

Masterarbeit

Produktion inklusiver Photonen in
pp-Kollisionen bei $\sqrt{s} = 2.76$ TeV, gemessen
mit dem ALICE-EMCal-Detektor

Dominik Herzig

Oktober 2016

Institut für Kernphysik
Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Erstgutachter: Prof. Dr. Henner Büsching
Zweitgutachter: Prof. Dr. Christoph Blume

Inhaltsverzeichnis

0. Einführung	4
1. Physikalische Grundlagen	7
1.1. Standardmodell der Elementarteilchenphysik	7
1.2. Quantenchromodynamik	8
1.3. Quark-Gluon-Plasma	12
1.4. Direkte Photonen als Signatur des Quark-Gluon-Plasmas	14
2. Experimente am Large Hadron Collider	18
2.1. Large Hadron Collider	18
2.2. ALICE-Experiment	19
2.2.1. VZERO-Detektor	20
2.2.2. Inner Tracking System	21
2.2.3. Time Projection Chamber	21
2.2.4. Time Of Flight Detektor	23
2.2.5. Elektromagnetisches Kalorimeter	24
3. Datenanalyse	29
3.1. Datenauswahl	29
3.2. Monte-Carlo-Simulationen	30
3.3. Ein-Teilchen-Simulation	32
3.4. Clusterizer	32
4. Inklusives Photonspektrum	34
4.1. Unkorrigiertes Cluster-Spektrum	34
4.2. Ausschlusskriterien	36
4.3. Cluster-Form Parameter	38
4.3.1. Ein-Teilchen-Simulation	39
4.3.2. Vollständige Monte-Carlo Simulationen	42
4.4. Track-Matching	49
4.5. Reinheit des Clusterspektrums	53
4.6. Bereinigtes unkorrigiertes Cluster-Spektrum	55
4.7. Korrekturen	55
4.7.1. Effizienzkorrektur	56
4.7.2. Akzeptanzkorrektur	56
4.7.3. Kontaminationskorrektur	58
4.7.4. Konversionskorrektur	58
4.8. Korrigiertes inklusives Photonenspektrum	60

5. Zusammenfassung	62
6. Ausblick	64
A. Anhang	65
A.1. Geometrie des ALICE-Detektor	65
A.2. Kinematische Variablen	65
A.3. Mechanismen der direkten Photon Produktion in harten Prozessen	66
A.4. Runlisten	67
A.5. Cluster-Form Analyse	68
Literaturverzeichnis	73

0. Einführung

Schon seit tausenden von Jahren treibt die Menschheit die Fragen um, was die elementaren Bausteine der uns umgebenden Materie sind und wie diese miteinander wechselwirken. Noch bevor es die Physik als eigenständige wissenschaftliche Disziplin gab und man mithilfe von experimentellen Methoden oder mathematischen Modellen nach Antworten suchen konnte, gab es unter Philosophen erste Überlegungen über den fundamentalen Aufbau unserer Materie. Leukipp und sein Schüler Demokrit postulierten im 5. Jahrhundert v. Chr., dass die Welt aus kleinsten Teilchen, den sogenannten Atomen (*átomos*, die Unteilbaren), bestehen müsse.

„Scheinbar ist Farbe, scheinbar Süßigkeit, scheinbar Bitterkeit: wirklich nur Atome und Leeres.“ – Demokrit, Fragment 125.

Allerdings war diese Theorie des sogenannten *Atomismus* lange umstritten. Bis ins 19. Jahrhundert n. Chr. war nicht klar, ob Materie ein Kontinuum ist, das beliebig oft unterteilt werden kann, oder aus elementaren Teilchen aufgebaut ist.

Das erste wissenschaftlich fundierte Atommodell wurde erst 1808 von John Dalton aufgestellt. Er stellte die Hypothese auf, dass es Atome geben müsse, die jedem Element seine charakteristischen Eigenschaften verleihen. Den unzerstörbaren, kugelförmigen Atomen schrieb er, im Gegensatz zu vorherigen Modellen, unterschiedliche Volumen und Massen zu. Mithilfe dieses Modells konnte Dalton verschiedene Gasreaktionen erklären, weswegen er bis heute als Wegbereiter der modernen Chemie gilt.

Mit verbesserten technischen Mitteln konnten zu Beginn des 20. Jahrhunderts bemerkenswerte Entdeckungen über den Aufbau der Atome gemacht werden: Mit der Entdeckung des Elektrons, dem ersten bekannten Elementarteilchen, entwickelte Thomson ein Atommodell in dem Atome aus elektrisch positiven und negativen geladenen Teilchen zusammengesetzt sind. Rutherford konnte dann in seinen Streu-Experimenten im Jahr 1911 zum ersten Mal zeigen, dass Atome aus positiv geladenen Teilchen im Kern (er schlug den Namen Protonen vor) und einer negativ geladenen Hülle aus Elektronen besteht. 1935 konnte James Chadwick, ein Schüler Rutherfords, zeigen, dass es in den Atomkernen neben den Protonen auch neutrale Teilchen mit einer ähnlichen Masse geben müsse. Er bezeichnete diese als Neutronen.

Durch die erfolgreichen Streuexperimente von Rutherford motiviert, begann einige Jahre später die Zeit der Beschleuniger und Kollisionsexperimente, in denen versucht wurde, Atomkerne noch genauer zu untersuchen. Ziel war es, herauszufinden, ob Protonen und Neutronen elementare Teilchen sind oder aus anderen Teilchen zusammengesetzt sind. Unabhängig voneinander postulierten Murray Gell-Mann, George Zweig und Yuval Ne'eman Anfang der 60er Jahre des

20. Jahrhunderts, dass Nukleonen (Protonen und Neutronen) aus noch kleineren Konstituenten bestehen müssten.

Bei Streu- bzw. Kollisionsexperimenten muss die Wellenlänge des Projektils in der gleichen Größenordnung wie die Ausdehnung des Targets sein. Nach Louis de Broglie kann jedem Teilchen eine Wellenlänge λ , die von seiner Masse m , der Geschwindigkeit v und vom Planckschen Wirkungsquantum h abhängig ist, zugeordnet werden:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m \cdot v} \quad (0.1)$$

Das hat zur Folge, dass, um die Konstituenten der Protonen und Neutronen aufzulösen, die Projektilsehr kleine Wellenlängen haben müssen, was nur durch sehr große Geschwindigkeiten realisiert werden kann. Mit der Zeit wurden immer größere Beschleunigeranlagen gebaut, um die benötigten Energien zu Verfügung zu stellen.

Bei Elektron-Proton Kollisionen im Stanford Linear Accelerator Center konnte 1968 schließlich gezeigt werden, dass Nukleonen eine innere Struktur aus drei Konstituenten haben, die ebenso wie die Elektronen punktförmig sind. Diese werden heute als Quarks bezeichnet.

Lange Zeit wusste man nicht, wie Nukleonen und Quarks innerhalb des Kerns zusammengehalten werden bzw. miteinander wechselwirken. 1978 konnten zum ersten Mal die Gluonen, die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung, am Deutschen Elektron-Synchrotron in Hamburg nachgewiesen werden.

Eine Frage, die noch nicht beantwortet werden konnte, ist, warum Quarks und Gluonen nicht als freie Teilchen in der Natur vorkommen, denn bisher konnten in keinem Experiment freie Quarks beobachtet werden.

Das ALICE-Experiment am LHC-Beschleuniger im Kernforschungszentrum CERN versucht zur Zeit einen Zustand zu erzeugen, in dem es möglich ist, dass sich Quarks und Gluonen über einen größeren Raumbereich quasi-frei bewegen können. Dieser besondere Zustand der Materie, der sich nur durch extreme (Energie-)Dichten und sehr hohe Temperaturen erzeugen lässt, wird als Quark-Gluon-Plasma bezeichnet. Beim ALICE-Experiment wird dieser Zustand durch Kollisionen von relativistischen Blei-Ionen realisiert. In diesen Kollisionen entsteht eine Vielzahl unterschiedlicher Teilchen, durch die Rückschlüsse auf die Vorgänge während der Kollision gezogen werden können. Als wichtiger Vergleich zu den Blei-Blei Kollisionen dienen dabei Proton-Proton Kollisionen, da sie theoretisch sehr gut verstanden sind, und man annehmen kann, dass bei ihnen kein Quark-Gluon-Plasma gebildet wird.

In der vorliegenden Arbeit wird die Suche nach direkten Photonen aus Proton-Proton Kollisionen beschrieben. Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im ersten Kapitel wird eine theoretische Einführung in die physikalischen Grundlagen, wie das Standardmodell der Teilchenphysik, die Quantenchromodynamik und das Quark-Gluon-Plasma gegeben. Außerdem wird erklärt, welche Signaturen oder physikalischen Größen bei Hochenergiekollisionen interessant sind. Dabei

wird insbesondere auf die in dieser Arbeit behandelten direkten Photonen eingegangen. Im zweiten Kapitel werden das ALICE-Experiment und die in dieser Analyse verwendeten Detektoren beschrieben. Hauptaugenmerk liegt hier auf dem Elektromagnetischen Kalorimeter, das im Experiment für die Messung von Photonen und anderen elektromagnetischen Teilchen eingesetzt wird. Im darauffolgenden Kapitel wird beschrieben, welche Daten in dieser Analyse verwendet werden und welche Qualitäts-Kriterien sie erfüllen müssen. Außerdem werden die in dieser Analyse verwendeten Simulationen vorgestellt, mit denen die Daten aus dem Experiment verglichen werden. Das vierte Kapitel behandelt die eigentliche Analyse der Produktion direkter Photonen. Ein wichtiger Schritt in dieser Analyse ist die Erstellung eines inklusiven Photonen Spektrums. Dieses Spektrum beinhaltet alle in der Kollision gebildeten Photonen, unabhängig davon, ob sie direkt aus der Kollision oder aus hadronischen Zerfällen stammen. In dieser Arbeit wird vor allem untersucht, wie Photonen und anderen mit dem Kalorimeter gemessene Teilchen unterschieden werden können. Anschließend werden die für das Spektrum benötigte Korrekturen vorgestellt und angewandt. Zuletzt werden die in dieser Analyse gefundenen Ergebnisse zusammengefasst und es wird ein Ausblick auf das weitere Vorgehen der Analyse gegeben.

1. Physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel gibt eine kurze Einführung in das Standardmodell der Elementarteilchen, das alle bisher bekannten Teilchen und die Wechselwirkungen zwischen ihnen beschreibt. Anschließend wird genauer auf die Quantenchromodynamik, die Feldtheorie zur Beschreibung der starken Wechselwirkung, eingegangen. Um die Vorgänge in Hochenergiekollisionen, die in dieser Arbeit untersucht werden, zu verstehen, ist ein gutes Verständnis dieser Theorie entscheidend. Zuletzt werden Photonen, die bei den Kollisionen entstehen, vorgestellt, da durch die Messung dieser wichtige Informationen über die Kollision abgeleitet werden können.

1.1. Standardmodell der Elementarteilchenphysik

Durch das Standardmodell der Elementarteilchenphysik können die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen Teilchen beschrieben und alle uns bisher bekannten Elementarteilchen klassifiziert werden. In Tabelle 1.1 sind alle Elementarteilchen und ihre wichtigsten Quantenzahlen aufgelistet. Nach dem Standardmodell besteht die Welt im innersten aus Fermionen und Bosonen: Zu den Fermionen zählen sechs verschiedene Quarks (*up*, *down*, *charm*, *strange*, *top*, *bottom*) und sechs Leptonen (*Elektron*, *Elektron-Neutrino*, *Myon*, *Myon-Neutrino*, *Tau*, *Tau-Neutrino*). Quarks und Leptonen besitzen einen halbzahligen Spin und werden jeweils in drei Familien eingeteilt. Abgesehen von den Neutrinos tragen Fermionen eine elektrische Ladung, allerdings ist die der Quarks, im Gegensatz zu denen der Leptonen nicht ganzzahlig, sondern drittelzahlig. Zusätzlich tragen Quarks eine Farbladung. Zu jedem Fermion gibt es ein entsprechendes Antiteilchen mit umgekehrter elektrischer Ladung. Alle Atome, die bisher bekannt sind, bestehen aus einem Atomkern (Nukleus) und einer Atomhülle, bestehend aus mindestens einem Elektron. Der Atomkern setzt sich aus Nukleonen (Protonen und Neutronen) zusammen, die wiederum aus *up*- und *down*-Quarks bestehen. Allerdings muss zwischen Valenz- und See-Quarks innerhalb einer Nukleons unterschieden werden: Ein Proton besteht beispielsweise aus drei Valenz-Quarks (*up*, *up*, *down*), die verantwortlich für die elektrische Ladung sind. Die Ruhemasse der Valenz-Quarks trägt aber nur zu ungefähr einem Prozent zur Masse des Protons bei. Ebenso können andere physikalische Größen wie Impuls oder Spin nur zum Teil durch die Valenz-Quarks erklärt werden. Die restlichen Beiträge werden durch Gluonen und virtuelle Quark-Antiquark Paare, die sogenannten See-Quarks erzeugt. Die Wechselwirkung dieser Quarks und Gluonen führt zu einer Veränderung der effektiven Masse, des Impulses und des Spins der Nukleonen.

Durch die fünf Bosonen mit ganzzahligem Spin (*Gluon*, *Photon*, $W^\pm$ und Z^0) können die Wechselwirkungen, die elementaren Kräfte, beschrieben werden. Als Träger der starken Kraft wech-

Fermionen	Familie			Elektrische Ladung	Farb-Ladung	Spin
	1	2	3			
Quarks	u	c	t	$+2/3$	r, b, g	$1/2$
	d	s	b	$-1/3$		
Leptonen	e^-	μ^-	τ^-	-1	-	$1/2$
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0		
Bosonen	Wechselwirkung			relative Stärke	wirkt auf	Spin
Gluon g	stark			1	Quarks, Gluonen	1
Photon γ	elektromagnetisch			10^{-2}	geladene Teilchen	1
$W^\pm, Z^0$	schwach			10^{-5}	Quarks, Leptonen	1

Tabelle 1.1.: Das Standardmodell der Elementarteilchen. Die Quarks und Leptonen werden in drei Familien unterteilt, zusätzlich gibt es zu jedem dieser Fermionen noch ein Antiteilchen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung. Durch die Bosonen können die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen beschrieben werden. Die relative Stärke der Kräfte ist auf die starke Wechselwirkung bezogen. [PDG14]

selwirken Gluonen mit allen Teilchen, die eine Farbladung besitzen; dazu gehören Quarks und andere Gluonen. Sie sorgen dafür, dass Hadronen und Mesonen, also Teilchen, die aus drei Quarks bzw. einem Quark-Antiquark-Paar zusammengesetzt sind, gebundene Zustände bilden. Die masselosen Photonen übertragen die elektromagnetische Kraft zwischen zwei elektrisch geladenen Teilchen. Die Beschreibung dieser Wechselwirkung erfolgt im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED). Als Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung sind die W - und Z -Bosonen für Zerfälle oder Umwandlungen von Teilchen verantwortlich. Je nachdem, ob bei dem Vorgang auch elektrische Ladung übertragen wird, ist entweder das geladenen $W^\pm$ - oder das neutrale Z^0 -Boson Austauschteilchen.

Eine besondere Rolle im Standardmodell nimmt das Higgs-Boson ein. Es ist kein Vermittler einer Kraft, sondern soll als Austauschteilchen des Higgs-Feldes für die Existenz von Masse der Materie verantwortlich sein. [PRS09]

Die Gravitation mit dem hypothetischen Austauschteilchen Graviton spielt aufgrund ihrer schwachen Wechselwirkung keine Rolle in der Kern- und Teilchenphysik und gehört nicht zum Standardmodell.

1.2. Quantenchromodynamik

Die Beschreibung der starken Wechselwirkung erfolgt im Rahmen der Feldtheorie Quantenchromodynamik (QCD). Ähnlich wie die Quantenelektrodynamik, in der die Wechselwirkungen zwischen zwei elektrisch geladenen Teilchen beschrieben wird, kann die QCD Wechselwirkungen zwischen Teilchen mit sogenannten Farbladungen erklären. Die Quantenzahl *Farbe* ist eine Erhaltungsgröße und kann für Quarks eine der drei Werte *rot*, *blau* oder *grün* annehmen. Antiquarks haben dementsprechend eine Anti-Farbe (*antirot*, *antiblau* oder *antigrün*). Gluonen, die Austauschteilchen der starken Kraft, tragen als einziges Elementarteilchen sowohl eine Farbe

als auch eine Anti-Farbe. Die Wechselwirkung zwischen Teilchen mit Farbladung findet über einen Gluonaustausch statt, wobei sich dabei die Farbe der einzelnen Teilchen ändert. Ein rotes d -Quark kann ein Gluon mit den Farben rot-antigrün abstrahlen, wenn es mit einem anderen Quark wechselwirkt. Bei diesem Vorgang ändert es allerdings seine Farbe von rot zu grün.

Dazu muss gesagt werden, dass die Farbe als Quantenzahl reine Konvention ist, Quarks und Gluonen tragen keine Farbe im umgangssprachlichen Sinne. Das Konzept wurde eingeführt, um das Pauli-Prinzip für Hadronen zu gewährleisten. Das Pauli-Prinzip besagt, dass die Gesamtwellenfunktion eines Fermions

$$\Psi_{Gesamt} = \Psi_{Ort} \cdot \Psi_{Flavour} \cdot \Psi_{Spin}, \quad (1.1)$$

die sich aus den drei Komponenten Ort, Flavour und Spin des Teilchens zusammensetzt, antisymmetrisch sein muss. Mit der Entdeckung des aus drei u -Quarks bestehenden Δ^{++} (Spin $3/2$) wäre dieses physikalische Gesetz verletzt gewesen, da alle drei Komponenten der Wellenfunktion symmetrisch sind: Die Quarks befinden sich alle am selben Ort (Drehimpuls $l=0$), sie tragen den gleichen Flavour und haben alle Spin $1/2$. Um die Existenz des Δ^{++} innerhalb des Standardmodells zu erklären, wurde die QCD um die Quantenzahl Farbe erweitert. Durch diesen zusätzlichen Term

$$\Psi_{Gesamt} = \Psi_{Ort} \cdot \Psi_{Flavour} \cdot \Psi_{Spin} \cdot \Psi_{Farbe} \quad (1.2)$$

wird die Gesamtwellenfunktion des Δ^{++} antisymmetrisch, für den Fall, dass alle Quarks unterschiedliche Farbladungen tragen.

Da bisher kein experimenteller Nachweis für freie Quarks erbracht werden konnte, wird gefordert, dass Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind, insgesamt farbneutral sein müssen. So wurde definiert, dass drei farbige, gebundene Quarks (Hadronen) und Teilchen mit einer Farbe und einer Anti-Farbe (Mesonen) nach außen hin farbneutral erscheinen. Theoretisch möglich, aber noch nicht experimentell nachgewiesen, sind sogenannte Pentaquarks, die aus vier Quarks und einem Antiquark bestehen. Gluonen tragen zwar auch eine Farbe und eine Anti-Farbe (z.B. rot-antigrün), die aber nicht von gleicher Art sind. Daher sind Gluonen nicht farbneutral. [PRS09]

Eine weiteres Argument, das gegen die Existenz von freien Quarks spricht, erfolgt über die Kopplungskonstante der QCD. In Analogie zur Feinstrukturkonstante α_{em} , die in der QED die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung beschreibt, gibt es in der QCD die starke Kopplungskonstante α_s . Beide Konstanten sind, anders als der Name vermuten lässt, nicht konstant: Abbildung 1.1 zeigt das Verhalten der starken Kopplungskonstanten α_s in Abhängigkeit des Impulsübertrages Q . Der Impulsübertrag ist ein Maß für den Abstand der wechselwirkenden Teilchen, wobei ein großes Q kleinen Abständen entspricht. Die Werte für α_s stammen aus Berechnungen, die auf Messwerten von verschiedenen Experimenten beruhen (tief inelastische Streuung, e^+e^- -Annihilation, Hadronenkollisionen, Messung schwerer Quarkonia). Die gelbe Kurve beschreibt die theoretische QCD-Vorhersage für die kombinierten Mittelwerte der Ergeb-

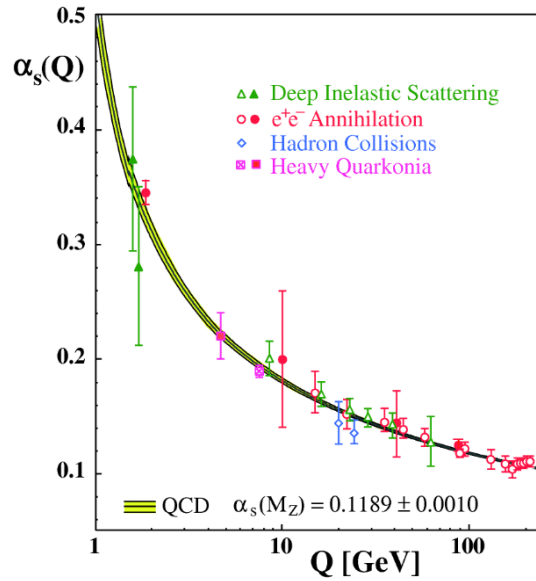


Abbildung 1.1.: Zusammenfassung verschiedener Berechnungen der Kopplungskonstanten $\alpha_s(Q)$ als Funktion des Impulsübertrages Q . Offene Kreise zeigen NLO-, geschlossene Kreise sind NNLO-Berechnungen der entsprechenden Analysen. Die gelbe Kurve beschreibt die theoretische QCD-Vorhersage für die kombinierten Mittelwerte. [BET08]

nisse dieser Experimente.

In erster Näherung theoretischer Berechnungen kann die Kopplungsstärke durch

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (1.3)$$

beschrieben werden. Dabei beschreibt N_f die Anzahl der Quark-Flavour, die an den betrachteten Prozessen beteiligt sind und Λ den sogenannten freien Skalenparameter der QCD.

Wie man in Abbildung 1.1 und Gleichung 1.3 sehen kann, ist die Kopplungskonstante α_s bei kleinen Impulsüberträgen am größten und fällt mit steigendem Q ab. Das bedeutet, dass farbgeladene Teilchen, die nah beieinander sind, nur schwach gebunden sind und sich fast frei bewegen können. Dieses Verhalten wird auch als *asymptotische Freiheit* bezeichnet. Bewegen sie sich nun aber voneinander weg, steigt auch die Kopplung zwischen ihnen, sodass immer mehr Energie benötigt wird, um die Quarks voneinander zu trennen. Das hat zur Folge, dass sich Quark-Systeme nur in einem begrenzten Raumbereich aufhalten können. Dieser Einschluss wird *Confinement* genannt, es stellt das Gegenstück zur asymptotischen Freiheit dar.

Dieses Verhalten kann mit der Vakuumfluktuation um Teilchen mit Farbladung und mit der Selbstwechselwirkung der Gluonen erklärt werden. Das Phänomen der Vakuumfluktuation ist schon aus der QED bekannt: Dort polarisiert ein elektrisch geladenes Teilchen das es umgebende Vakuum, wodurch sich virtuelle Elektron-Positron-Paare um die elektrische Zentralladung anordnen. Aufgrund der entgegengesetzten elektrischen Ladungen resultiert das in einer Ladungs-

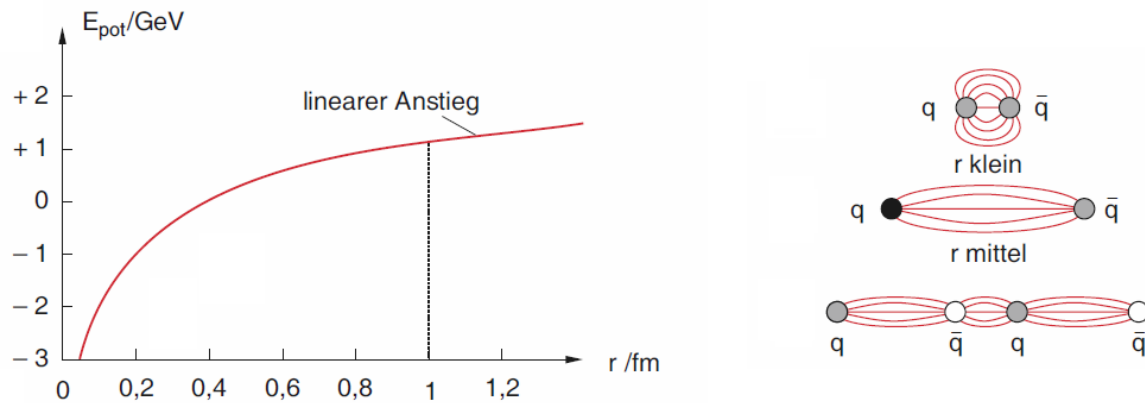


Abbildung 1.2.: **Links:** QCD-Potential eines Quark-Antiquark-Systems. **Rechts:** String-Breaking eines Quark-Antiquark-Systems. [Dem10]

abschirmung. Auf großen Entfernungen wird die effektive elektrische Ladung elektromagnetischer Teilchen also unterdrückt. Je näher man aber der zentralen elektrischen Ladung kommt, desto weniger sieht man die Effekte des Vakuums und umso stärker ist die effektive Ladung. In der QCD bilden sich bei Teilchen mit Farbladung ebenfalls virtuelle Quark-Antiquark-Paare aus dem Vakuum. Allerdings erzielen diese Paare in der QCD eine unterschiedliche Wirkung auf die Farb-Zentralladung. Die um eine Farbladung erzeugten Quark-Antiquark-Paare wechselwirken miteinander, wodurch Gluonen ausgetauscht werden. Da Gluonen aber zusätzlich mit sich selbst wechselwirken, wird die Farbladung nicht abgeschirmt, sondern verstärkt. Dieser Effekt tritt vor allem bei großen Abständen auf, mit abnehmenden Abstand nimmt die effektive Farbladung ab. [PRS09]

Wie sich die Wechselwirkung bei verschiedenen Abständen verhält, lässt sich durch das Potential des Quark-Antiquark-Systems erklären:

$$V_{QCD}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r)\hbar c}{r} + k \cdot r \quad (1.4)$$

α_s beschreibt hierbei die weiter oben eingeführte Kopplungskonstante der QCD, $\hbar$ das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, r den Abstand der wechselwirkenden Teilchen und k die sogenannte String-Spannung, eine Art Federkonstante der Quark-Gluon-Wechselwirkung.

Bei kleinen Abständen r zeigt das Potential das asymptotische Verhalten der QCD: $V_{QCD}(r \rightarrow 0) \sim 1/r$. Bei großen Abständen dominiert der hintere Term $k \cdot r$, was einen linearen Anstieg des Potentials zur Folge hat: $V_{QCD}(r \rightarrow \infty) \sim r$. Im linken Teilbild der Abbildung 1.2 ist das Potential als Funktion des Abstandes gezeigt.

