

GOETHE UNIVERSITÄT FRANKFURT AM MAIN
FACHBEREICH PHYSIK
INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

**Messung von η -Mesonen in pp-Kollision
bei $\sqrt{s} = 5$ TeV mit dem
ALICE-DCal**

BACHELORARBEIT

vorgelegt von

ANGELINA GEYER

18. Dezember 2018

Erstgutachter: Prof. Dr. H. Büsching
Zweitgutachter: Prof. Dr. H. Appelshäuser

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	2
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	2
2.2	Quark-Gluon-Plasma	6
3	Experimenteller Aufbau	9
3.1	LHC	9
3.2	ALICE	10
3.3	Kalorimeter	12
3.3.1	EMCal und DCal	12
4	Analyse	15
4.1	Datensatz	15
4.1.1	<i>Cuts</i>	15
4.2	Signalextraktion	20
4.3	Korrekturen	27
4.3.1	MC-Simulation	27
4.3.2	MC-Cluster-Energie	28
4.3.3	Akzeptanz	35
4.3.4	Rekonstruktionseffizienz	36
4.4	Unsicherheiten	37
4.4.1	Statistische Unsicherheiten	37
4.4.2	Systematische Unsicherheiten	38
4.5	Korrigiertes p_T -Spektrum und invarianter Wirkungsquerschnitt	44
5	Zusammenfassung	47
A	Anhang	49
A.1	p_T -Intervalle	49
A.2	Rekonstruierte <i>Cluster</i> -Paare in einzelnen p_T -Intervallen	49
A.3	η -Signal in einzelnen p_T -Intervallen	50
A.4	p_T -Spektren für die systematischen Unsicherheiten	51
A.5	M02 Verteilung	52
A.6	TCM Parametrisierung	52

1 Einleitung

Der Urknall stellt aus heutiger Sicht den Beginn unseres Universums dar. Er markiert die Entstehung von Raum und Zeit. Kurz nach dem Urknall entstanden die Elementarteilchen, die sogenannten Quarks und Gluonen. Man geht davon aus, dass wenige Sekunden nach dem Urknall eine so hohe Temperatur erreicht wurde, dass die Quarks und Gluonen ungebunden vorlagen, dieser Zustand wird als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet. Durch die Ausbreitung und die damit verbundene Abkühlung des Universums schlossen sich die Quarks und Gluonen zu sogenannten Hadronen zusammen und es entstanden beispielsweise Protonen und Neutronen, die die Atomkerne bilden, aus denen sich unsere gegenständliche Materie zusammensetzt.

Um die Entstehung des Universums und den Zustand der Elementarteilchen kurz nach dem Urknall zu erforschen, spielt das QGP eine zentrale Rolle. Am LHC wird deshalb versucht, ein QGP im Labor zu erzeugen, indem Blei-Ionen beschleunigt und anschließend zur Kollision gebracht werden. Durch die Schwerionenkollision werden so hohe Temperaturen erreicht, dass man davon ausgeht, dass ein QGP entsteht, das im ALICE-Experiment untersucht werden soll. Neben den Schwerionenkollisionen werden als Referenzmessung auch Proton-Proton-Kollisionen durchgeführt, in denen kein QGP entsteht.

Das ALICE-Experiment besteht aus verschiedenen Detektorsystemen, die für die Messung der Teilchen, die in der Kollision entstehen, genutzt werden. Einer der Detektoren im ALICE-Experiment ist das DCal, mit dem beispielsweise die Photonen aus dem Zerfall eines η -Mesons gemessen werden können. In dieser Arbeit wird das p_T -Spektrum der η -Mesonen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 5$ TeV in Proton-Proton-Kollisionen aus einer Messung mit dem DCal bestimmt.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: Im ersten Abschnitt wird zunächst ein Überblick über das Standardmodell der Teilchenphysik und das QGP gegeben. Danach wird in Abschnitt zwei der Aufbau des ALICE-Experiments und des LHC erläutert. Anschließend wird in Abschnitt drei zunächst der verwendete Datensatz beschrieben, eine Signalextraktion vorgestellt und die Unsicherheiten des p_T -Spektrums werden erläutert. Zuletzt wird das Ergebnis der Analyse vorgestellt und zusammengefasst.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt Elementarteilchen und fundamentale Wechselwirkungen, die zwischen diesen Elementarteilchen wirken. Als Elementarteilchen wird die kleinste Einheit, aus der sich Materie zusammensetzt, bezeichnet. Zu den fundamentalen Wechselwirkungen gehören die starke Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die elektromagnetische Wechselwirkung.

Die Elementarteilchen unterscheiden sich beispielsweise durch ihre elektrische Ladung, ihre Masse oder ihren Spin. Grundsätzlich werden die Elementarteilchen anhand des Spins unterteilt. Die sogenannten Fermionen tragen einen halbzahligen Spin und die sogenannten Bosonen einen ganzzahligen Spin.

Zu den Fermionen gehören die sogenannten Quarks und Leptonen. Insgesamt gibt es sechs Quarks und sechs Leptonen. Die sechs verschiedenen Quarks werden als *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* und *top* bezeichnet. Sie unterscheiden sich durch ihre elektrische Ladung und ihre Masse. Die Quarks *up*, *charm*, und *top* tragen eine elektrische Ladung von $+2/3 e$ und die Quarks *down*, *strange* und *bottom* eine Ladung von $-1/3 e$. Die sechs Quarks werden in drei Generationen unterteilt, wobei die Masse der Quarks mit der Generation ansteigt: *up* und *down* gehören zur ersten Generation, *strange* und *charm* zur zweiten Generation und *top* und *bottom* zur dritten Generation. In Tabelle 1 werden alle Quarks nochmal zusammengefasst.

Zu den Leptonen gehören das Elektron, das Myon und das Tau. Sie haben eine elektrische Ladung von $-1 e$. Zu jedem dieser drei Leptonen gehört jeweils ein elektrisch ungeladenes Lepton, das als Neutrino (Elektron-Neutrino, Myon-Neutrino und Tau-Neutrino) bezeichnet wird und eine sehr kleine Masse hat. Ein geladenes Lepton und das dazugehörige Lepton-Neutrino bilden ähnlich wie bei den Quarks eine Generation. Tabelle 2 zeigt eine Zusammenfassung der Leptonen.

Zu jedem der Quarks und der Leptonen gibt es jeweils ein sogenanntes Antiteilchen. Die Antiquarks beziehungsweise Antileptonen tragen die entgegengesetzte elektrische Ladung (also $-1/3 e$, $+2/3 e$, $+1 e$ oder $0 e$) wie das dazugehörige Quark oder Lepton.

Quarks liegen bei Standardbedingungen immer gebunden vor, während Leptonen auch ungebunden vorkommen können. Ein Teilchen, das aus Quarks besteht, wird als Hadron bezeichnet, dabei wird zwischen sogenannten Baryonen und Mesonen unterschieden. Baryonen setzen sich aus drei Quarks zusammen, wohingegen Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar bestehen.

Unsere gegenständliche Materie setzt sich aus Baryonen zusammen, die aus drei Quarks der ersten Generation bestehen. Beispielsweise bildet die Kombination von zwei *up* mit einem *down* ein Proton und zwei *down* und ein *up* bilden ein Neutron.

Die verschiedenen Kombinationen für ein Meson, die sich aus *up*, *down*, *anti-up* und *anti-down* ergeben, bilden die leichtesten Mesonen, die sogenannten Pionen π^+ , π^- und π^0 . Diese Arbeit befasst sich mit dem sogenannten η -Meson, das mit einer Masse von $(547,862 \pm$

Quarks	Ladung (e)	Masse(GeV/c ²)
<i>up</i> (u)	+2/3	0,0022
<i>down</i> (d)	-1/3	0,0047
<i>charm</i> (c)	+2/3	1,28
<i>strange</i> (s)	-1/3	0,096
<i>top</i> (t)	+2/3	4,18
<i>bottom</i> (b)	-1/3	173,1

Tabelle 1: Die sechs Quarks mit elektrischer Ladung und Masse [PDG16]

Leptonen	Ladung (e)	Masse(MeV/c ²)
Elektron (e^-)	-1	0,51
Myon (μ^-)	-1	105,66
Tau (τ^-)	-1	1776,86
Elektron-Neutrino (ν_e)	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
Myon-Neutrino (ν_μ)	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$
Tau-Neutrino (ν_τ)	0	$< 2 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 2: Die sechs Leptonen mit elektrischer Ladung und Masse [PDG16]

0,017) MeV/c² schwerer als das neutrale Pion π^0 ((134,9766 ± 0,0006) MeV/c²) ist, da sich das η -Meson aus einer Mischung der drei Quark-Antiquark-Paare *up-anti-up*, *down-anti-down* und *strange-anti-strange* zusammensetzt und durch die Beimischung von Quarks der zweiten Generation die Masse des η -Mesons schwerer wird [PDG16]. Das η -Meson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 39,4 % in zwei Photonen und mit einer Wahrscheinlichkeit von 55,62 % in drei Pionen [PDG16]. Die meisten der neutralen Pionen (99 %) zerfallen ebenfalls in zwei Photonen [PDG16]. Sowohl das η -Meson, als auch das π^0 haben eine sehr kurze Lebensdauer (η : $\tau = 5 \cdot 10^{-19}$ s, π^0 : $\tau = 8,52 \cdot 10^{-17}$ s) und zerfallen somit direkt nach ihrer Entstehung [PDG16]. Deshalb sind das π^0 und das η nur sehr schwer messbar. Daher wird oft versucht π^0 und η anhand der Zerfallsprodukte ihres dominanten Zerfallskanals, den Photonen, zu rekonstruieren, die beispielsweise mithilfe von Kalorimetern (vgl. Kapitel 3.3) gemessen werden können.

Im Folgenden sollen die Eigenschaften der starken und der elektromagnetischen Wechselwirkung, die für diese Arbeit relevant sind, genauer diskutiert werden. Beide Wechselwirkungen werden durch eine sogenannte Eichtheorie beschrieben. Die *Quantenelektrodynamik* (QED) beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung und die *Quantenchromodynamik* (QCD) die starke Wechselwirkung.

Zu jeder der fundamentalen Wechselwirkungen existieren ein oder mehr Austauschteilchen, die die zugrunde liegende Kraft vermitteln. Die Austauschteilchen haben einen ganzzahligen Spin und gehören somit zu den Bosonen. Das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Photon und das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung das Gluon. Die

Austauschteilchen koppeln an die Fermionen, die eine Ladung der jeweiligen fundamentalen Wechselwirkung besitzen.

Die elektromagnetische und die starke Wechselwirkung wirkt somit zwischen Teilchen, die eine Ladung der jeweiligen Wechselwirkung, tragen. Neben der elektrischen Ladung der elektromagnetischen Wechselwirkung können Fermionen auch eine sogenannte Farbladung, die Ladung der starken Wechselwirkung tragen. Es gibt drei Farbladungen (rot, blau und grün) und jeweils eine dazugehörige Antifarbladung (anti-rot, anti-blau und anti-grün). Quarks tragen neben der elektrischen Ladung auch eine Farbladung, weshalb zwischen den Quarks die starke Wechselwirkung wirkt. Die starke Wechselwirkung sorgt dafür, dass Quarks bei Standardbedingungen nur gebunden in Hadronen vorkommen. Die Farbladung eines Hadrons ist nach außen immer farbneutral. Dieser farbneutrale Zustand wird für Bosonen durch die Kombination rot, blau, grün (bzw. anti-rot, anti-blau und anti-grün) erreicht und für Mesonen durch die Kombination einer Farbe mit der dazugehörigen Antifarbe. Deshalb liegen die Quarks in Baryonen oder Mesonen gebunden vor.

Die Anziehung oder Abstoßung, die durch die starke Wechselwirkung zwischen einem Quark-Antiquark-Paar entsteht, lässt sich durch das Potential

$$V_{QCD}(r) = -\frac{1}{3} \frac{\alpha_{QCD}}{r} + kr \quad (1)$$

beschreiben. Dabei ist r der Abstand zwischen zwei Quarks, α_{QCD} die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung und k die sogenannte String-Spannung.

Das Potential der elektromagnetischen Wechselwirkung, die beispielsweise zwischen Atomkern und Atomhülle wirkt, lässt sich durch

$$V_{QED}(r) \sim -\frac{\alpha_{QED}}{r} \quad (2)$$

beschreiben. Dabei ist r der Abstand zwischen zwei elektrischen Ladungsträgern und α_{QED} die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung wird bei der starken Wechselwirkung die Anziehung zwischen den Quarks bei steigendem Abstand immer größer. In Gleichung 1 wird das durch den zweiten Summanden $\sim kr$ beschrieben. Die Anziehung zwischen den Quarks wird also bei steigendem Abstand der Quarks immer größer. Die steigende Anziehung zwischen den Quarks wird dadurch begründet, dass die Gluonen selbst untereinander stark wechselwirken. Diese sogenannte Selbstwechselwirkung entsteht dadurch, dass Gluonen selbst eine Farbladung tragen, und führt dazu, dass sich das Potential der starken Wechselwirkung und der elektromagnetischen Wechselwirkung bei großen Abständen r der jeweiligen Ladungsträger unterschiedlich verhalten.

Anschaulich bedeutet das, wenn man versucht, ein Quark-Antiquark-Paar zu trennen, indem der Abstand zwischen den stark miteinander wechselwirkenden Quarks vergrößert wird, so

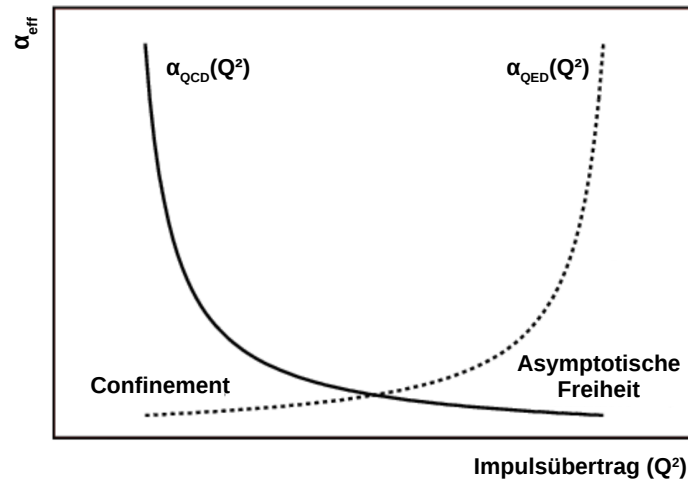


Abbildung 1: Kopplungskonstanten der QED und QCD als Funktion des Impulsübertrags Q^2 [BUE1]

rücken die Feldlinien der starken Wechselwirkung, die sogenannten Farbfeldlinien, zwischen den Quarks immer näher zusammen. Die Anziehung zwischen den Quarks wird immer größer, bis es energetisch günstiger ist, ein neues Quark-Antiquark-Paar zu bilden. Das Phänomen, dass es bei Standardbedingungen nicht möglich ist, ein einzelnes Quark aus einem Hadron herauszulösen, wird als sogenanntes *Confinement* (engl. *confine*: einsperren) bezeichnet.

Der erste Summand $\sim 1/r$ in Gleichung 1 beschreibt das kurzreichweitige Potential der QCD und ist wie V_{QED} antiproportional zum Abstand der Ladungsträger. Beide Terme hängen von der Kopplungskonstanten der jeweiligen Wechselwirkung ab. Die Kopplungskonstante ist entgegen ihres Namens stark abhängig vom Impulsübertrag zwischen zwei miteinander wechselwirkenden Teilchen. Abbildung 1 zeigt α_{QED} (durchgezogene Linie) und α_{QCD} (gestrichelte Linie) als Funktion des Impulsübertrags Q^2 von zwei miteinander wechselwirkenden Teilchen.

α_{QCD} zeigt genau das entgegengesetzte Verhalten wie α_{QED} . α_{QCD} ist für kleine Q^2 groß und für große Q^2 klein. Das heißt für große Impulsüberträge beziehungsweise kleine Abstände zwischen zwei stark miteinander wechselwirkenden Teilchen ist die Kopplung zwischen den Teilchen klein und sie können als quasifrei betrachtet werden. Dieses Phänomen wird als Asymptotische Freiheit bezeichnet. Auch im sogenannten Quark-Gluon-Plasma (QGP) können sich die Quarks und Gluonen frei bewegen, dieser Zustand wird bei kleineren Impulsüberträgen zwischen zwei stark miteinander wechselwirkenden Teilchen als die Asymptotische Freiheit erreicht. Im folgenden Kapitel wird das QGP genauer vorgestellt.

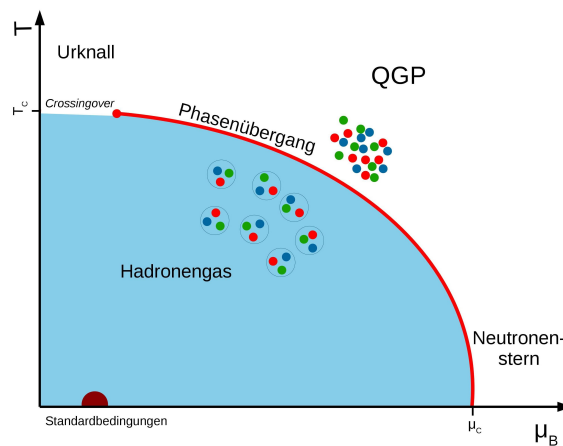


Abbildung 2: Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie

2.2 Quark-Gluon-Plasma

Der Übergang von hadronischer Materie, in der die Quarks und Gluonen gebunden sind, zum QGP lässt sich wie der Übergang von gefrorenem Wasser zu flüssigem oder gasförmigem Wasser in einem Phasendiagramm darstellen. Abbildung 2 zeigt schematisch das Phasendiagramm der stark wechselwirkenden Materie. Dabei wird der Zustand der stark wechselwirkenden Materie bei verschiedenen Temperaturen T und verschiedenen Baryondichten μ_B betrachtet. Bei festem Volumen kommt es bei steigender Temperatur ab einer kritischen Temperatur $T > T_C$ oder bei steigender Baryondichte ab einer kritischen Dichte $\mu_B > \mu_{B,C}$ zu einem Phasenübergang und ein QGP entsteht. Dieser Phasenübergang von hadronischer Materie zum QGP wird in dem Diagramm durch die rote Linie dargestellt. Man geht davon aus, dass bei kleinen μ_B kein Phasenübergang, sondern ein sogenannter *Crossover*-Übergang von hadronischer Materie zum QGP, stattfindet.

Bei steigender Temperatur und kleiner Dichte in einem festen Volumen bilden sich im Vakuum zwischen den Nukleonen immer mehr leichte Hadronen, bis diese Hadronen ab der Temperatur T_C so stark überlappen, dass sie nicht mehr zu unterscheiden sind. Das *Confinement* ist dann aufgehoben und die Quarks und Gluonen sind nicht mehr in Hadronen gebunden. Man geht davon aus, dass kurz nach dem Urknall so hohe Temperaturen erreicht wurden, dass dort ein QGP vorlag.

Ein QGP kann ebenfalls entstehen, wenn in einem festen Volumen mit kleiner Temperatur die Dichte bis über den Wert $\mu_{B,C}$ erhöht wird. Dabei rücken die Baryonen immer näher zusammen, bis diese ebenfalls so stark überlappen, dass sie nicht mehr zu unterscheiden sind und die Quarks und Gluonen nicht mehr in Hadronen gebunden sind. Man geht davon aus, dass in der Natur dieses Szenario in Neutronensternen stattfindet. Dabei werden so hohe Drücke erreicht, dass ein QGP vorliegt.

Um die Bedingungen kurz nach dem Urknall zu untersuchen, wird im Labor versucht, Temperaturen über der kritischen Temperatur zu erzeugen, sodass ein QGP entsteht. Dafür werden im

CERN-LHC, der in Kapitel 3 vorgestellt wird, Schwerionen auf Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht. Das QGP, das dabei durch die hohe Temperatur erreicht wird, soll im ALICE-Experiment (*A Large Ion Collider Experiment*) untersucht werden. Das QGP bei höheren Dichten soll in Zukunft in Experimenten am FAIR (*Facility for Antiproton and Ion Research*) in Darmstadt untersucht werden.

In solchen sogenannten Schwerionenkollisionen werden Teilchen produziert, die gemessen werden können, um die Schwerionenkollision zu untersuchen. Das ALICE-Experiment, mit dem sich diese Arbeit befasst, besteht aus verschiedenen Detektoren (vgl. Kapitel 3.2), die genutzt werden, um diese Teilchen, die in der Schwerionenkollision entstehen, messen zu können. In diesen Messungen wird versucht, die verschiedenen Signaturen des QGP zu untersuchen. Zu den Signaturen des QGP zählen beispielsweise kollektive Phänomene, wie der sogenannte *Flow*, *Jet-Quenching*, die Unterdrückung der Teilchenproduktion und direkte Photonen. Im Folgenden wird auf zwei dieser Phänomene, die für diese Arbeit relevant sind, genauer eingegangen.

Die Unterdrückung der Teilchenproduktion kann durch den sogenannten nuklearen Modifikationsfaktor R_{AA} untersucht werden. R_{AA} beschreibt das Verhältnis der Teilchenproduktion in Schwerionenstößen (AA-Kollisionen) zur Teilchenproduktion in Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) skaliert mit der Anzahl an Nukleon-Nukleon-Stößen in der Schwerionenkollision $N_{coll,AA}$:

$$R_{AA} = \frac{1}{N_{coll,AA}} \frac{d^2 N_{AA}/dp_T d\eta}{d^2 N_{pp}/dp_T d\eta} \quad (3)$$

Für die Untersuchung des QGP werden nicht nur Schwerionenkollisionen durchgeführt, sondern auch pp-Kollisionen als Referenzmessungen. In dieser Arbeit soll die Teilchenproduktion von η -Mesonen in pp-Kollisionen untersucht werden. Handelt es sich bei einer Schwerionenkollision um eine Überlagerung von mehreren pp-Stößen, so sollte R_{AA} den Wert Eins annehmen. Ist R_{AA} kleiner als Eins, so wurde die Teilchenproduktion in der Schwerionenkollision modifiziert, und man geht davon aus, dass ein QGP entstanden ist.

