblichen Beeinflussung des kombinatorischen Untergrunds durch das π^0 erschwert. Die Abweichungen des Güteverhältnisses belaufen sich auf bis zu 40-60 %. Im Umkehrschluss heißt dies für das Ergebnis nach Anwendung des Prefilters, dass dieser nicht zu einer maßgeblichen Verbesserung der Signalextraktion führt. Dies betont jedoch die Relevanz, das SB-Verhältnis über die erreichten 10-15 % hinweg zu erhöhen, um eine stabile Signalextraktion im Bereich $p_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ zu erzielen. Da sich das Güteverhältnis der vier kleinsten p_T -Intervalle als Funktion von $m_{\text{inv,filter}}$ nahezu konstant verhält, können die erläuterten Aspekte auf alle oberen Filtergrenzen

im eingegrenzten Filterbereich übertragen werden. Die Vergrößerung des SB-Verhältnisses ist daher kein Problem der Funktionsweise des Prefilters an sich, sondern auf die Begrenzungen durch die gewählten Rekonstruktionsmethoden zurückzuführen. Trotz Hinzunahme der EMC-Information ist die Untergrundreduktion im Verhältnis zum Signalverlust nicht groß genug, um das SB-Verhältnis maßgeblich zu verbessern. Die spiegelt sich auch in der Signifikanz wider.

Die Erkenntnisse der in dieser Arbeit durchgeführten Prefilter-Studie dienen trotzdem als wichtiger Ausgangspunkt für zukünftige Analysen, die einer ähnlichen Motivation folgen.

Anhang A

Anhang

A.1 Verwendete *Runs*

Verwendete <i>Runs</i>								
285466	285471	285481	285486	285496	285497	285515	285516	285545
285550	285557	285575	285576	285577	285578	285599	285601	285602
285603	285639	285640	285641	285642	285643	285662	285663	285664
285666	285697	285698	285722	285753	285754	285755	285756	285777
285778	285781	285804	285805	285806	285810	285811	285812	285830
285851	285869	285892	285893	285917	285946	285957	285958	

Tabelle A.1: Auflistung der simulierten *Runs* der Periode LHC18c mit der MC-Produktion LHC18h1_ cent_ woSDD, LHC18h1_ cent_ woSDD_ extra, LHC18h1_ fast, LHC18h1_ fast_ extra.

A.2 p_T -Intervalle

p_T -Intervalle
$0,0 \text{ GeV}/c \leq p_T < 0,2 \text{ GeV}/c$
$0,2 \text{ GeV}/c \leq p_T < 0,4 \text{ GeV}/c$
$0,4 \text{ GeV}/c \leq p_T < 0,6 \text{ GeV}/c$
$0,6 \text{ GeV}/c \leq p_T < 0,8 \text{ GeV}/c$
$0,8 \text{ GeV}/c \leq p_T < 1,0 \text{ GeV}/c$
$1,0 \text{ GeV}/c \leq p_T < 1,5 \text{ GeV}/c$
$1,5 \text{ GeV}/c \leq p_T < 2,5 \text{ GeV}/c$
$2,5 \text{ GeV}/c \leq p_T < 4,0 \text{ GeV}/c$
$4,0 \text{ GeV}/c \leq p_T < 7,0 \text{ GeV}/c$

Tabelle A.2: Auflistung der Grenzen der p_T -Intervalle.

Literaturverzeichnis

- [1] M Gell-Mann. The eightfold way: A theory of strong interaction symmetry. 1961.
- [2] B. Povh et. al. *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer-Verlag, 2014.
- [3] Wikipedia. Standard-Modell der Elementarteilchen. https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell_der_Teilchenphysik. [Online; Stand 24.07.2022].
- [4] Christoph Berger. *Elementarteilchenphysik: Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten*. Springer-Verlag, 2014.
- [5] T. Rogoschinski. Machbarkeitsstudie zur Messung des elliptischen Flusses direkter Photonen in Pb+Pb-kollisionen bei $\sqrt{s_{nn}} = 17.3$ GeV mit dem WA98-experiment. https://www.uni-frankfurt.de/93512651/Master_Rogoschinski_2020.pdf. Phasendiagramm der QCD -Persönliche Kommunikation [Stand 30.07.2022].
- [6] J. Stachel P. Braun-Munzinger. The request of the quark-gluon plasma. *Nature*, 448, 2007.
- [7] G. et. al. Aad. Observation of long-range elliptic azimuthal anisotropies in $\sqrt{s} = 13$ and 2.76 TeV *pp*-collisions with the ATLAS detector. *Phys. Rev. Lett.*, 116:172301, Apr 2016.
- [8] Oliver et. al. Brüning. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 2004.
- [9] CERN Webpage - Accelerators. <https://home.web.cern.ch/science/accelerators/accelerator-complex>. [Online; Stand 17.07.2022].

- [10] CERN Webpage - News. <https://home.cern/news/news/cern/third-run-large-hadron-collider-has-successfully-started>. [Online; Stand 17.07.2022].
- [11] G. Aad et. al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Physics Letters B*, 716(1):1–29, sep 2012.
- [12] Chatrchyan et. al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:30–61. 32 p, Jul 2012.
- [13] Wikipedia. Large hadron collider. https://en.wikipedia.org/wiki/Large_Hadron_Collider. [Online; Stand 17.07.2022].
- [14] Arturo Tauro. Alice schematics. <http://cds.cern.ch/record/2263642>, May 2017. [Online; Stand 24.07.2022].
- [15] The ALICE collaboration. Performance of the ALICE VZERO system. *Journal of Instrumentation*, 8(10):P10016–P10016, oct 2013.
- [16] ALICE- Technical Design Report on Forward Detectors: FMD,T0 and V0. Technical report, Sep 2004.
- [17] ALICE Webpage - PHOS. <https://alice-collaboration.web.cern.ch/node/34980>. [Online; Stand 25.07.2022].
- [18] Abelev et. al. Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System. Technical report, Nov 2013.
- [19] First results of the alice detector performance at 13 TeV. Aug 2015.
- [20] Time Projection Chamber, Technical Design Report. Technical report, Jan 2000.
- [21] ALICE Webpage - TPC. https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/tpc. [Online; Stand 15.06.2022].
- [22] ALICE Webpage - EMCal. https://alice-collaboration.web.cern.ch/menu_proj_items/emcal. [Online; Stand 15.06.2022].