Die Wechselwirkung in einem Quark-Antiquark System lässt sich, in Analogie zur QED, auch durch Feldlinien veranschaulichen. In der QCD werden sie als *Strings* bezeichnet, da sie auf-

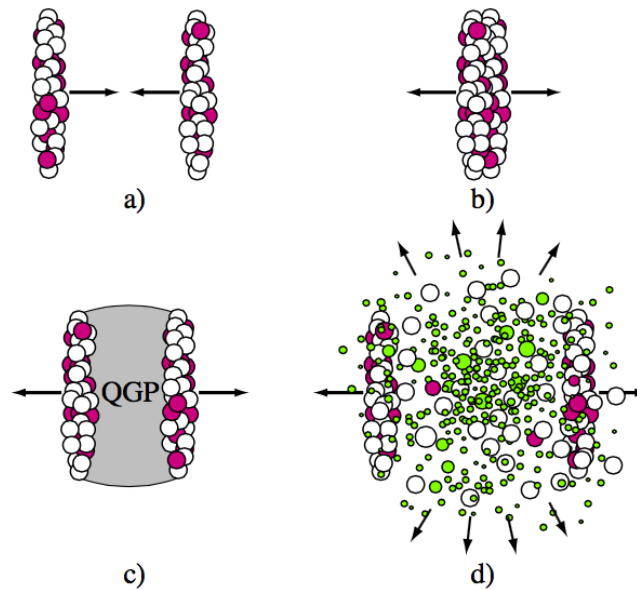


Abbildung 1.4.: Schematische Darstellung von zwei kollidierenden lorentzkontrahierten Schwerionen. Nach der Kollision bildet sich in der Überlappzone ein Quark-Gluon-Plasma, welches sich nach kurzer Zeit auflöst und eine Vielzahl an Teilchen in alle Richtungen aussendet. [Rey04]

ratur, kommen Protonen und Neutronen vermehrt als frei Teilchen vor. Diese Form der Materie wird als Hadronengas bezeichnet. Bei noch extremen Temperaturen oder Dichten lösen sich sogar die einzelnen Nukleonen in ihre Einzelteile auf und es bildet sich das Quark-Gluon-Plasma. Es wird vermutet, dass es in der heißen, frühen Phase nach dem Urknall ein Quark-Gluon-Plasma gegeben hat. Erst nachdem sich das Universum ausgedehnt und abgekühlt hat, konnten sich zunächst Nukleonen und später Atome bilden. Es wird außerdem vermutet, dass im Inneren von Neutronensternen, den kompakten Überresten einer Supernova, QGP-ähnliche Zustände vorliegen. Dies kann aber nicht durch hohe Temperaturen, wie sie zu Beginn des Universum herrschten, erklärt werden, sondern durch die extremen Dichten, die im Zentrum des Sterns vorliegen. Bei Dichten vom zehnfachen der Kerndichte beginnen sich die Quarks zu überlappen, sodass sie nicht mehr voneinander unterscheidbar sind, nicht mehr als individuelle Teilchen existieren und sich so frei bewegen können.

In unserer natürlichen Umgebung gibt es keine Möglichkeit, das Quark-Gluon-Plasma zu studieren, deshalb wird in aufwändigen Experimenten versucht, durch Teilchenkollisionen diese extremen Zustände nachzubilden und zu erforschen. Prinzipiell gibt zwei Möglichkeiten, in Kollisionsexperimenten die erforderliche Energiedichte zu erzeugen, um den Phasenübergang zum QGP zu realisieren. An den Beschleunigerexperimenten (aktuell HADES, in Zukunft CBM) an der GSI in Darmstadt wird versucht, durch die Kollision von Goldionen mit einem fixen Target eine hohe Hadronendichte zu erzeugen. Bei dieser Art Kollision können dann extreme Materiezustände wie das heiße Hadronengas oder das Quark-Gluon-Plasma entstehen.

Name	Photon (γ)
Masse	0
el. Ladung	0
Farbladung	0
J^P	1^-
Lebensdauer	∞
Wechselwirkungen	elektromagnetisch, gravitativ

Tabelle 1.2.: Allgemeine Eigenschaften von Photonen [PDG14]

Eine weitere Möglichkeit, das QGP zu erzeugen, ist es, die hadronische Materie auf eine sehr hohe Temperatur zu bringen. Bei Schwerionenkollisionen mit einer sehr hohen Schwerpunktsenergie werden sehr hohe Temperaturen erreicht, sodass genug Energie in den einzelnen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen zur Verfügung steht, um eine Vielzahl neuer Hadronen zu erzeugen. Dabei wird die Hadronendichte und die Häufigkeit der Stöße zwischen den Hadronen so weit erhöht, dass die Zuordnung eines Quarks oder Gluons zu einem bestimmten Hadron nicht mehr möglich ist und ein Quark-Gluon-Plasma entsteht.

Bei dem Schwerionenexperiment ALICE werden beispielsweise zwei Blei-Ionen mit einer hohen Schwerpunktsenergie zur Kollision gebracht. In Abbildung 1.4 ist eine solche Kollision schematisch dargestellt. Durch ihre hohe Geschwindigkeit werden die Kerne in Strahlrichtung aufgrund der relativistischen Längenkontraktion zu flachen Scheiben zusammengedrückt. In der Überlappzone von zwei kollidierenden Kernen entsteht das QGP. Nach einer kurzen Phase eines thermischen Gleichgewichts, in der das Plasma hydrodynamisch expandiert, kühlt es sich zum heißen Hadrongas ab. Bis zu diesem Zeitpunkt finden innerhalb der Überlappzone ständig Kollisionen statt und es werden Teilchen produziert. Bei weiterer Expansion, die eine Verringerung der Temperatur zur Folge hat, kommt es irgendwann zum sogenannten *freeze-out* nach dem keine inelastischen Stöße mehr stattfinden und sich die Teilchenkomposition nicht mehr ändert. Durch die Analyse der so entstandenen Teilchen kann auf die Eigenschaften des QGP und der anderen Phasen der Kollision geschlossen werden.

1.4. Direkte Photonen als Signatur des Quark-Gluon-Plasmas

Da Photonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen und daher die Kollisionszone unbeeinflusst verlassen können, gelten sie als eine wichtige und interessante Signatur um die Vorgänge in Hochenergiekollisionen zu untersuchen. Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften der Photonen sind in Tabelle 1.2 aufgelistet.

Grundsätzlich können die nach Schwerionenkollisionen gemessenen Photonen in zwei Gruppen aufgeteilt werden: Erstens gibt es Photonen, die aus hadronischen Zerfällen wie dem Zerfall des neutralen Pions ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) oder des Etas ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$) stammen. Diese machen den Großteil aller produzierten Photonen aus. Zweitens gibt es die Photonen, die direkt durch Vorgänge in der Kol-

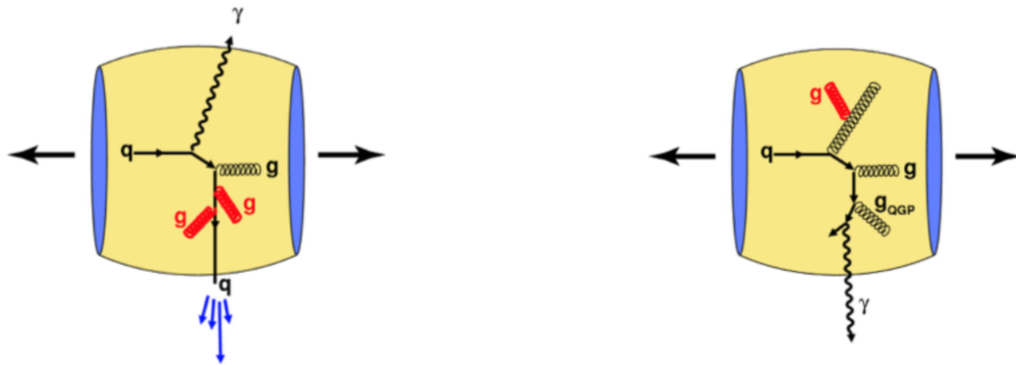


Abbildung 1.5.: Quellen direkter Photonen - **Links**: Photonen aus harten Prozessen wie Quark-Gluon-Compton-Streuung. **Rechts**: Photonen aus Fragmentation eines Partons nach Wechselwirkung mit dem Medium. [Rey04]

lision entstehen. Letztere werden daher auch als direkte Photonen bezeichnet. Direkte Photonen können je nach Produktionsmechanismus in verschiedene Unterkategorien eingeteilt werden:

- **Prompte Photonen**: Prompte Photonen stammen vor allem aus harten Prozessen, die im frühen Stadium der Kollision stattfinden. Eine wichtige Rolle spielt dabei die Quark-Gluon-Compton-Streuung, bei der ein Gluon mit einem (Anti-)Quark streut, was im Endzustand zu einem Photon und dem gestreuten (Anti-)Quark führt:

$$g + q(\bar{q}) \rightarrow \gamma + q(\bar{q}) \quad (1.5)$$

Im linken Teilbild in Abbildung 1.5 ist eine solche Reaktion schematisch dargestellt. Zu sehen ist, dass zwischen den kollidierenden *bunches* entstandene QGP (gelb), in dem die Streureaktion stattfindet. Dort ist auch zu erkennen, dass das erzeugte Photon, im Gegensatz zum gestreuten Gluon, das QGP unbeeinflusst verlassen kann.

Eine weitere Produktion prompter Photonen findet durch Quark-Annihilation statt, bei der ein Quark und ein Antiquark annihilieren und ein Photon und ein Gluon produziert werden.

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g \quad (1.6)$$

Quark-Gluon-Compton-Streuung findet sowohl in Proton-Proton- als auch in Schwerionenkollisionen statt, Quark-Annihilationen sind in Proton-Proton-Systemen aufgrund der geringeren Antiquark-Dichte unterdrückt. Bei beiden Prozessen handelt es sich um Prozesse führender Ordnung, die gut durch die Störungstheorie beschrieben werden (siehe A.3) können.

- **Fragmentations-Photonen**: Fragmentations-Photonen können in den nach der Kollision entstehenden Teilchenbündeln, den sogenannten Jets, abgestrahlt werden. Die Partonen eines Jets können einerseits mit dem Medium wechselwirken und so Photonen via Bremss-

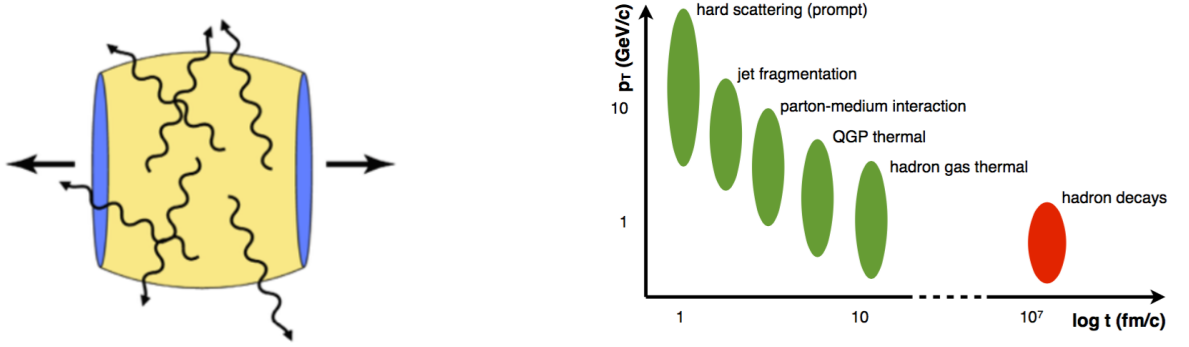


Abbildung 1.6.: **Links:** Quellen Direkter Photonen: Thermische Photonen, vor allem aus der Phase des Quark-Gluon-Plasmas und des heißen Hadronengases. [Rey04] **Rechts:** Zusammenhang zwischen Entstehungszeit und Transversalimpuls der Photonen aus den verschiedenen Produktionsmechanismen

trahlung absondern (siehe rechtes Teilbild in Abbildung 1.5). Andererseits können Jets außerhalb des Mediums in Photonen und andere Teilchen fragmentieren.

- **Thermische Photonen:** Thermische Photonen entstehen, wenn sich nach der Kollision ein thermisches Gleichgewicht gebildet hat, zum Beispiel in der Phase des Quark-Gluon-Plasmas oder des heißen Hadronengases (siehe Abbildung 1.6 links). Da die Produktionsrate von thermischen Photonen temperaturabhängig ist, können Photonen als eine Art Thermometer für das Medium dienen. Allerdings ist es nicht möglich, zwischen thermischen Photonen aus verschiedenen Phasen zu unterscheiden. Die theoretische Beschreibung der Produktion thermischer Photonen folgt beispielweise aus hydrodynamischen Modellen.

Die verschiedenen Produktionsmechanismen treten zu unterschiedlichen Zeiten der Kollision auf und die dabei entstehenden Photonen besitzen auch einen unterschiedlichen Transversalimpuls. Im rechten Teilbild der Abbildung 1.6 ist dieser Zusammenhang gezeigt.

Die Beiträge der einzelnen Produktionsmechanismen zum Spektrum direkter Photonen, lassen sich nicht eindeutig identifizieren, da die p_T -Bereiche sich teilweise stark überlappen. Daher sind theoretische Berechnungen und Simulationen hier besonders wichtig, um die gemessenen Daten zu interpretieren.

In Abbildung 1.7 ist ein Spektrum direkter Photonen für zentrale bis semi-zentrale Blei-Blei-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV gezeigt. Photonen mit niedrigem p_T stammen vorwiegend aus thermischen Reaktionen. Es lässt sich mit einer Anpassung einer Exponentialfunktion (rote Linie)

$$E \frac{dN}{d^3p} \propto \exp\left(-\frac{E}{T_{\text{eff}}}\right) \Big|_{E \gg T_{\text{eff}}} \quad (1.7)$$

an die Datenpunkte bis zu einem Transversalimpuls von ca. 2 GeV/c ein inverser Steigungsparameter T_{eff} extrahieren. Dieser Parameter dient als ein Maß für die mittlere effektive Produktions-

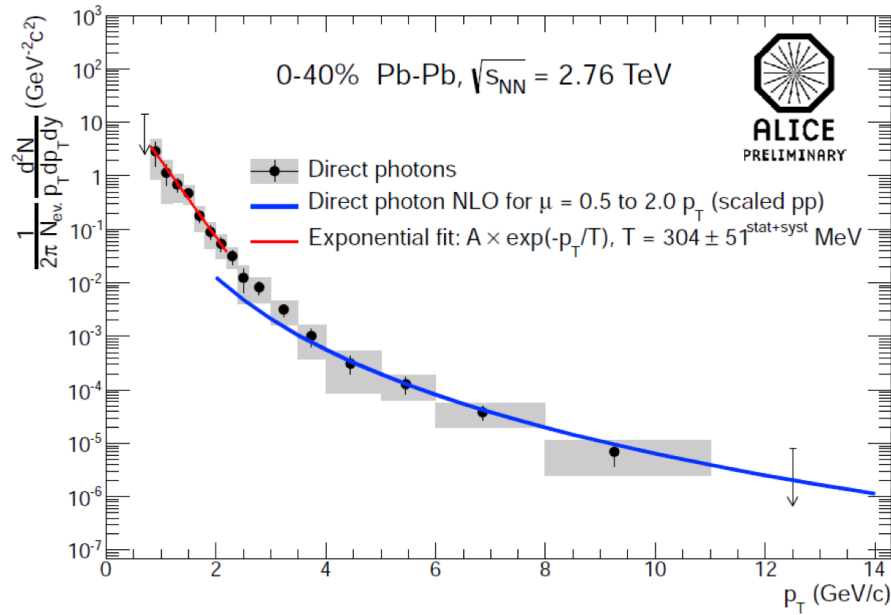


Abbildung 1.7.: Spektrum direkter Photonen von Blei-Blei-Kollisionen mit $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, gemessen mit der Photon-Konversions-Methode (PCM). [Per14]

temperatur des QGP [Ali16].

In Abbildung 1.7 ist ebenfalls zu sehen, dass sich das Spektrum direkter Photonen aus Blei-Blei-Kollisionen bei hohen p_T durch ein skaliertes Spektrum direkter Photonen aus Proton-Proton Kollisionen beschreiben lässt (blaue Linie). Das Spektrum wurde aus Störungsrechnungen nächsthöherer Ordnung bestimmt. Daraus lässt sich schließen, dass direkte Photonen in Blei-Blei-Kollisionen aus ähnlichen Prozessen entstehen wie in Proton-Proton-Kollisionen.

2. Experimente am Large Hadron Collider

In diesem Kapitel werden der Teilchenbeschleuniger LHC (*Large Hadron Collider*) am CERN, sowie die an ihm gelegenen Experimente vorgestellt. Insbesondere wird dabei auf das ALICE-Experiment und seine Detektoren eingegangen, da die Daten, die in dieser Arbeit verwendet werden, mit dem ALICE-Experiment aufgenommen wurden. Neben ALICE gibt es am LHC drei weitere Experimente: ATLAS und CMS suchen in Proton-Proton Kollisionen bei sehr hohen Schwerpunktsenergien nach neuen Elementarteilchen. So wurde 2012 ein neues Teilchen mit einer Masse von ca. $125 \text{ GeV}/c^2$ nachgewiesen, das in vielen seiner Eigenschaften mit denen des von Peter Higgs postulierten Higgs-Bosons kompatibel ist. [CMS13] [ATL12] Das vierte große Experiment ist LHCb, an dem seltene Zerfälle von Hadronen mit einem Bottom- oder Charm-Quark untersucht werden um Vorhersagen des Standardmodells zu überprüfen.

2.1. Large Hadron Collider

Der LHC befindet sich im 100 m unter der Erde gelegenen Tunnel des Vorgängerbeschleunigers LEP (*Large-Electron-Positron Collider*), der einen Umfang von etwa 26,7 km hat. Er ist zurzeit der weltweit größte und leistungsstärkste Teilchenbeschleuniger, der vor allem für Proton-Proton- und Blei-Blei-Kollisionen optimiert ist.

Die zu kollidierenden Teilchen können nicht ohne weiteres in den LHC eingespeist werden sondern müssen vorher eine Reihe von Vorbeschleunigern durchlaufen (siehe Abbildung 2.1). Nachdem die Wasserstoff- bzw. die Blei-Atome ionisiert wurden, durchlaufen sie die Linearbeschleuniger RFQ und LINAC2 bzw. LINAC3. Protonen können nun weiter in den PSB (*Proton Synchrotron Booster*) injiziert werden, die Blei-Ionen müssen vorher im LEIR (*Low Energy Ion Ring*) auf höhere Energien gebracht werden. In den nächsten Beschleunigern PS (*Proton Synchrotron*) und SPS (*Super Proton Synchrotron*) werden sowohl Protonen als auch Blei-Ionen beschleunigt, bevor sie in den LHC eingespeist werden können. Allerdings durchlaufen Blei-Kerne zwischen PS und SPS eine Reihe von sogenannten *Stripper-Folien*, wodurch sie vollständig ionisiert werden. Im LHC können nun die Protonen bzw. Ionen auf ihre maximal mögliche Energie beschleunigt werden, sodass sie dann an den Experimentierpunkten zur Kollision gebracht werden können.

Die wichtigsten Komponenten des LHC sind Dipolmagnete zur Ablenkung des Teilchenstrahls, Quadrupolmagnete zur Fokussierung des Strahls, Beschleunigungskavitäten zur Erhöhung der Strahlenergie und die zwei Strahlrohre mit einem Ultrahochvakuum. Die beschleunigten Pakete aus Protonen oder Ionen (*bunches*) bewegen sich in den beiden Rohren in entgegengesetzter

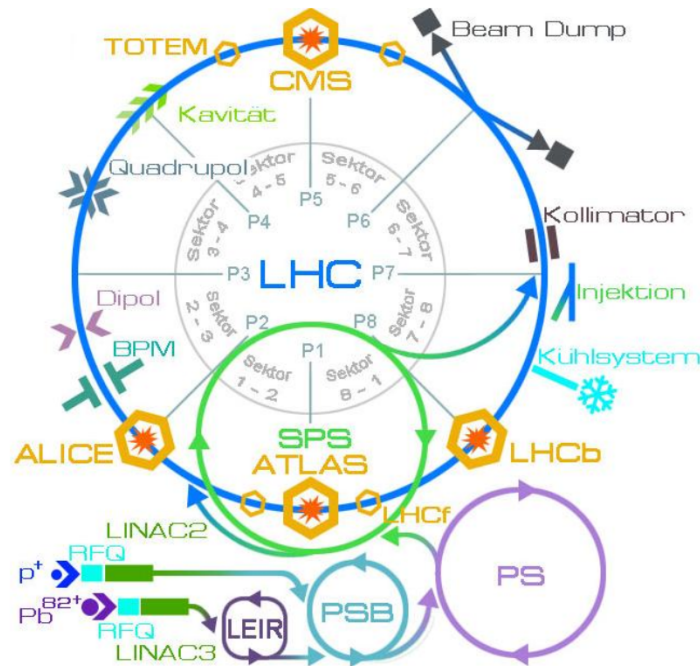


Abbildung 2.1.: LHC mit den großen Experimenten ATLAS, CMS, LHCb und ALICE sowie TOTEM und LHCf und den Vorbeschleunigern des LHC: RFQ, LINAC2 und 3, LEIR, PSB, PS und SPS. [LHC16]

Richtung und können an den Kreuzungspunkten, an denen die Experimente aufgebaut sind, kollidieren. [EvB08]

2.2. ALICE-Experiment

Das ALICE-Experiment (Akronym für *A Large Ion Collider Experiment*), eines der vier großen Experimente am LHC, ist weltweit das größte Experiment auf dem Gebiet der Schwerionen-Physik. Wissenschaftliches Ziel von ALICE ist die Erforschung der Quantenchromodynamik, speziell des Quark-Deconfinements im Quark-Gluon-Plasma (QGP) (siehe Kapitel 1.3). Dafür müssen große Atomkerne sehr stark erhitzt und auf engstem Raum zusammengedrückt werden. Das ist durch den LHC möglich, in dem Blei-Kerne auf bis zu 99,78% der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Im Zentrum des ALICE-Experiments kollidieren die Kerne und erzeugen so für kurze Zeit ein Quark-Gluon-Plasma. Bei der Kollision wird eine sehr große Zahl an Teilchen produziert, die durch das entstandene heiße und dichte Medium beeinflusst werden. Die genaue Messung dieser Teilchen und ihrer Korrelationen ist notwendig, um die Eigenschaften des QGP zu untersuchen. Je nach Teilchenart und zu messender Größe werden verschiedene Subdetektoren benötigt. Die für diese Analyse verwendeten Detektoren ist der *VZERO-Detektor*, das *Inner Tracking System*, die *Time Projection Chamber*, der *Time Of Flight Detektor* und das Elektromagnetische Kalorimeter, sie werden in den folgenden Kapiteln näher beschrieben. Die räumliche Abdeckung der in dieser Analyse verwendeten Detektoren ist in Tabelle 2.1 aufgelistet. In Ab-

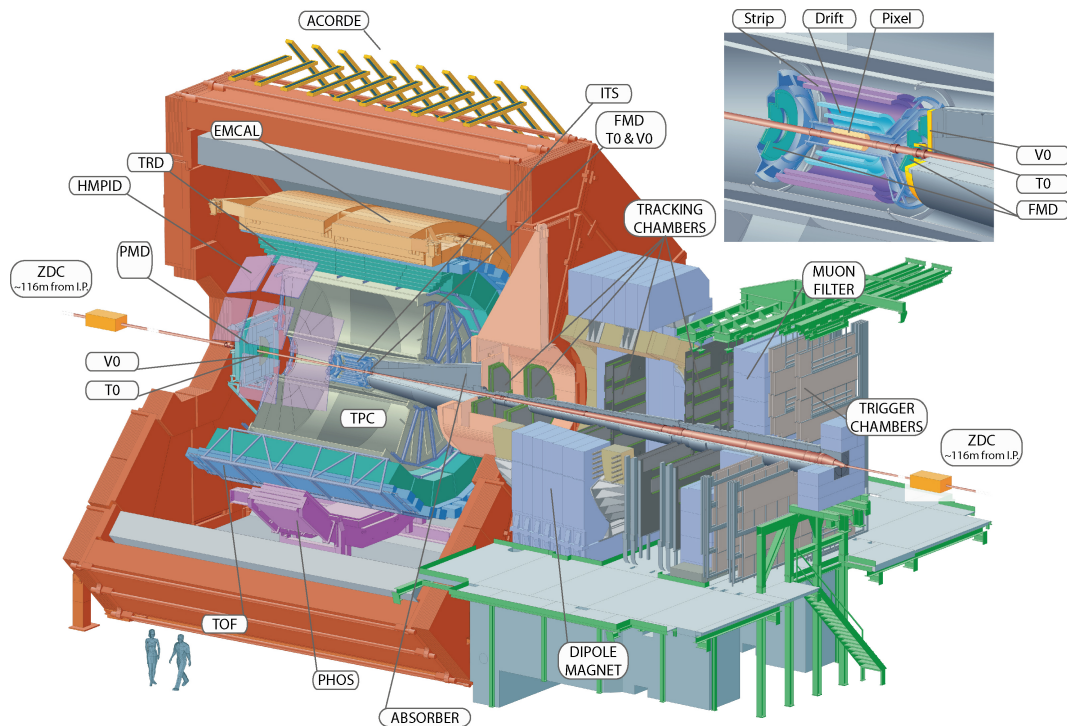


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau des ALICE-Experiments. [CER16]

bildung 2.2 ist der Aufbau des ALICE-Experiments schematisch dargestellt.

Das ALICE-Experiment hat eine Abmessung von etwa $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$ und wiegt über 10 000 Tonnen. Die zentralen Subdetektoren befinden sich in einem großen Solenoid-Magneten, der ein 0.5 T starkes Magnetfeld zur Verfügung stellt. Die Geometrie des ALICE-Experimentes ist in Kapitel A.1 erläutert.

2.2.1. VZERO-Detektor

Das VZERO-Detektorsystem befindet sich in unmittelbarer Nähe der Strahlachse und kann dadurch unter anderem die gesuchten Strahl-Strahl Interaktionen von Hintergrundprozessen wie Strahl-Restgas-Interaktionen unterscheiden, um so die Reinheit der gemessenen Kollisionen zu verbessern. Daher fungiert er mit dem ITS als Startsignal *Trigger* für den sogenannten *Minimum Bias Trigger*. Des Weiteren können mithilfe des VZERO-Detektors die Luminosität, die Multiplizität geladener Teilchen in einem bestimmten Raumbereich und die Zentralität von Blei-Blei Kollisionen bestimmt werden.

Das VZERO-System setzt sich aus zwei Subdetektoren zusammen, die je aus vier Plastik-Szintillator-Ringen bestehen. Der Teildetektor VZERO-A hat einen Durchmesser von 100 cm und befindet sich 340 cm vom Kollisionspunkt entfernt in positiver z -Achse. Teildetektor VZERO-C hat einen Durchmesser von 76 cm und befindet sich 90 cm in negativer z -Richtung. [For04]

Detektor	Radius (m)	η	ϕ
ITS			
- SPD	0.039 - 0.076	$ 2.0 , 1.4 $	360°
- SDD	0.150 - 0.239	$ 0.90 $	360°
- SSD	0.380 - 0.430	$ 0.97 $	360°
TPC	0.85 - 2.47	$ 0.9 - 1.5 $	360°
TOF	3.7 - 4.0	$ 0.9 $	360°
EMCal	4.5	$ 0.7 $	$80^\circ - 187^\circ$
PHOS	4.6	$ 0.12 $	$220^\circ - 320^\circ$

Tabelle 2.1.: Abstand zum Kollisionspunkt und räumliche Abdeckung der in dieser Analyse verwendeten Detektoren.

2.2.2. Inner Tracking System

Nur 4 cm von der Strahlachse entfernt befindet sich das *Inner Tracking System* (ITS). Es ist somit der Detektor, der sich am nächsten zum Kollisionspunkt befindet. Zu den Hauptaufgaben des ITS zählen die Bestimmung der primären und sekundären Vertices, die Teilchenidentifizierung, die Spurrekonstruktion, die Verbesserung der Impuls- und Winkelmessungen der TPC und er fungiert als Auslöser für den *Minimum Bias Trigger*. [ITS99]

Das ITS besteht aus sechs zylindrischen Silizium-Detektoren, die aufgrund der abstandsabhängigen Anforderungen drei unterschiedliche Technologien verwenden: Für die beiden innersten Schichten wurde ein Silizium-Pixel-Design (*Silicon Pixel Detectors* - SPD) gewählt. Dieses Design bietet eine sehr hohe Granularität und Präzision, die benötigt wird, da in der Nähe des Kollisionspunkts die Spurendichte mit ca. 50 Spuren/cm² sehr hoch ist. Somit kann eine hohe Auflösung der primären Vertices und eine gute Separation der sekundären Vertices gewährleistet werden. Des Weiteren sind Halbleiterdetektoren wie die SPDs gut dafür geeignet, der hohen Strahlenbelastung in der Nähe der Kollision standzuhalten. Die nächsten beiden Schichten bestehen aus Silizium-Drift-Detektoren (*Silicon Drift Detectors* - SDD), die zusätzlich zur Spurrekonstruktion den spezifischen Energieverlust der Teilchen messen können. Die äußeren Schichten haben die Aufgabe, die Spuren, die im ITS rekonstruiert werden, mit denen der TPC zu verbinden. Dazu wurden doppelseitige Streifen-Detektoren (*Silicon Strip Detectors* - SSD) gewählt, da sie eine sehr gute Ortsauflösung haben.