Abbildung 3 zeigt R_{AA} für elektrisch geladene Teilchen aus Blei-Blei-Kollisionen als Funktion des Transversalimpulses. Der Transversalimpuls p_T ist der Anteil des Gesamtimpulses eines Teilchens, der senkrecht zur Strahlachse des beschleunigten Teilchenstrahls steht. R_{AA} ist in der Abbildung für zwei verschiedene Zentralitäten gezeigt. Die Zentralität einer Kollision gibt an, wie zentral die beiden Kerne in der Schwerionenkollision aufeinandergetroffen sind. Dabei entsprechen kleine Prozentzahlen (in Abbildung 3 schwarz) zentralen Kollisionen und große Prozentzahlen (in Abbildung 3 blau) peripheren Kollisionen. Die Abbildung zeigt, dass der nukleare Modifikationsfaktor für beide Zentralitäten kleiner Eins ist und somit die Teilchenproduktion in Blei-Blei-Kollisionen unterdrückt ist.

Eine weitere Möglichkeit das QGP zu untersuchen, besteht darin, sogenannte direkte Photonen zu messen. In einer Kollision entsteht eine bestimmte Anzahl an Photonen, die sich aus den direkten Photonen und den Photonen aus Zerfällen zusammensetzt. Die direkten Photonen

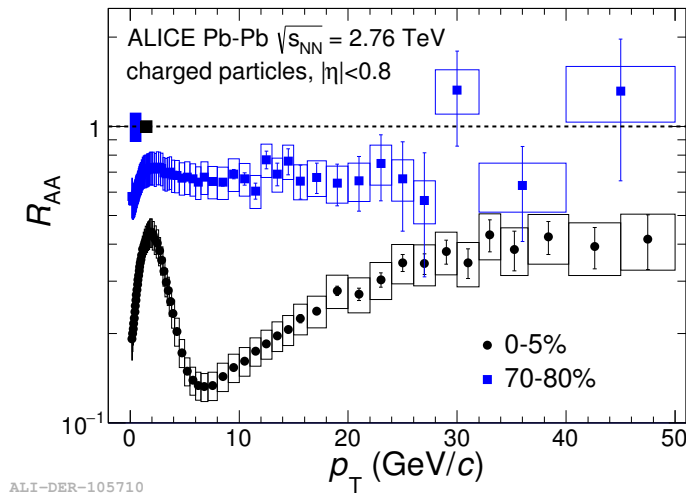


Abbildung 3: Nuklearer Modifikationsfaktor von elektrisch geladenen Teilchen aus einer Blei-Blei-Kollision bei $\sqrt{s} = 2,76$ TeV für zwei verschiedene Zentralitäten als Funktion des Transversalimpulses [ALIC]

sind interessant für die Untersuchung des QGP, weil sie nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, und sich somit unbeeinflusst vom Kollisionspunkt entfernen können. Während der zeitlichen Entwicklung nach der Kollision gibt es viele verschiedene Prozesse, in denen direkte Photonen entstehen können. Geht man davon aus, dass sich in der Phase des QGP ein Gleichgewicht einstellt, so entstehen sogenannte thermische Photonen, die zu den direkten Photonen gehören. Anhand der Produktion der thermischen Photonen kann beispielsweise die Temperatur des QGP indirekt ermittelt werden. Auch bei der Messung der direkten Photonen dienen pp-Kollisionen als Referenzmessung, da man davon ausgeht, dass dort kein QGP entsteht.

Um aus den gesamten Photonen die direkten Photonen zu extrahieren, müssen somit die Zerfallsphtonen, die den Untergrund in der Messung direkter Photonen bilden, von diesen abgezogen werden. Einen großen Beitrag zu den Zerfallsphtonen entsteht durch den Zerfall von den neutralen Mesonen π^0 und η . Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Messung des η -Mesons, die somit einen Beitrag in der Messung der direkten Photonen liefern kann.

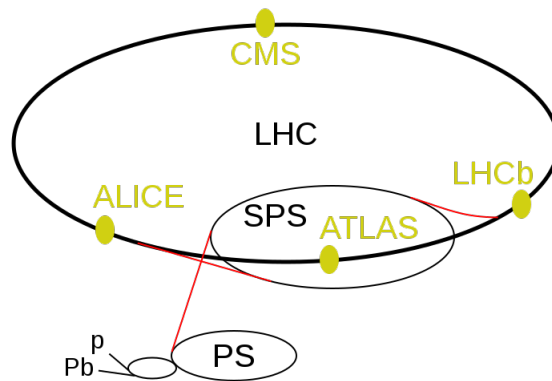


Abbildung 4: Schematischer Aufbau des CERN-LHC mit Vorbeschleunigern [CERNL]

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird ein Überblick über den experimentellen Aufbau des ALICE-Experiments und der dazugehörigen Beschleunigervorrichtung gegeben. Das CERN (*European Organization for Nuclear Research*) wurde 1954 gegründet und ist ein Forschungszentrum für Kernphysik bei Genf in der Schweiz. Es besteht derzeit aus 22 Mitgliedsstaaten und 2500 Mitarbeitern unterschiedlicher Nationalitäten [CERN]. Am CERN wird mithilfe von Beschleunigerexperimenten die Kernmaterie erforscht. Der größte Teilchenbeschleuniger am Cern ist der *Large Hadron Collider* (LHC), der im folgenden Unterkapitel genauer beschrieben wird. Diese Arbeit befasst sich mit dem ALICE-Experiment, das eines von vier großen Experimenten am LHC ist und ebenfalls in diesem Kapitel vorgestellt wird.

3.1 LHC

Der LHC wurde 2008 in Betrieb genommen und ist mit einer Länge von 27 km der größte Beschleuniger der Welt. Er liegt zwischen 50 m und 175 m unter der Erde. In dem Beschleuniger befinden sich zwei Strahlrohre, in denen Teilchenstrahlen in entgegengesetzte Richtungen beschleunigt werden. Bei den beschleunigten Teilchen im LHC handelt es sich entweder um Protonen, Blei-Ionen oder Xenon-Ionen. Diese werden durch elektromagnetische Felder beschleunigt. Die Beschleunigung erfolgt zuerst mit einem Linearbeschleuniger. Als weitere Vorbeschleuniger dienen die Beschleunigerringe, die schon vor dem Bau des LHC am CERN existierten, der PSB (*Proton Synchrotron Booster*), das PS (*Proton Synchrotron*) und das SPS (*Super Proton Synchrotron*). Zuletzt werden die Teilchenstrahlen im LHC beschleunigt und erreichen dabei jeweils eine Energie E . Um die Teilchen auf ihrer Bahn zu halten und zu fokussieren, werden supraleitende Magnete eingesetzt. Die Magnete müssen ständig mit flüssigem Helium auf -271 °C gekühlt werden.

Die beiden Teilchenstrahlen werden zu Paketen gebündelt, den sogenannten *Bunches*. Die Teilchen in den *Bunches* der zwei gegenläufigen Strahlen werden zur Kollision gebracht. Aus den

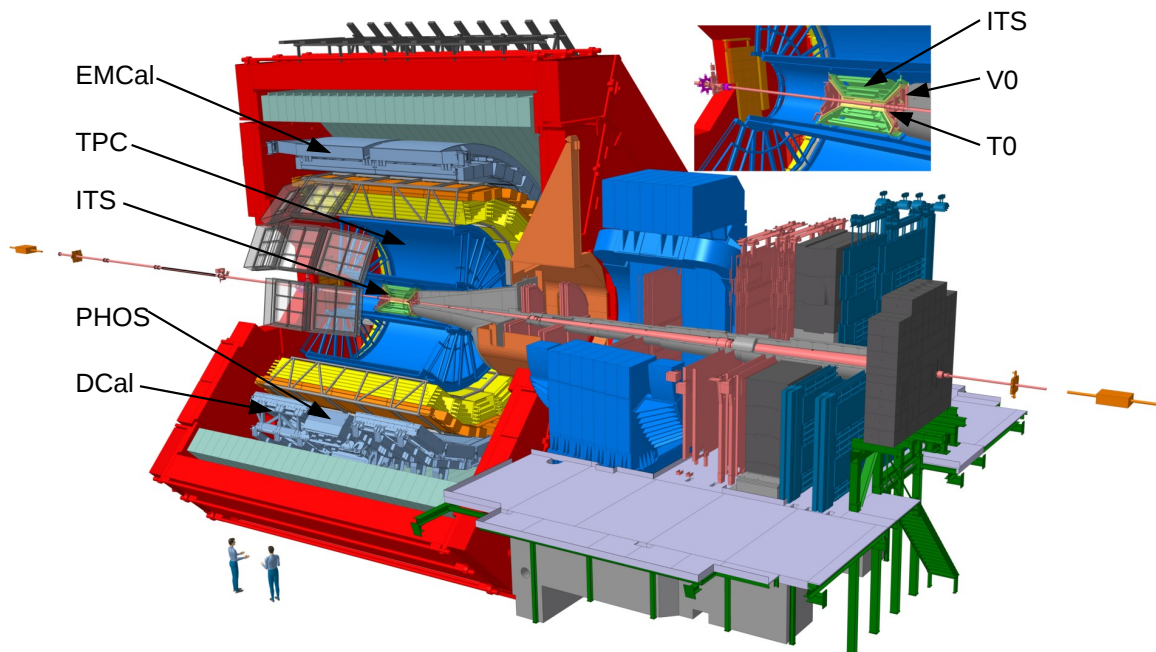


Abbildung 5: Schematischer Aufbau des ALICE-Experiments mit den einzelnen Detektorsystemen [ALIf]

Energien E der beiden Teilchenstrahlen kann die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 2E$ einer Kollision bestimmt werden kann. Im LHC werden für Protonen Schwerpunktsenergien von bis zu 13 TeV erreicht.

Die Teilchenstrahlen werden an vier Stellen im LHC zur Kollision gebracht. An diesen Stellen befinden sich die vier großen Experimente LHCb, ATLAS, CMS und ALICE, um die Kollisionen zu untersuchen. Abbildung 4 zeigt die Lage der vier Experimente am LHC und die Lage der Vorbeschleuniger. Das ALICE-Experiment, mit dem sich diese Arbeit befasst, dient der Untersuchung des QGP und wird im folgenden Kapitel genauer behandelt.

3.2 ALICE

Ziel des ALICE-Experiments ist die Untersuchung des in Kapitel 2.2 eingeführten QGP. Dafür befinden sich um den Kollisionspunkt der beiden Teilchenstrahlen mehrere Schichten von Detektoren. Abbildung 5 zeigt den schematischen Aufbau des ALICE-Experiments mit den einzelnen Detektorsystemen.

Der Detektor, der dem Kollisionspunkt der Teilchenstrahlen am nächsten ist, ist das *Inner Tracking System* (ITS). Mit diesem Detektor werden die Spuren, die sogenannten *Tracks*, von geladenen Teilchen gemessen. Anhand dieser *Tracks* kann mit dem ITS der Kollisionspunkt

der zwei ursprünglich beschleunigten Teilchen, der sogenannte Kollisionsvertex, sehr genau bestimmt werden. Das ITS besteht aus sechs zylindrischen Schichten von Silizium Detektoren, wobei drei verschiedene Technologien genutzt werden (*Silicon Pixel Detectors* SPD, *Silicon Drift Detectors* SDD und *Silicon Micro-Strip Detectors* SSD).

An den Stirnseiten des ITS befinden sich die beiden Teile des V0-Detektors, V0A und V0C. Der V0-Detektor liefert eine sehr schnelle Energiemessung. Deshalb werden die Daten des V0-Detektors in dieser Analyse dafür verwendet, um zu entscheiden, ob eine Kollision stattgefunden hat und aufgezeichnet wird. Diese Entscheidung wird von einem sogenannten Trigger-System getroffen. Wenn eine Kollision stattgefunden hat, wird diese im Folgenden als Ereignis bezeichnet. Außerdem kann mit dem V0-Detektor die Zentralität von Kern-Kern-Kollisionen bestimmt werden.

Ebenfalls an den Stirnseiten des ITS befindet sich der T0-Detektor, der aus den zwei Teilen T0A und T0C besteht. Mit diesem Detektor kann der Zeitpunkt einer Kollision sehr genau bestimmt werden. Der vom T0-Detektor gemessene Zeitpunkt einer Kollision wird in dieser Analyse als Referenzwert für die Zeitmessung des DCal (vgl. Kapitel 3.3.1) verwendet.

Um das ITS herum befindet sich die *Time Projektion Chamber* (TPC). Eine der Aufgaben der TPC ist es, die *Tracks* von geladenen Teilchen zu bestimmen. Die TPC besteht aus einem zylindrischen, gasgefüllten Volumen. Fliegt ein geladenes Teilchen durch die TPC, so werden die Gasmoleküle ionisiert und die freien Elektronen bewegen sich aufgrund eines elektrischen Feldes zu den Stirnseiten des Zylinders, wo sich die Auslekammern befinden. Anhand dieser Elektronen können die *Tracks* der geladenen Teilchen bestimmt werden. Durch die Krümmung der *Tracks* im magnetischen Feld des ALICE-Experiments kann außerdem der Impuls der Teilchen bestimmt werden. Aus diesem Impuls kann dann das Verhältnis von Ladung zu Masse ermittelt werden. Dieses Verhältnis und der Energieverlust der Teilchen in der TPC werden genutzt, um die Teilchen zu identifizieren.

Das ITS und die TPC sind Teil des *Tracking*-Systems des ALICE-Experiments. Mit den Informationen aus diesen beiden Detektoren werden die *Tracks* der geladenen Teilchen bestimmt und zu den äußeren Detektoren extrapoliert. Das *Tracking*-System wird in dieser Arbeit dafür genutzt, um geladene Teilchen aus der Analyse auszuschließen, da nur die Zerfallsphotonen der neutralen η -Mesonen gemessen werden sollen.

Weiter außen im ALICE-Experiment befinden sich die verschiedenen Kalorimeter, die im nächsten Kapitel vorgestellt werden. Für die Messung neutraler Mesonen, die in Photonen zerfallen, gibt es verschiedene Möglichkeiten. Entweder werden die Photonen mit einem dieser Kalorimeter gemessen oder das *Tracking*-System des ALICE-Experiments wird genutzt, um konvertierte Photonen anhand eines Elektron-Positron-Paares zu rekonstruieren. Die zweite Methode wird *Photon-Conversion-Method* (PCM) genannt. Auch eine Kombination eines Kalorimeters mit der PCM-Methode ist möglich. Für die Messung des neutralen η -Mesons, das in dieser Arbeit untersucht wird, wurde das DCal verwendet, das im folgenden Kapitel genauer erklärt wird.

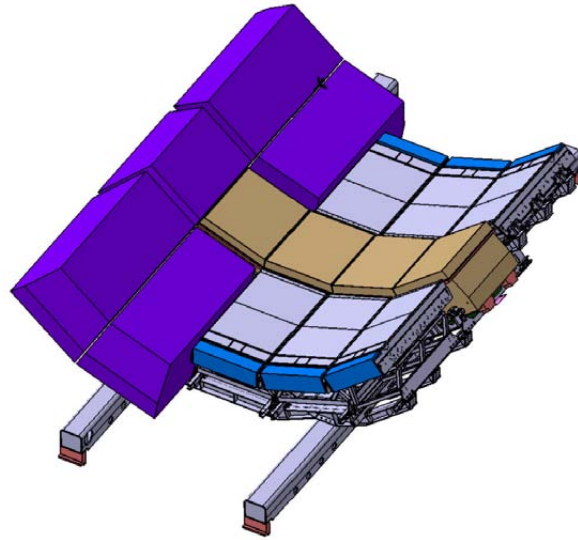


Abbildung 6: Schematischer Aufbau von DCal (hellgrau) und PHOS (beige) [ALId]

3.3 Kalorimeter

In der Kernphysik dient ein Kalorimeter der Energie- und Ortsmessung von hochenergetischen Teilchen. Kalorimeter können unterteilt werden in elektromagnetische und hadronische Kalorimeter. Im ALICE-Experiment werden elektromagnetische Kalorimeter verwendet. Diese werden für die Messung von Photonen, Elektronen und Positronen genutzt.

Im ALICE-Experiment befinden sich drei Kalorimeter, das *Elektromagnetic Calorimeter* (EMCal), das *Di-Jet Calorimeter* (DCal) und das *Photon Spectrometer* (PHOS). Für die Messung der Daten dieser Arbeit wird das DCal verwendet. DCal und EMCal nutzen die gleiche Technologie, sie unterscheiden sich nur durch ihre Größe und Lage im ALICE-Experiment und werden im folgenden Kapitel genauer vorgestellt.

3.3.1 EMCal und DCal

EMCal und DCal liegen sich im ALICE-Experiment gegenüber. Die Raumwinkelabdeckung der Detektoren wird in den Winkeln φ und θ angegeben. Dabei entspricht φ dem Winkel senkrecht zum Teilchenstrahl und θ dem Winkel zum Teilchenstrahl hin. Das DCal hat eine äußere Begrenzung der Raumwinkelabdeckung von 60° in φ und 70° in θ . Die Raumwinkelabdeckung des EMCals ist größer in φ (107°) und genauso groß in θ . Die Raumwinkelabdeckung in θ wird typischerweise in der Pseudorapidität

$$\eta = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (4)$$

angegeben. Die Raumwinkelabdeckung von EMCal und DCal wäre somit $|\eta| < 0,66$. Zusätzlich ist das DCal in η eingeschränkt durch eine Aussparung, in der das PHOS liegt. Deshalb können im Bereich $-0,22 \leq \eta < 0,22$ keine Teilchen mit dem DCal gemessen werden. Abbil-

dung 6 zeigt das DCal (hellgrau) mit dem PHOS (beige) in der Mitte.

Das DCal wurde 2014 nachträglich in das ALICE-Experiment eingebaut. Da es dem EMCal gegenüber liegt, können EMCal und DCal dafür genutzt werden Korrelationen von Jets und Hadronen in entgegengesetzte Richtungen zu messen.

Die beiden Detektoren sind aus Supermodulen aufgebaut. Das EMCal besteht aus zwölf Supermodulen, wovon zwei Supermodule kürzer sind in φ als die anderen und generell nicht zur Messung genutzt werden. Das DCal besteht aus acht Supermodulen, wovon ebenfalls zwei Supermodule kürzer sind in φ und generell nicht genutzt werden. Die Supermodule des DCals sind in η etwas kleiner als die des EMCals. In Abbildung 6 sind je drei Supermodule des DCals auf beiden Seiten des PHOS zu sehen. Die Supermodule werden unterteilt in Streifenmodule und diese werden wiederum unterteilt in Module, die aus einzelnen Zellen bestehen. Jede Zelle besteht aus abwechselnden Schichten von Blei und Szintillatormaterial.

Trifft eine hochenergetisches Photon auf eine dieser Zellen, so konvertiert dieses in ein Elektron-Positron-Paar. Die Elektronen und Positronen wechselwirken mit dem Detektormaterial und erzeugen durch Bremsstrahlung und Annihilation weitere Photonen, die wiederum konvertieren. Dadurch entsteht ein Teilchenschauer und die Energie der einzelnen Teilchen wird immer kleiner. Bei kleinen Energien werden durch Anregung der Atome aus dem Szintillatormaterial Photonen mit Wellenlängen im optischen Bereich erzeugt. Die Anzahl dieser Photonen ist proportional zur Energie des einfallenden Teilchens und kann somit zur Bestimmung der in einer Zelle deponierten Energie genutzt werden.

Ein Teilchen, das auf den Detektor trifft, löst je nach Energie und Teilchensorte oft in mehr als nur einer Zelle einen Teilchenschauer aus. Um das Teilchen dennoch richtig vermessen zu können, werden einzelne Zellen zusammengefasst zu größeren Einheiten, den sogenannten *Clustern*. Trifft ein Teilchen auf das Kalorimeter, wird in der Zelle, auf die das Teilchen zeigt, viel Energie deponiert, während in den umliegenden Zellen weniger Energie deponiert wird. Daher werden Zellen zu einem *Cluster* zusammengefasst, indem der Zelle, in der viel Energie deponiert wurde, die angrenzenden Zellen mit weniger Energie zugeordnet werden. Nach diesen Kriterien fasst der sogenannte *Clusterizer* die Zellen zu *Clustern* zusammen.

Ein *Cluster* enthält die Information über die Energie, den Auftreffort und -zeitpunkt des einfallenden Teilchens. Die Gesamtenergie eines *Clusters* setzt sich zusammen aus den einzelnen Energien der Zellen. Die Ortsinformation eines *Clusters* wird ermittelt, indem über die räumliche Energieverteilung, die durch die deponierte Energie in den Zellen entsteht, gemittelt wird. Für die Bestimmung des Zeitpunktes eines *Clusters* wird nur die Zeitinformation der Zelle mit der größten Energie verwendet.

Neben der Information über Energie, Ort und Zeit hat jeder *Cluster* eine Form, die durch die Anzahl und Anordnung der Zellen bestimmt wird. Da eine Ellipse oft die Form der *Cluster* beschreibt, werden *Cluster* charakterisiert durch die Ellipsenparameter. Abbildung 7 zeigt eine mögliche Anordnung von Zellen, die zu einem *Cluster* zusammengefasst werden. M20 beschreibt dabei die kurze Halbachse der Ellipse und M02 die lange Halbachse.

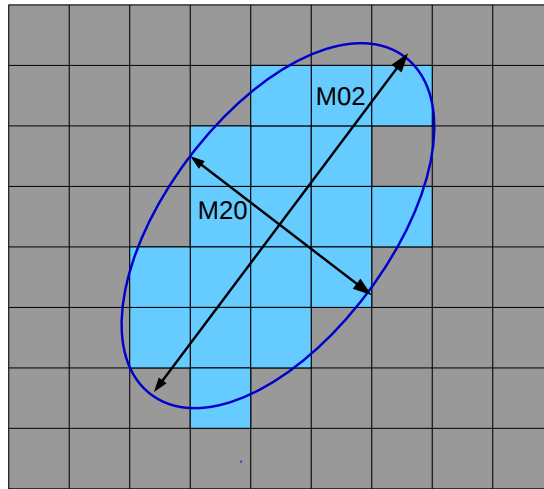


Abbildung 7: Anordnung von Zellen, die zu einem *Cluster* zusammengefasst werden, mit den Ellipsenparametern $M02$ und $M20$

Im Folgenden Kapitel wird der Datensatz vorgestellt, der in der Analyse verwendet wird. Dieser Datensatz wurde mit dem DCal aufgenommen. Außerdem wird im folgenden Kapitel vorgestellt, welche der *Cluster* dieses Datensatzes für die Analyse verwendet werden, sodass im Idealfall nur *Cluster* von Photonen, Elektronen und Positronen ausgewertet werden.