- [23] Electromagnetic Calorimeter, Technical Design Report. Technical report, Sep 2008.
- [24] P.A.Zyla et. al. (PDG). particle physics booklet. <https://pdg.lbl.gov/2020/tables/rpp2020-tab-mesons-light.pdf>, 2020. [Online; Stand 20.07.2022].
- [25] Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC. *International Journal of Modern Physics A*, 29(24):1430044, sep 2014.
- [26] A. Mechler. Persönliche Kommunikation.
- [27] B. Abelev et. al. ALICE-Collaboration. Neutral pion and η meson production in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV and $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Physics Letters B*, 717(1-3):162–172, oct 2012.
- [28] S. Acharya et. al. π^0 and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. *The European Physical Journal C*, 78(3), mar 2018.
- [29] S. Acharya et. al. Direct photon production at low transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ and 8 TeV. *Physical Review C*, 99(2), feb 2019.
- [30] S. Acharya et. al. Soft-dielectron excess in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *Physical Review Letters*, 127(4), jul 2021.
- [31] Torbjörn Sjöstrand et. al. An introduction to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications*, 191:159–177, 2015.
- [32] R. et. al. Brun. GEANT3. 9 1987.
- [33] Root. TTree Class Reference. <https://root.cern.ch/doc/master/classTTree.html>. [Online; Stand 21.07.2022].
- [34] J. König. Persönliche Kommunikation.
- [35] Tree Task-AliPhysics. <https://github.com/alispw/AliPhysics/blob/master/PWGGA/GammaConv/AliAnalysisTaskConvCaloTree.h>.

- [36] Root. Root data analysis framework. <https://root.cern/>. [Online; Stand 20.07.2022].
- [37] J. König. Messung neutraler Mesonen in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 13$ TeV mit dem ALICE-EMCal. https://www.uni-frankfurt.de/82839268/Master_J_Koenig_2019.pdf.
- [38] Dr. Rebecca Roy. Lambacher schweizer kurstufe - statistik (online ressource). https://www.klett.de/inhalt/media_fast_path/32/735310_Stochastik_Normalverteilung_und_Sigma_Regeln.pdf. [Online; Stand 29.07.2022].

Abkürzungsverzeichnis

ALICE	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CMS	Compact Muon Solenoid
DCal	Di-Jet Calorimeter
EMCal	Electromagnetic Calorimeter
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research
ITS	Inner Tracking System
LHC	Large Hadron Collider
LHCb	LHC beauty
MIP	Minimum-Ionizing Particles
PCM	Photon Conversion Method
PHOS	Photon Spectrometer
QCD	Quantenchromodynamik
QED	Quantenelektrodynamik
QGP	Quark-Gluon-Plasma
SDD	Silicon Drift Detector
SPD	Silicon Pixel Detector
SSD	Silicon Strip Detector
TPC	Time Projection Chamber

Danksagung

Zu Beginn möchte ich mich bei Prof. Dr. Henner Büsching bedanken, nicht nur für die Möglichkeit diese Arbeit anzufertigen, sondern auch für die Begeisterung, die er mit der Vorlesung *KT4b: Die Physik des Quark-Gluon-Plasmas* in mir geweckt hat. Weiterhin gilt mein Dank Prof. Dr. Harald Appelshäuser, dem Zweitgutachter dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Joshua König, der mir über den gesamten Prozess der Entstehung dieser Arbeit beigetragen hat, immer für Fragen zur Seite stand und mir unglaublich viel beigebracht hat - unabhängig von üblichen Arbeitszeiten und sogar über verschiedene Zeitzonen hinweg. Ich möchte zudem meinem Betreuer Adrian Mechler danken, für seine Ratschläge hinsichtlich der Analyse und dem Schreibprozess zu dieser Arbeit, genauso wie Nicolas Strangmann für diverse Programmiertipps sowie dem Bereitstellen der Plotting Klasse *Drawn*. Das wöchentliche Treffen der „Neutralen Mesonen“, zu denen auch Marvin Hemmer und Dani Ateyeh zählen, hat maßgeblich zu meinem wöchentlichen Fortschritt beigetragen. Marvin Hemmer sowie Mario Krüger haben mit ihren Ratschlägen maßgeblich zur Abrundung meines Bachelor Seminar Vortrags beigetragen. Auch dafür möchte ich mich bedanken. Weiterhin gilt mein Dank der gesamten Frankfurter Arbeitsgruppe und allen Flur- und Bürokollegen, für die zahlreichen Hilfestellungen in verschiedenen Meetings und darüber hinaus.

Ohne das Kollektiv und die Unterstützung von jedem Einzelnen an irgendeinem Punkt des Studiums in den letzten Jahren, wäre ich niemals so weit gekommen. Danke dafür und für die Freundschaften, die daraus entstanden sind.

Zu guter letzt möchte ich meinem Freund und meiner Familie danken, für die Unterstützung in jeglicher Hinsicht!

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.

Ort, Datum

Unterschrift