2.2.3. Time Projection Chamber

Die Spurendriftkammer (*Time Projection Chamber* - TPC), der wichtigste Detektor des ALICE-Experiments, ist in der Lage, Spuren geladener Teilchen zu rekonstruieren. Sie wurde speziell für die Analyse von Schwerionenkollisionen konzipiert, um innerhalb kürzester Zeit mehrere tausend Spuren zu messen. Die ALICE-TPC kann außerdem Teilchen mit Hilfe des mittleren Energieverlusts pro Wegstrecke identifizieren, ihre Impulse messen und helfen, die Vertices der Kollisionen zu bestimmen.

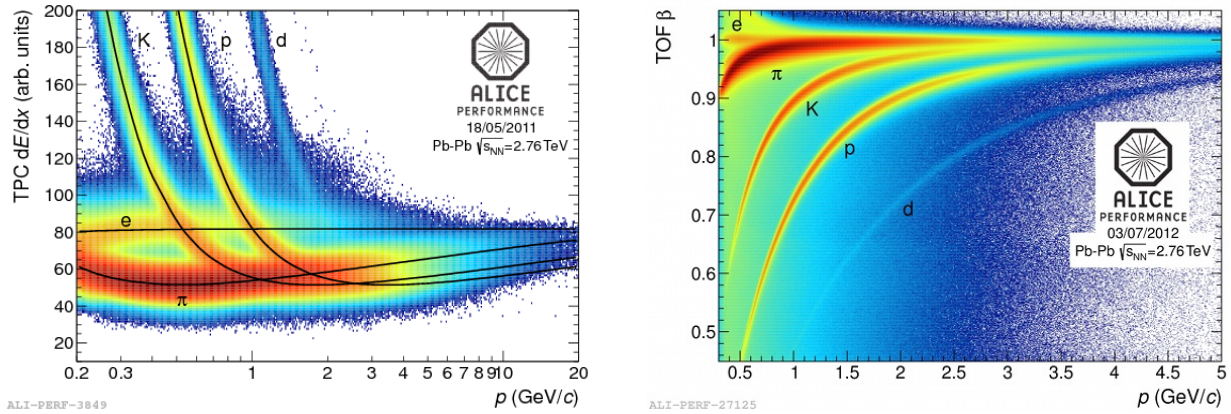


Abbildung 2.3.: **Links:** Impulsabhängiger spezifischer Energieverlust (dE/dx) geladener Teilchen in Blei-Blei-Kollisionen mit $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV Schwerpunktsenergie gemessen mit der TPC.

Rechts: Impulsabhängige Geschwindigkeiten für geladene Teilchen in Blei-Blei-Kollisionen mit $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV Schwerpunktsenergie gemessen mit dem TOF-Detektor.

Die TPC befindet sich im zentralen Teil des Solenoid-Magneten und besteht aus einem zylindrischen Gasvolumen mit einer Länge von 5 m entlang der Strahlachse und einer radialen Ausdehnung von $85 \text{ cm} < r < 247 \text{ cm}$. Daraus ergibt sich ein Volumen von etwa 90 m^3 , das während der Datennahmen dieser Analyse mit einem NeCO_2N_2 -Gasgemisch (85,7% / 9,5% / 4,8%) gefüllt war. [TPC00]

In der TPC können Teilchen durch ihren spezifischen Energieverlust im Detektor identifiziert werden. Fliegt ein elektrisch geladenes Teilchen durch das mit Gas gefüllte Volumen, wechselwirkt es über die Coulombkraft mit den Hüllenelektronen des Gases. Dabei kann, sofern bei der Wechselwirkung genug Energie übertragen wird, das Gas ionisiert werden. Der mittlere differenzielle Energieverlust hängt dabei nur von der Ladung Z und der Geschwindigkeit v (und somit indirekt von $\beta = v/c$ bzw. $\gamma = 1/(\sqrt{1 - \beta^2})$) des hereinfliegenden Teilchens ab und kann näherungsweise mit der Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben werden: [Oli53]

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.1)$$

Abgesehen von Z , β und γ sind die restlichen Größen Naturkonstanten oder hängen vom Detektormaterial ab: K ist eine Konstante, die sich aus der Avogadro-Zahl, dem Elektronenradius und der Elektronenmasse zusammensetzt, Z ist die Protonenzahl und A die Massenzahl des Absorbermaterials, m_e die Masse des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, W_{max} die maximale Energie, die pro Stoß an ein Elektron weitergegeben werden kann, I das mittlere Anregungspotential des Absorbers und $\delta(\beta\gamma)$ ein von der Dichte des Absorbermaterials abhängender Korrekturterm.

In der Mitte der TPC, senkrecht zur Strahlachse, ist eine dünne Hochspannungsmembran (-100 kV) eingebaut, die dafür sorgt, dass die im Gasvolumen frei werdenden Elektronen nach außen in

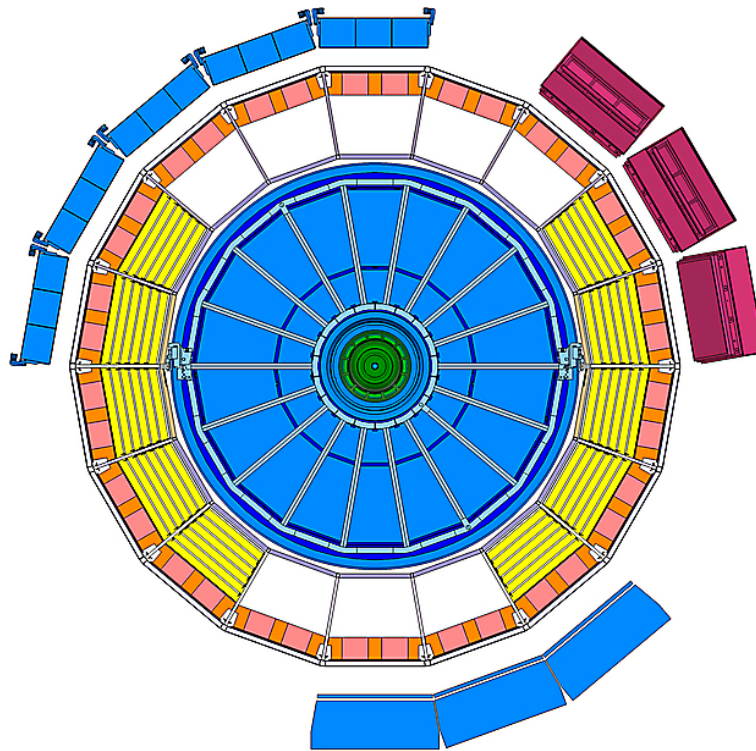


Abbildung 2.4.: Schematischer Aufbau des ALICE-Experiments in Strahlrichtung. [AIR16]

Richtung Ausleseammern driften. Dort werden die x- und y-Koordinaten der Teilchen mithilfe von Violdrahtproportionalkammern gemessen. Die z-Koordinate der Teilchenspur kann aufgrund einer konstanten Driftgeschwindigkeit der Elektronen über die Driftzeit gemessen werden. Aus der Krümmung der Trajektorien, die durch das Magnetfeld des Solenoid-Magneten hervorgerufen werden, können die Impulse der Teilchen gemessen werden.

Trägt man nun den gemessenen mittleren Energieverlust gegen den Impuls der Teilchen auf (Abbildung 2.3 links), kann man für verschiedene Teilchen klar separierte Bänder erkennen. Allerdings ist diese Teilchenidentifizierung nur für kleine Impulse ($p < 3 \text{ GeV}$) möglich, für größere Impulse wird eine kombinierte Messung aus TPC und ITS, TRD oder TOF benötigt.

2.2.4. Time Of Flight Detektor

Mit dem Flugzeit-System *Time of Flight* (TOF) ist es auf eine weitere Art möglich, Teilchen zu identifizieren. Das TOF misst die Zeit, die ein geladenes Teilchen braucht, um vom Kollisionspunkt zum Detektor zu gelangen. Aus dieser gemessenen Zeit und der Spur des Teilchens, die mithilfe der TPC rekonstruiert wird, lässt sich seine Geschwindigkeit bestimmen, die als Funktion vom Impuls zur Teilchenidentifizierung benutzt werden kann (siehe Abbildung 2.3 rechts).

Das ALICE TOF-System besteht aus einer gasbasierte Widerstandsplattenkammer (*Multi-gap Resistive-Plate Chamber* - MRPC), die die Flugzeit mittels Driftzeit in einem mit einer Gas Mischung (90%: $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$, 5%: $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$, 5%: SF_6) gefüllten Volumen misst. Am Anfang und am Ende des Gasvolumens befinden sich Widerstandsplatten, zwischen denen eine Hochspannung

angelegt wird, sodass ein homogenes elektrisches Driftfeld entsteht. Durchquert ein Teilchen das Gas, ionisiert es (ähnlich wie bei der TPC) das Gas entlang seiner Flugbahn. Die so erzeugten freien Elektronen driften Richtung Anode. Allerdings lösen nur die Elektronen ein Signal aus, die sehr nahe an der Kathode durch die Ionisation frei wurden, da sie sonst nicht lange genug im elektrischen Feld driften und so nicht genug Energie aufnehmen können. Damit wird sichergestellt, dass der genaue Ort der Messung bekannt ist. Aus der konstanten Driftgeschwindigkeit kann auf den Auftreffzeitpunkt geschlossen werden. Um eine noch bessere Zeitauflösung zu bekommen, kann das Gasvolumen mit zusätzlichen Widerstandsplatten in kleinere Volumina unterteilt werden, wodurch die Driftzeit aber auch die Reaktionszeit des Detektors abnimmt.

Aus der gemessenen Flugzeit kann mit der wohl definierten Entfernung zwischen Vertex und TOF, die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt werden. Betrachtet man nun die Geschwindigkeit der Teilchen in Abhängigkeit von ihrem Impuls, können die verschiedenen geladenen Teilchen, die gemessen wurden, identifiziert werden.

2.2.5. Elektromagnetisches Kalorimeter

Mit dem ALICE-Detektor ist es möglich, auf verschiedene Arten Photonen zu messen: Einerseits über eine direkte Messung der Photonen mit einem der beiden Kalorimeter EMCal oder PHOS, andererseits über die indirekte Messung der Photonen, die durch Interaktionen mit Detektormaterial zu Elektron-Positron-Paaren konvertieren. Die Spuren und Impulse dieser geladenen Teilchen können mithilfe der TPC (siehe Kapitel 2.2.3) gemessen werden und so kann auf die Energie der konvertierten Photonen zurückgeschlossen werden. Eine kombinierte Analyse mit zwei dieser Methoden ist ebenfalls möglich.

Die Kalorimeter im ALICE-Experiment erfüllen unterschiedliche Anforderungen und haben komplementäre Eigenschaften: Der hochauflösende Detektor *Photon Spectrometer* (PHOS) misst die Energie und den Auftreffort von Photonen mit 10752 Blei-Wolframat Kristallen. Hauptziele der Studien am PHOS sind die Messung thermischer Photonen mit niedrigem p_T und neutraler Mesonen (π^0 , η) mit hohem p_T . Allerdings besitzt das PHOS bei einem Abstand von 4.6 m zum Kollisionspunkt nur eine sehr begrenzte Akzeptanz ($|\eta| < 0.12$, $\Delta\phi = 100^\circ$). [PHO99]

Das in dieser Arbeit verwendete Elektromagnetische Kalorimeter (EMCal) wurde 2008 konstruiert, um Studien über das Jet-Quenching in Blei-Blei-Kollisionen bei ALICE zu verbessern. Neben der Fähigkeit, hochenergetische Photonen präzise zu messen, gehört ein schneller und effizienter Trigger, der geeignet ist, hochenergetische Jets zu selektieren, zu den wichtigsten Eigenschaften des EMCal. Das EMCal hat im Vergleich zum PHOS eine deutlich größere räumliche Ausdehnung ($|\eta| < 0.7$, $\Delta\phi = 107^\circ$) aber dafür eine schlechtere Orts- und Energieauflösung. Das EMCal liegt in azimuthaler Richtung gegenüber dem PHOS und ist 4.5 m vom Kollisionspunkt entfernt. Zwischen Vertex und EMCal befinden sich andere ALICE-Detektionssysteme, z.B. TPC, TOF und TRD, deren Material zur Photon-Konversion und zur Ablenkung von Teilchen führt.

Die Funktionsweise von elektromagnetischen Kalorimetern beruht auf der Bildung von elek-

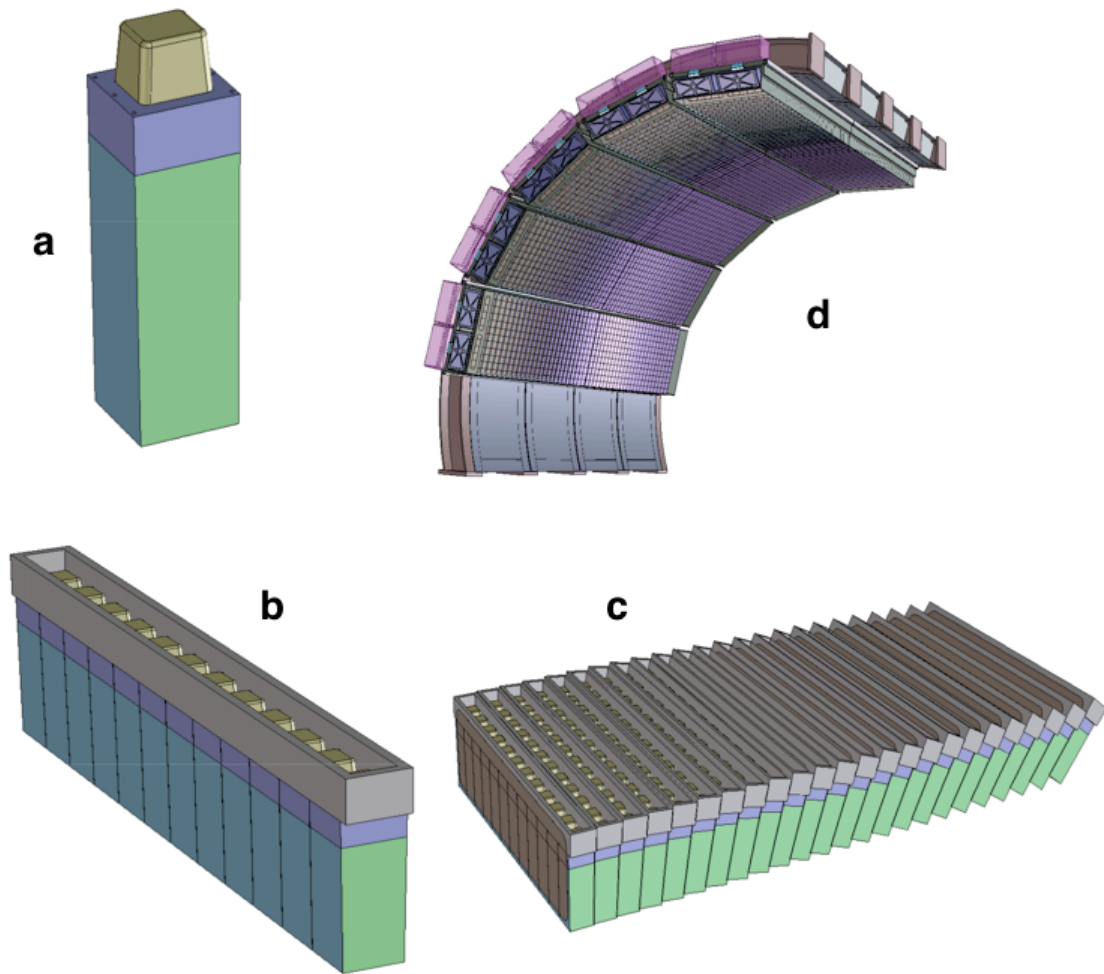


Abbildung 2.5.: Bauteile des Elektromagnetischen Kalorimeters. a) Modul, besteht aus vier Blei-Plastik-Szintillatoren. b) 12 Module bilden ein Streifenmodul. c) 24 Streifenmodule setzen sich zu einem Supermodul zusammen. d) Das EMCal ist aus 12 Supermodulen aufgebaut. [EMC06]

tromagnetischen Schauern, die entstehen, wenn Photonen oder Elektronen mit einer Mindestenergie mit Materie wechselwirken. Die dominante Wechselwirkung von Photonen mit Materie ist in diesem Energiebereich die Elektron-Positron-Paarbildung. Das Photon wechselwirkt mit dem Coulombfeld eines Atomkerns und teilt seine gesamte Energie auf das erzeugte Elektron und Positron auf. Diese können nun anschließend im Coulombfeld des Atoms abgelenkt und gebremst werden und so Energie über Photonen in Form von Bremsstrahlung abgeben. Beide Reaktionen finden in einem elektromagnetischen Schauer abwechselnd statt, bis die Elektronen eine kritische Energie unterschreiten und keine Photonen mehr aussenden. Im Falle des EMCal beträgt diese untere Grenze 8 MeV.

Da die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung mit der Ladungszahl des Atomkerns steigt, besteht das Absorbermaterial vieler Kalorimeter aus schweren Elementen mit einer hohen Kernladungs-

Name	Elektromagnetisches Kalorimeter
Anzahl Module	10
Anzahl Zellen	11 520
Detektortechnologie	geschichtete Blei-Szintillatoren
Schichtung	1.44 mm Blei / 1.76 mm Szintillator
Anzahl an Schichten	76/77
Effektive Strahlungslänge X_0	12.3 mm
Effektiver Molière Radius R_M	3.20 cm
Zellgröße (bei $\eta = 0$)	$6 \times 6 \times 24.6 \text{ cm}^3$
Zellgröße	$\Delta\phi \cdot \Delta\eta = 0.0143 \cdot 0.0143$
Raumabdeckung	$\Delta\phi = 107^\circ, \quad \eta < 0,7$
Entfernung zum Kollisionspunkt	4,5 m
Gewicht	$\approx 7700 \text{ kg}$

Tabelle 2.2.: Kenndaten des EMCal-Detektors. [EMC08]

zahl. Dadurch kann die effektive Strahlungslänge, also die Länge, bei der die Energie der Elektronen bzw. die Anzahl der Photonen beim Flug durch Materie um $1/e$ abgesunken ist, verringert werden. Die Strahlungslänge für ein gegebenes Material kann folgendermaßen genähert werden:

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z(Z+1) \ln \frac{287}{\sqrt{Z}}}, \quad (2.2)$$

wobei A die Massen- und Z die Ladungszahl des Materials ist.

Jede Detektoreinheit des EMCal(auch Zelle genannt) besteht abwechselnd aus 76 Lagen Blei mit einer Dicke von 1.4 mm und 77 Lagen Plastik-Szintillator Material mit einer Dicke von 1.76 mm. In der Blei-Schicht findet keine Energie-Messung statt, aber durch die schweren Blei-Atome ($Z=82$) wird die Konversionswahrscheinlichkeit erhöht, die effektive Strahlungslänge wird verringert und eine kompaktere Bauweise wird ermöglicht: Die Strahlungslänge eines reinen Szintillators beträgt $X_0 = 42 \text{ cm}$, durch die zusätzliche Blei-Schichten kann die Strahlungslänge des EMCal auf $X_0 = 1.23 \text{ cm}$ gesenkt werden. Insgesamt hat eine Zelle eine Abmessung von $6 \times 6 \times 24.6 \text{ cm}^3$. Die Tiefe der Zelle beträgt also das Zwanzigfache der Strahlungslänge. Aufgrund dieses geschichteten Aufbaus wird das EMCal auch als Sandwich-Kalorimeter bezeichnet.

Die transversale Ausdehnung von Kalorimeterzellen wird in Abhängigkeit des Molière-Radius

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} X_0 \quad (2.3)$$

gewählt. Dieser Radius ist eine Materialkonstante, die beschreibt, in welchem Bereich ca. 90 % der Energie eines Schauers deponiert wird. E_C ist dabei die kritische Energie des Detektormaterials und hängt in erster Näherung von der Kernladungszahl des Detektormaterials ab. X_0 ist, wie oben erläutert, die Strahlungslänge und hängt ebenfalls von der Ladungszahl ab. Der Molière-Radius von Teilchen, die in den Blei-Szintillator-Zellen des EMCal fliegen, beträgt 3,2 cm, daher

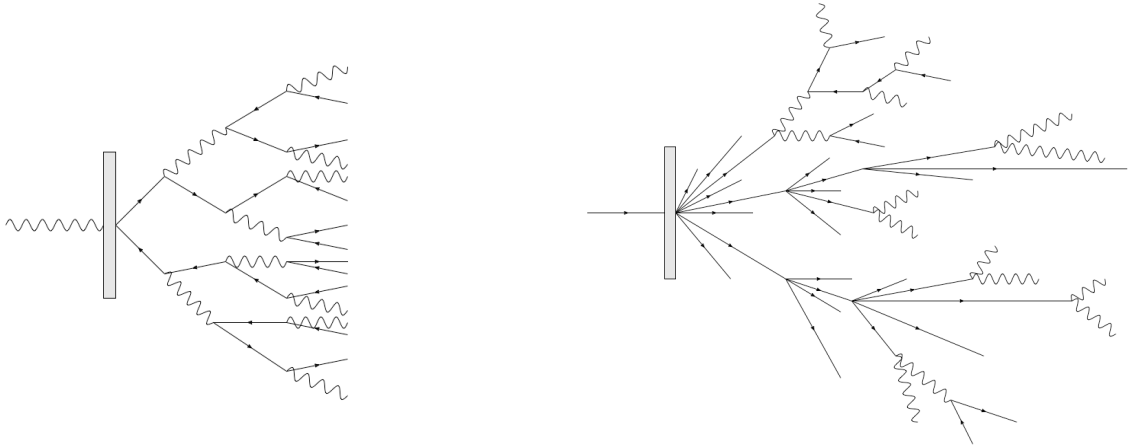


Abbildung 2.6.: Vergleich der Ausbreitung eines elektromagnetischen (links) und hadronischen (rechts) Schauers.

wurden pro Zelle eine transversale Ausdehnung von 6×6 cm gewählt.

Die eigentliche Messung des Signals findet nur in den Szintillator-Schichten statt. In einem elektromagnetischen Schauer erzeugen die niederenergetischen Elektronen und Photonen atomare Anregungen. Proportional zur gesamten deponierten Energie eines Teilchens entstehen Ionisationsladungen und Szintillationsphotonen. Sie können mit Hilfe von Wellenlängenschiebern aufgenommen werden und an Avalanche-Photodioden weitergegeben werden, die das Signal verstärken und zur weiteren Auslese weiterleiten.

Insgesamt setzt sich das EMCal aus 12 288 Zellen zusammen, je vier werden zu einem Modul zusammengefasst, das den kleinsten Baustein des EMCal bildet. Zwölf dieser Module werden weiter in Streifenmodulen (12×1) zusammengefasst. Der größte zusammenhängende Bauteil des EMCal ist ein Supermodul, welches aus 24 Streifenmodulen zusammengesetzt ist. Je weiter am Rand eines Moduls die Zellen sitzen, desto mehr werden sie in Richtung Kollisionspunkt orientiert, damit jede Zelle aus Sicht des Kollisionspunktes den gleichen Raumwinkelbereich abdeckt. Insgesamt ist das EMCal aus 10 vollständigen Supermodulen sowie zwei weiteren Supermodulen mit der Größe eines drittels eines Supermoduls zusammengesetzt. Allerdings wurden für diese Analyse nur Cluster aus den vollständigen Supermodulen analysiert. Die Supermodule sind an einer gekrümmten Tragestruktur befestigt, sodass sie azimuthal grob in Richtung Kollisionspunkt ausgerichtet sind (siehe Abbildung 2.5) [EMC08]. In Tabelle 2.2 sind die alle technischen Eigenschaften des EMCal zusammengefasst.

Die Form und Größe des elektromagnetischen Schauers im EMCal hängt stark von der Art des einfallenden Teilchens ab (siehe Abbildung 2.6). Wie oben beschrieben, breiten sich Photonen und Elektronen im Detektor ausschließlich durch Elektron-Positron-Paarbildung und Brems-

trahlung aus. Trifft nun aber ein Hadron auf die Detektoroberfläche, finden andere Wechselwirkungen statt. Bei einer Kollision eines Hadrons mit einem Atomkern im Detektor bildet sich ein Teilchenschauer aus vielen unterschiedlichen Teilchen, die teilweise auch unter großen Winkeln gestreut werden. Bei diesen Teilchen handelt es sich vor allem um neutrale Pionen, die weiter in Photonen oder Elektronen zerfallen, die wiederum kleine elektromagnetische Schauer erzeugen. Zusätzlich ist der Energieverlust von geladenen Hadronen geringer als der von Elektronen. Insgesamt sind die meisten hadronischen Schauer sowohl in lateraler als auch die transversaler Richtung größer als ein elektromagnetischer Schauer. Ein großer Unterschied ist auch, dass die Größe der hadronischen Schauer, aufgrund unterschiedlichen produzierten Teilchen bei der Kollision eines Hadrons mit einem Kern, sehr stark variieren kann.

Diese Tatsache kann man sich zu Nutze machen, um Teilchen, die auf den EMCal ein Signal hinterlassen, in Hadronen und Photonen bzw. Elektronen zu unterscheiden. Das genaue Vorgehen wird in Kapitel 4.3 erläutert.

3. Datenanalyse

Im vorangegangenen Kapitel wurde das Experiment und die Detektoren, die in dieser Analyse verwendet werden, beschrieben. Eine große Herausforderung für die Experimente am LHC ist die Verarbeitung der immensen Menge an Informationen, die während der Datennahme anfällt. Die Rohdaten aus den Experimenten werden erst am CERN zwischengespeichert und anschließend auf das *LHC Computing Grid* transferiert. Dieses dezentrale Computer-Netzwerk dient zur Rekonstruktion und späteren Analyse der Daten.

In ALICE werden zunächst die Signale einzelner Detektoren (z.B. bei der TPC) zu Teilchenspuren rekonstruiert, um daraus physikalische Größen wie Impuls und Energie der Teilchen zu berechnen. Bei den beiden ALICE-Kalorimetern EMCal und PHOS (siehe Kapitel 2.2.5) müssen die elektrischen Signale der Auslesekanäle zu Energiewerten konvertiert werden. Ausgehend von Kalibrierungswerten vorangegangener Messungen (beispielsweise Teststrahlungsmessungen) und Simulationen werden die einzelnen Zellen des EMCals bzw. PHOS kalibriert. Durch physikalische Messgrößen wie der Masse des π^0 , kann die Qualität der Kalibrierung überprüft werden. Für eine gute Kalibrierung der Daten kann es auch notwendig sein, die Rekonstruktion bzw. Kalibrierung mehrmals durchzuführen. Für diese Analyse wurde zum Beispiel die fünfte Rekonstruktionsiteration *Pass4* (Zählung fängt bei *Pass0* an) verwendet. Alle rekonstruierten Daten, die durch die Kalibrierung gewonnen wurden, werden im ALICE-internen Datenformat ESD (*Event Summary Data*) gespeichert.

3.1. Datenauswahl

Das ALICE-Experiment sammelt seit 2009 Daten aus Proton-Proton-, Proton-Blei- und Blei-Blei-Kollisionen bei verschiedenen Schwerpunktsenergien. Die bei ALICE bisher gemessenen Kollisionssysteme sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Die Analyse, die in dieser Arbeit vorgestellt wird, beschäftigt sich mit dem Datensatz *LHC11a*, welcher Daten von Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2,76$ TeV enthält. Ein Datensatz wird in einzelne Messreihen, die auch als *Runs* bezeichnet werden, unterteilt. Einige Eigenschaften des Experiments können in den verschiedenen *Runs* einer Messreihe variieren. Die für diese Analyse verwendeten *Runs* (siehe Kapitel A.4) müssen deshalb folgende Bedingungen erfüllen:

- Das Elektromagnetische Kalorimeter war bei Datennahme funktionsbereit
- Die Energie pro Strahl betrug 1,38 TeV
- Die globale Qualität des *Runs* entsprach den Qualitätskriterien des ALICE-Experiments

Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$:	0,9 TeV	2.76 TeV	5.02 TeV	7 TeV	8 TeV	13 TeV
Proton-Proton	X	X	X	X	X	X
Proton-Blei	-	-	X	-	-	-
Blei-Blei	-	X	X	-	-	-

Tabelle 3.1.: Bei ALICE gemessene Kollisionssysteme und Schwerpunktsenergien.