4 Analyse

Das Ziel der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse ist es ein korrigiertes p_T -Spektrum von η -Mesonen in Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) zu bestimmen. Im folgenden Kapitel wird zunächst der Datensatz vorgestellt, der in der Analyse verwendet wird. Aus diesem Datensatz werden nur die Daten für die Analyse ausgewählt, die für die Messung des η -Mesons relevant sind. Anschließend wird eine Signalextraktion durchgeführt, um das p_T -Spektrum aus den Messdaten bestimmen zu können.

4.1 Datensatz

Im ALICE-Experiment werden Daten aus pp-Kollision und Kern-Kern-Kollisionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien aufgenommen. In dieser Analyse werden Daten aus einer pp-Kollision verwendet, die im Jahr 2017 mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 5$ TeV aufgezeichnet wurden. Die Aufnahme der Daten im ALICE-Experiment wird in verschiedene Perioden eingeteilt. Die Messung einer Periode dauert ungefähr einen Monat. Der Name einer Periode setzt sich zusammen aus „LHC“, dem Jahr der Messung und dem Buchstaben der Periode. In dieser Analyse werden die Perioden LHC17p und LHC17q verwendet.

Das Aufnehmen der Daten dieser Analyse wird im Experiment von einem sogenannten *Minimum-Bias*-Trigger gestartet. Mit diesem Trigger sollen nur dann Daten aufgenommen werden, wenn eine Kollision stattgefunden hat. Die Entscheidung, ob eine Kollision stattgefunden hat, wird unter anderem anhand der Messdaten des V0-Detektors getroffen. Nachdem die Daten aufgenommen wurden, werden für die Analyse nur die Daten ausgewählt, die aus dem Zerfall eines η -Mesons aus einer pp-Kollision in zwei Photonen stammen können. Wie die Daten für die Analyse ausgewählt werden wird im folgenden Unterkapitel erläutert.

4.1.1 Cuts

In dieser Analyse werden die η -Mesonen anhand ihrer Zerfallsprodukte, den Photonen, rekonstruiert. Deshalb werden die Daten im Idealfall so gewählt, dass nur die *Cluster* in die Analyse miteinbezogen werden, die von einem Photon abstammen können. Elektron-Positron-Paare, die aus einem konvertierten Photon entstehen, können von den *Clustern* von Photonen nicht unterschieden werden und können ebenfalls von dem Zerfall eines η -Mesons in zwei Photonen stammen. Deshalb werden sie auch in die Analyse miteinbezogen.

Bei den Ereignissen wird versucht, nur die Ereignisse für die Analyse zu verwenden, die durch eine pp-Kollision im ALICE-Detektor entstanden sind.

Deshalb wird nur eine bestimmte Auswahl von Ereignissen und *Clustern* in die Analyse miteinbezogen. Die Einschränkungen, die dabei gesetzt werden, werden als *Cuts* bezeichnet. Wie die Grenzen der *Cuts* in dieser Analyse gewählt werden, wird im Folgenden vorgestellt.

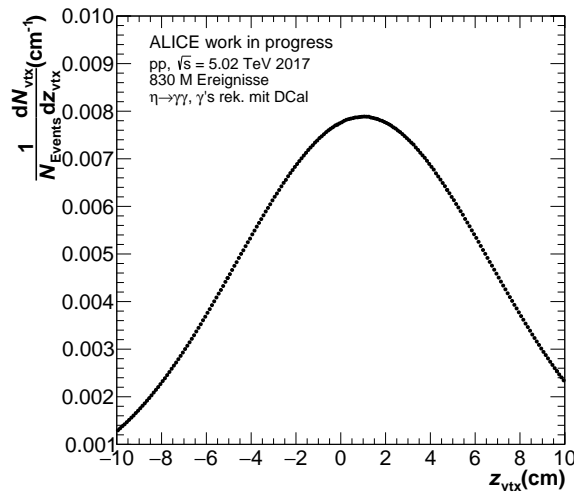


Abbildung 8: Anzahl der Vertices normiert auf die Anzahl der Ereignisse als Funktion von z_{vtx}

Vertexposition in z-Richtung

Wie genau die Vertexposition eines Ereignisses bestimmt werden kann ist abhängig vom Abstand der Vertexposition zum Zentrum des ALICE-Detektors. Daher wird hier für die Ereignisse vorausgesetzt, dass der Betrag des Abstandes der Vertexposition eines Ereignisses zum Zentrum des ALICE-Detektors in z-Richtung (z_{vtx}) nicht mehr als ± 10 cm beträgt, da bei größeren Abständen die Vertexposition nur ungenau bestimmt werden kann. Die Ereignisse, die diese Voraussetzung erfüllen, werden für die Analyse verwendet.

Abbildung 8 zeigt die Anzahl der Vertices normiert auf die Anzahl der Ereignisse als Funktion von z_{vtx} . In der Abbildung ist zu sehen, dass die Vertexposition der meisten Ereignisse ungefähr im Zentrum des ALICE-Detektors liegt, auch wenn das Maximum der Verteilung leicht zu $z_{\text{vtx}} = 0$ verschoben ist. Alle Ereignisse, die mehr als 10 cm von $z_{\text{vtx}} = 0$ entfernt sind, werden nicht für diese Analyse verwendet.

SPD-Cut

Die Protonen aus den *Bunches* können jederzeit mit dem Inneren des Strahlrohres kollidieren, wodurch Teilchen entstehen, die *Cluster* im DCal erzeugen. Diese Effekte können von der *Monte-Carlo*-Simulation, die für die Korrektur des p_T -Spektrums benötigt wird und in Kapitel 4.3.1 vorgestellt wird, nicht beschrieben werden, weshalb die entsprechenden Ereignisse nicht für die Analyse verwendet werden sollen. Dafür wird im *Silicon-Pixel-Detektor* (SPD) die Anzahl der *Cluster* verglichen mit der Anzahl der rekonstruierten *Tracks* aus der Kollision, da bei einer Kollision eines Protons mit dem Strahlrohr häufig *Cluster* gemessen werden, aber keine *Tracks* rekonstruiert werden können. Abbildung 9 zeigt die Anzahl der Ereignisse als Funktion der Anzahl der *Cluster* und der Anzahl der rekonstruierten *Tracks* im SPD. Um die Ereignisse, die durch Kollisionen mit dem Strahlrohr entstehen, aus der Analyse auszuschließen, werden hier nur Ereignisse

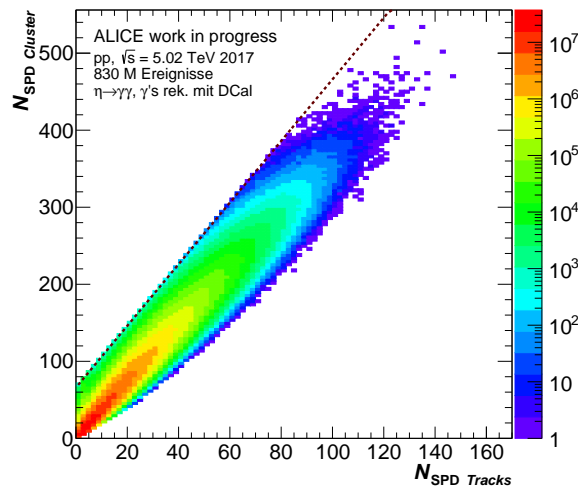


Abbildung 9: Anzahl der Ereignisse als Funktion der Anzahl der *Cluster* und der *Tracks* im SPD

verwendet, die unterhalb der roten Linearen in Abbildung 9, die durch die Funktion

$$N_{\text{SPD Cluster}} = 4 \cdot N_{\text{SPD Tracks}} + 60 \quad (5)$$

beschrieben wird, liegen.

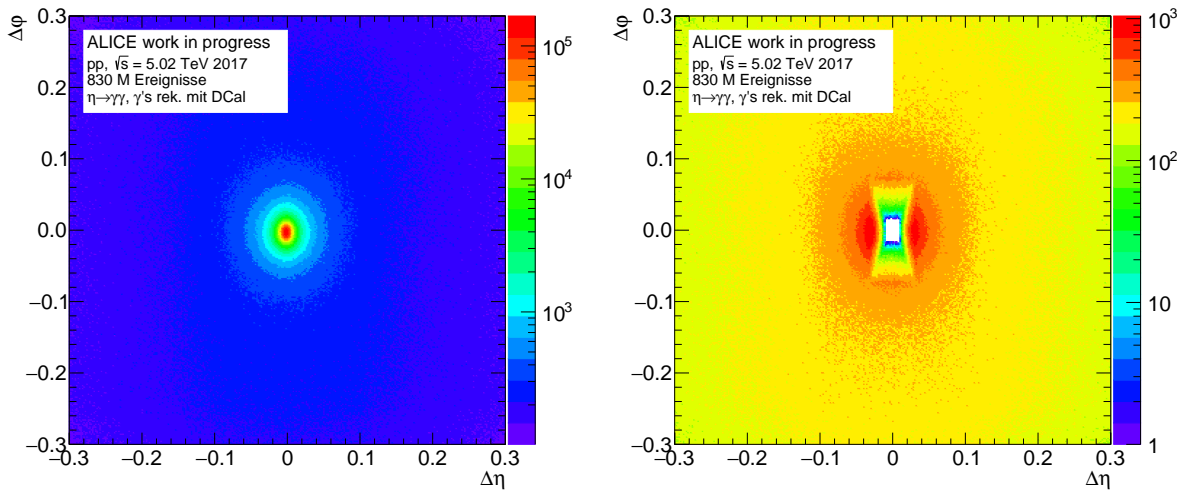
Cluster-Energie-Cut

Der Energieverlust von Hadronen erzeugt *Cluster* im DCal, die nicht für die Analyse verwendet werden sollen. Diese *Cluster* von Hadronen bestehen oft aus nur einer Zelle und haben eine niedrige Energie. Auch das elektronische Rauschen der Messung kann *Cluster* erzeugen, die ebenfalls wenig Energie haben.

Um für die Analyse möglichst nur die *Cluster* zu verwenden, die durch Photonen, Elektronen oder Positronen entstehen, wird hier vorausgesetzt, dass die *Cluster* eine Mindestenergie von 0,7 GeV haben.

Track-Matching

Bei einer Kollision entstehen elektrisch geladene Teilchen, die ebenfalls *Cluster* im DCal erzeugen. Diese sollen nicht für die Analyse verwendet werden, da im Idealfall nur die Zerfallsphotonen der η -Mesonen analysiert werden. Dafür wird beim sogenannten *Track-Matching* für die *Tracks* aus dem ITS und der TPC die Position bestimmt, an der sie auf das DCal auftreffen. Die Abstände ($\Delta\phi$ und $\Delta\eta$) der Auftreffpunkte der *Tracks* auf dem Detektor zu den Positionen der *Cluster* in Richtung ϕ und η werden bestimmt. Abbildung 10a zeigt die Anzahl der *Cluster-Track*-Paare als Funktion dieser Abstände $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$. Bei $\Delta\phi \approx 0$ und $\Delta\eta \approx 0$ ist eine deutliche Anhäufung zu sehen, die durch die *Cluster* von geladenen Teilchen entsteht. Um diese geladenen Teilchen nicht in die Analyse miteinzubeziehen, wird ein Ausschlussbereich in ϕ und η gewählt. Der Aus-

(a) Alle *Cluster*(b) *Cluster*, die mit hoher Wahrscheinlichkeit von elektrisch ungeladenen Teilchen stammen**Abbildung 10:** Anzahl der *Cluster* als Funktion der Abstände $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$

schlussbereich wird in dieser Analyse p_T -abhängig bestimmt, da auch die Genauigkeit, mit der ein *Track* bestimmt werden kann, von p_T abhängt:

$$|\Delta\eta(p_T)| < 0,01 + (p_T + 4,07)^{-2,5} \quad (6)$$

$$|\Delta\phi(p_T)| < 0,015 + (p_T + 3,65)^{-2} \quad (7)$$

Abbildung 10b zeigt die Anzahl von *Cluster-Track*-Paare als Funktion von $\Delta\phi$ und $\Delta\eta$ ohne die *Cluster*, die mit hoher Wahrscheinlichkeit von geladenen Teilchen abstammen.

Einschränkung der *Cluster*-Zeit

Jedes Mal, wenn zwei *Bunches* aufeinander treffen, kann es zu einer Kollision von Protonen kommen. Bei mehreren Kollisionen in aufeinanderfolgenden *Bunches* können einem Ereignis die *Cluster* aus verschiedenen Kollisionen zugeordnet werden. Um in einem Ereignis möglichst nur die *Cluster* der entsprechenden Kollision zu analysieren, wird deshalb das Zeitfenster, in dem ein *Cluster* gemessen wurde, auf 20 ns vor und 50 ns nach der Kollision eingeschränkt. Der Kollisionszeitpunkt wird vom T0-Detektor gemessen und die Zeitinformation der *Cluster* wird relativ zu diesem Kollisionszeitpunkt angegeben.

Öffnungswinkel

Die Rekonstruktion der η -Mesonen in der Signalextraktion dieser Analyse (vgl. Kapitel 4.2) erfolgt durch die Kombination von zwei *Clustern*, da das η -Meson mit hoher Wahrscheinlichkeit in zwei Photonen zerfällt. Der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen ist abhängig vom Transversalimpuls des η -Mesons. Bei hohen Transversalimpulsen ist der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen sehr klein. Wenn die

Vertexposition	$ z_{\text{vtx}} < 10 \text{ cm}$
Minimale <i>Cluster</i> -Energie	$E_{\text{Cluster}} < 0,7 \text{ GeV}$
<i>Track-Matching</i>	$ \Delta\eta(p_T) < 0,01 + (p_T + 4,07)^{-2,5}$ $ \Delta\phi(p_T) < 0,015 + (p_T + 3,65)^{-2}$
Einschränkung der <i>Cluster</i> -Zeit	$-20 \text{ ns} < t_{\text{Cluster}} < +50 \text{ ns}$
Öffnungswinkel	$\Theta_{\gamma\gamma} > 0,017$
Anzahl der Zellen in einem <i>Cluster</i>	$N_{\text{Zellen}} \geq 2$
Einschränkung M02	$0,1 < \text{M02} \leq 0,7$

Tabelle 3: Zusammenfassung der *Cuts*

beiden Photonen zu nahe beieinander oder sogar in einer Zelle auftreffen, werden sie zu einem *Cluster* mit höherer Energie zusammengefasst. Es kommt zum sogenannten *Cluster-Merging*. In der Signalextraktion (Kapitel 4.2) werden für eine Beschreibung des Untergrunds *Cluster* aus unterschiedlichen Ereignissen kombiniert. Da bei dieser Kombination das *Cluster-Merging* nicht berücksichtigt werden kann, wird für alle *Cluster*-Paare vorausgesetzt, dass die η -Mesonen unter einem minimalen Öffnungswinkel $\Theta_{\gamma\gamma} > 0,017$ zerfallen.

Anzahl der Zellen in einem *Cluster*

Da der Energieverlust von Hadronen *Cluster* mit wenig Energie erzeugt, die deshalb oft aus nur einer Zelle bestehen, wird die Mindestanzahl an Zellen, aus denen sich ein *Cluster* zusammensetzt, hier beschränkt. Für die Analyse werden nur *Cluster* verwendet, die aus zwei oder mehr Zellen bestehen.

Einschränkung M02

Einzelne Zellen, die beispielsweise durch den Energieverlust von Hadronen entstehen, erzeugen *Cluster* mit kleinem M02 und können somit durch eine untere Grenze von M02 ausgeschlossen werden. In dieser Analyse wird eine untere Grenze von 0,1 gewählt. Die obere Grenze von M02 bei 0,7 sorgt dafür, dass Photonen, die durch das *Cluster-Merging* zu einem *Cluster* zusammengefasst wurden, ausgeschlossen werden, da diese Photonen *Cluster* mit großen M02 erzeugen.

In Tabelle 3 werden nochmal alle *Cuts* der vorliegenden Analyse zusammengefasst.

4.2 Signalextraktion

Um ein p_T -Spektrum aus den Messdaten bestimmen zu können, wird eine Signalextraktion durchgeführt, die in diesem Kapitel vorgestellt wird. In der Signalextraktion wird versucht die Anzahl der η -Mesonen p_T -abhängig zu bestimmen, indem jeweils zwei *Cluster* zu Paaren kombiniert werden. Die Anzahl der rekonstruierten *Cluster*-Paare in einem p_T -Intervall setzt sich zusammen aus einem Signal, das durch die Zerfallsprodukte der η -Mesonen entsteht, und einem Untergrund des Signals. Der Untergrund des Signals wird bestimmt und abgezogen. Aus dem Signal wird die Anzahl der η -Mesonen in unterschiedlichen p_T -Intervallen bestimmt, sodass man ein p_T -Spektrum erhält. Im darauffolgenden Kapitel wird auf Korrekturen dieses p_T -Spektrums eingegangen.

Die Messung der η -Mesonen erfolgt über eine statistische Methode. Da die η -Mesonen aufgrund ihrer kurzen Reichweite das DCal nicht erreichen, werden sie durch ihre Zerfallsprodukte rekonstruiert. Das η zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 39 % [PDG16] in zwei Photonen. Diese Photonen können dann als *Cluster* vom DCal gemessen werden. Jeder *Cluster*, der vom Kalorimeter erfasst wurde, wird mit allen anderen *Clustern* innerhalb desselben Ereignisses (*Same-Event*) kombiniert.

Für jedes der rekombinierten *Cluster*-Paare wird der Transversalimpuls und die invariante Masse bestimmt. Da das η -Meson nur eine Reichweite von $c\tau = 0,95$ nm [PDG16] hat, wird für die Bestimmung des Transversalimpulses angenommen, dass der Zerfallsvertex des η -Mesons im Kollisionsvertex der beiden Protonen liegt. Der Kollisionsvertex wird mithilfe des ITS bestimmt (vgl. Kapitel 3). Mithilfe der Position des Zerfallsvertex, den Positionen der beiden *Cluster* und deren Energien können die Transversalimpulse der beiden Photonen bestimmt werden. Deren Summe ergibt dann den Transversalimpuls des *Cluster*-Paares. Aus den *Cluster*-Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} , sowie dem Öffnungswinkel $\Theta_{\gamma\gamma}$ zwischen den Zerfallsphotonen, kann die invariante Masse

$$m_{inv} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos(\Theta_{\gamma\gamma}))} \quad (8)$$

berechnet werden. Hierbei wird der Öffnungswinkel ebenfalls aus den Positionen des Zerfallsvertex und den Positionen der beiden *Cluster* bestimmt.

Abbildung 11a zeigt die Anzahl der kombinierten *Cluster*-Paare der *Same-Events* als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse. Bei der nominellen Masse des neutralen Pions, $m_{inv} \approx 0,135$ GeV/ c^2 , ist Anhäufung von Datenpunkten zu sehen [PDG16]. Auch bei der nominellen Masse des η -Mesons, $m_{inv} \approx 0,548$ GeV/ c^2 [PDG16], wird eine Anhäufung erwartet, diese ist allerdings kaum zu erkennen, da das Verhältnis von Signal zu Untergrund deutlich kleiner ist als beim π^0 . Die Anhäufung bei $m_{inv} \approx 0,135$ GeV/ c^2 , die durch den Zerfall von neutralen Pionen entsteht, ist besser zu erkennen, weil Pionen aufgrund ihrer kleineren Masse in der pp-Kollision häufiger erzeugt werden als η -Mesonen. Außerdem zerfällt das π^0 mit einer deutlich höheren Wahrscheinlichkeit in zwei Photonen (98,8 % [PDG16]) als das η (39,4 % [PDG16]). Im Folgenden wird versucht bei der invarianten Masse des η -Mesons ein

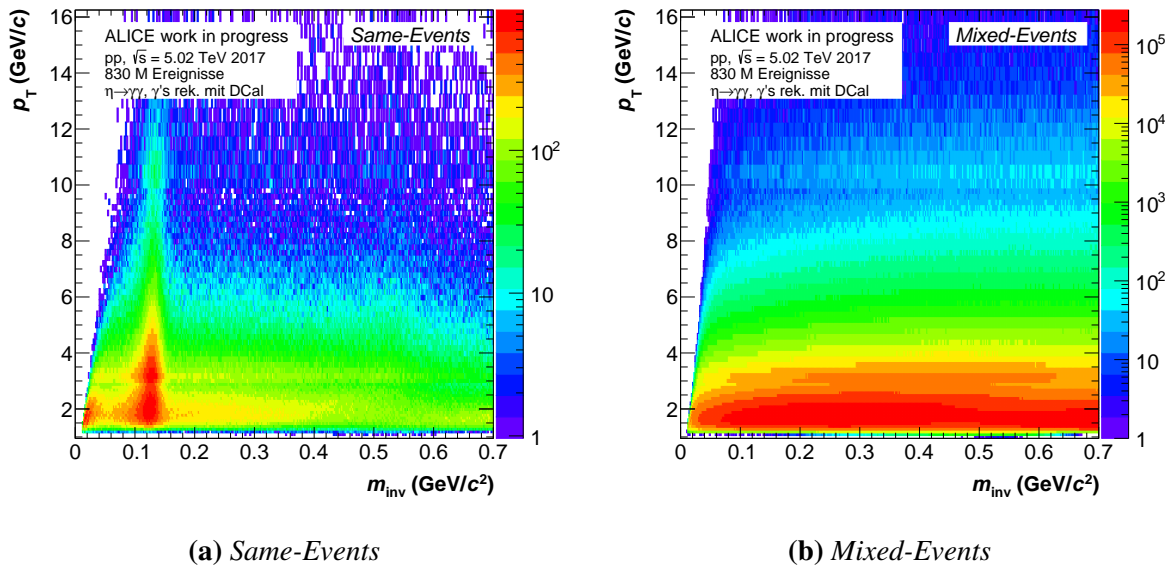


Abbildung 11: Anzahl der kombinierten *Cluster*-Paare als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse

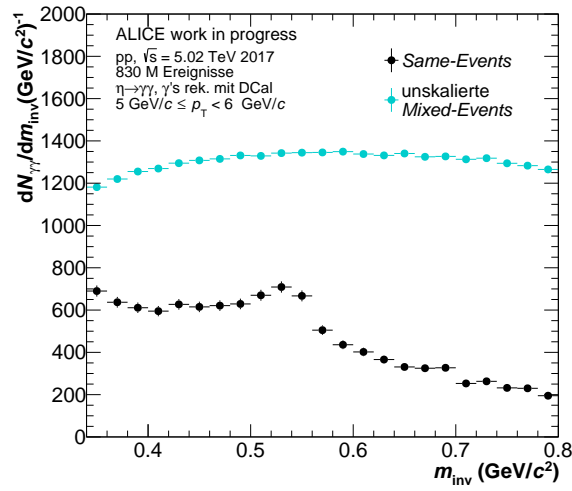
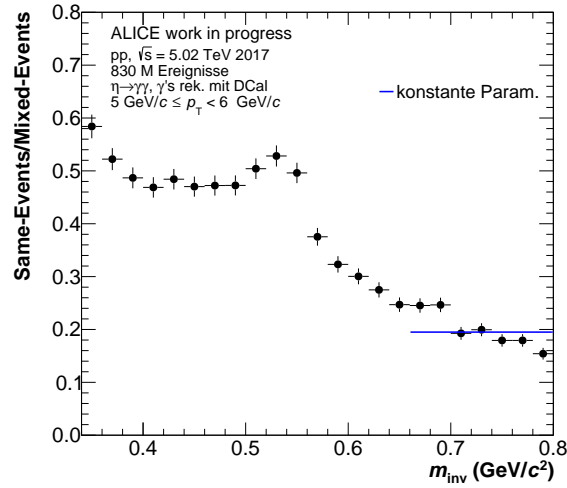
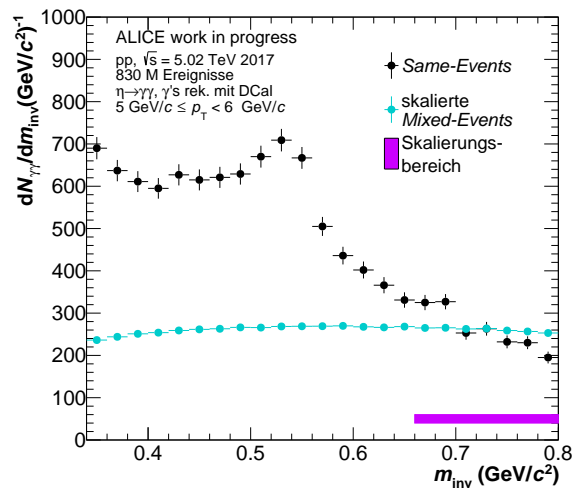
Signal zu extrahieren.