Die Datennahme für *LHC11a* war im März 2011 und es wurden dabei ca. 60 Millionen Kollisionen gemessen. Kollisionen werden bei ALICE auch als Ereignisse bezeichnet. Je nach Analyse können Datensätze verwendet werden, die nur bestimmte Ereignisse gemessen haben, um so verschiedene Aspekte der Kollision zu untersuchen. In dieser Analyse wurden nur Ereignisse verwendet, die die Anforderungen des *Minimum Bias Trigger* (MB) erfüllen: Nach einer Kollision muss mindestens der *Silicon Pixel Detector* (SPD) oder einer der zwei *VZERO*-Detektoren (siehe Kapitel 2.2.1 und 2.2.2) einen Treffer registriert haben, damit die Datennahme beginnt.

Neben dem Einsatz von *Triggern* für bestimmte Ereignisse, gibt es noch eine Reihe von Auswahlkriterien um nur erwünschte Ereignisse für die Analyse zu verwenden: [Ana15]

- Nach einer Kollision konnte der primäre Vertex rekonstruiert werden. Ohne Vertex ist es nicht möglich, Teilchenspuren zu rekonstruieren.
- Nach einer Kollision wurde nur ein Vertex rekonstruiert (keine sogenannte *pile-up*-Ereignisse mit mehreren Vertices)
- Der Kollisionsvertex ist maximal 10 cm vom Koordinatenursprung entfernt (siehe ALICE-Geometrie in Kapitel A.1)
- Es müssen alle Detektoren bereit zur Datennahme gewesen sein.
- Ereignis war kein sogenanntes LED-Ereignis

In einem Ereignis muss also genau ein primärer Vertex ermittelt werden, damit Teilchenspuren ausreichend beschrieben werden können. Dazu darf der Vertex nicht weiter als 10 cm vom Koordinatenursprung entfernt sein. Da die Detektoren zur Vertexbestimmung sehr schnell sind, muss gewährleistet sein, dass auch die langsameren Detektoren wie die TPC wieder messbereit sind. Außerdem müssen einige Events ausgeschlossen werden, da in ihnen einige Bereiche des EMCals eine ungewöhnliche hohe Anzahl an Teilchen gemessen wurde. Es wird vermutet, dass der Grund dafür eine fehlerhafte LED in der Nähe des Detektors war, die auf den Detektor gestrahlt hat.

3.2. Monte-Carlo-Simulationen

Ein wichtiger Bestandteil dieser Arbeit ist die Analyse von Daten aus Monte-Carlo-Simulationen. Diese werden für die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Energiedeposition auf dem EMCal, sowie für verschiedene Korrekturen des inklusiven Photonenspektrums benötigt. Dazu zählen unter anderem die Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz der Teilchen einer bestimmten Energie, die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz des Detektors und die Bestimmung

Generator	echte Kollisionen	Pythia8	Phojet
Produktion	LHC11a	LHC12f1a	LHC12f1b
Anzahl Ereignisse	$6.55 \cdot 10^7$	$3.14 \cdot 10^7$	$2.92 \cdot 10^7$
Kollisionssystem	Proton-Proton bei $\sqrt{s} = 2.76$ TeV		

Tabelle 3.2.: Diese Analyse verwendet reale Daten und Daten aus Monte-Carlo-Simulationen

der Kontamination des Clusterspektrums durch Teilchen, die keine Photonen sind.

Da die physikalischen Vorgänge in Hochenergiekollisionen nicht vollständig verstanden sind und eine analytische Beschreibung bei so einer großen Teilchenproduktionen sehr aufwendig ist [SMS07], wird mit Monte-Carlo-Simulationen versucht, numerische Lösungen für diese komplexen Vorgänge zu finden. Es wird dabei versucht, mithilfe von einer großen Zahl von Zufallsexperimenten und der Optimierung von physikalischen Parametern ein Modell zu erstellen, das die zu untersuchenden Prozesse beschreibt.

Für den realen Datensatz *LHC11a*, der in dieser Analyse verwendet wird, wurden zwei Simulationsdatensätze *LHC12f1a* und *LHC12f1b* produziert. Die beiden verwendeten MC-Simulationen unterscheiden sich nur in der Art der verwendeten Ereignisgeneratoren. Ein Ereignisgenerator versucht auf der Basis von mehreren vereinfachten physikalischen Modellen, die Kollisionen von Ionen und die anschließenden Produktion von Teilchen zu simulieren. Zudem werden die Zerfallskanäle, die Energien und Impulse der produzierten Teilchen durch den Generator festgelegt. *LHC12f1a* verwendet *Pythia*, *LHC12f1b* *Phojet*. In dieser Arbeit werden diese beiden Simulationen nach ihren Ereignisgeneratoren bezeichnet.

Abgesehen vom Ereignisgenerator haben die Simulationen die gleichen Kollisionsparameter, die gleiche Schwerpunktsenergie und beide wurden auf die realen Daten optimiert. Das bedeutet, die Detektoren des ALICE-Experiments wurden in dem Zustand simuliert, wie sie zum Zeitpunkt der Datennahme waren. Nicht funktionierende Teile der Detektoren wurden nicht simuliert und es wurden in der Simulation die gleichen Kalibrierungswerte wie in den realen Daten verwendet.

Pythia ist vor allem für die Beschreibung von pp-, p $\bar{p}$ - und e $^+$ e $^-$ -Kollisionen geeignet. Dabei wird unterschieden zwischen harten Prozessen, die durch die Störungstheorie (pQCD), und weichen Prozessen, die durch phänomenologische Modelle beschrieben werden. Die Beschreibung der Hadronisierung basiert auf dem LUND-String-Model. Mit *Pythia* ist es möglich, viele Parameter der theoretischen Modelle zu variieren, sodass verschiedene Szenarien der Kollision bzw. Teilchenproduktion getestet werden können.

Phojet verwendet ebenfalls für die Beschreibung harter Stöße die pQCD. Für die Beschreibung weicher Prozesse wird dagegen das *Dual Parton Model* (DPM) benutzt. Damit ist es im Gegensatz zu *Pythia* auch möglich, Photon-Photon- und Photon-Hadron-Wechselwirkungen zu beschreiben.

Abgesehen von der Generation der Ereignisse ist die Simulation der Teilchenbewegung nach der

Kollision sehr wichtig. In den verwendeten MC-Simulationen wurde das Software-Paket GEANT benutzt. In diesem Paket werden die Geometrien aller verwendeten Detektoren, die Wechselwirkungen von Teilchen mit den Detektoren (Streuung, Konversion), die Wechselwirkungen mit elektrischen oder magnetischen Feldern und die Datennahme durch die Detektoren (Detektorantwort) enthalten.

Beide Simulationen stimmen nicht vollständig überein, daher wird für die Korrekturen im späteren Teil der Analyse der Mittelwert dieser Simulationen verwendet.

In Tabelle 3.2 sind die verwendeten Datensätze aus dem Experiment und aus den Simulationen aufgelistet.

3.3. Ein-Teilchen-Simulation

Ziel der Studien mit der Ein-Teilchen-Simulation ist es, zu untersuchen, ob es anhand der Energieverteilung, die ein Teilchen auf dem EMCal hinterlässt, möglich ist, zwischen Photonen und Hadronen zu unterscheiden.

Da es bei diesen Studien nur die Detektorantwort des EMCal für verschiedene Teilchen untersucht wird, ist es sinnvoll, neben den Monte-Carlo Simulationen zusätzlich eine vereinfachte Simulation zu verwenden, in der keine Teilchenkollisionen mit einem Ereignisgenerator simuliert werden. Pro Ereignis wird ein einzelnes Teilchen generiert, das unbeeinflusst in Richtung EMCal fliegt und dort über einen Teilchenschauer seine Energie deponiert.

Diese vereinfachte Simulation wird im Folgenden als *Sim A* bezeichnet.

3.4. Clusterizer

Wie in Kapitel 2.2.5 beschrieben, besteht das EMCal aus einzelnen Zellen, die die kleinste Einheit des Detektors bilden. Trifft nun ein Photon oder Elektron auf die Oberfläche des Detektors, verteilt es seine Energie über einen elektromagnetischen Schauer auf mehrere dieser Zellen. Um nun die Energie des Teilchens zu rekonstruieren, werden die Zellen, die in einem Bereich um den Auftreffpunkt Energie gemessen haben, zu einem sogenannten *Cluster* zusammengefasst. Der Auftreffpunkt ist meistens die Zelle, in der am meisten Energie gemessen wurde, sie wird auch lokales Maximum des Clusters genannt. Die Summe der gemessenen Energie der einzelnen Zellen in einem Cluster entspricht im Idealfall der Energie des einfallenden Teilchens.

Für das ALICE-Experiment gibt es verschiedene Algorithmen (*Clusterizer*), um Zellen zu einem Cluster zusammenzusetzen. Je nach verwendetem Clusterizer können sich die Gesamtzahl an Clustern in einem Ereignis, deren Schwerpunkte und Energien ändern. Die beiden am häufigsten verwendeten Clusterizer sind:

- **v1-Algorithmus:** Alle benachbarten Zellen eines lokalen Maximums, die mehr als eine bestimmte Schwellenenergie gemessen haben, werden zu einem Cluster zusammengefasst. Eine Zelle kann dabei nur zu einem Cluster gehören, aber es können mehrere lokale Maxima in einem Cluster sein. Es besteht hier die Gefahr, dass Cluster von mehreren Teilchen, die

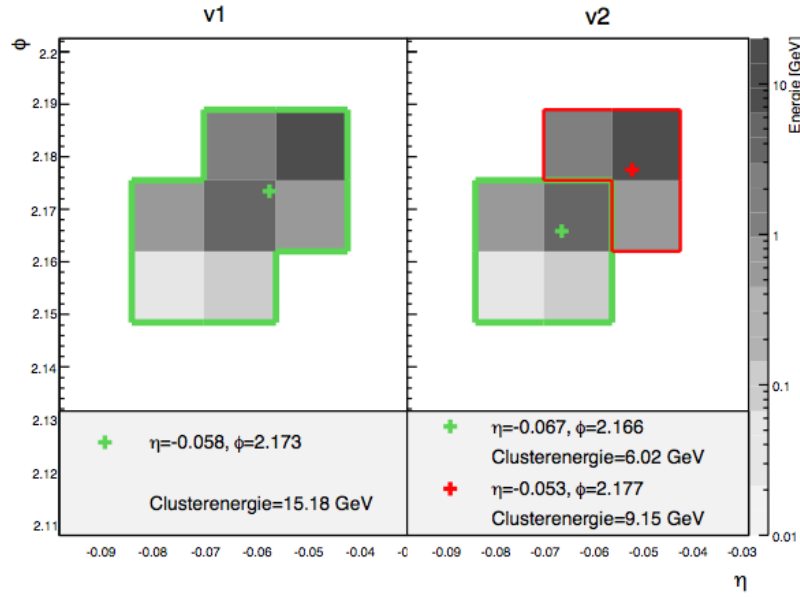


Abbildung 3.1.: Die Zellen, die nach einem Ereignis eine Energie gemessen haben, werden abhängig vom verwendeten Clusterizer zu unterschiedlichen Clustern zusammengesetzt. [Wol14]

in der Nähe zueinander auf dem Detektor aufgetroffen sind, zu einem Cluster zusammengesetzt werden.

- **v2-Algorithmus:** Der v2-Clusterizer bildet pro lokalem Maximum einen neuen Cluster, sodass die Gesamtenergie aufgeteilt wird und ein Verschmelzen der Cluster verhindert wird. Bevor eine Zelle zu einem Cluster gezählt wird, wird überprüft, ob die gemessene Energie größer als das bisherige lokale Maximum ist. Dies ist ein wichtiger Vorteil, da ein Großteil der auf dem EMCal gemessenen Photonen aus dem π^0 -Zerfall stammen. Bei hohen Energien liegen die Auftreffpunkte der Zerfallspotonen sehr nah beieinander. Der v1-Clusterizer würde beide Photonen zu einem Cluster zusammensetzen.

In dieser Analyse wird der v2-Algorithmus verwendet. In Abbildung 3.1 sind die Unterschiede der Clusterizer in einem Beispiel bildlich dargestellt. [Wol14]

4. Inklusives Photonspektrum

Wie in Kapitel 1.4 beschrieben, wird für die Analyse direkter Photonen ein inklusives Photonspektrum benötigt. Als inklusives Spektrum bezeichnet man ein Spektrum aller Photonen, wobei keine Unterscheidung zwischen Photonen aus hadronischen Zerfällen oder Photonen, die direkt aus der Kollision stammen, gemacht wird.

Um von den photonischen, von Photonen erzeugten, die nicht-photonischen Clustern zu trennen, müssen Ausschlusskriterien der Cluster entwickelt werden. In dieser Arbeit werden Kriterien, wie der Ausschluss anhand der geometrischen Form der Cluster und der Ausschluss von Clustern, auf die eine vom Tracking-System rekonstruierte Spur eines geladenen Teilchens zeigt, untersucht. Da auch nach Anwendung der Ausschlusskriterien noch kein reines Photonspektrum vorliegt, muss das Spektrum im späteren Teil der Analyse korrigiert werden. Diese Korrekturen berücksichtigen die Kontamination durch Cluster, die nicht von Photonen stammen und die fälschlicherweise von den Ausschlussverfahren nicht von der Analyse entfernt wurden. Zusätzlich wird das Spektrum auf die begrenzte Detektorakzeptanz und -effizienz und den Verlust von Photonen durch Konversionen korrigiert. Außerdem muss sichergestellt werden, dass nur vollständig rekonstruierte Cluster und Cluster mit einer für diese Analyse relevanten Energie verwendet werden.

Im Folgenden werden dann alle Analysen dieser Arbeit, die mit den im Jahr 2011 aufgezeichneten Daten durchgeführt wurden (siehe Kapitel 3.1), mit den in Kapitel 3.2 vorgestellten Monte-Carlo-Simulationen verglichen. Außerdem sind einige Studien nur mit simulierten Daten möglich, da in den Simulationen zusätzliche Informationen wie die Anzahl, die Art, die Propagation und die Zerfälle aller generierten Teilchen zur Verfügung stehen. Dadurch können, im Rahmen der Vergleichbarkeit zwischen Daten und Simulation, die im folgenden Kapitel näher diskutiert wird, Rückschlüsse auf die Daten des realen Experiments gezogen werden.

Wie im vorangegangenen Kapitel erwähnt, werden die Monte-Carlo Simulationen im Folgenden nach den verwendeten Ereignisgeneratoren *Pythia* bzw. *Phojet* benannt. Im Kapitel über die Analyse des Cluster-Form Parameters M_{02} wird außerdem noch eine vereinfachte Simulation vorgestellt, deren Ziel es ist, die Detektorantwort des EMCAL zu untersuchen. In dieser Analyse wird sie als *Sim A* bezeichnet.

4.1. Unkorrigiertes Cluster-Spektrum

Der Vorteil eines Kalorimeters, wie des in dieser Arbeit verwendeten EMCALs, besteht darin, dass die gemessene Energie in der Regel unmittelbar einem Teilchen zugeordnet werden kann.

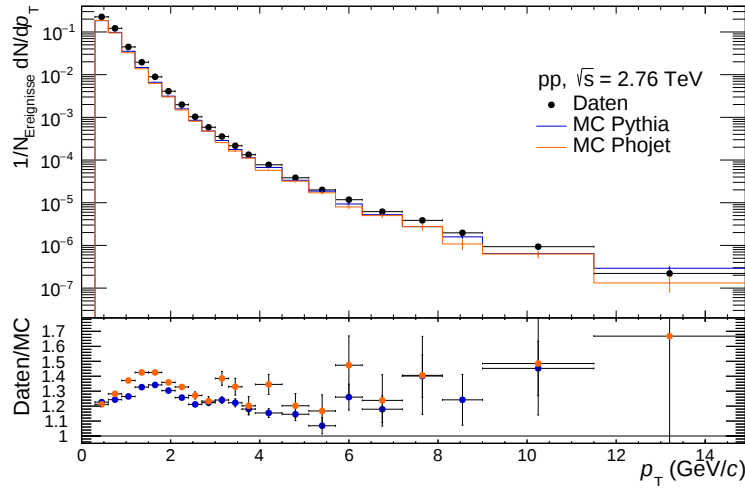


Abbildung 4.1.: Vergleich der unkorrigierten EMCAL-Clusterspektren von Daten (schwarz) und den Monte-Carlo Simulationen *Pythia* (blaue) und *Phojet* (orange). Die Anzahl der Cluster wird auf die Zahl der Ereignisse des jeweiligen Datensatzes und die Binbreite normiert.

	Photonen (γ) in %	geladene Hadronen ($\pi^\pm, p^\pm$) in %	Leptonen ($e^\pm, \mu^\pm$) in %	neutrale Hadronen ($N, \bar{N}$) in %	Rest in %
Pythia	45,18	30,80	13,70	4,43	5,90
Phojet	46,63	29,02	13,88	3,79	6,68

Tabelle 4.1.: Anteile der Teilchen, die zum rohen, unkorrigierten Cluster-Spektrum beitragen

Allerdings ist allein aufgrund der Energiemessung noch nicht klar, welcher Art von Teilchen der Treffer zuzuschreiben ist.

Ausgangspunkt dieser Analyse ist das unkorrigierte Cluster-Spektrum, also die Anzahl aller EMCAL-Cluster als Funktion des Transversalimpulses p_T der dazugehörigen Teilchen (siehe Abbildung 4.1). Die Zahl der Cluster wird hier auf die Anzahl der untersuchten Ereignisse des Datensatzes und die Binbreite normiert. Kaum zu sehen sind die sehr kleinen, an jedem Punkt als vertikale Linien dargestellten, statischen Unsicherheiten. Mit dem EMCAL können bei dem in dieser Arbeit verwendeten Datensatz Teilchen mit einem Transversalimpuls von bis zu 15 GeV/c gemessen werden. Allerdings zeigt das Spektrum ein mit steigendem p_T stark abfallendes Verhalten.

Wie zuvor erwähnt, kann das unkorrigierte Spektrum der gemessenen Daten nun mit Ergebnissen der Monte-Carlo Simulationen *Pythia* und *Phojet* verglichen werden (ebenfalls Abb. 4.1). Bei der Analyse der Daten aus MC-Produktionen muss allerdings beachtet werden, dass die Simulationen die Kollisionen und die Detektion der entstehenden Teilchen im Detektor nicht perfekt beschreiben. Die den Kollisionen zugrunde liegenden Mechanismen sind noch nicht vollständig verstanden, weshalb es verschiedene Simulationen gibt, die mit unterschiedlichen mathematischen Modellen versuchen, die gemessenen Daten nachzubilden. In dieser Arbeit werden aus diesem

EMCal-Cluster Grenzen	
Clustergröße	> 1 Zelle
Clusterenergie	> 400 MeV
Entfernung zum Rand	> 1 Zelldurchmesser
Cluster-Form Parameter M_{02}	$0.01 < M_{02} < 0.4$ (E_C -abhängig)
Abstand Spur und Cluster	> 10 cm

Tabelle 4.2.: Grenzen für die verschiedenen Cluster-Ausschlusskriterien

Grund alle Analysen, die Informationen aus MC-Daten benötigen, mit beiden MC-Simulationen durchgeführt und miteinander verglichen.

Im unteren Teil der Abbildung 4.1 ist das Verhältnis der Daten (schwarz) zu den Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (orange) gezeigt. Man sieht, dass es im Experiment ungefähr 30-40 % mehr Teilchen mit einem Transversalimpuls $p_T > 1$ GeV gibt als in den Simulationen.

Wie weiter oben erwähnt, stammen die Cluster des unkorrigierten Spektrums der gemessenen Daten nicht nur von Photonen, sondern von vielen verschiedenen Teilchenarten. Durch die Analyse der in dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Simulationen, kann die Zusammensetzung dieses Spektrums abgeschätzt werden. In Tabelle 4.1 ist der prozentuale Anteil der Teilchen am Gesamtspektrum der Simulationen *Pythia* und *Phojet* gegenübergestellt. Man sieht, dass die verwendeten Simulationen gut miteinander übereinstimmen; die Abweichungen der einzelnen Beiträge am Gesamtspektrum betragen maximal 2 %. Der Großteil der Cluster, ca. 45 %, stammen von Photonen. Geladene Pionen und Protonen machen mit rund 30 % den zweitgrößten, Elektronen und Positronen mit 13 % den drittgrößten Anteil aus. Aus der Gruppe der neutralen Hadronen erreichen nur einige (Anti-)Neutronen das Kalorimeter, andere Teilchen wie Kaonen haben eine zu kleine Lebensdauer und zerfallen vorher.

4.2. Ausschlusskriterien

Um das unkorrigierte EMCal-Cluster-Spektrum von nicht vollständig rekonstruierten Clustern und von nicht-photonischen Clustern zu befreien, werden folgende Ausschlusskriterien untersucht:

- Ausschluss von Clustern, die weniger als eine minimale Anzahl an Zellen im Cluster haben
- Ausschluss von Clustern, deren Energie einen definierten Grenzwert unterschreitet
- Ausschluss von unvollständigen Clustern an den Rändern der Supermodule des EMCal
- Ausschluss von Clustern, deren Form und Energieverteilung von der von Photonen abweicht
- Ausschluss von Clustern, die mit der Spur eines geladener Teilchen assoziiert werden können (*Track-Matching*)

Die erlaubten Bereiche der Cluster-Eigenschaften in Bezug auf die verschiedenen Ausschlusskriterien sind in Tabelle 4.2 angegeben. Die Studien werden mit den in Kapitel 3.2 vorgestellten Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt.

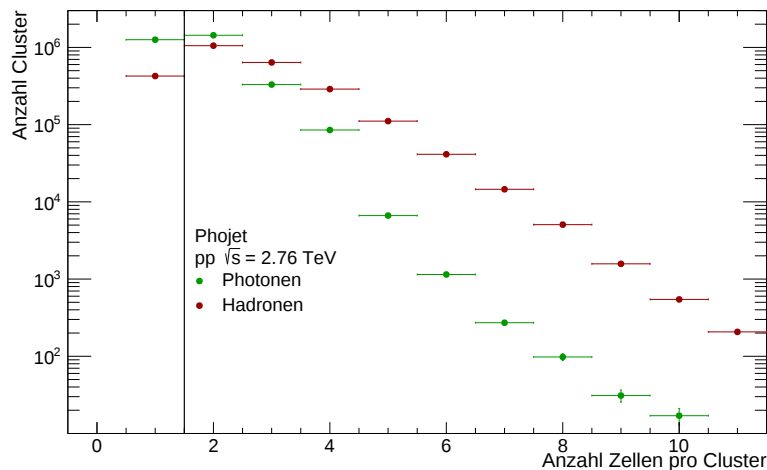


Abbildung 4.2.: Vergleich zwischen der Anzahl an Zellen in photonischen und hadronischen Clustern. Die schwarze Linie gibt die untere Grenze für die erlaubte Clustergröße an. Diese Berechnung wurden mit Daten aus der MC-Simulation *Phojet* erstellt.

Minimale Anzahl an Zellen in einem Cluster

Es ist sinnvoll, alle Cluster, die nur aus einer Zelle bestehen, auszuschließen, da bei realen Messungen viele von ihnen durch Rauschen in der Detektorelektronik oder durch nicht funktionierenden Zellen hervorgerufen wurden. Diese sogenannten heißen Zellen können ohne äußere Einwirkungen ununterbrochen Signale ausgeben und so das Messergebnis verfälschen. Ein Cluster muss also mindestens zwei Zellen beinhalten, um in der weiteren Analyse verwendet zu werden.

Da Photonen in der Regel kleinere Cluster als Hadronen bilden und dadurch weniger Zellen pro Cluster ansprechen, lässt sich durch eine höhere untere Grenze der Clustergröße keine Verbesserung des Photon-zu-Hadron-Verhältnisses erreichen. Dies ist auch in Abbildung 4.2 zu sehen, in der die Anzahl der Cluster als Funktion der Anzahl der Zellen pro Cluster für Photonen (grün) und Hadronen (rot) aufgetragen ist.

Minimale Energie in einem Cluster

Da ein Großteil der Cluster mit niedrigen Energien von minimal ionisierender Teilchen stammt, ist es sinnvoll, eine untere Grenze der Clusterenergie zu definieren, um deren Ausschluss zu gewährleisten. Da außerdem die Energieauflösung des EMCal bei niedrigen Energien nicht optimal ist, werden nur Cluster untersucht, die mindestens eine Energie von 400 MeV besitzen.

Ähnlich wie bei der minimalen Anzahl der Zellen pro Cluster lässt sich durch eine höhere untere Grenze auf die minimale Energie eines Clusters keine Verbesserung des Photon-zu-Hadron-Verhältnisses erreichen.

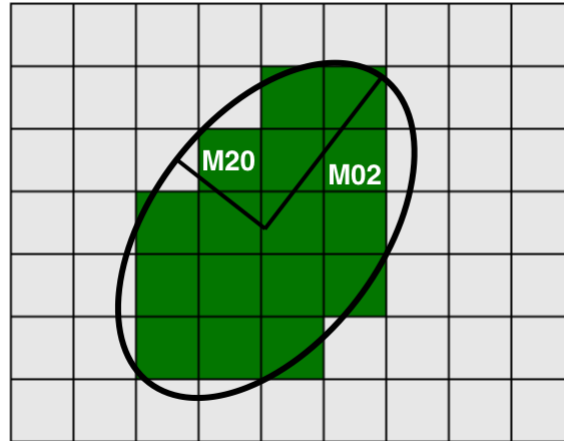


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung des Cluster-Form Parameters M_{02} . Jedes Quadrat steht für eine EMCal-Zelle, die in grün gefärbten Zellen, gehören zu einem Cluster. M_{02} ist die größere Halbachse eines zweidimensionalen Gauß-Anpassung an den Cluster.

Minimaler Abstand zum Modulrand

Da die vorliegende Analyse auf Basis von Cluster-Informationen durchgeführt wird, ist es wichtig, nur vollständig rekonstruierte Cluster zu verwenden. Wenn Teilchen zu nah am Rand eines Supermoduls auftreten, gehen Cluster-Informationen verloren, da ein Teil der Energie der Teilchen nicht von den Zellen des Detektors gemessen werden kann. Unvollständige Cluster verfälschen daher das Clusterspektrum und die Diskriminierung von Clustern anhand ihrer geometrischen Form funktioniert nicht mehr (siehe Abschnitt 4.3). Daher werden alle Cluster von der Analyse ausgeschlossen, deren Schwerpunkt sich näher als der Durchmesser einer Zelle am Rand eines Supermoduls befinden.

In Abbildung A.4 sind alle EMCal-Cluster des verwendeten Datensatzes in η - und ϕ -Koordinaten aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass zwischen den in η benachbarten Supermodulen im Gegensatz zu den in ϕ benachbarten Supermodulen kein Rahmen angebracht ist. Daher ist für diese Bereiche kein Ausschluss aufgrund der Position des Clusterschwerpunkts nötig.

Die übrigen beiden Ausschlusskriterien werden zur Diskriminierung von photonische und nicht-photonische Clustern verwendet. Sie werden in den folgenden beiden Kapitel ausführlich vorgestellt.

4.3. Cluster-Form Parameter

In Kapitel 2.2.5 wurde beschrieben, warum Hadronen und elektromagnetische Teilchen unterschiedlich mit dem Detektormaterial des EMCal wechselwirken. Die dabei entstehenden Cluster unterscheiden sich deshalb in ihrer Form und in ihrer Energieverteilung.

In Abbildung 4.3 ist eine schematische Darstellung eines Clusters gezeigt. Zu sehen ist die Oberfläche des EMCal, wobei jedes Quadrat eine Zelle des EMCal symbolisiert. Nachdem ein Teilchen auf die Detektoroberfläche getroffen ist, verteilt es seine Energie über einen elektromagnetischen Schauer über mehrere Zellen. Diese angesprochenen Zellen sind in der Abbildung grün markiert. Die Energieverteilungen des Clusters kann mithilfe einer zweidimensionalen Gauß-Anpassung parametrisiert werden (Ellipse in Abb. 4.3). Ein Maß für die Größe beziehungsweise die Form des Clusters ist die große Halbachse dieser Parametrisierung. Dieser Parameter wird in dieser Analyse als M_{02} bezeichnet und ist folgendermaßen definiert:

$$M_{02} = \frac{1}{2} \sum_i E_i (x_i^2 + y_i^2) + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\sum_i (x_i^2 + y_i^2)^2 \right) + \left(\sum_i E_i x_i y_i \right)^2} \quad (4.1)$$

Dabei beschreiben x_i und y_i die relativen Koordinaten der Zellen des EMCals, die zu einem Cluster gehören, und E_i die Energie, die von diesen Zellen gemessen wurden.

Wie im Folgenden gezeigt wird, kann mithilfe dieses Parameters unterschieden werden, ob ein Cluster aus einem hadronischen oder elektromagnetischen Schauer gebildet wurde.

4.3.1. Ein-Teilchen-Simulation

Zu Beginn der Studien des Cluster-Form Parameters M_{02} , wird eine Ein-Teilchen-Simulation (*Sim A*) verwendet. Mit dieser Simulation soll die Detektorantwort des EMCal auf das Eintreffen von Photonen und geladenen sowie neutralen Pionen untersucht werden. Aus diesem Grund wird die Simulation so weit wie möglich vereinfacht und es werden weder die Proton-Proton Kollisionen und die dadurch verursachte Teilchenproduktion noch das Detektormaterial zwischen Generationspunkt und EMCal berücksichtigt. Allerdings muss beachtet werden, dass kein Vakuum simuliert wird. Dies kann zu Stößen zwischen den generierten Teilchen und der Luft führen, wodurch Pionen gestreut werden und Photonen zu Elektron-Positron Paaren konvertieren können. Pro Ereignis wird ein Teilchen einer bestimmten Art mit einer Energie $E \leq 50$ GeV in einer gleichmäßigen Energieverteilung generiert und in Richtung EMCal geschossen.

In den beiden Teilbildern in Abbildung 4.4 ist der Cluster-Form Parameter M_{02} als Funktion der Clusterenergie für Photonen (oben) bzw. geladene Pionen (unten) gezeigt. Man sieht einen deutlichen Unterschied der Clustergrößen von Photonen und von geladenen Pionen. In nahezu allen Energiebereichen zeigen Pionen eine breitere Streuung der Clustergröße als Photonen. Grund dafür ist die in Kapitel 2.2.5 vorgestellte unterschiedliche Wechselwirkung von Photonen und Hadronen mit dem Detektormaterial des EMCal. Abgesehen von Clustern mit kleinen Energien und vereinzelt Clustern im gesamten Energiebereich zeigen die meisten Photonen-Cluster einen M_{02} -Wert zwischen 0,1 und 0,3.

Verschiedene Effekte sorgen dafür, dass die Teilchen nicht unbeeinflusst auf den Detektor treffen, wodurch sich die Größe und Form des Clusters ändert: Wie zuvor erwähnt, konvertieren einige Photonen auf der Strecke zwischen Generationspunkt und EMCal zu Elektron-Positron-

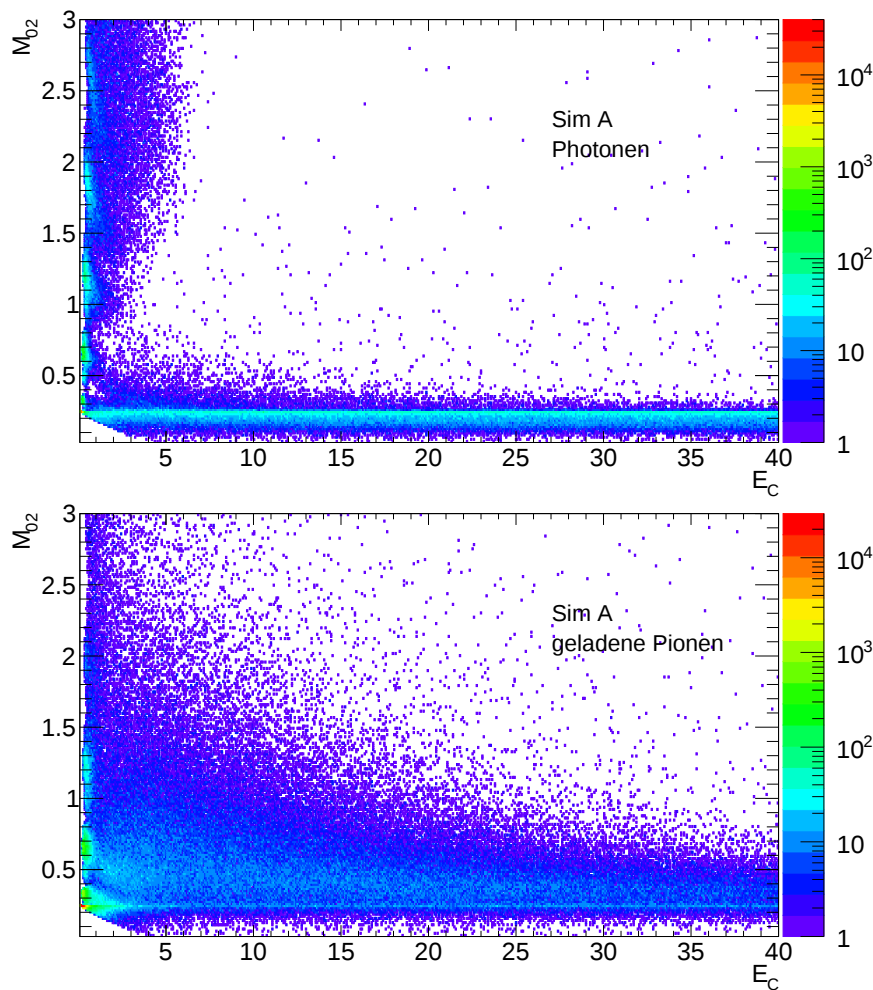


Abbildung 4.4.: Cluster-Form Parameter M_{02} für Photonen (**oben**) und geladenen Pionen (**unten**) in Abhängigkeit von der Clusterenergie E_C . Die Studien wurden mit *Sim A* durchgeführt.

Paaren. Diese verursachen vereinzelte Cluster mit großem M_{02} -Wert im gesamten Energiebereich. Außerdem wird die Energie von Teilchen, die am Rand des Detektors auftreffen, nicht vollständig gemessen. Das führt vor allem bei Clustern mit kleinen Energien zu Veränderungen des M_{02} -Wertes. Durch den Ausschluss von Clustern am Rand des Detektors lässt sich die Zahl der Cluster mit kleinen Energien und ungewöhnlich großen M_{02} -Werten deutlich verringern. Je größer der Bereich am Rand gewählt wird, in der kein Clusterschwerpunkt liegen darf, desto weniger Cluster mit abweichenden Formen gibt es. Es werden zudem alle Cluster mit weniger als 400 MeV und einer Clustergröße kleiner als zwei Zellen ausgeschlossen, da diese in der späteren Analyse nicht relevant sind (siehe Kapitel 4.2).

Die M_{02} -Verteilungen für Photonen und geladener Pionen nach Anwendung dieser Schnitte sind in Abbildung 4.5 gezeigt. Es wird so noch deutlicher, dass die meisten M_{02} -Werte der Cluster von Photonen, die für diese Analyse weiter verwendet werden, zwischen 0,1 und 0,3 liegen. Die M_{02} -Verteilung für geladene Pionen ändert sich mit den oben genannten Schnitten kaum. Mit der

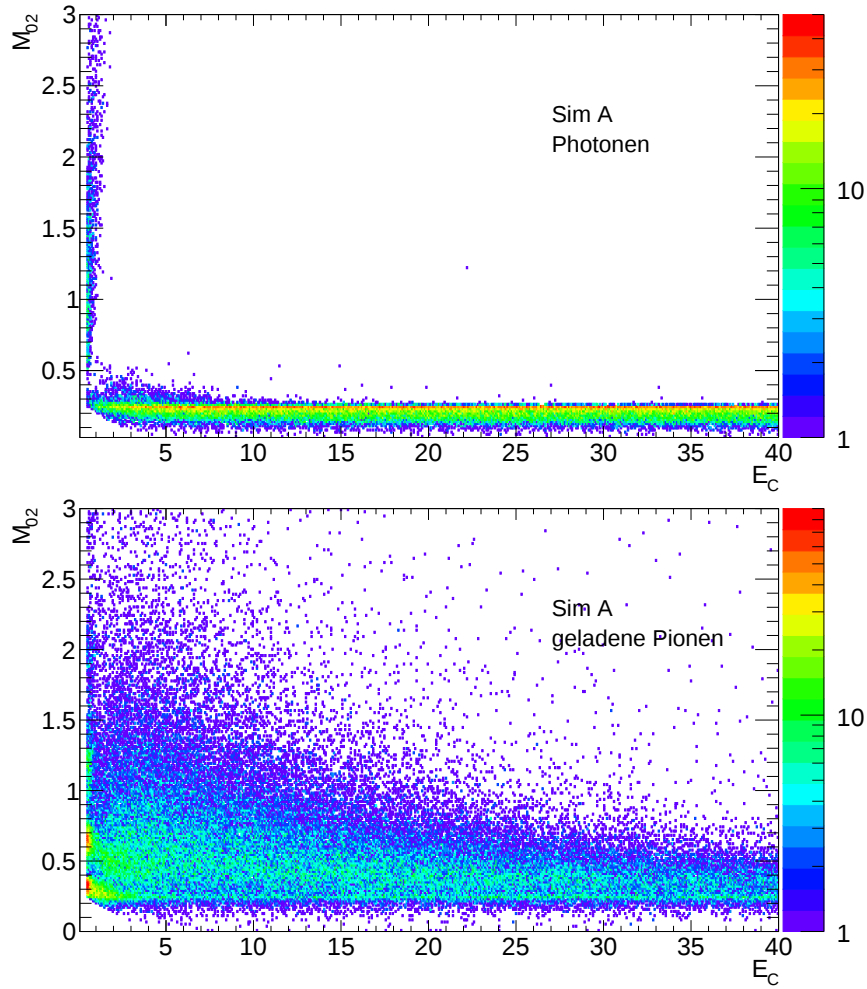


Abbildung 4.5.: Cluster-Form Parameter M_{02} für Photonen (**oben**) und geladene Pionen (**unten**) in Abhängigkeit von der Energie des Clusters nach nach Anwendung der Ausschlusskriterien. Die Studien wurden mit *Sim A* durchgeführt.

hier vorgestellten *Sim A* kann also sehr gut anhand des Cluster-Form Parameters M_{02} zwischen Photonen und geladenen Pionen unterschieden werden.

Neutrale Pionen zerfallen zu 98.8% in zwei Photonen [PDG14], weshalb ihre M_{02} -Verteilung der von einzelnen Photonen ähnelt (vergleiche oberes Bild in Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6). Da sich für neutrale Pionen der Öffnungswinkel unter dem die Zerfallsphotonen ausgesandt werden mit größeren Energien verkleinert, verringert sich auch der Abstand zwischen den daraus resultierenden Photon-Clustern auf dem EMCal. Folge davon ist ein Verschmelzen der beiden Zerfallsphoton-Cluster zu einem Cluster mit einer für einzelne Photonen ungewöhnlichen Cluster-Form. Dies erklärt die zusätzliche Struktur in der M_{02} -Verteilung von Photon-Clustern mit einer Energie $E_c > 7 \text{ GeV}$. Bei neutralen Pionen mit einer sehr großen Energie ist der Öffnungswinkel der Zerfallsphotonen dann so klein, dass beide Photon-Cluster so stark überlappen, dass es nicht mehr möglich ist, diesen von einem regulären Cluster eines einzelnen Photons zu unterscheiden.

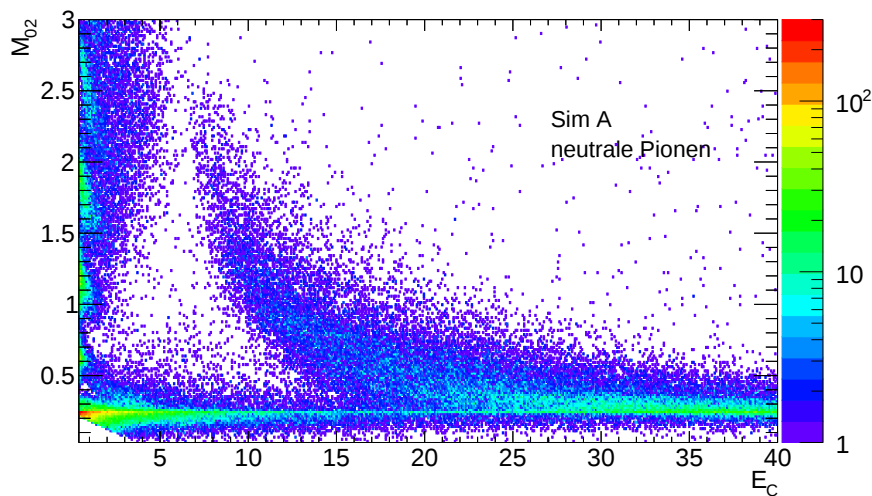


Abbildung 4.6.: Energieabhängige Cluster-Shape Parameter M_{02} für neutrale Pionen

In der hier vorgestellten Analyse spielt der Effekt dieses sogenannten *Cluster-Merging* von neutralen Pionen nur eine untergeordnete Rolle. Grund dafür ist die in dem verwendeten Datensatz vorhandene begrenzte Statistik und die daraus resultierende maximale Anzahl an Teilchen bzw. Clustern mit einer hohen Energie. Für Analysen mit Datensätzen basierend auf höherer Statistik und höheren Schwerpunktsenergien kann dies jedoch wichtig sein.

4.3.2. Vollständige Monte-Carlo Simulationen

Die Studien, die mit *Sim A* durchgeführt wurden, unterliegen starken Vereinfachungen und können daher nur begrenzt auf real gemessene Daten übertragen werden. Um eine genauere Beschreibung zu erhalten, werden die Cluster-Studien auch mit vollständigen Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt, die so optimiert wurden, dass sie den verwendeten realen Datensatz möglichst gut nachbilden. *Vollständig* bedeutet in diesem Zusammenhang, dass die Teilchenproduktion nach der Kollision, die Propagation der erzeugten Teilchen durch die verschiedenen Detektoren und die Detektorantwort des ECal simuliert werden. Wie in den bisherigen Analysen werden wieder die in Kapitel 3.2 vorgestellten MC-Simulationen mit den unterschiedlichen Ereignisgeneratoren *Pythia* und *Phojet* verwendet.

Um zu überprüfen, inwieweit die simulierten Cluster mit Clustern in realen Daten übereinstimmen, werden zunächst die wichtigsten Parameter der Cluster verglichen: Im oberen Bild der Abbildung 4.7 wird die Anzahl der Zellen in einem Cluster für die beiden Simulationen (blaue und orangene Linien) mit der Anzahl der Zellen in einem Cluster für gemessene Daten (schwarze Punkte) verglichen. Die beiden MC-Produktionen stimmen gut miteinander überein, aber die Zahl der Zellen pro Cluster in realen Daten sind vor allem für große Cluster signifikant verschieden von denen der Simulationen.

Im unteren Bild in Abbildung 4.7 ist die Verteilung des Cluster-Form Parameters M_{02} aller Cluster für die drei Datensätze gezeigt, wieder sind die Simulationen in blauen und orangenen Linien und Datenpunkte aus realen Messungen in schwarzen Punkten dargestellt. Reale Daten und MC-

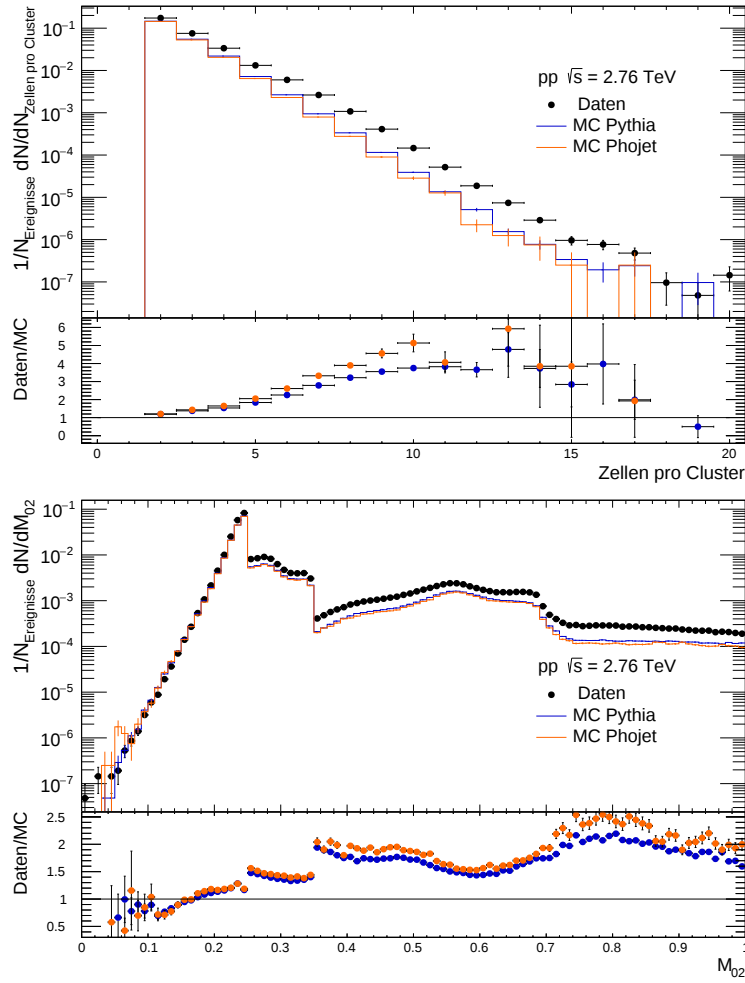


Abbildung 4.7.: **Oben:** Vergleich der Anzahl der Zellen pro Cluster für die drei analysierten Datensätze.

Unten: Vergleich des Cluster-Form Parameters M_{02} aller Zellen für die drei analysierten Datensätze. Die Anzahl der Cluster wird in beide Verteilungen auf die Anzahl der Ereignisse des jeweiligen Datensatzes normiert.

Daten haben einen ähnlichen Verlauf, allerdings ist die Anzahl an Clustern in den Messdaten ab einem M_{02} -Wert von 0,27 konstant größer als die Anzahl der Cluster in MC-Daten.

In Abbildung 4.8 ist der Vergleich des Cluster-Form Parameters M_{02} für die drei verwendeten Datensätze in verschiedenen Energieintervallen gezeigt. Man erkennt, dass in den verschiedenen Energiebereichen, die Diskrepanz zwischen Daten und Simulation unterschiedlich groß ausfällt.

Analog zu den Analyse der Daten von *Sim A* wird auch für die Daten aus der vollständigen MC-Simulation wieder die Cluster-Form, beschrieben durch den Parameter M_{02} , als Funktion der Clusterenergie untersucht. In Abbildung 4.9 wird die Cluster-Form aller Teilchen aus der MC-Simulation *Pythia* mit den gemessenen Daten verglichen. Man sieht, dass die Cluster-Form für simulierte und gemessene Daten als Funktion der Energie gut miteinander übereinstimmt.

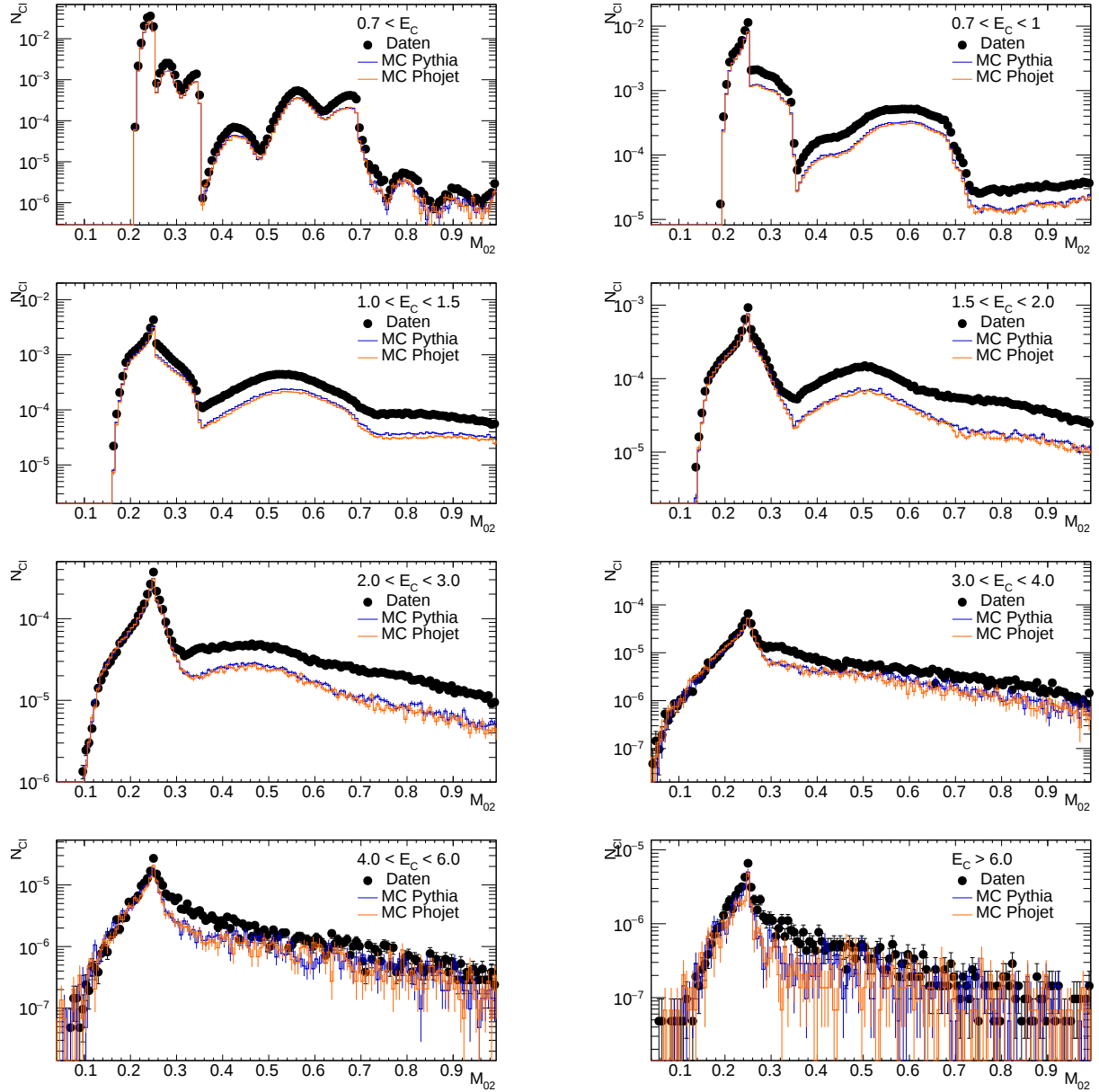


Abbildung 4.8.: Vergleich des Cluster-Form-Parameters M_{02} zwischen gemessenen Daten (schwarz) und den MC-Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (orange).

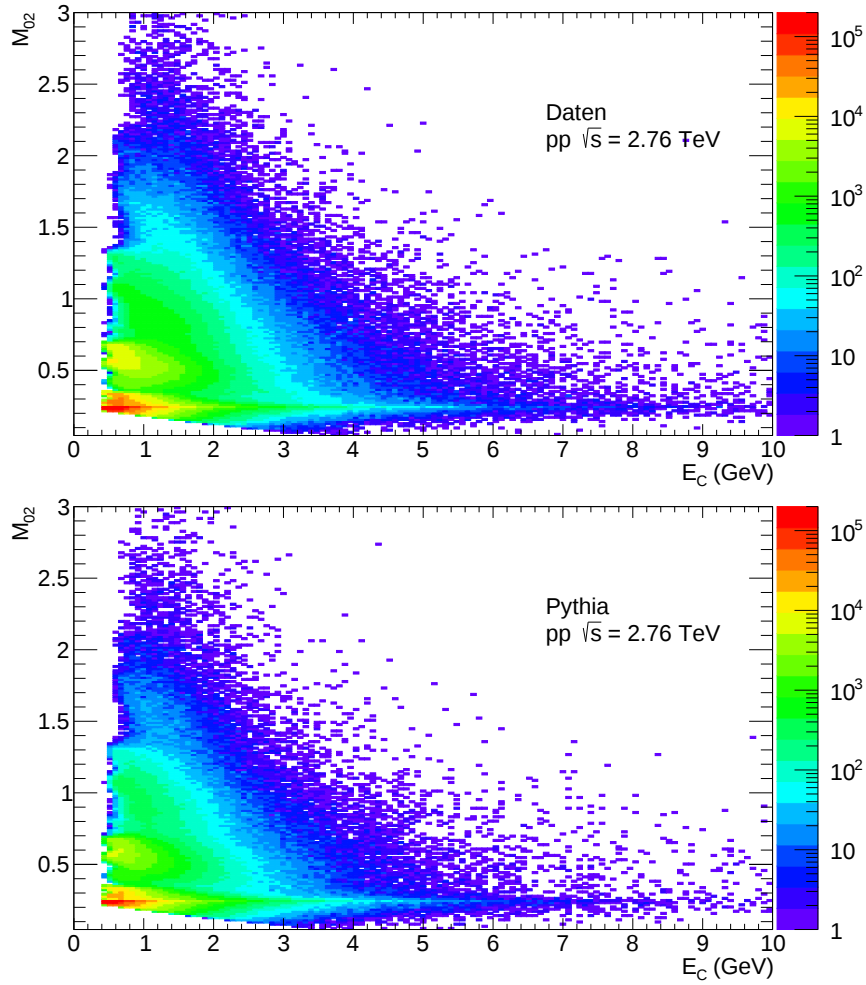


Abbildung 4.9.: Vergleich des Cluster-Form Parameters M_{02} als Funktion der Clusterenergie E_C aller Cluster aus experimentell bestimmten Daten (**oben**) und Daten aus der *Pythia*-Simulation (**unten**).

Aufgrund der begrenzten Statistik des Datensatzes ist die Anzahl von Teilchen mit einem hohen Transversalimpuls im Vergleich zur *Sim A* begrenzt.

In den Teilbildern in Abbildung 4.10 wird nun die Cluster-Form von Photonen und Hadronen in den Daten der *Pythia*-Simulation verglichen. Dabei werden die in Kapitel 4.2 bestimmten Cluster-Ausschlusskriterien angewandt, um nur vollständig rekonstruierte Cluster zu berücksichtigen. Die meisten Photonen haben -wie in der vereinfachten Simulation *Sim A*- einen M_{02} -Wert von $0,1 < M_{02} < 0,3$, allerdings ist die Streuung von M_{02} mit niedrigen Energien deutlich größer. Bei Hadronen ergibt sich ebenfalls ein ähnliches Bild wie bei *Sim A*: Bei kleinen Cluster-Energien zeigen Hadronen-Cluster keine eindeutige Größe bzw. Form. Mit steigender Cluster-Energie nimmt die Größe der Cluster im Mittel ab. Bei hohen Clusterenergien ($E_C > 4$ GeV) gibt es zudem deutlich mehr Photonen als Hadronen.