Bei der Kombination aller *Cluster* innerhalb desselben Ereignisses entstehen viele Einträge durch *Cluster*-Paare, die nicht vom gleichen η -Meson abstammen. Sie bilden den Untergrund des Signals. Um das Signal des η -Mesons extrahieren zu können, muss zunächst dieser Untergrund bestimmt und anschließend abgezogen werden. Der Untergrund setzt sich aus einem korrelierten und einem unkorrelierten Anteil zusammen. Im Folgenden wird zunächst auf den unkorrelierte Untergrund eingegangen.

Der unkorrelierte Untergrund entsteht durch die Kombination von *Clustern*, die nicht vom gleichen η -Meson abstammen und auch nicht durch einen anderen Zusammenhang korreliert sind. Um diesen Untergrund zu bestimmen, werden Cluster kombiniert, die in unterschiedlichen Ereignissen (*Mixed-Events*) gemessen wurden. Die *Cluster*-Paare die dadurch entstehen, stammen sicher von unterschiedlichen Mutterteilchen ab, haben keine Korrelation und beschreiben damit den unkorrelierten Untergrund.

Abbildung 11b zeigt die Anzahl der *Cluster*-Paare aus den *Mixed-Events* als Funktion des Transversalimpulses und der invarianten Masse. In dieser Abbildung sind keine Ansammlungen bei der Masse des neutralen Pions und des η -Mesons zu sehen, da es keine *Cluster*-Paare geben kann, die vom gleichen Mutterteilchen, wie dem π^0 oder dem η , abstammen.

Um später in der Analyse die Anzahl der η -Mesonen als Funktion von p_T zu erhalten, wird die Signalextraktion in unterschiedlichen p_T -Intervallen durchgeführt. Im Folgenden werden die Analyseschritte beispielhaft für das p_T -Intervall $5 \text{ GeV}/c \leq p_T < 6 \text{ GeV}/c$ diskutiert. In Abbildung 12 ist die Anzahl der rekonstruierten *Cluster*-Paare für dieses p_T -Intervall als Funktion der invarianten Masse m_{inv} gezeigt. Diese Verteilung wird im Folgenden als m_{inv} -Verteilung bezeichnet. Die schwarzen Datenpunkte entsprechen der m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* und

Abbildung 12: m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* und der *Mixed-Events*Abbildung 13: Verhältnis der m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* zur m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events* mit konstanter Parametrisierung für die SkalierungAbbildung 14: m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* und skalierte m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events*

die blauen Datenpunkte der m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events*.

Abbildung 12 zeigt, dass die m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events* deutlich mehr Einträge als die m_{inv} -Verteilung *Same-Events* hat. Da für die *Mixed-Events Cluster* aus mehreren Ereignissen kombiniert werden, entstehen deutlich mehr Einträge als bei den *Same-Events*. Um die m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events* zur Beschreibung des unkorrelierten Untergrunds nutzen zu können, muss sie somit zunächst skaliert werden.

Abbildung 13 zeigt das Verhältnis der m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* zur m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events* als Funktion von p_T . In blau ist eine Konstante zu sehen, die bestimmt wird, indem die Datenpunkte außerhalb des Signalbereiches in $0,67 \text{ GeV}/c^2 \leq m_{inv} < 0,79 \text{ GeV}/c^2$ parametrisiert werden. Diese Konstante wird hier als Skalierungsfaktor für die m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events* verwendet.

In Abbildung 14 ist erneut die m_{inv} -Verteilung gezeigt. Die schwarzen Datenpunkte entsprechen der m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* und die blauen Datenpunkte entsprechen der skalierten m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events*. In Violett ist der Skalierungsbereich gezeigt, in dem der Skalierungsfaktor mithilfe der konstanten Parametrisierung ermittelt wird. Dieser Skalierungsfaktor wird auf die m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events* angewandt, sodass die skalierte m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events* im Skalierungsbereich rechts vom Signal auf der gleichen Höhe wie die m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* liegt. Die skalierte m_{inv} -Verteilung der *Mixed-Events* wird hier zur Beschreibung des unkorrelierten Untergrund verwendet und dieser kann von m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* abgezogen werden, sodass nur noch das Signal und der korrelierte Anteil des Untergrunds übrig bleiben.

Der korrelierte Untergrund entsteht durch *Cluster*-Paare, die korreliert sind, aber nicht aus dem Zerfall eines η -Mesons in zwei Photonen stammen. Deshalb wird für diese Analyse auch der korrelierte Untergrund bestimmt und abgezogen. Die Funktion, die den korrelierten Untergrund beschreibt, ist nicht bekannt, deshalb können verschiedene Funktionen verwendet werden, um den Untergrund zu parametrisieren. In dieser Analyse wird auf zwei Funktionen eingegangen, wovon eine für die Parametrisierung ausgewählt wird: eine lineare und eine exponentielle Funktion:

$$f_{lin}(x) = a + b \cdot x \quad (9)$$

$$f_{exp}(x) = a + b \cdot \exp(cx) \quad (10)$$

Hierbei entsprechen a , b und c den freien Parametern der jeweiligen Funktion.

Abbildung 15 zeigt die m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* ohne den unkorrelierten Untergrund im p_T -Intervall $5 \text{ GeV}/c \leq p_T < 6 \text{ GeV}/c$. Die Parametrisierung dieser Verteilung erfolgt durch eine Kombination von zwei Funktionen: Eine Funktion zur Beschreibung des korrelierten Untergrunds und eine Funktion zur Beschreibung des Signals. Die Datenpunkte in Abbildung 15 werden mit der Kombination dieser Funktionen parametrisiert (gestrichelte Linien). Da für die Beschreibung des korrelierten Untergrunds zunächst zwei verschiedene Funktionen betrachtet

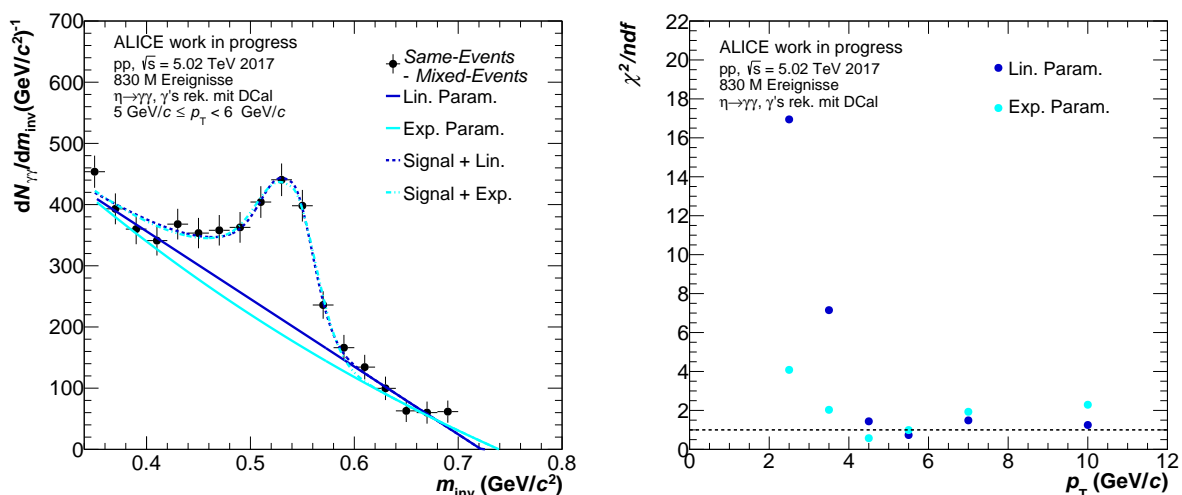


Abbildung 15: Rekonstruierte *Cluster-Paare* abzüglich des unkorrelierten Untergrunds mit zwei verschiedenen Parametrisierungen für den korrelierten Untergrund

Abbildung 16: χ^2 -Verteilung der linearen und exponentiellen Parametrisierung als Funktion des Transversalimpulses

werden, gibt es auch zwei Funktionen für die Parametrisierung der Verteilung in Abbildung 15. Im Folgenden wird zunächst weiter auf die Funktionen zur Beschreibung des korrelierten Untergrunds eingegangen, die Parametrisierung des Signals wird im darauffolgenden Abschnitt vorgestellt.

Die durchgezogenen Linien zeigen die zwei Funktionen zur Beschreibung des korrelierten Untergrunds ohne die Funktion zur Beschreibung des Signals. In blau ist die lineare Funktion zu sehen und in türkis die exponentielle Funktion.

Um zu entscheiden, welche der beiden Parametrisierungen den korrelierten Untergrund besser beschreibt, wird ein sogenannter χ^2 -Test durchgeführt. χ^2 beschreibt die Abweichung der Parametrisierung zu den einzelnen Messpunkten im quadratischen Mittel und wird auf die statistischen Unsicherheiten der m_{inv} -Verteilung normiert:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \left(\frac{y_j - f(x_j)}{\sigma_j} \right)^2 \quad (11)$$

Dabei entspricht N der Anzahl der Datenpunkte, y_j den einzelnen Messwerten, σ_j den dazugehörigen statistischen Unsicherheiten und $f(x_j)$ den Funktionswerten der Parametrisierung. Für eine Parametrisierung, die die Datenpunkte relativ gut beschreibt, wird erwartet, dass χ^2 um den Wert 1 schwankt.

Da die beiden hier verwendeten Parametrisierungen eine unterschiedliche Anzahl von freien Parametern haben, wird χ^2 zusätzlich zur statistischen Unsicherheit σ_j auf die Anzahl der Freiheitsgrade (number of degrees of freedom = ndf) normiert. Diese setzt sich zusammen aus der

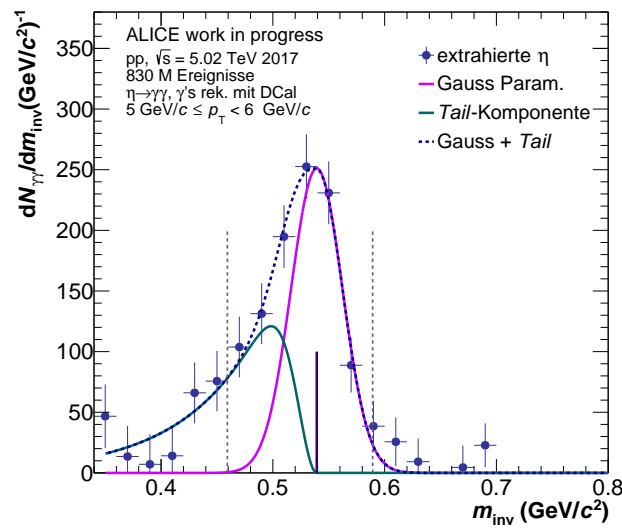


Abbildung 17: η -Signal mit einer Gauß-Funktion und einer Tail-Komponente als Parametrisierung

Anzahl der Datenpunkte N und der Anzahl der freien Parameter der jeweiligen Funktion (lineare Funktion: zwei freie Parameter, exponentielle Funktion: drei freie Parameter).

In Abbildung 16 ist das χ^2/ndf der beiden Parametrisierungen als Funktion des Transversalimpulses gezeigt. In Blau ist das χ^2/ndf der linearen Parametrisierung und in türkis das χ^2/ndf der exponentiellen Parametrisierung des korrelierten Untergrunds zu sehen. Für beide Parametrisierungen schwankt χ^2/ndf ab $4 \text{ GeV}/c$ um den Wert 1. Davor ist χ^2/ndf allerdings für beide Parametrisierungen deutlich größer als 1. Da die Abweichung von χ^2/ndf der linearen Parametrisierung zu 1 für kleine p_T deutlich stärker ist, als für die exponentielle Parametrisierung, wird im Folgenden der korrelierte Untergrund mit der exponentiellen Funktion beschrieben und zusätzlich zum unkorrelierten Untergrund von der m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* abgezogen. Die Wahl des korrelierten Untergrunds beeinflusst später in der Analyse die Größe statistischen Unsicherheiten. Diese werden in Kapitel 4.4.1 vorgestellt.

Abbildung 17 zeigt das rekonstruierte η -Signal als schwarze Datenpunkte für das p_T -Intervall $5 \text{ GeV}/c \leq p_T < 6 \text{ GeV}/c$ ohne den korrelierten und ohne den unkorrelierten Untergrund. Die Funktion zur Beschreibung des η -Signals wird, wie zuvor erwähnt, gemeinsam mit der Funktion für den korrelierten Untergrund an die Datenpunkte der m_{inv} -Verteilung der *Same-Events* parametrisiert. In Abbildung 17 ist die Parametrisierung des η -Signals, die der gestrichelten Linie entspricht, ohne die Parametrisierung des korrelierten Untergrunds gezeigt. Die Parametrisierung des η -Signals dieser Analyse setzt sich zusammen aus einer Gaußfunktion in violett und einer sogenannten *Tail*-Komponente in türkis. Die beiden Komponenten der Parametrisierung werden im Folgenden genauer beschrieben.

In Abbildung 17 ist zu sehen, dass das Signal auf der rechten Seite steiler abfällt als auf der linken Seite. Diese Asymmetrie entsteht durch Konversionsphotonen. Wenn eines der beiden Photonen aus dem Zerfall eines η -Mesons durch Paarbildung in ein Elektron und ein Positron

konvertiert, so tragen Elektron und Positron jeweils weniger Energie als das Photon. Ebenso wie Photonen, werden auch die Elektronen und Positronen vom DCal als *Cluster* gemessen und rekonstruiert. Aufgrund der geringeren Energie liegt die rekonstruierte invariante Masse eines *Cluster*-Paares, das aus einem Photon-*Cluster* und einem Elektron/Positron-*Cluster* besteht, unterhalb der Masse des η -Mesons und verursacht deshalb eine Asymmetrie des Signals. Es ist ebenfalls möglich, dass beide Photonen aus einem η -Zerfall konvertieren, allerdings führt die Rekonstruktion von zwei Elektron/Positron-*Clustern* zu deutlich geringen Massen, die weit unterhalb der Masse des η -Mesons liegen und sehr breit verteilt sind, weshalb die Auswirkung auf das Signal vernachlässigbar klein ist.

Um die Asymmetrie des Signals zu beschreiben, erfolgt die Parametrisierung des Signals mit einer Kombination aus zwei Funktionen. Die Verteilung der *Cluster*-Paare, die aus einem Zerfall von η -Mesonen in zwei Photonen stammen, wird hier durch eine Gaußfunktion

$$f_{Gauss}(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (12)$$

beschrieben, da die Energie- und Ortsauflösung des Detektors zu einer statistischen Streuung um den Mittelwert bei der η -Masse führt.

Dabei beschreibt A die Amplitude, μ den Mittelwert der Funktion und die Standardabweichung σ die Breite der Verteilung.

Der Zerfall eines η -Mesons in zwei Photonen, wovon eines wiederum konvertiert, wird hier durch die *Tail*-Komponente beschrieben:

$$f_{Tail}(x) = \Theta(\mu - x) \cdot A \cdot \exp\left(\frac{x-\mu}{\lambda}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right)\right) \quad (13)$$

Dabei beschreibt A ebenfalls die Amplitude, μ den Mittelwert der Gaußfunktion und die Standardabweichung σ die Breite der Gaußfunktion. Hinzu kommen der freie Parameter λ , der ebenfalls die Höhe und Breite der *Tail*-Komponente beeinflusst, und die Heaviside-Funktion Θ . Die Heaviside-Funktion sorgt dafür, dass die *Tail*-Komponente bei invarianten Massen, die größer als μ sind, keinen Beitrag mehr hat.

Im nächsten Schritt wird die Anzahl der η -Mesonen bestimmt, indem innerhalb von Integrationsgrenzen über die Datenpunkte summiert wird. Die Integrationsgrenzen liegen bei $\mu - 0,08 \text{ GeV}/c^2$ und $\mu + 0,05 \text{ GeV}/c^2$. Es wird nur innerhalb dieser Grenzen summiert, da sich das Signal dort befindet, und außerhalb davon keine η -Mesonen mehr erwartet werden. Somit können Reste, die vom Untergrund übrig geblieben sind, verringert werden.

Dieser Vorgang wird für alle p_T -Intervalle durchgeführt. In Abbildung 18 ist die Anzahl der η -Mesonen skaliert mit der Anzahl der Ereignisse als Funktion des Transversalimpulses zu sehen. Diese Verteilung wird als unkorrigiertes p_T -Spektrum bezeichnet.

Bei der Bestimmung des unkorrigierten p_T -Spektrums treten Verluste von Signal auf. Diese Verluste können schon bei der Messung selbst durch den Detektor oder bei der Analyse zustan-

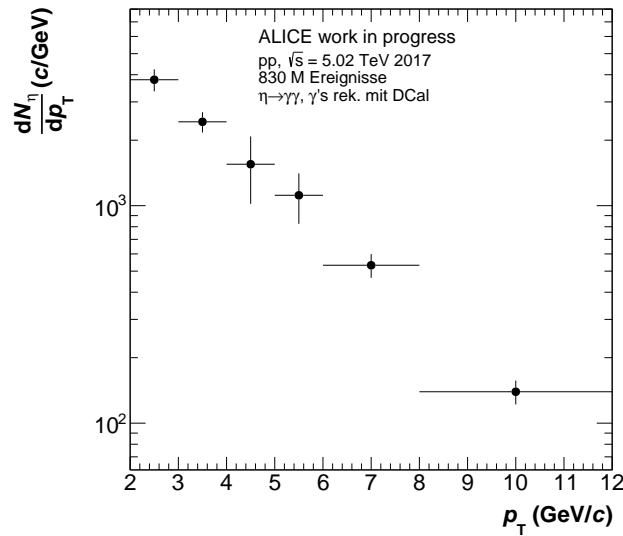


Abbildung 18: Anzahl der rekonstruierten η -Mesonen skaliert mit der Anzahl der Ereignisse als Funktion des Transversalimpulses (unkorrigiertes p_T -Spektrum)

de kommen. In der Analyse wird durch die Einschränkungen der *Cuts* und die Analyseschritte in der Signalextraktion versucht die Untergründe und das Rauschen der Messung zu minimieren. Allerdings kann dabei immer noch ein Teil des Untergrunds übrig bleiben und durch die Einschränkungen wird auch immer ein Teil des Signals aus der Analyse ausgeschlossen. Diese Verluste von Signal beeinflussen das p_T -Spektrum und müssen deshalb korrigiert werden. Auf die Korrekturen dieser Verluste wird nun in den folgenden Unterkapiteln eingegangen.

4.3 Korrekturen

In diesem Kapitel werden die Korrekturen beschrieben, die auf das p_T -Spektrum dieser Analyse angewandt werden. Dafür wird zunächst auf die MC-Simulation eingegangen, mit deren Hilfe die Korrekturen bestimmt werden. Anschließend werden die MC-Cluster-Energiekorrektur, die Akzeptanz- und die Effizienzkorrektur erläutert. Für die MC-Cluster-Energiekorrektur wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Verbesserung der Methode entwickelt, die ebenfalls vorgestellt wird. In Kapitel 4.5 werden das korrigierte p_T -Spektrum und der Wirkungsquerschnitt diskutiert.