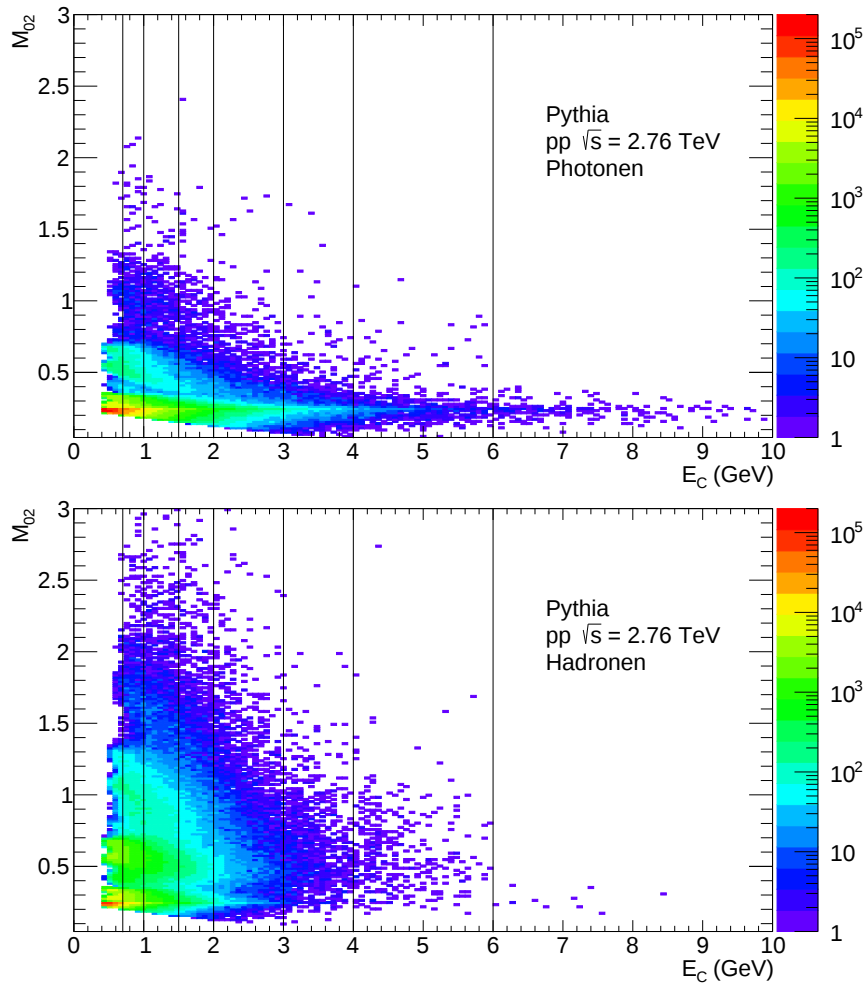


Abbildung 4.10.: Cluster-Form Parameter M_{02} als Funktion der Clusterenergie für Photonen (**oben**) und Hadronen (**unten**) in der vollständigen Monte-Carlo Simulation *Pythia*. Die schwarzen Linien zeigen die Intervallgrenzen, in denen die einzelnen M_{02} -Grenzen bestimmt werden.

Da der Parameter M_{02} von der Clusterenergie abhängt, wird dies auch bei der Wahl der Grenzen für die Diskriminierung zwischen Photonen und Hadronen berücksichtigt. Die in Abbildung 4.10 gezeigten M_{02} -Verteilungen für Photonen und Hadronen werden deshalb im Folgenden in acht verschiedene Clusterenergie-Intervalle eingeteilt (siehe Abbildung 4.8). Dabei werden kleine Intervalle für die Bereiche gewählt, in denen besonders viele Cluster liegen, bzw. in denen keine klare Verteilung der Form der Photon-Cluster zu beobachten ist. Dies ist vor allem bei kleinen Clusterenergien ($E_c < 1.5$ GeV) der Fall. In jedem dieser Intervalle wird nun die Anzahl der Photonen mit der Anzahl der Hadronen als Funktion von M_{02} verglichen (siehe Abbildung 4.11). Da vor allem die Cluster von Photonen interessant sind und diese in der Regel klein sind, wird hier nur der Bereich $0 < M_{02} < 1$ betrachtet. Die grünen Datenpunkte zeigen die Anzahl der Photonen, die roten die Anzahl der Hadronen, die schwarze vertikale Linie markiert jeweils den maximalen M_{02} -Wert eines Cluster, damit er in der weiteren Analyse verwendet wird. Alle der

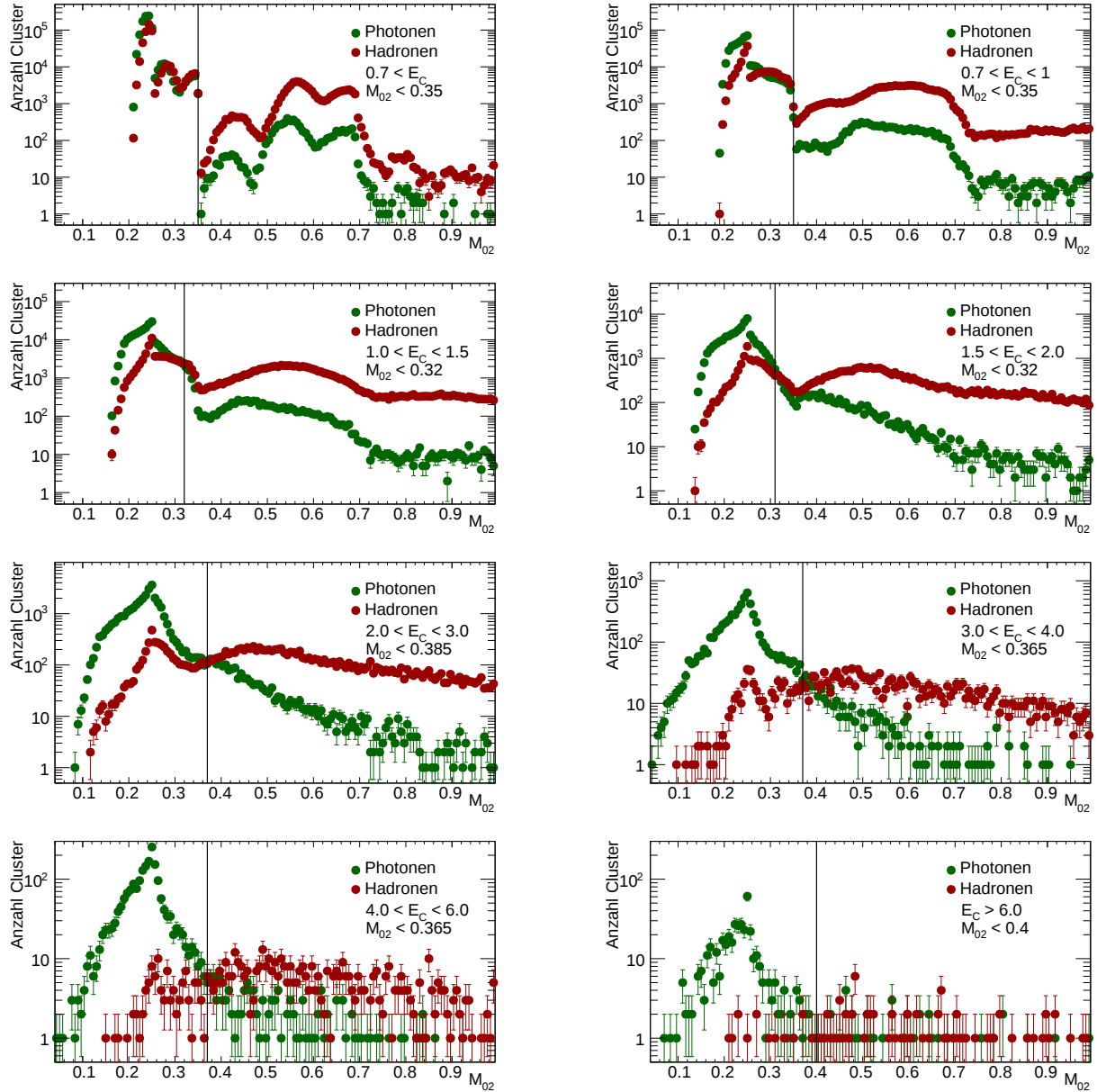


Abbildung 4.11.: Bestimmung der Grenzen des Cluster-Form-Parameters M_{02} für die weitere Analyse. Dargestellt sind die Anzahl der Photonen (grün) und die Anzahl der Hadronen (rot) als Funktion von M_{02} . Die schwarze vertikale Linie gibt in jedem Energie-Intervall den in der folgenden Analyse maximal erlaubten M_{02} -Wert an. Gezeigt sind Daten aus der Monte-Carlo-Simulation *Pythia*.

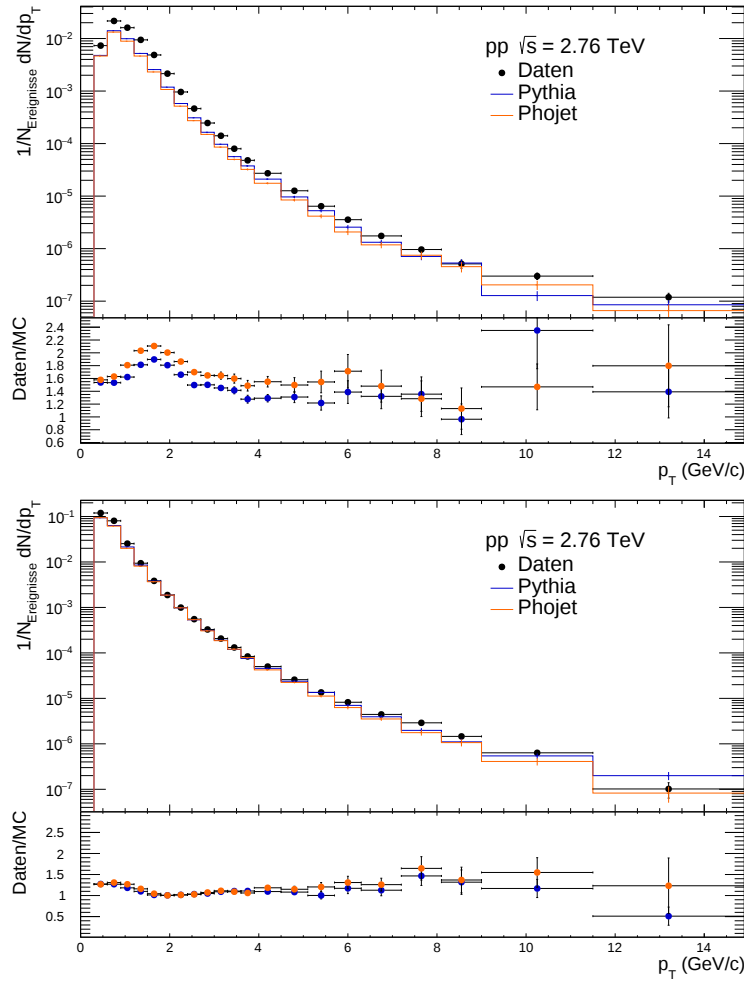


Abbildung 4.12.: Transversalimpulsverteilung aller Cluster, die durch den Schnitt auf die Clustergröße M_{02} von der Analyse ausgeschlossen (**oben**) bzw. nicht ausgeschlossen (**unten**) werden. Vergleich zwischen Daten (schwarz) und den MC-Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (orange) für verschiedene Energiebereiche der Cluster.

Energieintervall (GeV)		$E_C < 0.7$	$0.7 < E_C < 1$	$1 < E_C < 1.5$	$1.5 < E_C < 2$
M ₀₂ -Grenze	<i>Pythia</i>	0,35	0,35	0,32	0,31
	<i>Phojet</i>	0,35	0,35	0,32	0,32
	Mittelwert	0,35	0,35	0,32	0,315
Energieintervall (GeV)		$2 < E_C < 3$	$3 < E_C < 4$	$4 < E_C < 6$	$6 < E_C$
M ₀₂ -Grenze	<i>Pythia</i>	0,37	0,37	0,37	0,4
	<i>Phojet</i>	0,38	0,365	0,365	0,4
	Mittelwert	0,375	0,368	0,368	0,4

Tabelle 4.3.: Oberer erlaubter Wert für den Cluster-Parameter M₀₂ für die verschiedenen Clusterenergiebereiche. Die Grenzen werden aus dem Vergleich der Photon und Hadron M₀₂-Verteilungen (siehe Abbildung 4.11) bestimmt.

acht Verteilungen haben ein Maximum der Anzahl der Cluster bei ca. $M_{02} \approx 0,27$.

Die Grenzen für den im Folgenden maximal erlaubten M₀₂-Wert eines Clusters werden so gewählt, dass nach einem Schnitt auf diesen Wert in dem betrachteten Energie-Intervall signifikant mehr Hadronen als Photonen ausgeschlossen werden. Da in den ersten drei Intervallen die Cluster-Formen von Photonen und Hadronen für niedrige M₀₂-Werte sehr ähnlich sind, würde bei einer strengeren Wahl der Grenze zu viele photonische Cluster von der Analyse ausgeschlossen.

Für eine stabile Bestimmung dieser Grenzen wird diese Analyse wieder mit beiden MC-Simulation durchgeführt. Die Vergleiche von Photonen und Hadronen in den acht Energie-Intervallen für den alternativen MC-Datensatz *Phojet* sind im Anhang (Kapitel A.3) gezeigt. Die M₀₂-Grenzen der beiden Analysen sind in Tabelle 4.3 gegenübergestellt. Die letztendlich für reale Daten verwendeten Grenzen, werden aus den Mittelwerten der Grenzen der beiden MC-Simulationen bestimmt.

In den Teilbildern in Abbildung 4.12 sind die Transversalimpulsverteilung aller Cluster, die durch die Einschränkung der Clustergröße M₀₂ von der Analyse ausgeschlossen (oben) bzw. nicht ausgeschlossen (unten) werden, gezeigt. Dabei werden die Cluster aus gemessenen Daten (schwarz) mit denen der MC-Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (orange) verglichen.

4.4. Track-Matching

Neben dem Ausschluss von Clustern aufgrund der Form ihrer Energieverteilung gibt es eine weitere Möglichkeit, unerwünschte Beiträge im Cluster-Spektrum auszuschließen. Ob ein Cluster durch ein geladenes Teilchen erzeugt wurde, kann mit der Methode des sogenannten *Track-Matching* überprüft werden.

Mithilfe des Tracking-Systems von ALICE, bestehend aus ITS und TPC, können der Vertex der Kollision und die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert werden. Diese Spuren können bis zum EMCal extrapoliert werden, um so zu überprüfen, ob sich der berechnete Auftreffpunkt auf dem Detektor in der Nähe eines Clusters befindet. Ist der Abstand kleiner als ein bestimmter Wert, so wird der Cluster von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Für die hier vorgestellte Analyse

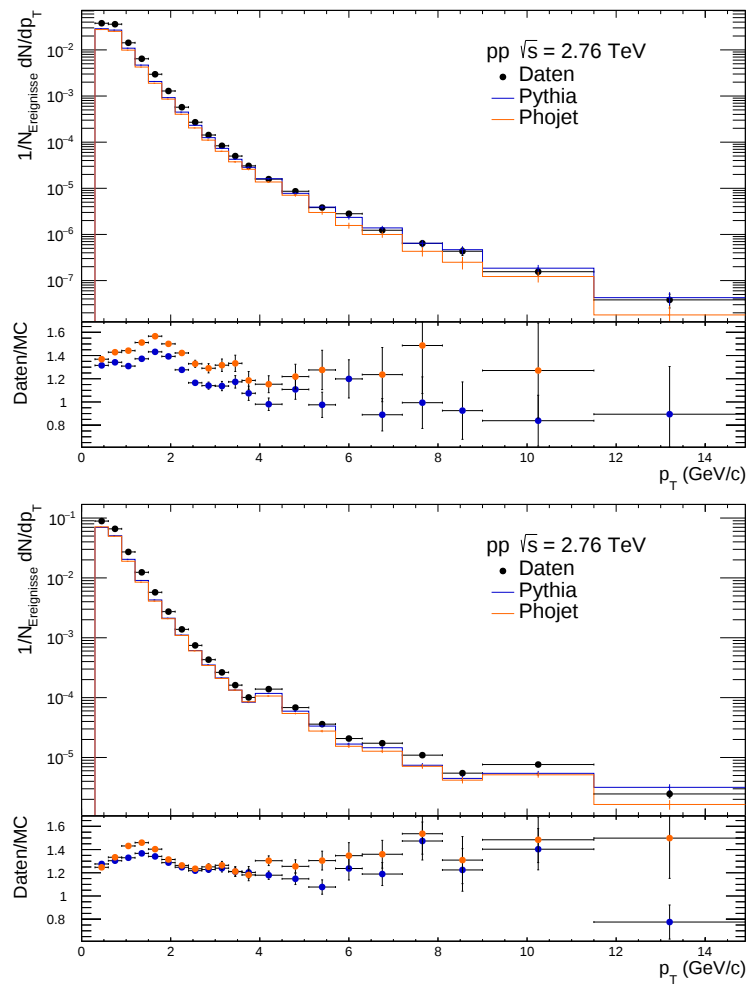


Abbildung 4.13.: Transversalimpulsverteilung aller Cluster, die durch das Track-Matching von der Analyse ausgeschlossen (**oben**) bzw. nicht ausgeschlossen (**unten**) werden. Vergleich zwischen Daten (schwarz) und den MC-Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (orange) für verschiedene Energiebereiche der Cluster.

ist ein minimaler Abstand zwischen extrapolierte Spur und Cluster von 10 cm erlaubt. In den Teilbildern der Abbildung 4.13 sind die Transversalimpulsverteilung der durch das Track-Matching ausgeschlossenen Cluster (oben) bzw. nicht ausgeschlossenen Cluster (unten) gezeigt. Dabei werden die Cluster aus gemessenen Daten (schwarz) mit denen der MC-Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (orange) verglichen. Man sieht, dass die MC-Simulationen (für $p_T < 6$ GeV) gut miteinander übereinstimmen. In gemessenen Daten werden etwas mehr Cluster pro Ereignis durch das Track-Matching ausgeschlossen, aber die Diskrepanz zwischen simulierten und gemessenen Daten ist ähnlich (20 – 50 %) wie im unkorrigierten Cluster-Spektrum, das in Kapitel 4.1 vorgestellt wurde.

Mithilfe der in Kapitel 3.2 vorgestellten Monte-Carlo-Simulationen soll nun die Effizienz des Track-Matching untersucht werden: Als Matchingeffizienz x_{Eff}^{TM} wird dazu das Verhältnis der durch das Track-Matching ausgeschlossenen Cluster $N_{gel. Teilchen}^{TM}$ zur tatsächlichen Gesamtzahl der Cluster aus geladenen Teilchen auf dem EMCal $N_{gel. Teilchen}^{EMCal}$ eingeführt:

$$x_{Eff}^{TM} = \frac{N_{gel. Teilchen}^{TM}}{N_{gel. Teilchen}^{EMCal}} \quad (4.2)$$

Im oberen Teilbild der Abbildung 4.14 ist diese Matchingeffizienz als Funktion des Transversalimpulses aufgetragen. Die beste Effizienz wird für Teilchen mit niedrigem p_T (< 2 GeV/c) erreicht, für Cluster mit größerem p_T nimmt die Effizienz ab. Der Unterschied in der Matchingeffizienz der untersuchten MC-Simulationen beträgt ungefähr 10 %.

Es muss beachtet werden, dass neben der begrenzten Matchingeffizienz, auch photonische Cluster fälschlicherweise der Spur eines geladenen Teilchens zugeordnet werden können, wenn diese nicht richtig rekonstruiert wurde oder wenn zwei Cluster sehr nah beieinander liegen. Die hier als Fehlanpassungswahrscheinlichkeit x_{Fehler}^{TM} bezeichnete Größe beschreibt das Verhältnis der Anzahl von neutralen Clustern, die mit einer Spur eines geladenen Teilchens verknüpft wurden, N_γ^{TM} , zu der Anzahl aller Photon-Cluster N_γ auf dem EMCal,

$$x_{Fehler}^{TM} = \frac{N_\gamma^{TM}}{N_\gamma}. \quad (4.3)$$

Im unteren Bild der Abbildung 4.14 sind diese falschen Kombinationen aus geladener Spur und neutralem Cluster als Funktion des Transversalimpulses aufgetragen. Für Cluster mit niedrigem p_T beträgt die Fehlanpassungswahrscheinlichkeit nur 2 %, sie steigt aber für Teilchen mit höherem p_T an. Photonen mit höherem Transversalimpuls haben also eine größere Wahrscheinlichkeit, mit der Spur eines geladenen Teilchens verknüpft zu werden. Das Photonspektrum wird auf diese fälschlicherweise ausgeschlossenen photonischen Cluster im späteren Teil der Analyse korrigiert (siehe Kapitel 4.7.1).

Neben der Hadron-Kontamination sind es vor allem Elektronen und Positronen, die das Pho-

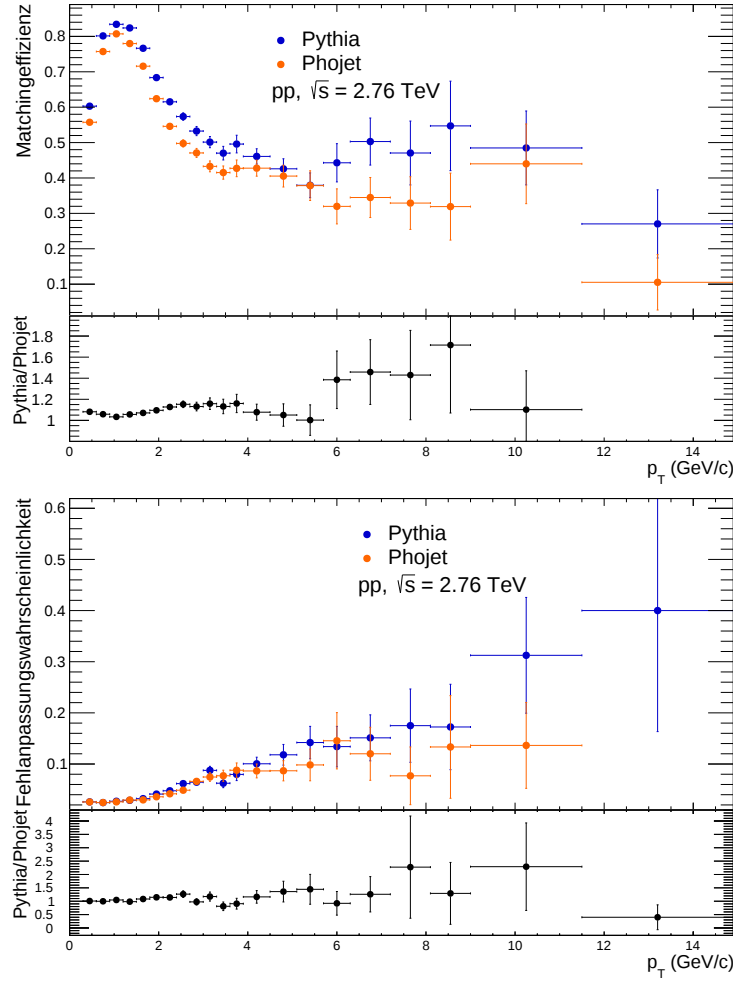


Abbildung 4.14.: **Oben:** Matchingeffizienz. **Unten:** Fehlanpassungswahrscheinlichkeit: Anteil der photonischen Cluster, die fälschlicherweise der Spur eines geladenen Teilchens zugeordnet wurden.

tonspektrum verunreinigen. Die meisten dieser Elektronen und Positronen entstehen durch Konversionen von Photonen, die mit dem Detektormaterial zwischen Kollisionspunkt und EMCal wechselwirken. In Abbildung 4.15 sind die Entstehungsorte aller Konversionselektronen und -positronen gezeigt, die auf der Detektoroberfläche des EMCal landen (schwarz). Dem gegenübergestellt sind die Entstehungsorte der Elektronen, die nicht durch das Track-Matching ausgeschlossen werden konnten (orange). Der Abstand der Konversion zum Vertex

$$R = \sqrt{(x_P - x_{Ev})^2 + (y_P - y_{Ev})^2} \quad (4.4)$$

wird dabei mithilfe der Ortskoordinaten der Konversion (x_P, y_P) und der Vertices der Kollision (x_{Ev}, y_{Ev}) bestimmt.

Man sieht, dass eine signifikante Anzahl an Elektronen ausgeschlossen werden können. Besonders wirksam ist das Track-Matching jedoch nur für frühe Konversionen oder für Zerfallsphotonen,

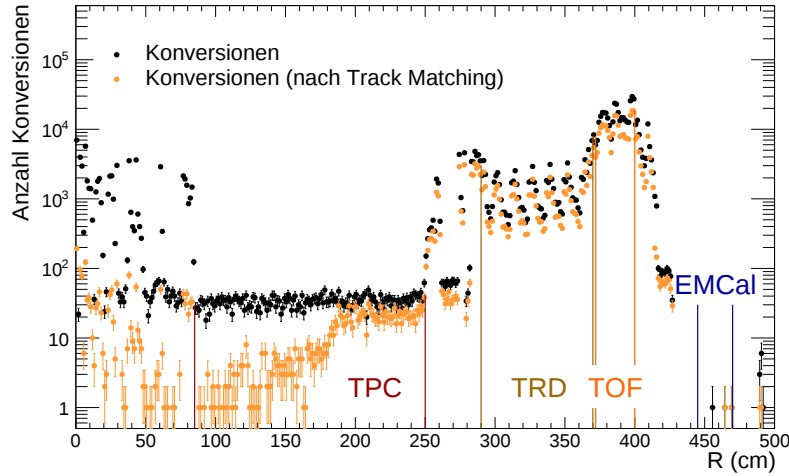


Abbildung 4.15.: Entstehungsorte der Elektronen bzw. Positronen als Funktion des Abstands vom Vertex vor (schwarz) und nach (orange) Track-Matching. Diese Berechnung wurden mit Daten aus der MC-Simulation *Pythia* erstellt.

die in der Nähe des Vertex entstehen, da die TPC für die Spurrekonstruktion eine entscheidende Rolle spielt und Teilchen, die nach der TPC entstehen, folglich nicht richtig rekonstruiert werden können. Im folgenden Kapitel wird gezeigt, dass vor allem diese Elektronen bzw. Positronen aus späten Konversionen das Cluster-Spektrum nach Anwendung der Ausschlusskriterien verunreinigen.

Die verschiedenen Detektoren und ihre Beiträge zur Photon-Konversion sind in der Abbildung deutlich zu erkennen.

4.5. Reinheit des Clusterspektrums

Um eine Vorstellung davon zu bekommen, wie wirksam die in den vorangegangenen Kapiteln vorgestellten Ausschlusskriterien sind, wird der Anteil von Photonen und nicht-Photonen am gesamten Cluster-Spektrum vor und nach Anwendung der Ausschlusskriterien betrachtet. Dafür werden die MC-Simulationen verwendet, um zu untersuchen von welchen Teilchen die Cluster erzeugt worden sind.

Der Anteil der Photonen am gesamten Cluster-Spektrum wird in dieser Analyse auch als die Reinheit bezeichnet:

$$\text{Reinheit} := \frac{N_{\gamma}^{EMCal}}{N_{\text{alle}}^{EMCal}} \quad (4.5)$$

In Abbildung 4.16 wird die Reinheit des Spektrums vor (hellgrün) und nach (dunkelgrün) der Anwendung der Ausschlusskriterien dargestellt. Außerdem sind in der Abbildung die Anteile der nicht-Photonen am gesamten Cluster-Spektrum vor (hellrot) und nach (dunkelrot) der Anwendung der Ausschlusskriterien gezeigt.