4.3.1 MC-Simulation

Um die Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz zu bestimmen (vgl. Kapitel 4.3.3 und 4.3.4), wird eine *Monte-Carlo*-Simulation (MC-Simulation) verwendet, die den verwendeten Datensatz möglichst genau beschreiben soll. Die MC-Simulation, die in dieser Arbeit verwendet wird, wird von der ALICE-Kollaboration zur Verfügung gestellt. Sie trägt die interne Bezeichnung LHC1714b und stammt aus dem Jahr 2017.

Die hier verwendete MC-Simulation zur Bestimmung der Akzeptanz und Rekonstruktionseffi-

zienz besteht aus zwei Teilen: Einem Eventgenerator und einer Detektorsimulation. Der Eventgenerator simuliert die pp-Kollision und die daraus entstehenden Teilchen. Als Eventgenerator für die MC-Simulation dieser Analyse wurde PYTHIA8 verwendet.

Der Eventgenerator wird kombiniert mit der Detektorsimulation. Für die MC-Simulation dieser Arbeit wurde GEANT4 als Detektorsimulation verwendet. Die Detektorsimulation beschreibt die Auswirkungen, die das Material vor dem Detektor und der Detektor selbst auf die Messung hat. Beispielsweise erfahren die Teilchen aus der Kollision durch das Material vor dem Detektor eine Energie- und Ortsverschmierung.

Mit den simulierten Daten wird ebenfalls die Signalextraktion durchgeführt, die in Kapitel 4.2 vorgestellt wurde.

4.3.2 MC-Cluster-Energie

Im Folgenden werden zunächst allgemein zwei Methoden zur MC-Cluster-Energiekorrektur vorgestellt. Anschließend wird darauf eingegangen, wie eine der beiden Methoden, insbesondere für das DCal, weiterentwickelt werden kann.

Im Folgenden werden die Mittelwerte μ der Gaußfunktion f_{Gauss} , die für die Parametrisierung des Signals in Kapitel 4.2 verwendet wurde, betrachtet. Diese Mittelwerte werden als rekonstruierte Masse bezeichnet. Abbildung 19a zeigt die rekonstruierten Massen des η -Mesons als Funktion des Transversalimpulses. Die schwarzen Datenpunkte entsprechen den rekonstruierten Massen aus den Daten und die roten Datenpunkte den rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation. Die gestrichelte Linie zeigt die nominelle Masse des η -Mesons ($0,548 \text{ GeV}/c^2$). Die rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation liegen für alle p_T unterhalb der rekonstruierten Massen aus den Daten. Da die MC-Simulation die Daten möglichst genau beschreiben soll, wird bei der MC-Cluster-Energiekorrektur versucht diese Verschiebung zu korrigieren.

Abbildung 19c zeigt die rekonstruierten Massen des π^0 als Funktion des Transversalimpulses. Die schwarzen Datenpunkte entsprechen den rekonstruierten Massen aus den Daten und die roten Datenpunkte den rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation. Die gestrichelte Linie zeigt die nominelle Masse des π^0 ($0,135 \text{ GeV}/c^2$). Auch hier liegen die rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation unterhalb der rekonstruierten Massen aus den Daten.

Aufgrund der besseren Statistik in der Messung neutraler Pionen sind die Schwankungen der rekonstruierten Masse kleiner als beim η -Meson. Außerdem können bei der Signalextraktion mehr p_T -Intervalle ausgewertet werden. Deshalb wird die MC-Cluster-Energiekorrektur anhand der rekonstruierten Massen des π^0 durchgeführt, aber da die Verschiebung von MC zu den Daten für η und π^0 die Gleiche sein sollte, wird dadurch auch die Masse des η -Mesons korrigiert.

Man geht davon aus, dass die Verschiebung zwischen den rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation zu den rekonstruierten Massen aus den Daten dadurch entsteht, dass die Cluster-Energie in der MC-Simulation nicht mit der Cluster-Energie der gemessenen Daten übereinstimmt. Aus der Abweichung zwischen der Cluster-Energie von MC und Daten resultiert eine

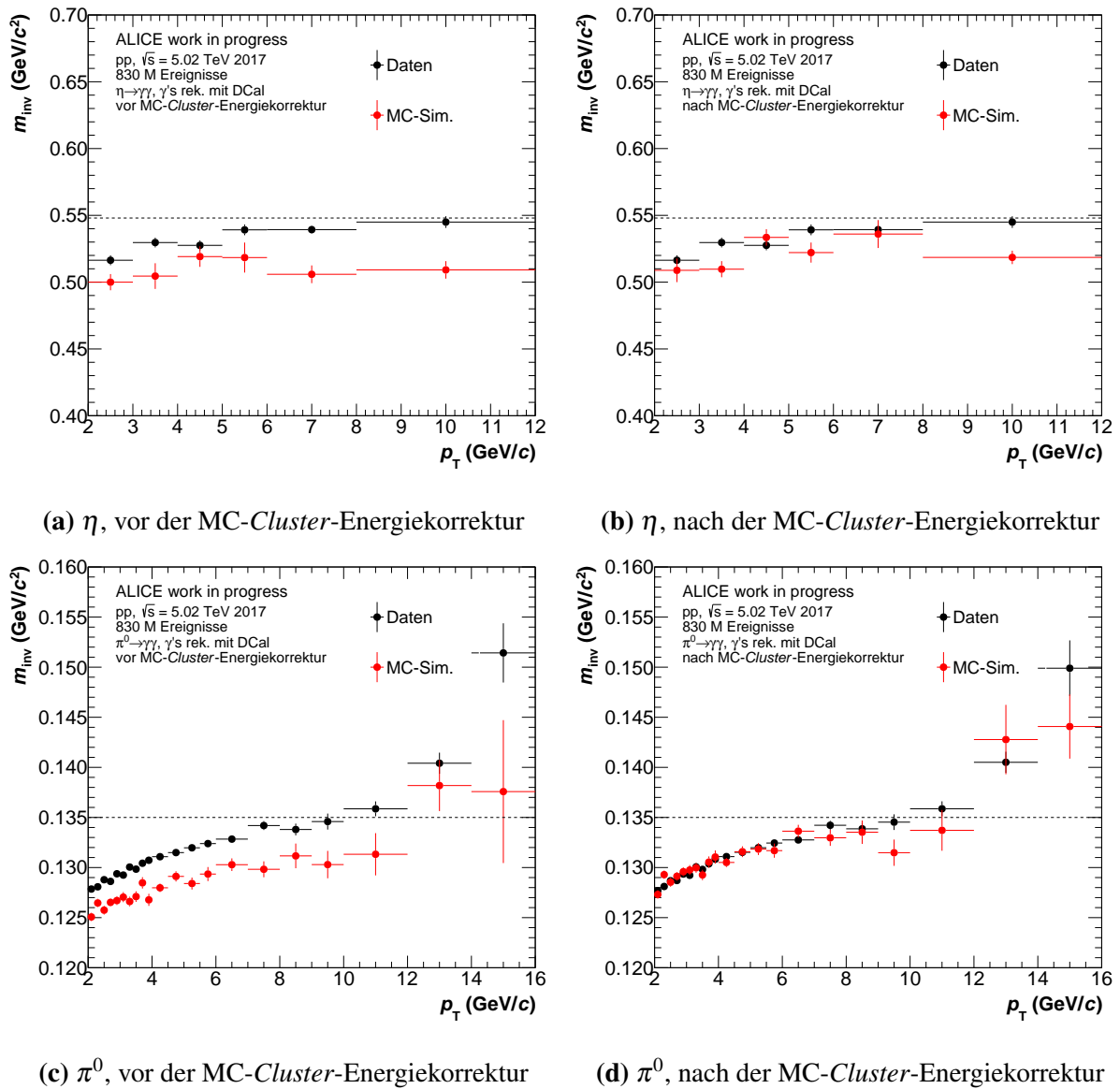


Abbildung 19: rekonstruierte Masse der neutralen Mesonen aus den Daten und der MC-Simulation als Funktion des Transversalimpulses

Abweichung zwischen den Transversalimpulsen und den rekonstruierten Massen aus MC und Daten. Um diese Abweichung zu korrigieren, werden im Folgenden die rekonstruierten Massen als Funktion der *Cluster*-Energie betrachtet.

Es gibt zwei verschiedene Methoden, wie die MC-Cluster-Energiekorrektur durchgeführt werden kann. Die häufiger verwendete Methode ist die sogenannte PCM-Calo-Methode. Dabei wird ein PCM-Photon mit einem *Cluster* des Kalorimeters, also hier dem DCal, kombiniert. Die zweite Methode ist die sogenannte Calo-Calo-Methode. Bei dieser Methode werden zwei *Cluster* kombiniert, die beide von einem Kalorimeter, hier dem DCal, gemessen werden. Um die *Cluster*-Energie der rekonstruierten Masse angeben zu können, werden für die Calo-Calo-Methode nur *Cluster* betrachtet, die eine ähnliche Energie haben. Dafür müssen die zwei Photonen, die jeweils einen *Cluster* erzeugen, aus einem relativ symmetrischen Zerfall stammen.

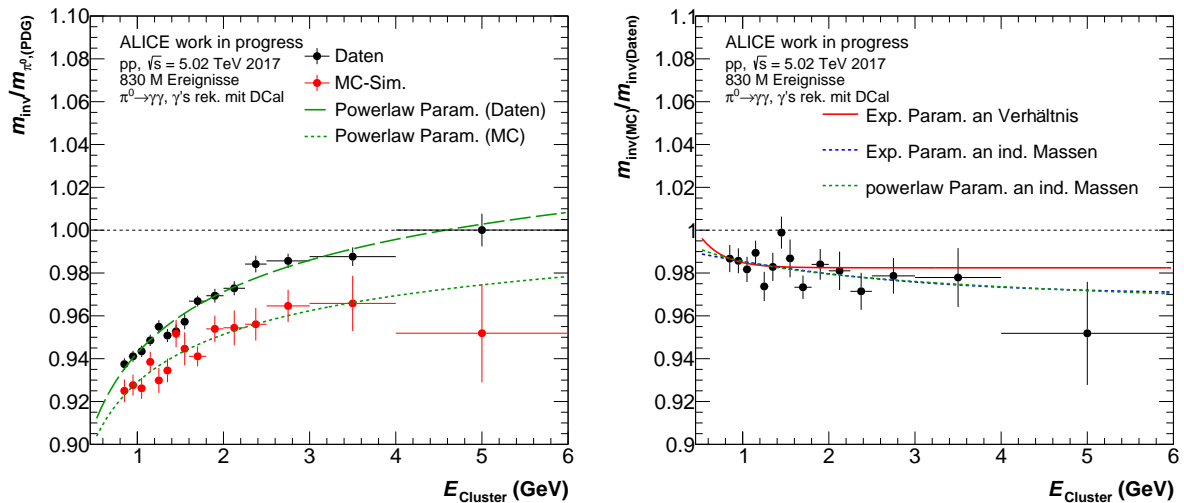


Abbildung 20: Rekonstruierte Masse der π^0 als Funktion der $Cluster$ -Energie
Abbildung 21: Verhältnis der rekonstruierten Massen von MC zu den Daten als Funktion der $Cluster$ -Energie

Die Symmetrie eines Zerfalls wird im Allgemeinen durch

$$\alpha = \frac{|E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}|}{E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}} \quad (14)$$

charakterisiert. Für die Calo-Clalo-Methode wird in dieser Analyse vorausgesetzt, dass $\alpha < 0.1$ ist.

Die Bestimmung einer Korrekturfunktion für die MC- $Cluster$ -Energiekorrektur, die im Folgenden beschrieben wird, erfolgt für beide Methoden auf die gleiche Weise.

Für beide Methoden werden die rekonstruierten Massen als Funktion der $Cluster$ -Energie betrachtet. Da der funktionelle Zusammenhang der Verschiebung zwischen der rekonstruierten Masse aus der MC-Simulation und der rekonstruierten Masse aus den Daten abhängig von der $Cluster$ -Energie nicht bekannt ist, gibt es verschiedene Funktionen, mit denen die $Cluster$ -Energie der simulierten Daten korrigiert werden kann. Im Folgenden wird auf drei mögliche Funktionen eingegangen, wovon eine für die Korrektur ausgewählt wird.

Abbildung 20 zeigt die rekonstruierte Masse des π^0 normiert auf die nominelle Masse des π^0 als Funktion der $Cluster$ -Energie für die Calo-Clalo-Methode. Die schwarzen Datenpunkte entsprechen den rekonstruierten Massen aus den Daten und die roten Datenpunkte den rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation. Die gestrichelte Linie ist die nominelle invariante Masse des π^0 .

Zwei von drei Funktionen, mit denen die Daten der MC-Simulation korrigiert werden können, werden ermittelt, indem jeweils die individuellen rekonstruierten Massen aus den Daten und MC einzeln parametrisiert werden. Eine dieser zwei Funktionen ist beispielhaft in grün in Abbildung 20 für Daten und MC zu sehen. Für die Parametrisierung der individuellen rekonstruierten

ierten Massen wird entweder eine exponentielle Funktion $f_{exp,ind.Mass}$ oder eine Potenzfunktion $f_{pow,ind.Mass}$ (engl. *powerlaw*) verwendet:

$$f_{exp,ind.Mass}(x) = a - e^{(-bx+c)} \quad (15)$$

$$f_{pow,ind.Mass}(x) = a + bx^c \quad (16)$$

Dabei stehen a , b und c für die freien Parameter der jeweiligen Funktion.

Anschließend wird das Verhältnis von der Parametrisierung der rekonstruierten Masse aus den Daten zu der Parametrisierung der rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation gebildet.

Abbildung 21 zeigt das Verhältnis von den rekonstruierten Massen des π^0 aus der MC-Simulation zu den Daten als Funktion der *Cluster*-Energie. Die gestrichelten Linien entsprechen den beiden zuvor vorgestellten Parametrisierungen, die durch das Verhältnis von zwei Funktionen entstehen. Die blaue gestrichelte Linie entspricht $f_{exp,ind.Mass,MC}/f_{exp,ind.Mass,Daten}$ und die grüne gestrichelte Linie $f_{pow,ind.Mass,MC}/f_{pow,ind.Mass,Daten}$. Die rote durchgezogene Linie entspricht der dritten Parametrisierung. Diese wird bestimmt, indem das Verhältnis der rekonstruierten Massen in Abbildung 20 mit

$$f_{ratio} = \frac{1}{a + exp(b + cx)} \quad (17)$$

parametrisiert wird. Dabei sind a , b und c die freien Parameter der Funktion.

Mit diesen Funktionen wird die *Cluster*-Energie der MC-Simulation korrigiert, allerdings kann es nach der Korrektur immer noch eine Abweichung zwischen den rekonstruierten Massen aus Daten und MC geben. Die Korrektur wird daher so oft wiederholt, bis die Abweichung vernachlässigbar klein ist.

Anschließend wird die Funktion, die die geringste Abweichung zwischen den rekonstruierten Massen aus Daten und MC erzeugt, ausgewählt. In dieser Analyse wurde die Korrektur mit der Calo-Calo-Methode mit der Parametrisierung an das Verhältnis der rekonstruierten Massen von MC zu Daten durchgeführt.

Abbildung 19b zeigt die rekonstruierten Massen des η -Mesons und Abbildung 19d die rekonstruierten Massen des π^0 als Funktion des Transversalimpulses. Die schwarzen Datenpunkte entsprechen den rekonstruierten Massen aus den Daten und die roten Datenpunkte den rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation. Die gestrichelten Linien zeigen die nominelle invariante Masse des η -Mesons bzw. des π^0 . Beide Abbildungen zeigen die rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation, nachdem die MC-*Cluster*-Energiekorrektur durchgeführt wurde. Die roten Datenpunkte, die den rekonstruierten Massen aus der MC-Simulation entsprechen, liegen nun durch die Verschiebung der *Cluster*-Energie trotz Schwankungen näher an den Daten und beschreiben diese besser. Es ist ebenfalls zu sehen, dass die hier vorgestellte Methode sehr gute Ergebnisse für das π^0 liefert, aber beim η -Meson immer noch eine Abweichung zwischen MC und Daten bleibt. Deshalb wäre es für die Messung von η -Mesonen von Vorteil auch die

Daten der η -Mesonen in die MC-Cluster-Energiekorrektur miteinzubeziehen.

In früheren Analysen wurde die PCM-Calo-Methode als Standardmethode verwendet, da mit dieser Methode im Vergleich zur Calo-Calo-Methode weniger Iterationen nötig waren, um die Korrektur durchzuführen. Die Calo-Calo-Methode wurde nur als Variation für die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten (vgl. Kapitel 4.4.2) verwendet. Allerdings kann auch die Calo-Calo-Methode so verbessert werden, dass weniger Iterationen der MC-Cluster-Energiekorrektur nötig sind.

In der Calo-Calo-Methode wurde in früheren Analysen angenommen, dass die Cluster-Energie der Hälfte des Transversalimpulses des π^0 entspricht:

$$E_{Cluster} = \frac{p_{T,\pi^0}}{2} \quad (18)$$

Die Cluster-Energie entspricht der Energie eines Photons aus dem Zerfall eines π^0 und ist somit ungefähr gleich der Hälfte des Impulses des π^0 :

$$E_{Cluster} = E_\gamma = p_\gamma \approx \frac{p_{\pi^0}}{2} \quad (19)$$

Annahme 18 geht somit davon aus, dass der Transversalimpuls des π^0 ungefähr gleich dem Gesamtimpuls ist und der Longitudinalimpuls demnach vernachlässigbar ist. Für den relativen Anteil der transversalen Komponente des Impulses, der im Folgenden als Impulsverhältnis bezeichnet wird, würde somit gelten:

$$\frac{p_T}{p} \approx 1 \quad (20)$$

Um zu überprüfen, ob diese Annahme für das DCal korrekt ist, wird hier eine Toy-MC-Simulation verwendet. Eine Toy-MC-Simulation ist eine vereinfachte MC-Simulation in der eine oder mehrere Teilchensorten erzeugt werden, zerfallen und detektiert werden. In der hier verwendeten Toy-MC-Simulation werden neutrale Pionen nach einer bestimmten Impulsverteilung erzeugt und zerfallen in zwei Photonen. In der hier verwendeten Toy-MC-Simulation gibt es keine Positions- und Energieverschmierung und außerdem wird angenommen, dass die π^0 nur symmetrisch zerfallen ($\alpha = 0$). Außerdem wird in der Toy-MC-Simulation die Raumwinkelabdeckung des Detektors simuliert, die in der hier verwendeten Toy-MC in φ 360° beträgt, da die Akzeptanz in φ in diesem Fall irrelevant ist. Für die Raumwinkelabdeckung in η werden die Werte von DCal und EMCal ($|\eta| < 0,66$) verwendet (vgl. Kapitel 3.3.1). Die beiden Photonen aus der Toy-MC-Simulation werden anschließend wieder zu π^0 kombiniert.

Abbildung 22a zeigt die Anzahl der rekonstruierten π^0 aus der Toy-MC-Simulation als Funktion des Impulsverhältnisses und der Cluster-Energie für das EMCal. Bei $p_T/p \approx 0,81$ ist eine untere Grenze zu sehen. Diese Grenze entsteht durch die Akzeptanzeinschränkung in η . η ist direkt mit dem Winkel Θ verbunden ($\eta = -\ln(\tan(\frac{\Theta}{2}))$) und Θ hängt wiederum mit dem

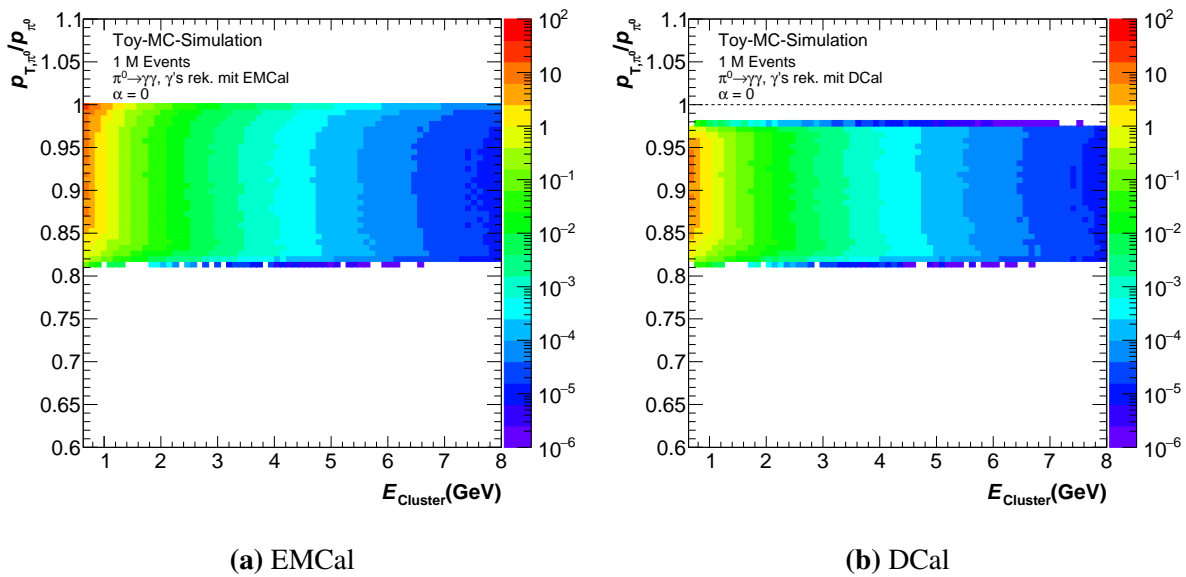


Abbildung 22: Anzahl der π^0 aus der Toy-MC Simulation als Funktion des Impulsverhältnisses $p_{T,\pi^0}/p_{\pi^0}$ und der *Cluster*-Energie

Impulsverhältnis über

$$\frac{p_T}{p} = \sin(\Theta) \quad (21)$$

zusammen. Somit resultiert aus der Einschränkung der Raumwinkelabdeckung in η auch eine Einschränkung im Impulsverhältnis, wie Abbildung 22a zeigt.

$$|\eta| < 0,66 \Rightarrow 55^\circ < \Theta < 125^\circ \Rightarrow \frac{p_T}{p} > 0,81 \quad (22)$$

Das DCal hat eine zusätzliche Einschränkung in η durch die Aussparung, in der das PHOS liegt:

$$|\eta| > 0,22 \quad (23)$$

In diesem Bereich um $\eta = 0$ herum können ebenfalls keine Photonen detektiert werden.

Abbildung 22b zeigt die Anzahl der π^0 aus der Toy-MC-Simulation als Funktion des Impulsverhältnisses und der *Cluster*-Energie für das DCal mit der zusätzlichen Einschränkung $|\eta| > 0,22$. Zusätzlich zur unteren Grenze bei $p_T/p \approx 0,81$ ist eine obere Grenze bei $p_T/p \approx 0,98$ zu beobachten. Wie zuvor kann diese Grenze auch analytisch ermittelt werden. Somit können mit dem DCal keine π^0 rekonstruiert werden, deren Transversalimpuls gleich dem Gesamtimpuls ist.

Abbildung 23a zeigt die Anzahl der π^0 aus der Toy-MC-Simulation als Funktion der *Cluster*-Energie für das EMCal und Abbildung 23b für das DCal. Die Verteilungen der Impulsverhältnisse sind bis zu einem Verhältnis von $p_T/p \approx 0,95$ ungefähr gleich. Bei höheren Impulsverhältnissen $p_T/p > 0,95$ gibt es allerdings für das DCal weniger bis keine Einträge

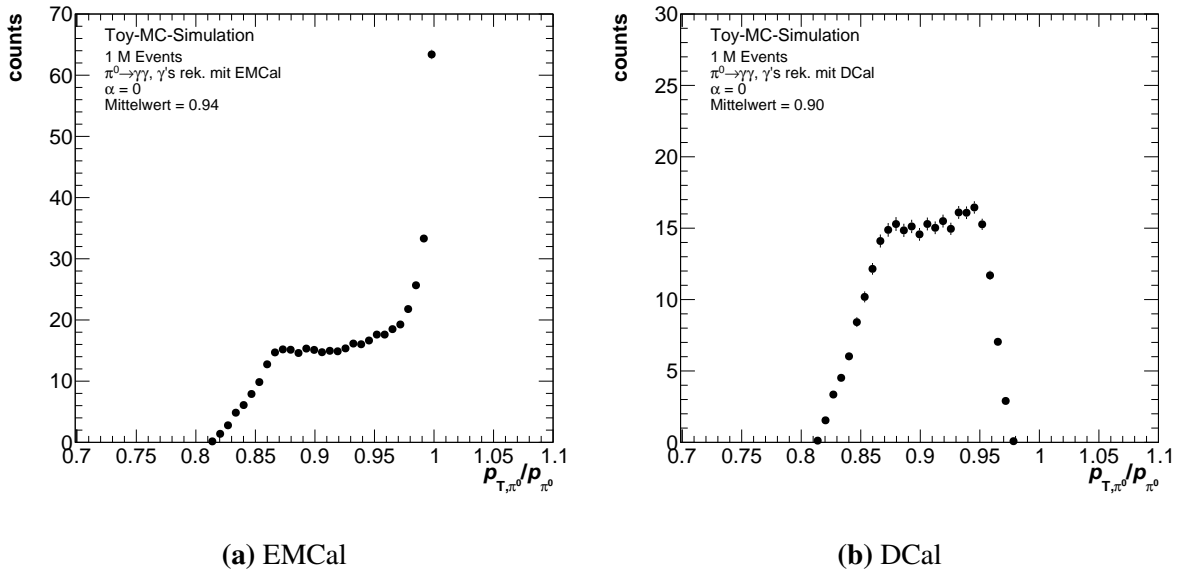


Abbildung 23: Anzahl der π^0 aus der Toy-MC Simulation als Funktion des Impulsverhältnisses $p_{T,\pi^0}/p_{\pi^0}$

mehr. Im Mittel haben die π^0 ein Impulsverhältnis von 0,95, wenn sie mit dem EMCal rekonstruiert werden und 0,9 wenn sie mit dem DCal rekonstruiert werden.

Anhand der Abbildungen 23a und 22a ist somit zu sehen, dass für viele der π^0 , die mit dem EMCal rekonstruiert wurden, $p_T \approx p$ gilt. Allerdings gilt das nicht für alle π^0 . Deshalb kann auch nicht für alle π^0 angenommen werden, dass $E_{Cluster} = p_{T,\pi^0}/2$ ist. Beim DCal führt die Akzeptanzeinschränkung in η dazu, dass keine π^0 mit $p_T = p$ gemessen werden, wie Abbildung 23 zeigt. Das bedeutet, dass die Annahme $E_{Cluster} = p_{T,\pi^0}/2$ nicht gerechtfertigt ist und insbesondere beim DCal dazu führt, dass für die MC-Cluster-Energiekorrektur mit der Calo-Methoden mehr Iterationen benötigt werden.

Wird stattdessen angenommen, dass die Cluster-Energie gleich der Energie des Photons ist (neue Methode), wird berücksichtigt, dass der Transversalimpuls nicht immer gleich dem Gesamtimpuls ist, und es werden somit weniger Iterationen der MC-Cluster-Energiekorrektur benötigt, als mit der alten Methode, in der angenommen wird, dass $E_{Cluster} = p_{T,\pi^0}/2$.

In Abbildung 24 ist oben die rekonstruierte Masse als Funktion der Cluster-Energie zu sehen. Die Daten stammen aus der MC-Simulation, die von der ALICE-Kollaboration zur Verfügung gestellt wird und entweder mit der alten (rot) oder der neuen (blau) Methode der MC-Cluster-Energiekorrektur korrigiert wurde. Unten ist das Verhältnis der rekonstruierten Massen von der Korrektur mit der alten Methode zur neuen Methode zu sehen, um die alte und die neue Methode miteinander vergleichen zu können. Das Verhältnis zeigt eine Abweichung der rekonstruierten Massen der alten zur neuen Methoden von ungefähr 0,3 %, was nicht vernachlässigbar ist, da die MC-Cluster-Energiekorrektur selbst nur zwischen 2 % und 4 % auf die rekonstruierte Masse beträgt.

Mit der neuen Methode sind somit weniger Iterationen der MC-Cluster-Energiekorrektur mit

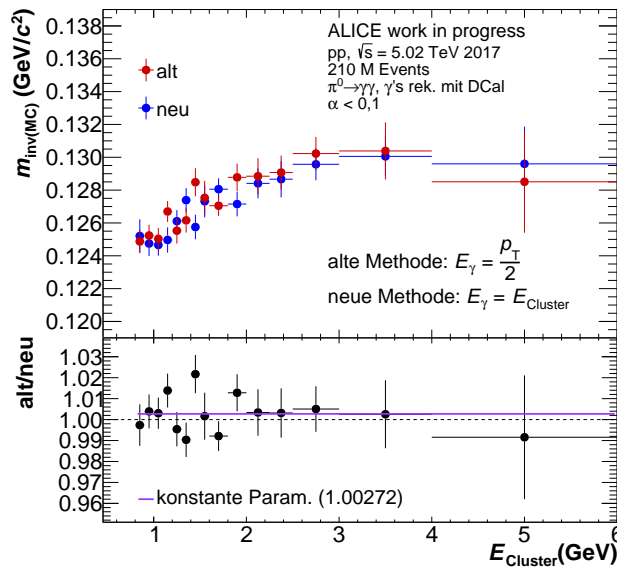


Abbildung 24: Oben: Rekonstruierte Massen aus der MC-Simulation, die entweder mit der alten (rot) oder neuen (blau) Methode der MC-Cluster-Energiekorrektur korrigiert wurden, als Funktion der Cluster-Energie
Unten: Verhältnis der alten zur neuen Methode

der Calo-Calo-Methode nötig, um zu einem guten Ergebnis zu kommen.

Nachdem die MC-Simulation mit der MC-Cluster-Energiekorrektur an die Daten angepasst wurde, kann sie für die Akzeptanz- und Effizienzkorrektur des p_T -Spektrums der Daten verwendet werden. Diese beiden Korrekturen werden im Folgenden beschrieben.

4.3.3 Akzeptanz

Nur ein bestimmter Anteil der Photonen, die aus der Kollision selbst oder aus Zerfällen nach der Kollision stammen, werden vom Detektor erfasst. Der Anteil der detektierten Photonen ist durch die Raumwinkelabdeckung des Detektors beschränkt, da dieser den Kollisionsvertex nicht vollständig umgibt. Diese Einschränkung wird durch die Akzeptanz korrigiert. Um den Anteil der Photonen zu bestimmen, die vom Detektor erfasst werden, wird die MC-Simulation verwendet, die von der ALICE-Kollaboration zur Verfügung gestellt wird.

Zur Bestimmung der Akzeptanz dieser Analyse wird in der MC-Simulation das Verhältnis der Anzahl der akzeptierten zu der Anzahl der generierten η -Mesonen

$$A = \frac{N_{\eta,akz.}}{N_{\eta}} \quad (24)$$

gebildet. Als akzeptiert gelten die η -Mesonen, deren Zerfallsphotonen auf die Raumwinkelabdeckung des DCals zeigen (vgl. Kapitel 3.3.1).

Abbildung 25a zeigt die Akzeptanz als Funktion von p_T . Die Akzeptanzkorrektur wird p_T -

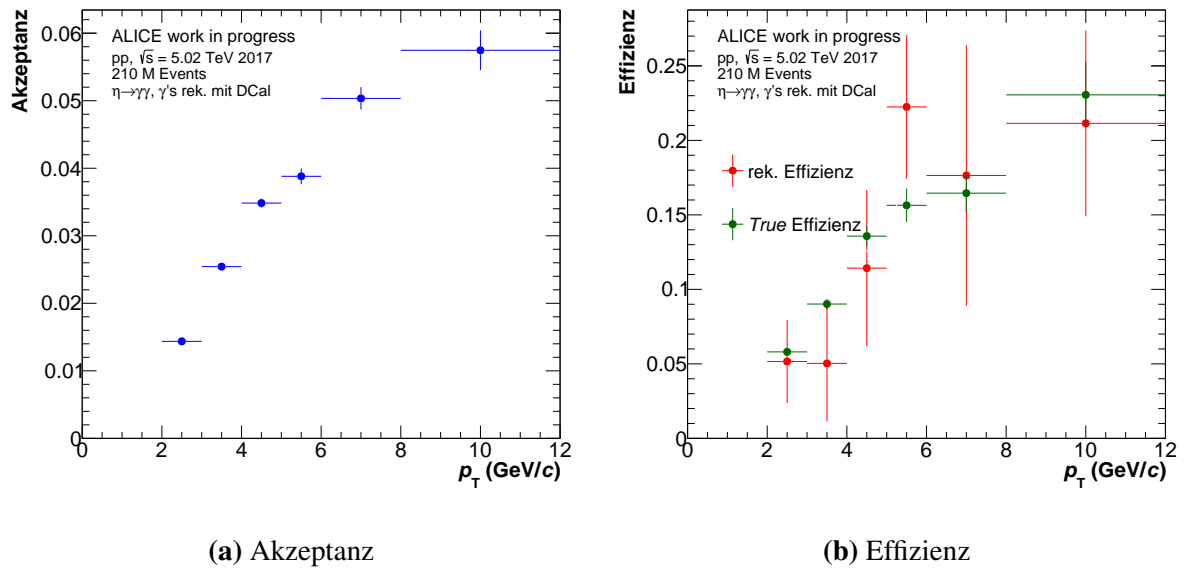


Abbildung 25: Akzeptanz und Effizienz als Funktion des Transversalimpulses

abhängig durchgeführt, da sich die Akzeptanz mit p_T verändert. In Abbildung 25a ist zu sehen, dass die Akzeptanz mit p_T steigt, weil für kleine p_T der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen größer ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass bei einem großen Öffnungswinkel beide Zerfallsphotonen auf das DCal zeigen, ist kleiner und somit ist auch die Messwahrscheinlichkeit für kleine p_T kleiner.

4.3.4 Rekonstruktionseffizienz

Auch innerhalb der Raumwinkelabdeckung des Kalorimeters können Photonen auftreffen, die im Rahmen der Analyse nicht rekonstruiert werden können, da die hier verwendete Methode eine sogenannte Rekonstruktionseffizienz hat. Gründe dafür können die Detektoreigenschaften, die *Cuts* oder die Signalextraktion sein. Der Detektor kann beispielsweise durch eine begrenzte Auflösung, die durch die Größe der Zellen bestimmt wird, eingeschränkt sein. Diese Einschränkungen werden in der MC-Simulation durch GEANT berücksichtigt und in die Bestimmung des p_T -Spektrums miteinbezogen. Bei der hier verwendeten Analysemethode kann es vorkommen, dass Ereignisse, *Cluster* oder *Cluster*-Paare durch *Cuts* ausgeschlossen werden. Außerdem werden durch bestimmte Analyseschritte in der Signalextraktion, wie zum Beispiel die Integrationsgrenzen in der Signalextraktion, ebenfalls *Cluster*-Paare aus der Analyse ausgeschlossen. Für die Effizienzkorrektur des unkorrigierten p_T -Spektrums wird das Verhältnis der p_T -Spektren, der für die Analyse erfassten η -Mesonen, zum akzeptierten p_T -Spektrum aus der MC-Simulation

$$\varepsilon = \frac{N_{\eta, \text{rek.}}}{N_{\eta, \text{akz.}}} \quad (25)$$

gebildet.

Abbildung 25b zeigt die Effizienz als Funktion von p_T . Die roten Datenpunkte entsprechen der rekonstruierten Effizienz, die bestimmt wird, indem die Signalextraktion, die in Kapitel 4.2 vorgestellt wird, mit der MC-Simulation durchgeführt wird. Die grünen Datenpunkte entsprechen der sogenannten *True*-Effizienz. Die *True*-Effizienz wird nur mit den *Clustern* der MC-Simulation bestimmt, von denen bekannt ist, dass sie aus dem Zerfall eines η -Mesons stammen. Dadurch, dass dabei keine Unsicherheiten durch beispielsweise den korrelierten Untergrund hinzukommen, hat die *True*-Effizienz kleinere statistische Unsicherheiten und weniger Schwankungen. Es ist zu sehen, dass die rekonstruierte Effizienz um die Datenpunkte der *True*-Effizienz schwankt, aber insgesamt einen ähnlichen Verlauf beschreibt. Da die rekonstruierte Effizienz aus Daten der MC-Simulation stammt, die genauso analysiert wurden, wie die gemessenen Daten, sollte sie die bessere Beschreibung für die Rekonstruktionseffizienz sein und wird für die Korrektur des p_T -Spektrums dieser Analyse verwendet.

Nachdem die Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz bestimmt wurden, werden diese kombiniert zu einer gemeinsamen Korrektur ($A \cdot \epsilon$). Dieser Korrekturfaktor wird anschließend auf das unkorrigierte p_T -Spektrum der Daten angewandt. Das korrigierte p_T -Spektrum wird in Kapitel 4.5 diskutiert.

4.4 Unsicherheiten

Bevor im nächsten Kapitel das korrigierte p_T -Spektrum diskutiert wird, wird in diesem Kapitel das Vorgehen zur Bestimmung der statistischen und systematischen Unsicherheiten des p_T -Spektrums vorgestellt.

4.4.1 Statistische Unsicherheiten

Die statistischen Unsicherheiten des p_T -Spektrums dieser Analyse setzen sich zum einen aus einer statistischen Unsicherheit des Signals und zum anderen aus einer statistischen Unsicherheit des Untergrunds zusammen. Die invariante Masse wird bei der Bestimmung der Untergründe und des Signals diskretisiert in einzelnen m_{inv} -Intervallen betrachtet. Um das p_T -Spektrum zu bestimmen, wird in den einzelnen p_T -Intervallen über diese m_{inv} -Intervalle im Signalfeld summiert. Die statistische Unsicherheit des Signals in einem p_T -Intervall ergibt sich mithilfe der gaußschen Fehlerfortpflanzung aus den Unsicherheiten der einzelnen m_{inv} -Intervalle.

Die statistische Unsicherheit auf die exponentielle Funktion zur Beschreibung des korrelierten Untergrunds wird für jedes m_{inv} -Intervall einzeln bestimmt. Die statistische Unsicherheit des korrelierten Untergrunds in einem p_T -Intervall ergibt sich dann, indem die Unsicherheit auf das Integral y der Funktion zur Beschreibung des korrelierten Untergrunds in den einzelnen m_{inv} -Intervallen berechnet wird. Diese Unsicherheit Δy wird mithilfe der gaußschen Fehlerfort-

pflanzung für voneinander abhängige Größen

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta y}{\delta x_i} \cdot \Delta x_i \right)^2 + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \left(\frac{\delta y}{\delta x_i} \right) \left(\frac{\delta y}{\delta x_j} \right) \cdot \text{cov}(x_i, x_j)} \quad (26)$$

bestimmt. Hierbei beschreibt x_i die freien Parameter der Parametrisierung des korrelierten Untergrundes, Δx_i deren Unsicherheiten und $\text{cov}(x_i, x_j)$ die Einträge der Kovarianzmatrix.

Anschließend werden die statistischen Unsicherheiten auf Untergrund und Signal quadratisch addiert, um die gesamte statistische Unsicherheit in den einzelnen p_T -Intervallen zu erhalten.

4.4.2 Systematische Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten der einzelnen p_T -Intervalle des p_T -Spektrums dieser Analyse setzt sich aus den einzelnen systematischen Unsicherheiten zusammen, die durch *Cuts* oder die hier vorgestellten Analyseschritte entstehen können. Die systematische Unsicherheit, die zum Beispiel bei der Skalierung der *Mixed-Events*, der Parametrisierung des korrelierten Untergrundes oder den Integrationsgrenzen für den Signalebereich entsteht, werden zu einer systematischen Unsicherheit der Signalextraktion zusammengefasst. Hinzu kommen die systematischen Unsicherheiten, die durch die *Cuts* entstehen. Um die gesamte systematische Unsicherheit zu erhalten, werden im Folgenden die einzelnen Beiträge bestimmt. Für die Bestimmung der einzelnen systematischen Unsicherheiten wird jeweils die in dieser Analyse verwendete Methode (Standard Methode) in physikalisch sinnvollen Grenzen variiert. Tabelle 4 zeigt eine Zusammenfassung der hier verwendeten Werte für die Einschränkungen der *Cuts* und Analyseschritte in der Signalextraktion. Dabei sind jeweils die Werte für die Standard Methode und die Werte für die Variationen gezeigt. Für jede dieser Variationen wird ein korrigiertes p_T -Spektrum bestimmt, indem für jede Variationen einzeln eine Signalextraktion durchgeführt wird.

Anschließend werden die p_T -Spektren der Variationen mit dem p_T -Spektrum, das aus der Standard Methode resultiert, verglichen. Abbildung 26 oben zeigt als Beispiel die p_T -Spektren der Variationen des minimalen *Cluster-Energie-Cuts* in farbig, sowie das p_T -Spektrum des Standard-*Cuts* in schwarz. Abbildung 26 unten zeigt das Verhältnis der Variationen zum Standard-*Cut*. Dieses Verhältnis wird für alle *Cuts* und die Analyseschritte der Signalextraktion bestimmt. Im Anhang A.4 sind die p_T -Spektren und die dazugehörigen Verhältnisse zum p_T -Spektrum der Standard Methode für alle weiteren *Cuts* in Tabelle 4 und die Signalextraktion gezeigt.

In jedem hier untersuchten p_T -Intervall wird die systematische Unsicherheit, die aufgrund eines *Cuts* oder der Signalextraktion entsteht, mithilfe des Mittelwerts der Beträge der größten positiven und größten negativen Abweichung von der Variation zur Standard Methode bestimmt.