Im unteren Teil des Bildes sind die Verhältnisse von Photonen zu nicht-Photonen vor (grau) und nach (schwarz) Anwendung der Ausschlusskriterien zu sehen. Man sieht, dass es vor An-

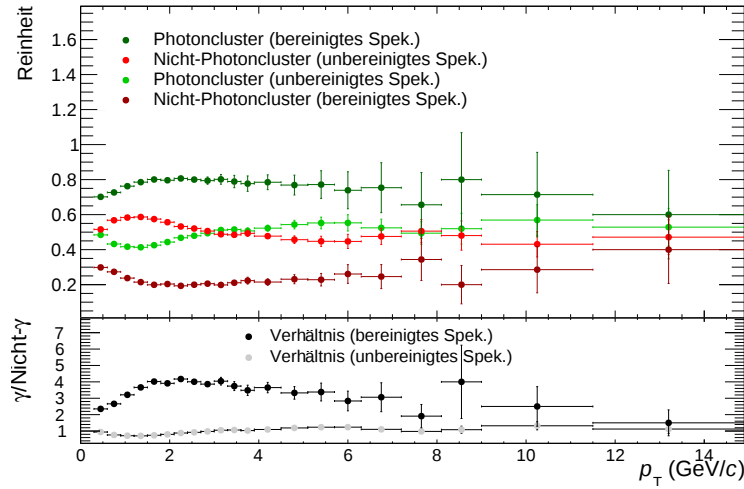


Abbildung 4.16.: Reinheit des γ -Spektrums vor (hellgrün) und nach (dunkelgrün) Anwendung der Ausschlusskriterien. Anteil der nicht-Photonen am Spektrum vor (hellrot) und nach (dunkelrot) Anwendung der Ausschlusskriterien. Diese Berechnung wurden mit Daten aus der MC-Simulation *Pythia* erstellt.

	Photonen (γ) in %	geladene Hadronen ($\pi^\pm, p^\pm$) in %	Leptonen ($e^\pm, \mu^\pm$) in %	neutrale Hadronen ($N, \bar{N}$) in %	Rest in %
Pythia	72.35	5.03	15.81	3.85	2.96
PhoJet	72.97	4.70	15.82	3.28	3.23

Tabelle 4.4.: Anteile der Teilchen am Cluster-Spektrum nach Anwendung der Ausschlusskriterien.

wendung der Ausschlusskriterien ein ausgeglichenes Verhältnis zwischen Photonen und anderen Teilchen gibt. Dies ist vor Anwendung der Ausschlusskriterien bei der Teilchenzusammensetzung des Clusterspektrums gezeigt (siehe Tabelle 4.1). Nach Anwendung der Ausschlusskriterien verbessert sich das Verhältnis deutlich: In den relevanten p_T -Bereichen (größer als 1 GeV/c) steigt das Verhältnis von Photonen zu nicht-Photonen um das vierfache.

In Tabelle 4.4 sind die Gesamtbeiträge der Cluster am Spektrum nach Anwendung der Ausschlusskriterien prozentual angegeben. Dabei werden wieder die beiden MC-Simulationen verglichen: Die Zusammensetzung der Cluster hat sich im Vergleich zur Zusammensetzung vor Anwendung der Ausschlusskriterien (siehe Tabelle 4.1) deutlich verändert. Der Anteil der Photonen hat sich von ca. 45 % auf 72 % erhöht und der Anteil geladenen Hadronen hat sich von ca. 30 % auf unter 5 % verringert. Allerdings hat sich der relative Anteil der Elektronen und Positronen von 13 % auf 15 % erhöht. Grund für diese Elektronen und Positronen sind die im Kapitel 4.2 beschriebenen späten Konversionen, die weder aufgrund ihrer Cluster-Form noch durch die Methode des Track-Matchings auszuschließen sind.

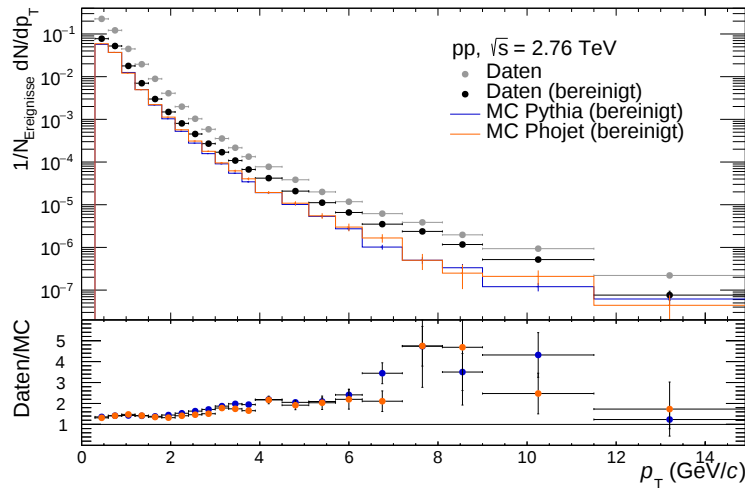


Abbildung 4.17.: Unbereinigtes (grau) und bereinigtes unkorrigiertes (schwarz) EMCAL-Cluster Spektrum. Vergleich mit den MC-Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (orange).

4.6. Bereinigtes unkorrigiertes Cluster-Spektrum

Nach Anwendung der Ausschlusskriterien hat sich der Anteil von Photonen des Clusterspektrums deutlich verbessert (vergleiche dazu die Zusammensetzungen der Clusterspektren vor und nach Anwendung der Ausschlusskriterien in den Tabellen 4.1 und 4.4). Im Folgenden wird das Spektrum vor bzw. nach Anwendung der Ausschlusskriterien als unbereinigtes bzw. bereinigtes Clusterspektrum bezeichnet.

In Abbildung 4.17 ist nun das bereinigte (schwarz) dem unbereinigten (grau) Spektrum, welches in Kapitel 4.1 vorgestellt wurde, gegenübergestellt. Da durch die Anwendung der Ausschlusskriterien viele Cluster von der Analyse ausgeschlossen werden, verringert sich die Anzahl der Cluster des bereinigten Spektrums im gesamten p_T -Bereich. Die Form der Verteilung ändert sich dagegen kaum.

Außerdem wird in der Abbildung das bereinigte Spektrum der gemessenen Daten mit den bereinigten Spektren der Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (blau) verglichen. Wie beim Vergleich zwischen den Spektren vor Anwendung der Ausschlusskriterien gibt es eine Diskrepanz zwischen den gemessenen Daten und den MC-Simulationen. Für Transversalimpulse von $p_T < 4$ GeV gibt sowohl vor als auch nach Anwendung der Ausschlusskriterien eine Diskrepanz der Spektren in der selben Größenordnung. Für steigende p_T wird der Unterschied immer größer.

4.7. Korrekturen

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, wie ein Großteil der Kontamination des EMCAL-Clusterspektrums durch den Ausschluss anhand der Cluster-Form und durch die Methode des Track-Matchings entfernt werden konnte. Um nun ein inklusives Photonspektrum, also ein Spektrum aller in der Kollision erzeugten Photonen, zu erhalten, müssen Korrekturen auf das berei-

nigte Clusterspektrum angewandt werden, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Es werden dabei wieder die in Kapitel 3.2 vorgestellten MC-Simulationen *Pythia* und *Phojet* verwendet. Für beide Simulationen wird eine unabhängige Korrekturfunktion erstellt. Der Mittelwert dieser beiden Korrekturfunktionen, wird auf das Clusterspektrum der gemessenen Daten angewendet. In dieser Analyse werden folgende Korrekturen berücksichtigt:

- Korrektur der Effizienz der Ausschlusskriterien sowie der begrenzten Energie- und Ortsauflösung des Detektors → Effizienzkorrektur
- Korrektur der begrenzten räumlichen Abdeckung des Detektors → Akzeptanzkorrektur
- Korrektur des mit nicht-Photonen kontaminierten Spektrums (geladene Teilchen, (Anti-) Neutronen) → Kontaminationskorrektur
- Korrektur der Photonen, die aufgrund von Konversionen nicht den Detektor erreichen → Konversionskorrektur

4.7.1. Effizienzkorrektur

Photonen können bei dieser Analyse nur mit einer begrenzten Effizienz rekonstruiert werden. Das bedeutet, dass nicht alle Photonen, die in Richtung des EMCal fliegen, auch vom EMCal bei der richtigen Energie gemessen werden. Einerseits sind dafür die Detektoreigenschaften wie die limitierte Energie- und Ortsauflösung verantwortlich, andererseits werden auch während der Analyse durch die verwendeten Ausschlusskriterien einige Photonen von der Analyse ausgeschlossen. So werden zum Beispiel beim Ausschluss von Clustern aufgrund ihrer Energiedeposition auf dem EMCal auch Cluster photonischen Ursprungs entfernt. Außerdem kann, wie diskutiert, beim Ausschluss durch das Track-Matching die Spur eines geladenen Teilchens fälschlicherweise einem photonischen Cluster zugeordnet werden (vergleiche Kapitel 4.4), wodurch er von der weiteren Analyse ausgeschlossen wird.

Die Effizienzkorrekturfunktion ϵ_γ , die auf das Clusterspektrum angewendet wird, um das Cluster-Spektrum auf die ausgeschlossenen Photonen zu korrigieren, ist definiert als das Verhältnis von allen mit dem EMCal gemessenen Photon-Cluster $N_\gamma^{Cluster}$ zu allen Photonen N_γ^{EMCal} , die in Richtung des EMCal fliegen:

$$\epsilon_\gamma = \frac{dN_\gamma^{Cluster}/dp_T}{dN_\gamma^{EMCal}/dp_T} \quad (4.6)$$

Im oberen Teilbild der Abbildung 4.18 sind die mit den MC-Simulationen *Pythia* (blau) und *Phojet* (orange) berechneten Effizienzkorrekturfunktionen als Funktion des Transversalimpulses p_T gezeigt. Beide Korrekturfunktionen stimmen gut miteinander überein und zeigen ein mit steigendem p_T abfallendes Verhalten.

4.7.2. Akzeptanzkorrektur

Da das EMCal nur einen begrenzten Raumwinkel um den Kollisionspunkt abdeckt und dadurch nicht alle in der Kollision entstandenen Teilchen detektieren kann, muss das Spektrum auf diese

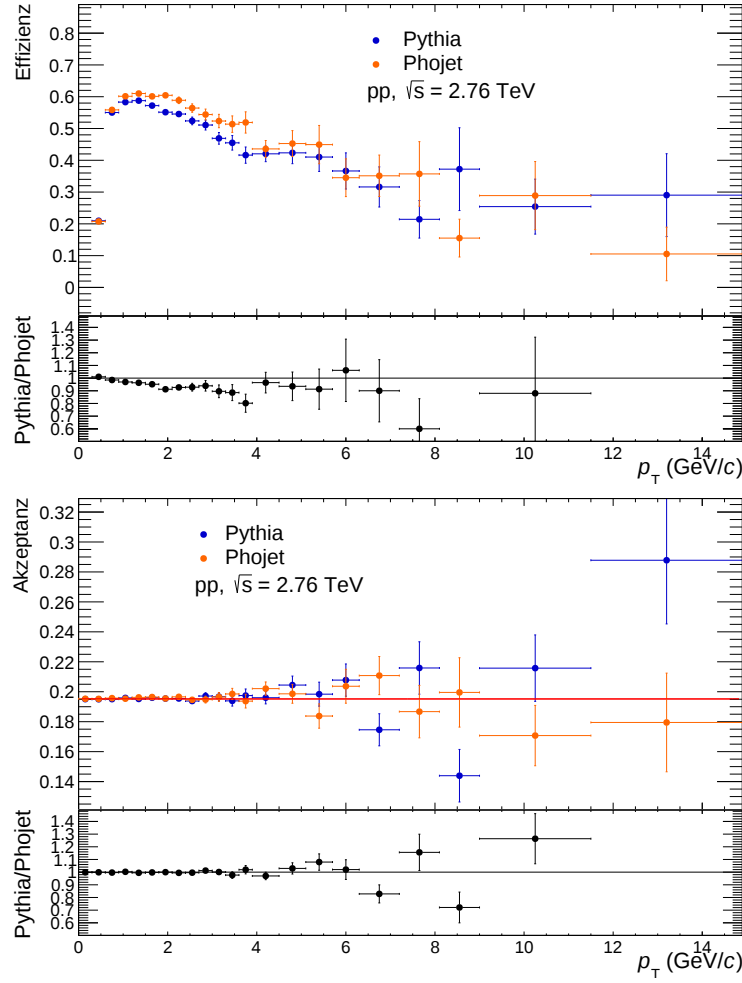


Abbildung 4.18.: **Oben:** Effizienzkorrekturfunktion der begrenzten Detektoreffizienz als Funktion des Transversalimpulses.

Unten: Akzeptanzkorrekturfunktion der begrenzten Akzeptanz des Detektors als Funktion des Transversalimpulses. Ein konstanter Faktor (rote Linie) wurde an die Akzeptanzkorrekturfunktion angepasst.

vom EMCal nicht detektierbaren Teilchen korrigiert werden.

Die Akzeptanzkorrekturfunktion beschreibt das Verhältnis von Photonen N_{γ}^{EMCal} , die in Richtung des EMCals fliegen und Photonen $N_{\gamma}^{generiert}$, die insgesamt bei den Kollisionen in einem Bereich von $|\eta| < 1$ erzeugt werden.

$$\alpha_{\gamma} = \frac{dN_{\gamma}^{EMCal}/dp_T}{dN_{\gamma}^{gen.|\eta|<1}/dp_T} \quad (4.7)$$

Da die Teilchenproduktion in der Kollision η -abhängig ist, kann die Messung mit dem EMCal nicht für den gesamten Raumbereich gelten. Aus diesem Grund wird nur auf das Pseudorapiditätsintervall $|\eta| < 1$ korrigiert. Die Akzeptanzkorrekturfunktion als Funktion des Transversalimpulses ist im unteren Teilbild der Abbildung 4.18 für die in dieser Arbeit verwendeten

MC-Simulationen gezeigt. Die berechneten Funktionen der beiden Simulationen stimmen gut miteinander überein und haben über den gesamten p_T -Bereich einen Wert von $\alpha_\gamma \approx 0,2$. Diese p_T -unabhängige Verteilung kann auch erwartet werden, da die Teilchen, die im Pseudorapiditätsintervall, in dem sich das EMCal befindet, homogen produziert werden. Aus diesem Grund kann jeweils ein konstanter Faktor an die Korrekturfunktionen angepasst werden. Dadurch können die statistischen Fluktuationen von Teilchen mit hohem Transversalimpuls gemittelt werden. Als Korrekturfaktor für die gemessenen Daten wird der Mittelwert der Anpassungen an den MC-Daten *Pythia* und *Phojet* verwendet:

$$\alpha_\gamma^{Fit} = 0,1952 \pm 3,5 \cdot 10^{-5} \quad (4.8)$$

Dieser konstante Faktor ist im unteren Bild der Abbildung 4.18 als rote Linie dargestellt

4.7.3. Kontaminationskorrektur

Auch nach Anwendung der Ausschlusskriterien kontaminieren noch geladene Teilchen das Cluster-Spektrum. Elektronen und Positronen machen dabei den größten Beitrag der nicht-photonischen Clustern aus (siehe Tabelle 4.4). Das Spektrum muss folglich auf diese geladenen Teilchen korrigiert werden. Die Korrekturfunktion x_{ch} wird folgendermaßen berechnet:

$$x_{ch} = \frac{dN_{gel. Teilchen}^{EMCal} dp_T}{dN_{cluster}^{EMCal} dp_T} \quad (4.9)$$

Der Anteil geladener Teilchen x_{ch} beschreibt das Verhältnis von allen Clustern auf dem EMCal, die durch geladene Teilchen entstanden sind ($N_{gel. Teilchen}^{EMCal}$), zu allen mit dem EMCal gemessenen Clustern ($N_{cluster}^{EMCal}$).

Dementsprechend ist die Funktion für (Anti-) Neutronen $x_{n\bar{n}}$ als Verhältnis von durch (Anti-) Neutronen gebildeten Clustern ($N_{Neutronen}^{EMCal}$) zu allen EMCal-Clustern ($N_{cluster}^{EMCal}$) definiert:

$$x_{n\bar{n}} = \frac{dN_{Neutronen}^{EMCal} dp_T}{dN_{cluster}^{EMCal} dp_T} \quad (4.10)$$

Die Korrekturfunktionen sind in den Teilbildern der Abbildung 4.19 als Funktion von p_T für beide Simulationen gezeigt. Für geladene Teilchen stimmen die Korrekturfunktionen der beiden Simulationen sehr gut überein. Für Neutronen ergibt sich jedoch ein Unterschied von 20 bis 50 % zwischen den untersuchten MC-Simulationen. Allerdings machen (Anti-)Neutronen nur einen geringen Teil (ca. 3%) des Clusterspektrums aus, sodass dieser Unterschied keinen großen Einfluss auf die gesamte Korrektur hat.

4.7.4. Konversionskorrektur

Wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, interagieren Photonen, die in Richtung des EMCal fliegen, mit den davorliegenden Detektoren wie dem TRD oder TOF und erzeugen Konversionselektronen

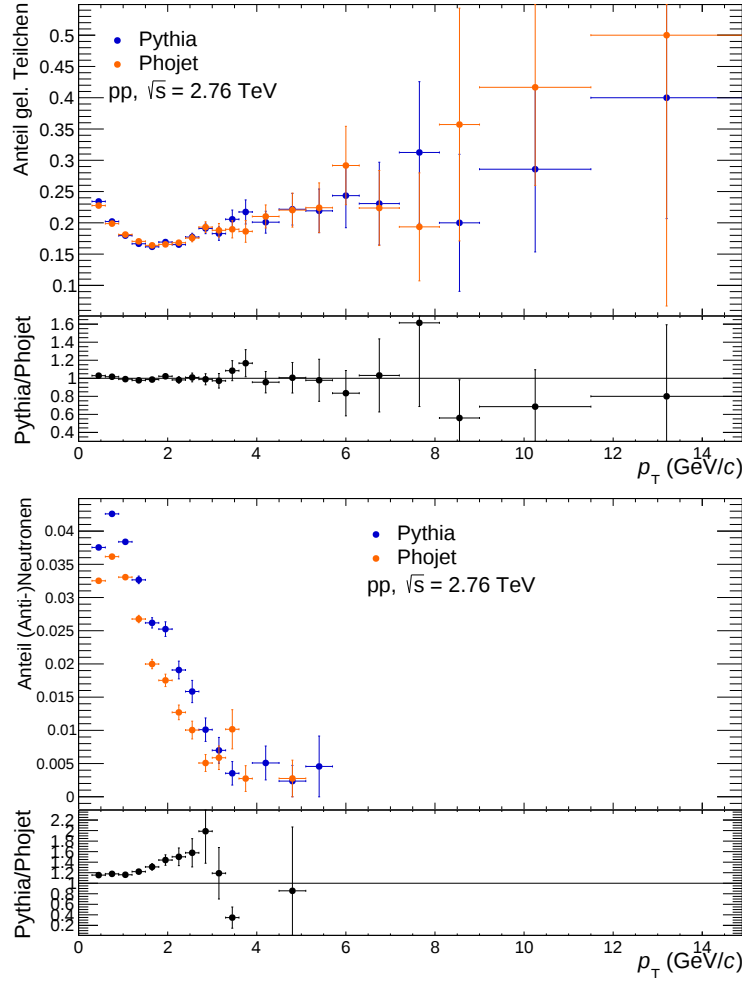


Abbildung 4.19.: **Oben:** Kontaminationskorrektur geladener Teilchen als Funktion des Transversalimpulses.
Unten: Kontaminationskorrektur (Anti-)Neutronen als Funktion des Transversalimpulses.

und -positronen (siehe Abb. 4.15). Neben der Kontaminationen im Spektrum, die durch die Konversion verursacht werden, muss beachtet werden, dass Photonen, die konvertieren, nicht mehr als Photonen auf dem EMCal ankommen und somit nicht zum Photonspektrum beitragen. Um diesen Verlust zu korrigieren, wird die Konversionswahrscheinlichkeit der Photonen, also das Verhältnis der Zahl der Konversionen N_{γ}^{konv} zu der Anzahl an Photonen N_{γ}^{EMCal} , die sich in Richtung EMCal bewegen, bestimmt:

$$p_{konv} = \frac{dN_{\gamma}^{konv} dp_T}{dN_{\gamma}^{EMCal} dp_T} \quad (4.11)$$

Im oberen Teilbild von Abbildung 4.20 ist die Korrekturfunktion als Funktion von p_T aufgetragen. Wieder stimmen die Funktionen aus den beiden MC-Simulationen sehr gut überein.

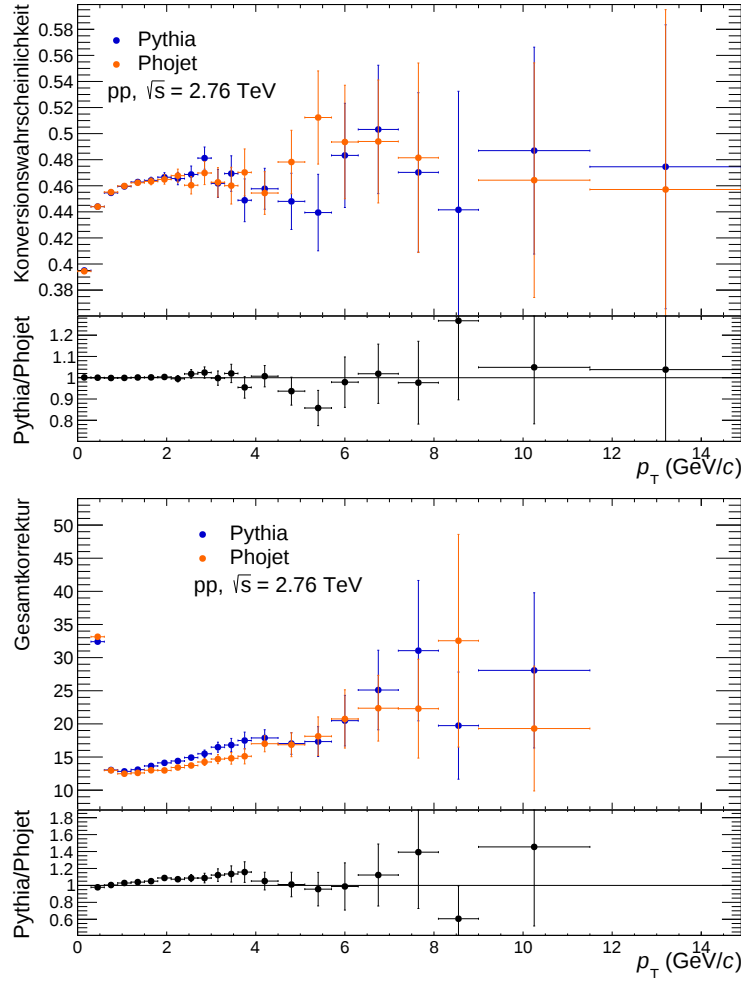


Abbildung 4.20.: **Oben:** Konversionskorrektur als Funktion des Transversalimpulses.

Unten: Gesamtkorrekturfunktion der in diesem Kapitel vorgestellten Korrekturfunktionen. Für die Korrektur der realen Daten wird der Mittelwert der beiden Korrekturen aus MC-Daten verwendet.

4.8. Korrigiertes inklusives Photonenspektrum

Um nun das inklusive Photonspektrum $d^2N_\gamma^{inklusive}/(dp_T dy)$ zu erhalten, müssen die Korrekturen, die in Kapitel 4.7 vorgestellt wurden, auf das bereinigte Clusterspektrum $\Delta N_{clus}/(\Delta p_T \Delta y)$ angewendet werden werden:

$$\frac{d^2N_\gamma^{inklusive}}{dp_T dy} = \frac{(1 - x_{ch}) \cdot (1 - x_{n\bar{n}})}{\alpha_\gamma \cdot \epsilon_\gamma \cdot (1 - p_{konv})} \cdot \frac{\Delta N_{clus}}{\Delta p_T \Delta y}. \quad (4.12)$$

Die Gesamtkorrektur besteht aus der Kontaminationskorrektur der geladenen Teilchen $(1 - x_{ch})$ und (Anti-) Neutronen $(1 - x_{n\bar{n}})$, Akzeptanz- (α_γ) und Effizienzkorrektur (ϵ_γ) sowie der Konversionskorrektur $1 - p_{konv}$. Die Gesamtkorrekturfunktion ist im unteren Teilbild der Abbildung 4.20 als Funktion von p_T gezeigt.

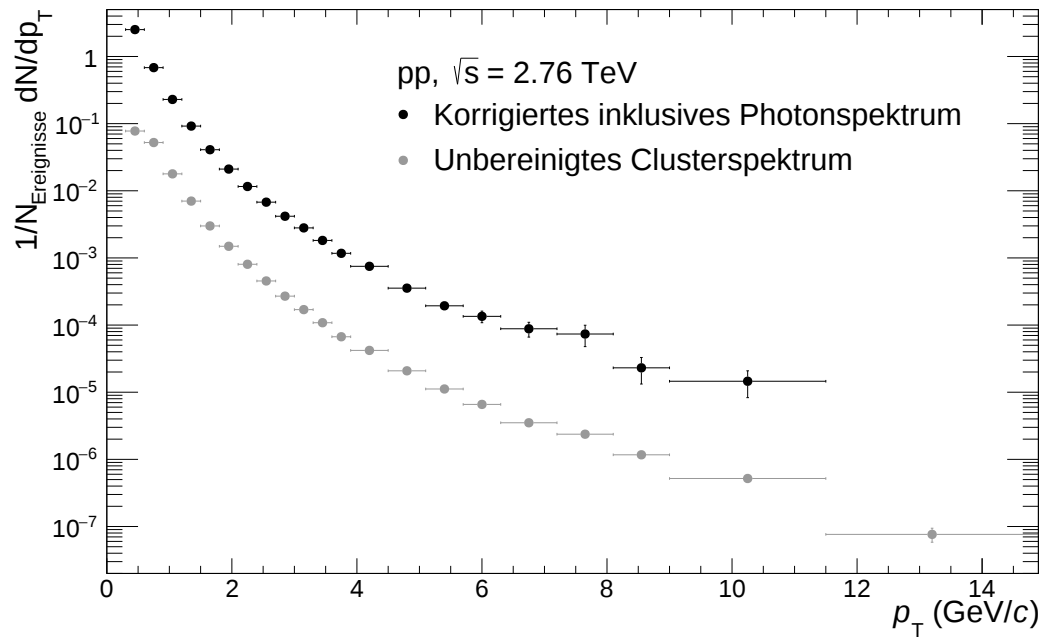


Abbildung 4.21.: Korrigiertes inklusives Photonen Spektrum von Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2.76$ TeV

Nach Anwendung der Gesamtkorrekturfunktion auf das Clusterspektrum nach Anwendung der Ausschlusskriterien, erhält man das in Abbildung 4.21 gezeigte korrigierte, inklusive Photonspektrum (schwarze Datenpunkte). Ihm gegenübergestellt ist das unkorrigierte Clusterspektrum (graue Datenpunkte).

5. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die p_T -Verteilung von inklusiven Photonen, die in Proton-Proton Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 2.76$ TeV im Pseudorapiditätsintervall $|\eta| < 1$ erzeugt werden, untersucht.

Die Arbeit basiert auf Daten des Elektromagnetischen Kalorimeters des ALICE-Experiments der Strahlzeit vom März 2011. In dem aus 11 520 geschichteten Blei-Szintillator-Zellen bestehenden EMCal verteilen die eintreffenden Photonen ihre Energie durch Bildung eines elektromagnetischen Schauers. Alle von diesem Schauer getroffenen Zellen können zu einem sogenannten Cluster zusammengefasst werden, sodass die Energie und der Auftreffort des Teilchens rekonstruiert werden kann. In Verbindung mit dem ITS-Detektor, der den Vertex der Kollision bestimmt, können zudem die Impulse der Teilchen bestimmt werden.

Da abgesehen von Photonen auch andere Teilchen mit dem EMCal gemessen werden, beschäftigt sich diese Arbeit vor allem damit, wie Cluster, die nicht von Photonen stammen, von der Analyse ausgeschlossen werden können. In dieser Arbeit werden folgende Ausschlusskriterien untersucht:

- Ausschluss von Clustern, deren Form und Energieverteilung von der von Photonen abweicht
- Ausschluss von Clustern, die mit der Spur eines geladenen Teilchen assoziiert werden können (Track-Matching)

Da die Energieverteilung, die Hadronen auf dem EMCal hinterlassen, sich von der von Photonen unterscheidet, kann dies als Ausschlusskriterium verwendet werden. Als Maß für die Größe bzw. die Energieverteilung der Cluster dient der Cluster-Form Parameter M_{02} . Dieser wird aus einer zweidimensionalen Gauß-Anpassung an die Energieverteilung extrahiert. In dieser Arbeit wird durch verschiedene Simulationen gezeigt, dass mithilfe des Parameters M_{02} zwischen Photonen-Clustern und Hadronen-Clustern unterschieden werden kann.