Die systematischen Unsicherheiten der einzelnen *Cuts* bzw. der Signalextraktion schwanken sehr stark. Diese Schwankungen können entweder durch systematische Effekte zustande

Cuts	Standard	Variation(en)
Einschränkung der <i>Cluster</i> -Zeit	$-20 \text{ ns} < t_{\text{Cluster}} < +50 \text{ ns}$	$ t_{\text{Cluster}} < 1000 \text{ ns}$
		$ t_{\text{Cluster}} < 30 \text{ ns}$
		$-20 \text{ ns} < t_{\text{Cluster}} < +25 \text{ ns}$
		$-12,5 \text{ ns} < t_{\text{Cluster}} < +13 \text{ ns}$
<i>Track-Matching</i>	$ \Delta\eta(p_{\text{T}}) < 0,01 + (p_{\text{T}} + 4,07)^{-2,5}$ $ \Delta\phi(p_{\text{T}}) < 0,015 + (p_{\text{T}} + 3,65)^{-2}$	$ \Delta\eta(p_{\text{T}}) < 0,01 + (p_{\text{T}} + 4,78)^{-2,5}$
		$ \Delta\phi(p_{\text{T}}) < 0,015 + (p_{\text{T}} + 3,92)^{-2}$
		$ \Delta\eta > 0, \Delta\phi > 0$ (kein <i>Cut</i>)
		$ \Delta\eta < 0,008, \Delta\phi < 0,03$
Öffnungswinkel	$\Theta_{\gamma\gamma} > 0,017$	$\Theta_{\gamma\gamma} > 0$ (kein <i>Cut</i>)
		$\Theta_{\gamma\gamma} > 0,005$
		$\Theta_{\gamma\gamma} > 0,01$
		$\Theta_{\gamma\gamma} > 0,0152$
		$\Theta_{\gamma\gamma} > 0,0202$
		$\Theta_{\gamma\gamma} > 0,018$
Min. E_{Cluster}	$E_{\text{Cluster}} < 0,7 \text{ GeV}$	$E_{\text{Cluster}} < 0,1 \text{ GeV}$
		$E_{\text{Cluster}} < 0,5 \text{ GeV}$
		$E_{\text{Cluster}} < 0,6 \text{ GeV}$
		$E_{\text{Cluster}} < 0,8 \text{ GeV}$
		$E_{\text{Cluster}} < 0,9 \text{ GeV}$
Anzahl der Zellen in einem <i>Cluster</i>	$N_{\text{Zellen}} \geq 2$	$N_{\text{Zellen}} \geq 1$
Maximales M02	$M02 \leq 0,7$	$M02 \leq 1$
MC- <i>Cluster</i> -Energiekorrektur	Calo-Calor (f_{ratio})	Calo-Calor ($f_{\text{ind.Mass}}$)
		PCM-Calor ($f_{\text{ind.Mass}}$)
		PCM-Calor (f_{ratio})
Signalextraktion	Standard	Variation(en)
Skalierungsbereich der <i>Mixed-Events</i>	rechts $(0,67 \frac{\text{GeV}}{c^2} < m_{\text{inv}} < 0,79 \frac{\text{GeV}}{c^2})$	links $(0,34 \frac{\text{GeV}}{c^2} < m_{\text{inv}} < 0,44 \frac{\text{GeV}}{c^2})$
Integrationsgrenzen	normal $(m_{\eta} - 0,08 \frac{\text{GeV}}{c^2}, m_{\eta} + 0,05 \frac{\text{GeV}}{c^2})$	weite Grenzen $(m_{\eta} - 0,1 \frac{\text{GeV}}{c^2}, m_{\eta} + 0,07 \frac{\text{GeV}}{c^2})$
		schmale Grenzen $(m_{\eta} - 0,06 \frac{\text{GeV}}{c^2}, m_{\eta} + 0,03 \frac{\text{GeV}}{c^2})$

Tabelle 4: Werte für die Einschränkungen der *Cuts* und Analyseschritte in der Signalextraktion für die Standard Methode und die Variationen

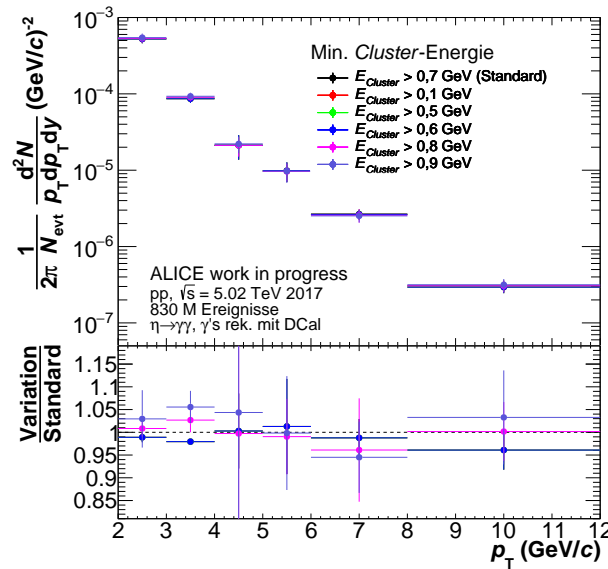


Abbildung 26: Oben: p_T -Spektren der Variationen des minimalen *Cluster-Energie Cuts* und p_T -Spektrum der Standard Methode
Unten: Verhältnis der Variationen zur Standard Methode

kommen, die in einzelnen p_T -Intervallen zu deutlich größeren oder kleineren systematischen Unsicherheiten führen, oder ihnen liegen statistische Schwankungen zugrunde. Um den Einfluss der statistischen Schwankungen zu minimieren, werden hier ausgewählte systematische Unsicherheiten geglättet. Das Glätten erfolgt mithilfe verschiedener Parametrisierungen, deren Funktionswerte dann anstelle der systematischen Unsicherheiten der einzelnen p_T -Intervalle verwendet werden. Die folgenden systematischen Unsicherheiten werden in dieser Analyse geglättet:

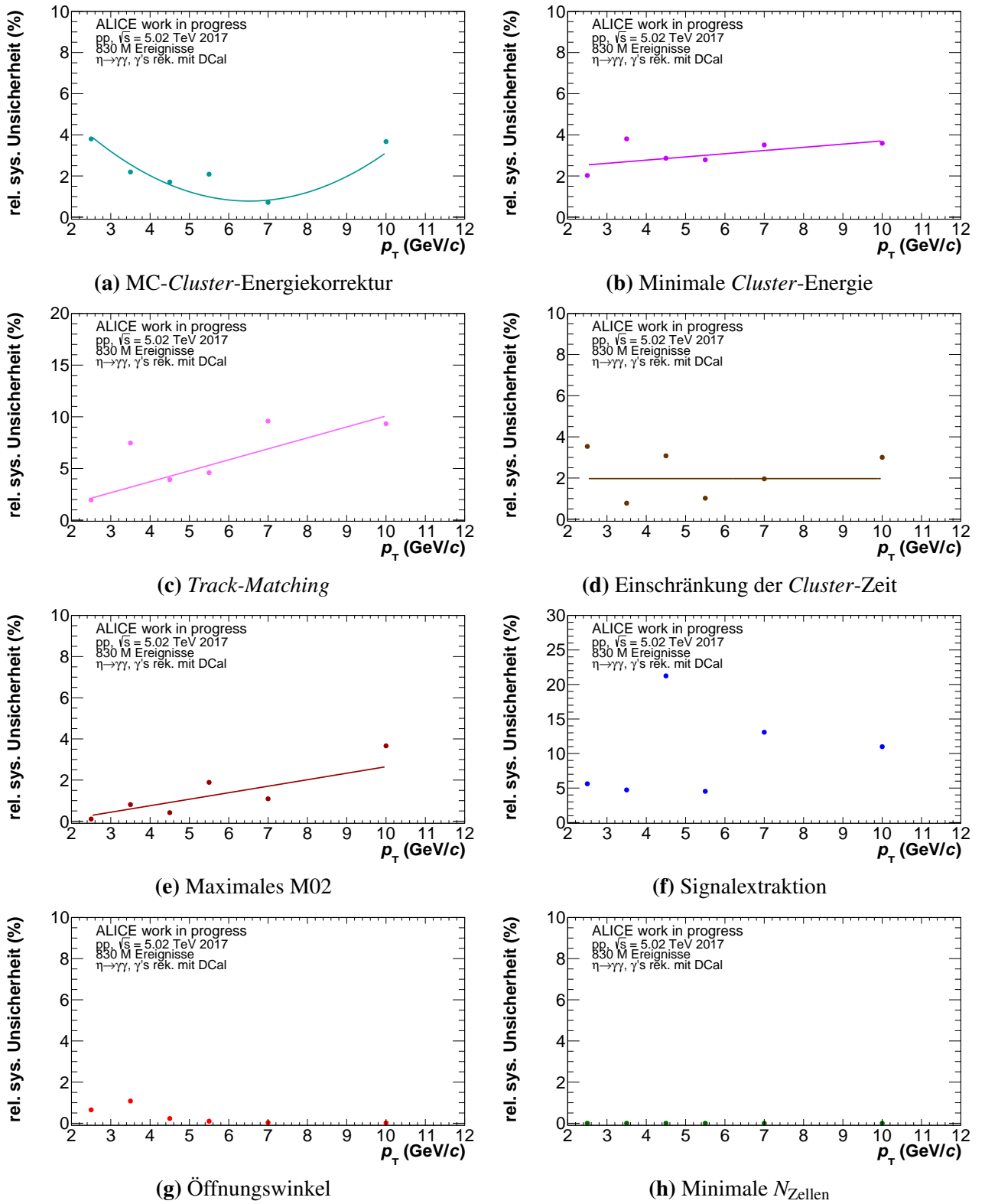
MC-Cluster-Energiekorrektur

Die MC-Cluster-Energiekorrektur wird, wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, mit einer p_T -abhängigen Parametrisierung durchgeführt. Deshalb ist zu erwarten, dass auch die systematischen Unsicherheiten p_T -abhängig sind. Daher werden die systematischen Unsicherheiten der MC-Cluster-Energiekorrektur hier geglättet.

Abbildung 27a zeigt die relativen systematischen Unsicherheiten der MC-Cluster-Energiekorrektur als Funktion von p_T und eine Parametrisierung mit einer Parabel. Die systematische Unsicherheit ist bei kleinen und großen p_T größer, weil die Parametrisierungen, mit denen die MC-Cluster-Energiekorrektur durchgeführt wird, für kleine und große p_T stärker voneinander abweichen (vgl. Abbildung 21).

Minimale Cluster-Energie

Der Gesamtimpuls eines Photons setzt sich zusammen aus einem transversalen und einem longitudinalen Anteil ($p^2 = p_T^2 + p_L^2$). Die Energie kann mit $E^2 = p^2 + m^2$ bestimmt werden. Zerfällt ein η -Meson mit kleinem p_T und somit kleiner Energie in zwei Photonen, so haben auch die beiden Photonen eine kleine Energie und erzeugen *Cluster* mit kleiner

Abbildung 27: Relative systematische Unsicherheit der einzelnen *Cuts* als Funktion von p_T

Energie. Somit sollte es einen Zusammenhang zwischen der *Cluster*-Energie und dem Transversalimpuls geben und die systematischen Unsicherheiten werden daher in dieser Analyse geglättet.

Abbildung 27b zeigt die relativen systematischen Unsicherheiten der minimalen *Cluster*-Energie als Funktion von p_T und eine Parametrisierung mit einer linearen Funktion.

Track-Matching

Das *Track-Matching* wird p_T -abhängig durchgeführt, da die *Tracks* der Teilchen mit hohen p_T genauer bestimmt werden können (vgl. Kapitel 4.1.1). Somit ist die Genauigkeit, mit der die Abstände der *Tracks* zu *Clustern* bestimmt werden können, p_T -abhängig und eine Variation des *Track-Matchings* führt mit hoher Wahrscheinlichkeit zu einer p_T -abhängigen systematischen Unsicherheit.

Abbildung 27c zeigt die relativen systematischen Unsicherheiten des *Track-Matchings* als Funktion von p_T und eine Parametrisierung mit einer konstanten Funktion.

Einschränkung der Cluster-Zeit

Bei der Einschränkung der *Cluster-Zeit* wird kein Zusammenhang zum Transversalimpuls der η -Mesonen erwartet. Deshalb sollte die systematische Unsicherheit einen konstanten Betrag haben, weshalb die Verteilung hier mit einer Konstanten parametrisiert wird.

Abbildung 27d zeigt die relativen systematischen Unsicherheiten der Einschränkung der *Cluster-Zeit* als Funktion von p_T und eine Parametrisierung mit einer konstanten Funktion.

Maximales M02

Abbildung 27e zeigt die relativen systematischen Unsicherheiten des maximalen M02 als Funktion von p_T . Die systematischen Unsicherheiten steigen für große p_T an. Für hohe p_T haben *Cluster*, die durch *Cluster-Merging* entstehen, aufgrund des höheren Impulses und des dadurch kleineren Öffnungswinkels auch ein kleineres M02. Sie werden daher weniger effizient durch die obere Grenze des M02 ausgeschlossen. Dies kann zu einer höheren systematischen Unsicherheit führen, insbesondere, weil die MC-Simulation die Verteilung der M02 nicht exakt beschreibt (vgl. Anhang A.5). Aufgrund dieses Anstieges werden die systematischen Unsicherheiten für M02 hier geglättet.

Die folgenden systematische Unsicherheiten werden in dieser Analyse nicht geglättet:

Signalextraktion

Die Signalextraktion wird für die p_T -Intervalle einzeln durchgeführt. Dabei kann beispielsweise durch mehr oder weniger Statistik in einzelnen p_T -Intervallen die Parametrisierung des Signals oder des Untergrunds abweichen von der im benachbarten p_T -Intervall. Dieser Effekt kann in einzelnen p_T -Intervallen zu einer größeren oder kleineren

systematischen Abweichung führen, weshalb die systematischen Unsicherheiten der Signalextraktion hier nicht geglättet werden.

Abbildung 27f zeigt die relativen systematischen Unsicherheiten der Signalextraktion als Funktion von p_T .

Öffnungswinkel

In den *Same-Events* kann es bei hohen p_T zum *Cluster-Merging* kommen. Dieser Effekt kann in den *Mixed-Events* nicht beschrieben werden, weshalb die *Cluster*-Paare, für die der Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen zu klein ist, aus der Analyse ausgeschlossen werden. Der Öffnungswinkel ist vom Transversalimpuls des η -Mesons abhängig. Wenn nun in einem p_T -Intervall gerade die Größe eine Zelle über- oder unterschritten wird, kann es zu Sprüngen im p_T -Spektrum kommen. Daher werden die systematischen Unsicherheiten des Öffnungswinkel-*Cuts* hier nicht geglättet.

Abbildung 27g zeigt die relativen systematische Unsicherheiten des Öffnungswinkels als Funktion von p_T .

Anzahl der Zellen in einem Cluster

Abbildung 27h zeigt die systematischen Unsicherheiten, die durch die minimale Anzahl der Zellen für einen *Cluster*, entsteht. Der Beitrag dieser Variation kann vernachlässigt werden und wird deshalb in dieser Analyse nicht geglättet.

Zusätzlich zu den hier aufgeführten systematischen Unsicherheiten, wird noch ein konstanter Faktor für die systematische Abweichung, die durch das Material zwischen Kollisionsvertex und Detektor entsteht, hinzugefügt. Dabei wird eine relative systematische Abweichung von 3 %, die durch das Material des *Transition Radiation Detector* (TRD) entsteht, und 3 %, die durch das Material der *Time Of Flight* (TOF) entsteht, angenommen, was quadratisch addiert zu einer Unsicherheit von 4,24 % führt. Diese wird im folgenden Schritt ebenfalls in die gesamte systematische Unsicherheit eingerechnet.

Abbildung 28 zeigt die relativen systematischen Unsicherheiten des p_T -Spektrums dieser Analyse als Funktion von p_T , nachdem einige davon geglättet wurden. Die systematischen Unsicherheiten, die nicht geglättet wurden, sind für eine bessere Übersicht mit geraden Linien verbunden. In schwarz ist zudem die gesamte systematische Unsicherheit zu sehen.

Für die Berechnung der gesamten systematischen Unsicherheiten in den einzelnen p_T -Intervallen wird angenommen, dass die systematischen Unsicherheiten der einzelnen *Cuts* nicht korreliert sind und deshalb gemäß der Gaußschen Fehlerfortpflanzung quadratisch addiert werden können:

$$\sigma_{ges}(p_T) = \sqrt{\sum_i \sigma_i^2} \quad (27)$$

Nachdem nun die systematischen Unsicherheiten des p_T -Spektrums vorgestellt wurden, wird im nächsten Kapitel das Ergebnis dieser Analyse diskutiert.

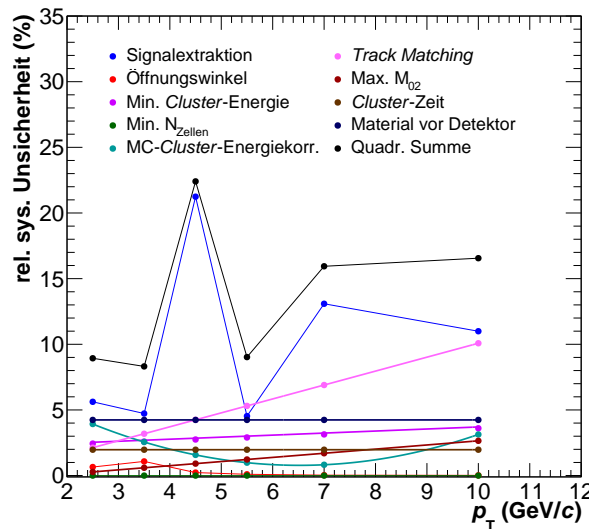


Abbildung 28: Einzelne relative systematische Unsicherheiten als Funktion von p_T in verschiedenen Farben, gesamte systematische Unsicherheit in schwarz

4.5 Korrigiertes p_T -Spektrum und invarianter Wirkungsquerschnitt

Um das korrigierte p_T -Spektrum von η -Mesonen aus einer pp-Kollision bei $\sqrt{s} = 5$ TeV zu erhalten wird in dieser Arbeit mithilfe der in Kapitel 4.2 vorgestellten Signalextraktion das unkorrigierte p_T -Spektrum bestimmt. Anschließend wird dieses auf Akzeptanz und Effizienz korrigiert und die statistischen und systematischen Unsicherheiten werden ermittelt. Abbildung 29 zeigt das korrigierte p_T -Spektrum. Die statistischen Unsicherheiten sind als Fehlerbalken und die systematischen Unsicherheiten sind als graue Kästen zu sehen.

Um das Ergebnis dieser Analyse mit den Ergebnissen anderer Analysen vergleichen zu können wird aus dem korrigierten p_T -Spektrum dieser Analyse der invariante Wirkungsquerschnitt bestimmt. Der invariante Wirkungsquerschnitt unterscheidet sich nur durch einen konstanten Wert durch den *Minimum-Bias*-Trigger von dem korrigierten p_T -Spektrum. Der invariante Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 30 ebenfalls mit statistischen und systematischen Unsicherheiten gezeigt. Außerdem ist eine *Two-Component-Model*-Parametrisierung (TCM-Parametrisierung) zu sehen. Diese setzt sich zusammen aus einer Parametrisierung für kleine p_T und einer Parametrisierung für große p_T (vgl. Anhang A.6).

In Abbildung 31 ist ein Vergleich des invarianten Wirkungsquerschnitts dieser Analyse mit anderen Methoden zu sehen. Die anderen Methoden basieren auf Messungen mit dem EMCal oder dem PHOS oder einer Kombination von PCM mit einem der Kalorimeter. Für den Vergleich werden die anderen Methoden kombiniert zu einem gesamten invarianten Wirkungsquerschnitt, der mit einer TCM-Funktion parametrisiert wird. In der Abbildung sind die Verhältnisse der einzelnen Wirkungsquerschnitte zu der TCM-Parametrisierung der kombinierten Methoden zu sehen. Die gefüllten Datenpunkte entsprechen dem Ergebnis dieser Analyse und die offenen Datenpunkte den Ergebnissen der anderen Methoden. Der Wirkungsquerschnitt dieser Analyse

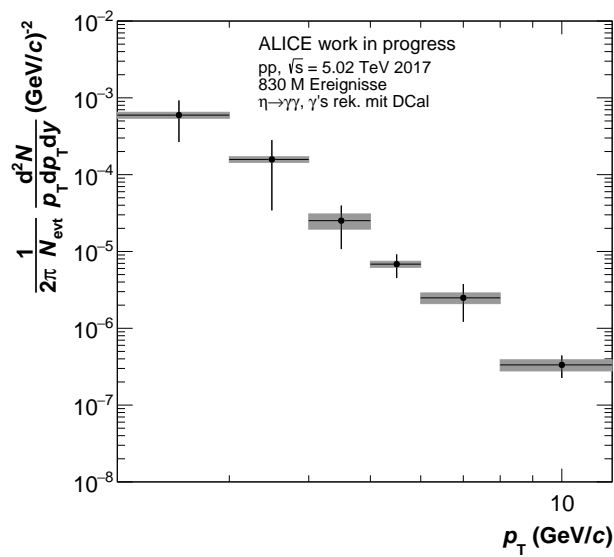


Abbildung 29: Korrigiertes p_T -Spektrum mit statistischen Unsicherheiten als Fehlerbalken und systematischen Unsicherheiten als graue Kästen

liegt innerhalb der Unsicherheiten auf den Daten der anderen Methoden und ist vergleichbar mit diesen.

Das Ergebnis der Analyse zeigt, dass es möglich ist mit dem DCal eine Messung des η -Mesons durchzuführen. Für die Daten, die mit dem DCal gemessen werden, gibt es sehr viel weniger Statistik, als für die anderen Methoden, da das DCal eine kleinere Raumwinkelabdeckung hat als beispielsweise das EMCal. Trotzdem ist der Wirkungsquerschnitt, der mit den Daten des DCals in dieser Arbeit bestimmt wurde, vergleichbar mit den Wirkungsquerschnitten anderer Methoden. Somit können die Daten, die mit dem DCal aufgenommen werden, in zukünftige Analysen miteinbezogen werden und so die Statistik verbessern.

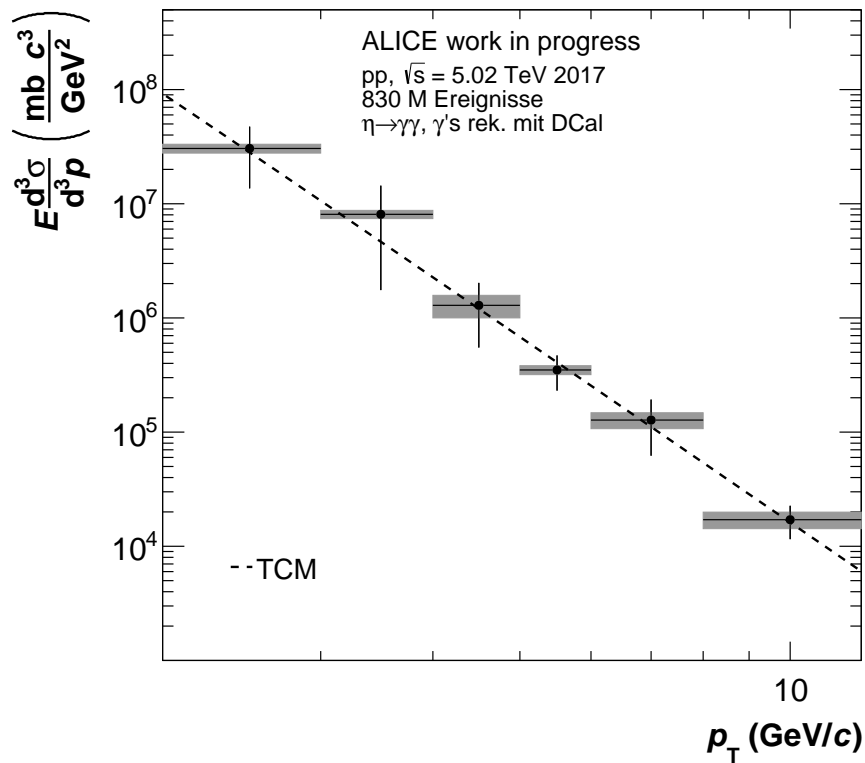


Abbildung 30: Invarianter Wirkungsquerschnitt mit statistischen Unsicherheiten als Fehlerbalken und systematischen Unsicherheiten als graue Kästen und einer TCM-Parametrisierung

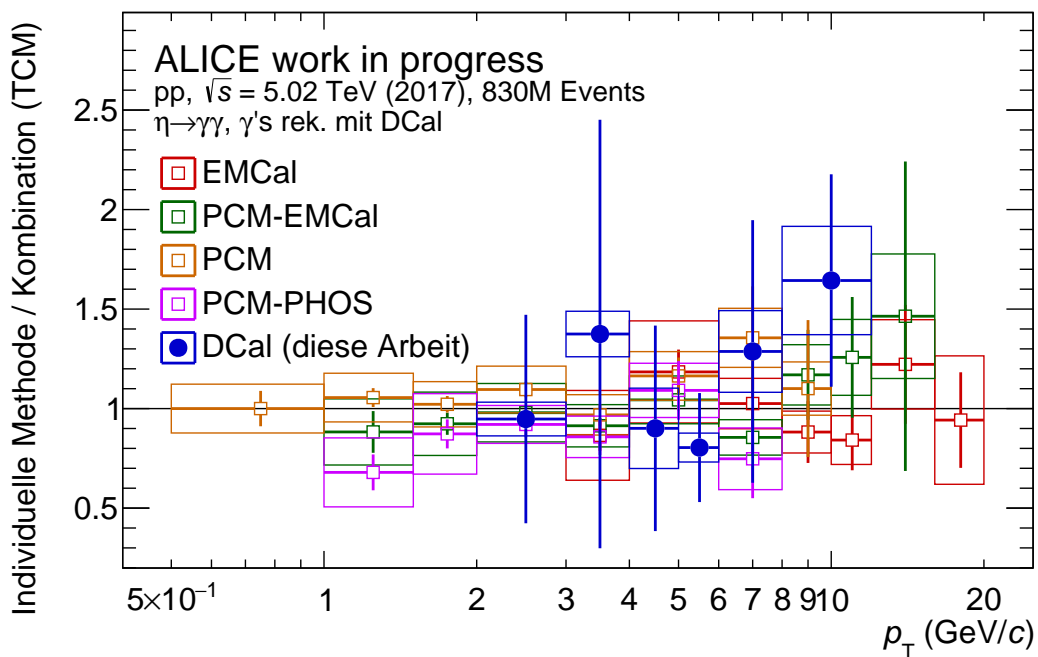


Abbildung 31: Vergleich des invarianten Wirkungsquerschnitts mit anderen Methoden

5 Zusammenfassung

Die hier vorgestellte Arbeit diskutiert die Messung der η Produktion in pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 5$ TeV mit dem ALICE-DCal. Aus dem Datensatz, der 2017 aufgenommen wurde, werden durch die *Cuts* im Idealfall nur die Ereignisse und *Cluster* ausgewählt, die durch Zerfall eines η -Mesons aus einer pp-Kollision in zwei Photonen entstehen.

Das η -Meson wird in dieser Arbeit anhand seiner Zerfallsprodukte ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$) rekonstruiert. Dafür werden jeweils zwei *Cluster* desselben Ereignisses miteinander kombiniert und die invariante Masse und der Transversalimpuls des *Cluster*-Paares werden bestimmt. Die Häufigkeitsverteilung der *Cluster*-Paare wird als Funktion der invarianten Masse betrachtet.

Das Signal, das aus den *Cluster*-Paaren, die aus dem Zerfall eines η -Mesons in zwei Photonen stammen, besteht, hat einen Untergrund. Dieser Untergrund setzt sich aus einem korrelierten und einem unkorrelierten Anteil zusammen. Der unkorrelierte Untergrund wird hier durch eine *Event-Mixing*-Methode beschrieben und der korrelierte Untergrund wird hier durch eine exponentielle Funktion beschrieben.

Das Signal wird mit einer Kombination aus einer Gauß-Funktion und einer *Tail*-Komponente parametrisiert. In dem Signalbereich wird die Anzahl der rekonstruierten η -Mesonen bestimmt. Diese Schritte werden für diskrete p_T -Intervalle durchgeführt. Um das unkorrigierte p_T -Spektrum zu erhalten wird die Anzahl der η -Mesonen als Funktion von p_T aufgetragen.

Um unkorrigierte p_T -Spektrum mithilfe der MC-Simulation zu korrigieren, wird hier zunächst eine MC-*Cluster*-Energiekorrektur durchgeführt. Dabei wird die *Cluster*-Energie der MC-Simulation korrigiert, sodass sie die Daten besser beschreibt. Diese Korrektur wird aufgrund der besseren Statistik anhand der Daten des Pions durchgeführt. Allerdings könnte die Korrektur für das η -Meson verbessert werden, indem man auch die Daten des η -Mesons miteinbezieht.

Insbesondere wird in dieser Arbeit auf eine Verbesserung der Calo-Calo-Methode für die MC-*Cluster*-Energiekorrektur eingegangen. Im Rahmen dieser Analyse wird gezeigt, dass die Annahme $E_{Cluster} = p_T$, insbesondere für das DCal, nicht gilt.

Da der Detektor nur einen bestimmten Raumwinkelbereich abdeckt und auch innerhalb der Raumwinkelabdeckung nicht alle η -Mesonen in der Analyse rekonstruiert werden, entstehen Verluste von Signal. Diese Verluste werden durch die Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz korrigiert, die mithilfe der MC-Simulation bestimmt werden können.

Anschließend werden die statistischen und systematischen Unsicherheiten der einzelnen p_T -Intervalle des p_T -Spektrums abgeschätzt. Die statistischen Unsicherheiten setzen sich zum einen aus einer Unsicherheit des Signals und zum anderen aus einer Unsicherheit des Untergrunds zusammen. Die gesamte systematische Unsicherheit setzt sich aus einzelnen Beiträgen durch die verschiedenen *Cuts* und Analyseschritte zusammen. Diese einzelnen systematischen Unsicherheiten werden bestimmt, indem die Grenzen der *Cuts* und die einzelnen Analyseschritte in der Signalextraktion variiert werden. Einige der einzelnen systematischen Unsicherheiten werden mithilfe einer Parametrisierung geglättet, um statistische Fluktuationen zu

unterdrücken. Die einzelnen systematischen Unsicherheiten werden hier mithilfe der gaußschen Fehlerfortpflanzung zu einer gesamten Unsicherheit zusammengefasst.

Aus dem korrigierten p_T -Spektrum dieser Analyse wird der invariante Wirkungsquerschnitt für die η -Mesonen bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt wird mithilfe einer TCM-Parametrisierung mit anderen Methoden verglichen. Der Vergleich zeigt, dass die Messung der η -Mesonen mit dem DCal ein ähnliches Ergebnis wie die anderen Methoden ergibt und mit diesen vergleichbar ist. Deshalb kann das DCal in zukünftige Analysen, in denen die Produktion von η -Mesonen untersucht wird, miteinbezogen werden, um die Statistik zu verbessern.

A Anhang

A.1 p_T -Intervalle

$2 \leq p_T < 3$
$3 \leq p_T < 4$
$4 \leq p_T < 5$
$5 \leq p_T < 6$
$6 \leq p_T < 8$
$8 \leq p_T < 12$

Abbildung 32: p_T -Intervalle für die Signalextraktion

A.2 Rekonstruierte *Cluster*-Paare in einzelnen p_T -Intervallen

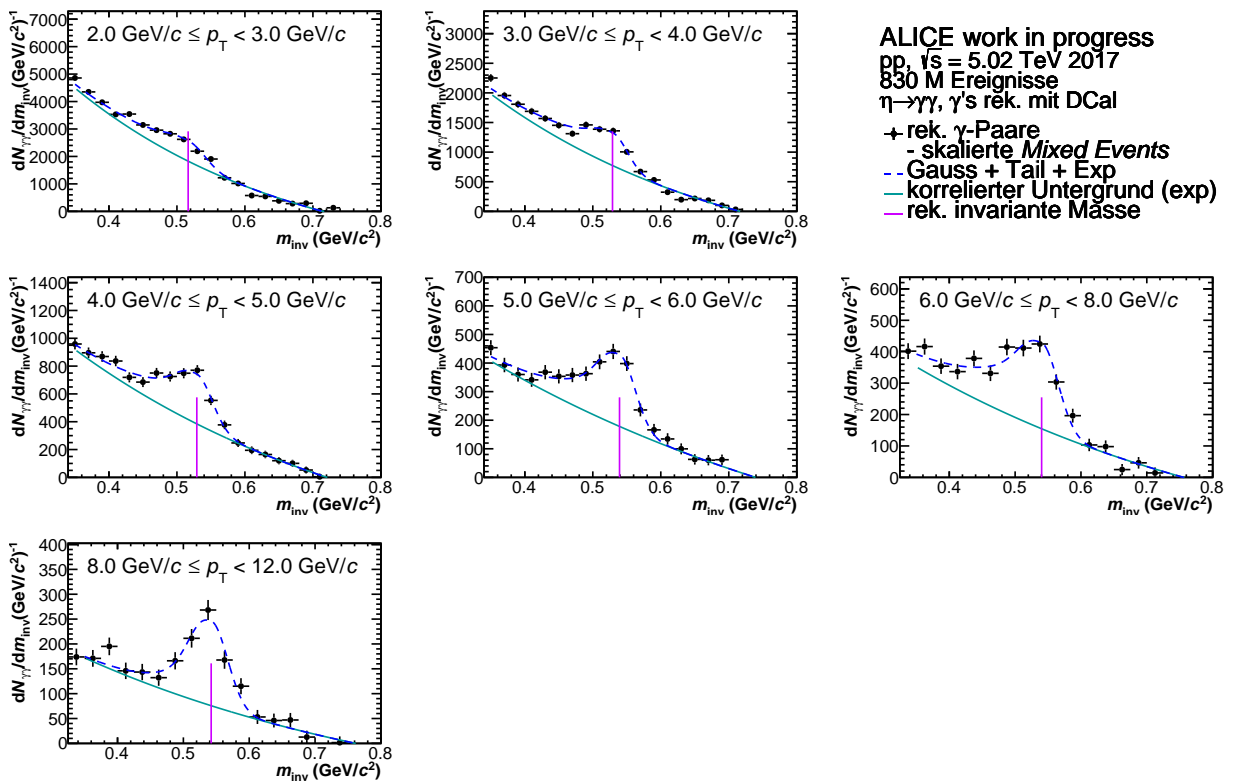


Abbildung 33: Rekonstruierte *Cluster*-Paare abzüglich des unkorrelierten Untergrundes als Funktion der invarianten Masse mit einer Parametrisierung für Signal und korrelierten Untergrund in blau gestrichelt und der Parametrisierung des korrelierten Untergrundes ohne Signal in türkis

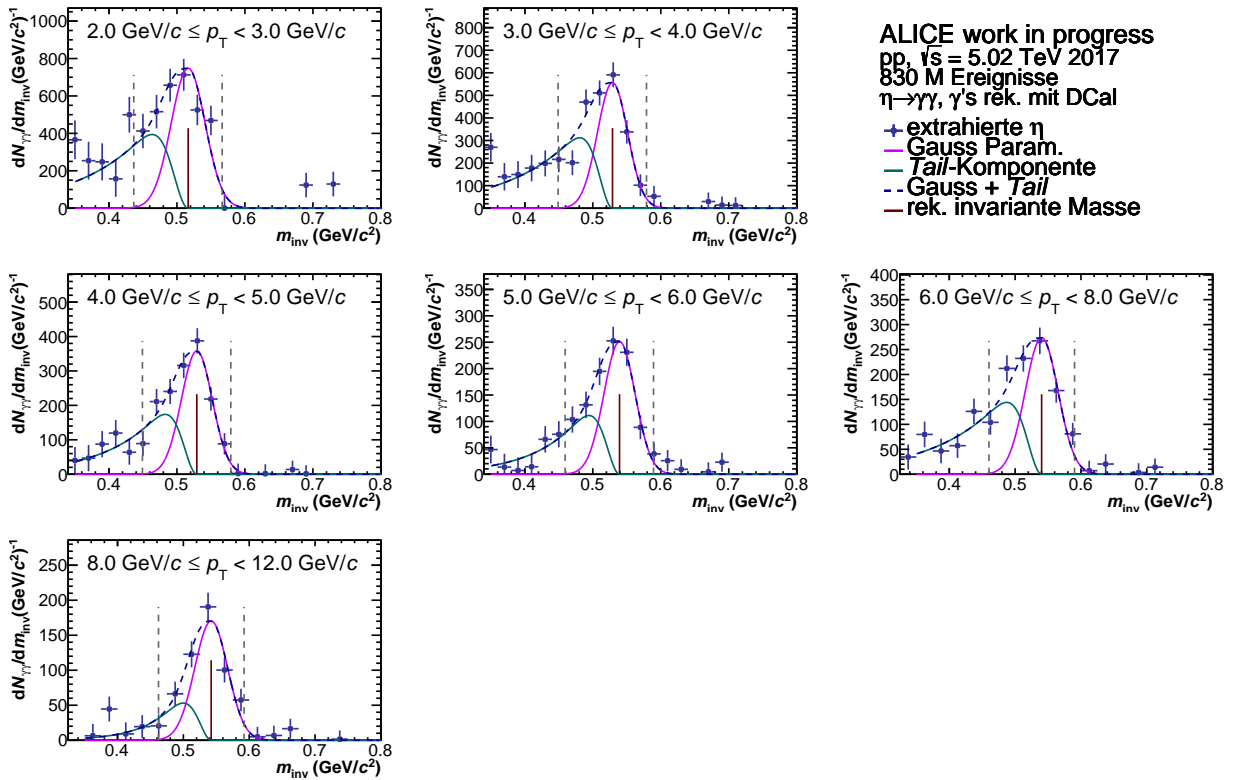
A.3 η -Signal in einzelnen p_T -Intervallen

Abbildung 34: das Signal nach Abzug der Untergründe als Funktion der invarianten Masse mit der Gauß-Parametrisierung in violett, der *Tail*-Komponente in grün und der Kombination der beiden Funktionen in blau gestrichelt

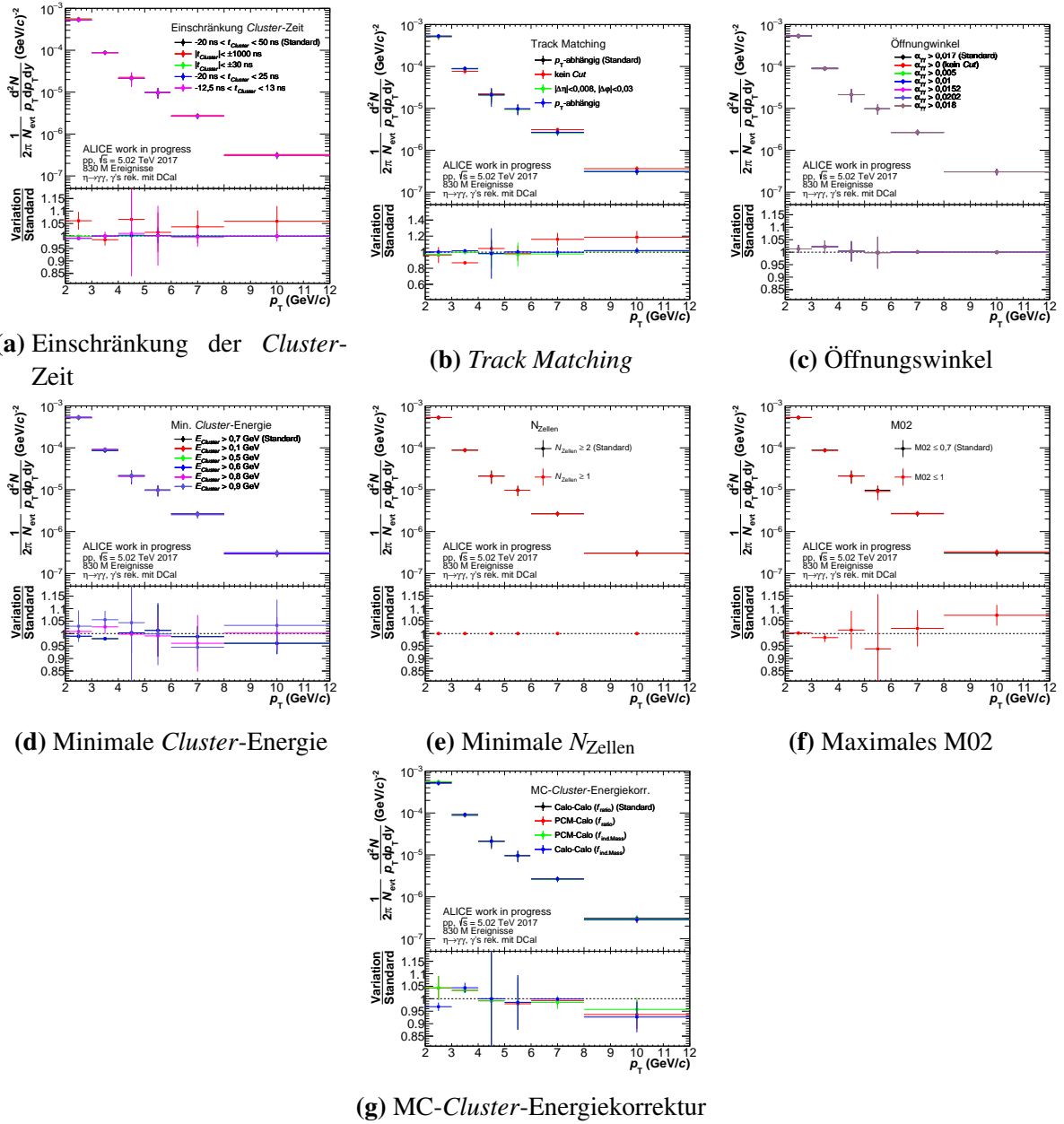
A.4 p_T -Spektren für die systematischen Unsicherheiten

Abbildung 35: p_T -Spektren für die Bestimmung der relativen systematischen Unsicherheiten der einzelnen *Cuts* als Funktion von p_T

A.5 M02 Verteilung

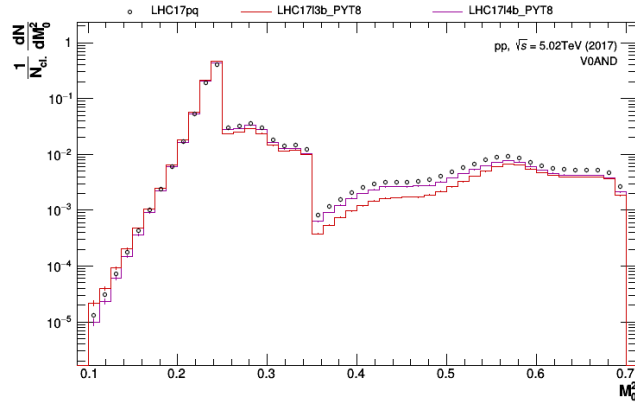


Abbildung 36: Anzahl der Cluster als Funktion von M_{02} für Daten und zwei verschiedene MC-Simulationen mit GEANT3 (rot) und GEANT4 (violett)

A.6 TCM Parametrisierung

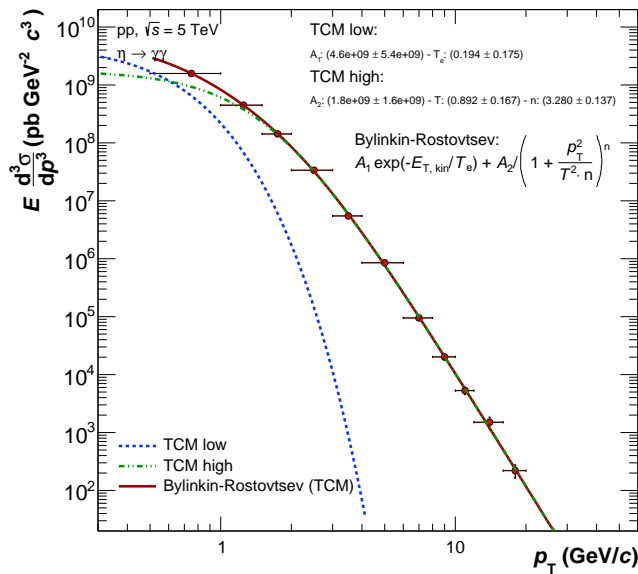


Abbildung 37: TCM Parametrisierung an den Wirkungsquerschnitt des η -Mesons der mit der Kombination von verschiedenen Methoden bestimmt wurde

Literatur

- [ALIC] The ALICE Collaboration, *Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV* (2012)
- [ALId] The ALICE Collaboration, *ALICE DCal: An Addendum to the EMCal Technical Design Report, Di-Jet and Hadron-Jet correlation measurements in ALICE* (2010)
- [ALIE] The ALICE Collaboration, *Elektromagnetic Calorimeter Technical Design Report* (2008)
- [ALIf] AICE Figure Repository, Verfügbar unter <https://alice-figure.web.cern.ch/>, Zugriff: 2018
- [BUE1] Büsching, H. (Wintersemester 17/18), *Kerne und Teilchen 1, Die Quarkstruktur der Materie* (Vorlesungsskript)
- [BUE4] Büsching, H. (Sommersemester 18), *Kerne und Teilchen 4b, Die Physik des Quark-Gluon-Plasma* (Vorlesungsskript)
- [CERN] Cern Website, Verfügbar unter <https://home.cern/about>, Zugriff: 2018
- [CERNL] Cern Website, *The Large Hadron Collider*, Verfügbar uner: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>, Zugriff: 2018
- [PDG16] Particle Data Group (2016), *Particle Physics Booklet*

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die mich bei der Bachelorarbeit unterstützt haben, bedanken. Zuerst bedanke ich mich bei Prof. Dr. Henner Büsching, der es mir ermöglicht hat, diese Arbeit zu schreiben und für alle Fragen und Probleme immer ein offenes Ohr hat.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Prof. Dr. Harald Appelshäuser für die Zweitbegutachten meiner Arbeit.

Insbesondere gilt mein Dank Adrian Mechler, der meine Bachelorarbeit betreut hat, alle Fragen geduldig beantwortet hat und mich bei allen Problemen stets unterstützt hat. Ihm und Tim Rogoschinski möchte ich außerdem für das Korrekturlesen meiner Arbeit danken.

Dank gilt auch meinen Bürokollegen Adrian Mechler, Tim Rogoschinski, Steven Merkel und Murat Diyap für die spannenden Gespräche und die schönen Momente im Büro.

Weiterhin möchte ich bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanken für die freundliche Aufnahme, das angenehme Arbeitsklima und die schöne Zeit.

Zudem bedanke ich mich bei meiner Familie und meinen Freunden für die emotionale Unterstützung.

Eigenständigkeitserklärung

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

Frankfurt am Main, 18.12.2018

Angelina Geyer