Mithilfe des Tracking Systems von ALICE kann zwischen Clustern von geladenen und Clustern von neutralen Teilchen unterschieden werden: Die mit dem Tracking System rekonstruierte Spur eines geladenen Teilchens kann bis zum EMCal extrapoliert werden. Befindet sich der Auftreffpunkt in der Nähe eines Clusters, wird dieser von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Da nach Anwendung der Ausschlusskriterien, wie diskutiert, kein reines Photonspektrum vorliegt und mit dem EMCal nicht alle in der Kollision entstandenen Photonen gemessen werden können, muss das Clusterspektrum korrigiert werden. Mithilfe der in dieser Analyse verwendeten MC-Simulationen werden folgende Korrekturen erstellt:

- Korrektur der Effizienz der Ausschlusskriterien, sowie der begrenzten Energie- und Ortsauflösung des Detektors
- Korrektur der begrenzten räumlichen Abdeckung des Detektors.
- Korrektur des mit nicht-Photonen kontaminierten Cluster-Spektrums (geladene Teilchen, (Anti-)Neutronen)
- Korrektur der Photonen, die aufgrund von Konversionen nicht den Detektor erreichen

Nach Anwendung der Ausschlusskriterien und anschließender Korrektur des Cluster-Spektrums erhält man ein vollständig korrigiertes inklusives Photonspektrum.

6. Ausblick

Das in der vorliegenden Arbeit untersuchte inklusive Photonspektrum kann in einzelnen Bereichen noch optimiert werden: Das Spektrum wird, wie diskutiert, auch nach der Anwendung der Ausschlusskriterien durch nicht-Photonen verunreinigt, weshalb im späteren Teil der Analyse das Spektrum durch MC-Simulationen korrigiert werden muss. Da die Simulationen die gemessenen Daten nicht vollständig beschreiben, sind diese Korrekturen mit einer nicht zu vernachlässigenden Unsicherheit belegt. Daher wäre es vorteilhafter, die verwendeten Ausschlusskriterien noch weiter zu verbessern, um ein reineres Photonspektrum zu erhalten. Ein Großteil der nicht ausgeschlossenen geladenen Teilchen sind Elektronen bzw. Positronen, die durch späte Konversionen an den vor dem EMCal liegenden Detektoren entstehen. Es kann versucht werden, die durch diese geladene Teilchen erzeugten Cluster im TOF-Detektor bzw. durch Tracklets im TRD-Detektor mit EMCal-Clustern zu assoziieren. Dadurch könnte es möglich sein, ähnlich wie mit dem in dieser Arbeit verwendeten Track-Matching, Cluster, die von geladenen Teilchen stammen, auszuschließen.

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass sich der Cluster-Form Parameter M_{02} in Daten und Simulationen unterscheidet. Es kann versucht werden, die Cluster-Form in den Simulationen zu optimieren, sodass sie die gemessenen Daten besser beschreiben.

Neben der Verbesserung der Ausschlusskriterien können noch weitere systematische Studien über die Unsicherheiten der einzelnen Ausschlusskriterien und Korrekturen durchgeführt werden.

A. Anhang

A.1. Geometrie des ALICE-Detektor

In der ALICE-Kollaboration wird ein rechtshändiges, orthogonales, kartesisches Koordinatensystem verwendet, wobei der Ursprung ($x, y, z = 0$) im Kollisionspunkt liegt. Der Ort der Kollision wird auch als primärer Vertex bezeichnet.

Die wichtigsten Koordinaten sind folgendermaßen definiert:

- Die **z -Achse** verläuft parallel zur Strahlrichtung. Negative z liegt in Richtung Muon-Arm.
- Die **x -Achse** liegt senkrecht zur Strahlachse, positive x -Werte zeigen in Richtung Mittelpunkt des LHC-Rings.
- Die **y -Achse** steht vertikal senkrecht auf der Strahlachse.
- Der **Azimuthwinkel** ϕ spannt die Ebene zwischen x - und y -Achse auf.
- Der **Polarwinkel** θ spannt die Ebene zwischen z - und y -Achse auf.

A.2. Kinematische Variablen

Bei den meisten Beschleuniger-Experimenten ist die z -Achse des Koordinatensystems in Strahlrichtung festgelegt. Die drei Komponenten der transversalen und longitudinalen Impulse werden dann folgendermaßen definiert:

$$p_T = |\vec{p}| \cdot \sin\theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{A.1})$$

$$p_L = |\vec{p}| \cdot \cos\theta = p_z \quad (\text{A.2})$$

Ein wichtige Größe bei der kinematischen Beschreibung von Schwerionenkollisionen ist die Rapidität y . Sie wird benötigt um den longitudinalen Impulsanteil lorentzinvariant zu machen:

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_L}{E - p_L}\right) \quad (\text{A.3})$$

Mit der Annahmen, dass die Energie der untersuchten Teilchen deutlich größer als ihre Ruhemasse ist, gilt, dass die Energie ungefähr dem Impuls entspricht ($E \approx p$). Daher lässt sich die Rapidität (für das ALICE-Experiment) auch durch

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p_l}{p - p_l} \right) = -\ln \tan \frac{\theta}{2} = \eta \quad (\text{A.4})$$

beschreiben. η wird auch als Pseudorapidität bezeichnet.

In der Hochenergiephysik werden Teilchen mit dem sogenannten Viererimpuls beschrieben. Dieser setzt sich aus der Energie des Teilchens und dessen Impuls in kartesischen Koordinaten zusammen:

$$p^\mu = (E, \vec{p}) = (E, p_x, p_y, p_z) \quad (\text{A.5})$$

A.3. Mechanismen der direkten Photon Produktion in harten Prozessen

Die theoretischen Vorhersagen der prompten Photonenproduktion hängen nicht von nicht-perturbativen Fragmentationsfunktionen ab. Der differentielle Wirkungsquerschnitt von Quark-Gluon-Compton-Streuung ist eng verwandt mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der elektromagnetischen Compton-Streuung ($\gamma + q \rightarrow \gamma + q$) [Won94].

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(g + q \rightarrow \gamma + q) &= \frac{\alpha_s}{\alpha} \left(\frac{e}{e_q} \right)^2 \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\gamma + q \rightarrow \gamma + q) \\ &= \left(\frac{e}{e_q} \right)^2 \frac{8\pi\alpha_s\alpha}{(s - m_q^2)^2} \cdot \left[\left(\frac{m_q^2}{s - m_q^2} + \frac{m_q^2}{u - m_q^2} \right) + \left(\frac{m_q^2}{s - m_q^2} + \frac{m_q^2}{u - m_q^2} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{4} \left(\frac{s - m_q^2}{u - m_q^2} + \frac{u - m_q^2}{s - m_q^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Wobei m_q die Quarkmasse, e und e_q die elektromagnetische Ladung von Elektronen bzw. der Quarks, α und α_s die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen bzw. starken Wechselwirkungen und s, t und u die Mandelstam Variablen sind.

Der Wirkungsquerschnitt von Quark-Antiquark-Annihilationen kann abgeleitet werden, da diese Reaktion auch dem Pendant aus der QED ($q + \bar{q} \rightarrow \gamma + \gamma$) ähnelt [Won94]:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{dt}(q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g) &= \frac{\alpha_s}{\alpha} \left(\frac{e}{e_q}\right)^2 \cdot \frac{d\sigma}{dt}(q + \bar{q} \rightarrow \gamma + \gamma) \\
&= \left(\frac{e}{e_q}\right)^2 \frac{8\pi\alpha_s\alpha}{s(s-4m_q^2)} \cdot \left[\left(\frac{m_q^2}{t-m_q^2} + \frac{m_q^2}{u-m_q^2} \right) + \left(\frac{m_q^2}{t-m_q^2} + \frac{m_q^2}{u-m_q^2} \right) \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{4} \left(\frac{t-m_q^2}{u-m_q^2} + \frac{u-m_q^2}{t-m_q^2} \right) \right] \tag{A.7}
\end{aligned}$$

A.4. Runlisten

Runliste für <i>LHC11a</i>											
1	146746	2	146802	3	146806	4	146856	5	146747	6	146803
7	146807	8	146858	9	146748	10	146804	11	146817	12	146859
13	146801	14	146805	15	146824	16	146860				

Tabelle A.1.: Liste der verwendeten Runs des Datensatzes *lhcl1a*

In Tabelle A.1 sind alle verwendeten Runs des Datensatzes *lhcl1a*, die in dieser Analyse verwendet wurden, aufgelistet.

A.5. Cluster-Form Analyse

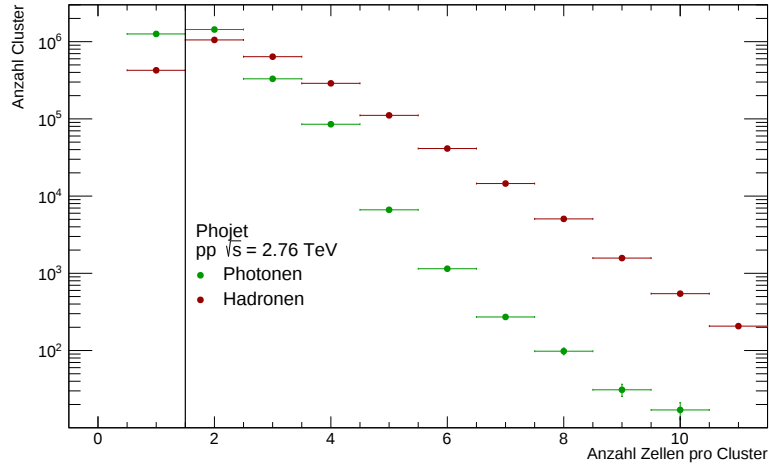


Abbildung A.1.: Vergleich zwischen der Anzahl an Zellen in photonischen und hadronischen Clustern. Diese Berechnung wurden mit Daten aus der MC-Simulation *Phojet* erstellt.

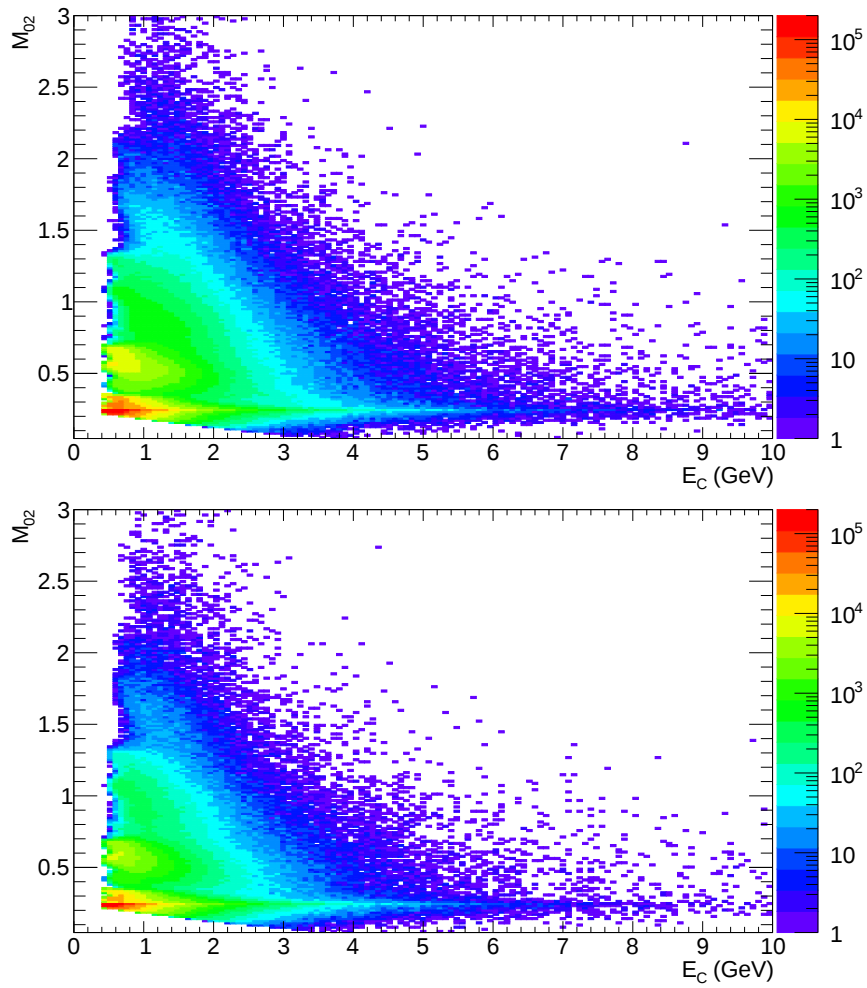


Abbildung A.2.: Vergleich des energieabhängige Cluster-Form Parameters M_{02} aller Cluster zwischen experimentell bestimmten Daten (links) und Daten aus der *Phojet*-Simulation (rechts).

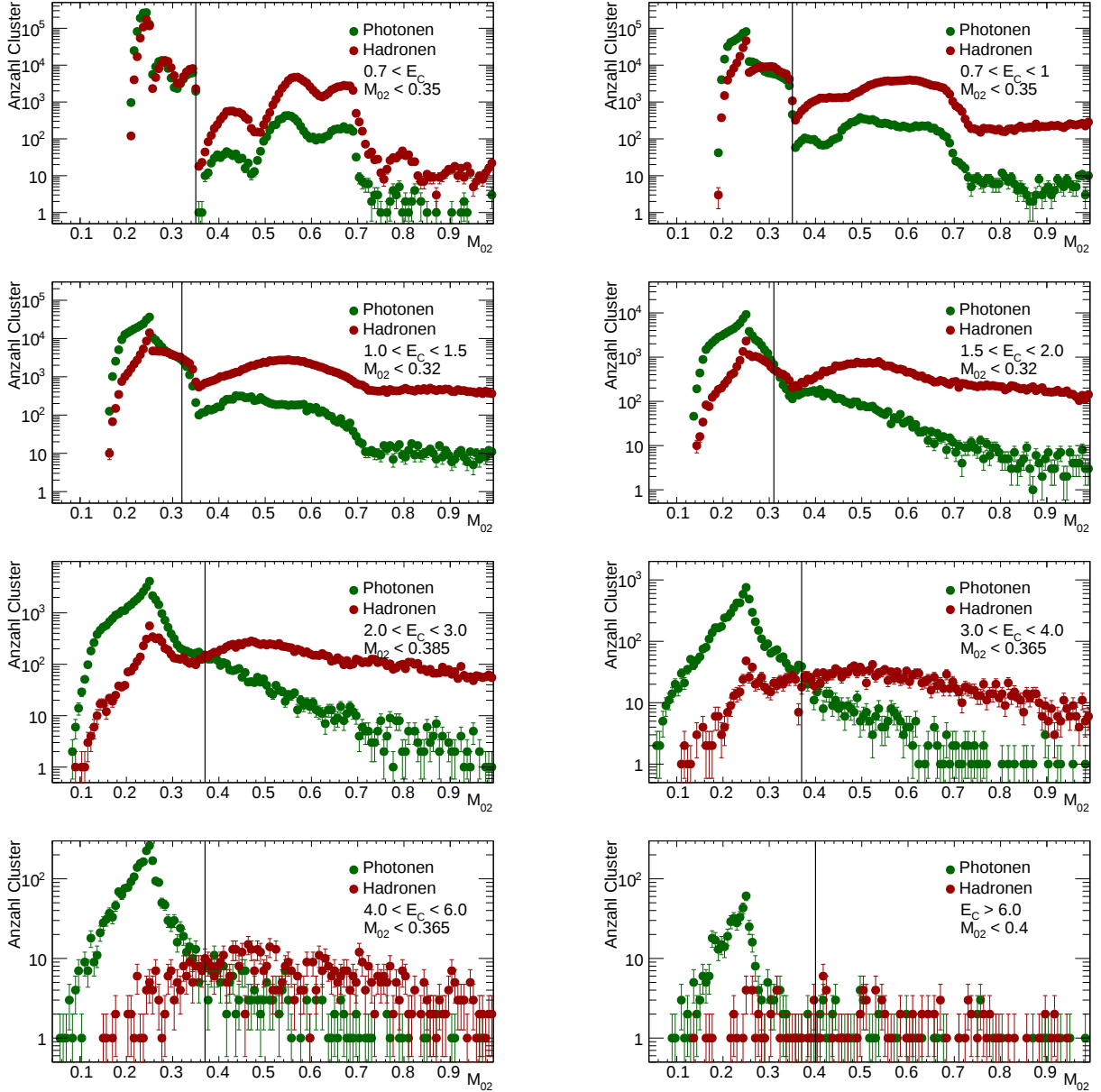


Abbildung A.3.: Bestimmung der Grenzen des Cluster-Form-Parameters M_{02} für die weitere Analyse. Dargestellt sind die Anzahl der Photonen (grün) und die Anzahl der Hadronen (rot) als Funktion von M_{02} . Die schwarze vertikale Linie gibt in jedem Energie-Intervall den in der folgenden Analyse maximal erlaubten M_{02} -Wert an. Gezeigt sind Daten aus der Monte-Carlo-Simulation *Phojet*.

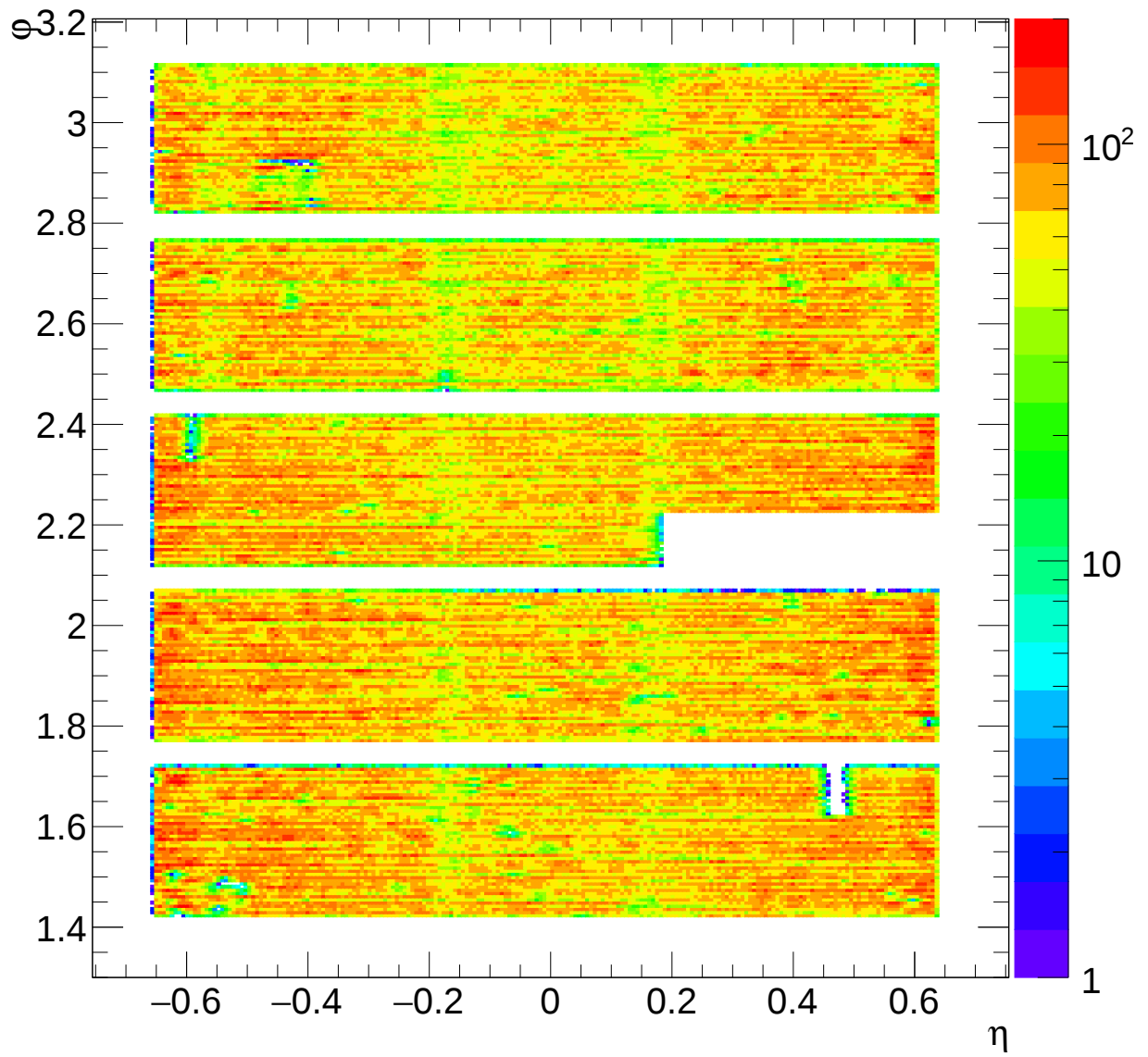


Abbildung A.4.: η - und ϕ -Koordinaten aller Treffer, die Zellen des EMCals registriert haben.

Literaturverzeichnis

- [AIR16] [aliceinfo.cern.ch, https://aliceinfo.cern.ch/Figure/node/3397](https://aliceinfo.cern.ch/Figure/node/3397), August 2016
- [Ali16] ALICE Collaboration, *Direct photon production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$* , Physics Letters B 754 (2016) 235-248, Januar 2016
- [Ana15] F. Bock, D. Mühllheim, J. Kamin, C. Loizides, B. Sahlmüller, J. Stachel, J.P. Wessels, *Neutral Meson measurement with PCM-EMCal in ALICE in pp collisions at $\sqrt{s} = 2.76\text{TeV}$* , Analysis Note, ALICE Collaboration, April 2015.
- [ATL12] The ATLAS Collaboration, *Observation of an Excess of Events in the Search of the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, arXiv:1207.7214v2, Phys.Lett. B716 (2012) 1-29, CERN, Juli 2012
- [BET08] S. Bethke, *Experimental Tests of Asymptotic Freedom*, arXiv:hep-ex/0606035v2, Prog.Part.Nucl.Phys.58:351-386, Max-Planck-Institut für Physik, München, Juni 2008
- [CER16] [aliceinfo.cern.ch, http://aliceinfo.cern.ch/Public/Objects/Chapter2/ALICE-SetUp-NewSimple.jpg](http://aliceinfo.cern.ch/Public/Objects/Chapter2/ALICE-SetUp-NewSimple.jpg), August 2016
- [CMS13] The CMS Collaboration, *Observation of a New Particle with a Mass of 125 GeV*, arXiv:1207.7235v2, Phys. Lett. B 716 (2012) 30, CERN, Januar 2013
- [CPS15] Tripartite Employment Conditions Forum (TREF), *CERN Personnel Statistics 2015*, CERN European Organization For Nuclear Research, Mai 2015
- [Dem10] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, Springer-Lehrbuch ISBN 978-3-642-01598-4, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 3. Auflage 2010
- [EMC06] ALICE Collaboration, *Electromagnetic Calorimeter Addendum to the Technical Proposal*, CERN, April 2006
- [EMC08] ALICE Collaboration, *Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*, ALICE TDR 014, CERN, September 2008
- [EvB08] Lyndon Evans and Philip Bryant, *LHC Machine*, Journal of Instrumentation, Volume 3, August 2008
- [ITS99] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS)*, ALICE TDR 4, CERN, Juni 1999

- [For04] ALICE Collaboration, *Technical Design Report Forward Detectors: FMD. T0 and V0*, ALICE TDR 11, CERN, September 2004
- [LHC16] lhc-facts.ch, <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=allgemeines>, Juli 2016
- [Oli53] K.A. Olive et al, *Passage of radiation through matter*, Experimental Nuclear Physics. Vol. 1, Part II, New York 1953.
- [Per14] D. Peressounko, *Direct photon and neutral pion production in pp and Pb-Pb collisions measured with the ALICE experiment at LHC*, arXiv:1412.7902v1, Dezember 2014
- [PDG14] H. A. Bethe, J. Ashkin, *Particle Physics Booklet*, Particle Data Group, Juli 2014.
- [PHO99] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)*, ALICE TDR 2, CERN, März 1999
- [PID12] P. Christiansen, *High p_T identified particle production in ALICE*, arXiv:1208.5368v1, Nuclear Physics A 00 (2012) 1–7, August 2012
- [PRS09] Bogdan Povh, Klaus Rith, Christop Scholz, Frank Zetsche, *Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, Springer-Lehrbuch ISSN 0937-7433, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 8. Auflage 2009
- [PV013] ALICE Collaboration *Performance of the ALICE VZERO system*, ALICE Collaboration, April 2013.
- [Rey04] Klaus Reygers, *Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma mit dem PHENIX-Experiment am RHIC*, Habilitationsschrift, Münster, 2004
- [Sah15] Baldo Sahlmüller, *Direct photon measurement in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$ with ALICE*, Nuclear Physics A 00 (2015) 1-5, arXiv:1512.04230v1 [nucl-ex], Dezember 2015
- [SMS07] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, Peter Skands, *A Brief Introduction to PYTHIA 8.1*, arXiv:0710.3820v1, CERN, Oktober 2007
- [TOF00] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Time of Flight System (TOF)*, ALICE TDR 8, CERN, Februar 2000
- [TOF02] ALICE Collaboration, *Addendum to the Technical Design Report of the Time of Flight System (TOF)*, ALICE TDR 8, CERN, April 2002
- [TPC00] ALICE Collaboration, *Technical Design Report of the Time Projection Chamber*, ALICE TDR 7, CERN, Januar 2000
- [Voe08] Heinrich J. Völck, Konrad Bernlöhner *Imaging Very High Energy Gamma-Ray Telescopes*, arXiv:0812.4198v1, Dezember 2008.

-
- [Wil12] Martin Wilde, *Measurement of Direct Photons in pp and Pb-Pb Collisions with ALICE*, arXiv:1210.5958v2 [hep-ex], Westfälische Wilhelms-Universität Münster, Oktober 2012.
- [Wil15] Martin Wilde, *Measurement of Direct Photons in pp and Pb-Pb Collisions with Conversion Pairs*, Dissertation, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2015.
- [Wol14] Barbara Wolfart, *Vergleich von Algorithmen zur Rekonstruktion von Clustern auf dem EMCal*, Bachelorarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2014.
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific, Singapur, 1994.

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein größter Dank geht an Prof. Dr. Henner Büsching, der mir nicht nur ermöglichte diese Arbeit überhaupt anzufertigen, sondern diese auch hervorragend betreute. Ich konnte mich zu jeder Zeit an ihn wenden und er stand mir immer mit Rat und Tat beiseite. Zudem habe ich die langen Gespräche, die oft über physikalische Themen hinausgingen sehr genossen.

Ebenso möchte ich mich bei Prof. Dr. Christoph Blume für die Zweitbegutachtung dieser Arbeit herzlich bedanken.

Ein großer Dank geht auch an die gesamte Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Büsching, ohne die die Fertigstellung der Arbeit so nicht möglich gewesen wäre. Besonders bedanken möchte ich bei Dr. Baldo Sahlmüller, der mich während der gesamten Arbeit unterstützte, Patrick Huhn, der mir unter anderem bei der Ein-Teilchen-Simulation viel helfen konnte, Fabian Pliquett, Malte Hecker, Philipp Lüttig und Marco Marquard.

Ebenso möchte ich mich bei meinen Bürokollegen und den Arbeitsgruppen von Prof. Dr. Appelshäuser und Prof. Dr. Blume bedanken, die für ein sehr gutes Arbeitsklima gesorgt haben. Ich habe mich in der Zeit am IKF immer sehr wohl gefühlt.

Ich möchte mich auch herzlich bei meiner Familie bedanken, die mir das Studium ermöglicht haben und auf deren Unterstützung ich immer zählen konnte. Große Unterstützung bekam ich auch von meinen Freunden Jan Teschabai-Oglu, Anja Scharpf, Mario Krüger, Christina Steinbach und Matthias Fix. Vielen Dank!

Erklärung

nach § 28 (12) Ordnung für den Bachelor- und den Masterstudiengang Physik

Hiermit erkläre ich, dass ich diese 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 diese Arbeit nicht - auch nicht auszugsweise - für eine andere Prüfung verwendet wurde.

Frankfurt am Main, den 28. Oktober 2016