

Signalextraktion neutraler Pionen in p-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$ mit dem ALICE-PHOS-Detektor

Bachelorarbeit
am Institut für Kernphysik

vorgelegt von
Tim Rogoschinski

Fachbereich Physik
der Goethe Universität
Frankfurt am Main
Dezember 2017

1. Gutachter: Prof. Dr. Henner Büsching
2. Gutachter: Dr. Benjamin Dönigus

Inhaltsverzeichnis

0	Einleitung	0
1	Physikalische Grundlagen	1
1.1	Standardmodell	1
1.2	Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma	3
1.3	Signaturen des QGP im Labor	6
2	Experimenteller Aufbau	12
2.1	LHC	12
2.2	ALICE	13
2.3	ALICE-PHOS	15
2.3.1	Aufbau	15
2.3.2	Funktionsweise	16
3	Datenanalyse	19
3.1	Datensatz und Event-Auswahl	19
3.2	Run-Auswahl	21
3.3	Cluster-Auswahl	24
3.4	Messung neutraler Pionen mit dem PHOS	27
3.5	Signalextraktion	28
3.6	Form des Untergrunds der m_{inv} -Verteilung	37
3.7	Systematischen Unsicherheiten	41
3.7.1	Variation zentraler Parameter der Signalextraktion	42
3.7.2	Berechnung der systematischen Unsicherheit	46
3.8	p_{T} -Verteilung neutraler Pionen	48
4	Zusammenfassung und Ausblick	49
A	Anhang	51
A.1	Signalextraktion in einzelnen p_{T} -Intervallen	51
A.2	Kinematische Größen	53
A.3	Verteilung der <i>Cluster</i> -Energie	54
	Quellenverzeichnis	55
	Danksagung	58

0 Einleitung

Nach heutigem Verständnis markiert der Urknall den Entstehungszeitpunkt des Universums und damit den Beginn von Raum und Zeit. Kurz nach dem Urknall war die Temperatur so hoch, dass die kleinsten Materiebausteine, sogenannte Quarks und Gluonen, in einem Zustand vorgelegen haben, den wir heute als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnen. Während sich das Universum nach dem Urknall ausbreitete und damit die Temperatur abnahm, schlossen sich Quarks und Gluonen zu beispielsweise Protonen und Neutronen zusammen, aus denen heute die Materie im gesamten Universum aufgebaut ist.

Um den Zustand der Materiebausteine kurz nach dem Urknall zu untersuchen, und damit die Entstehung unseres Universums zu verstehen, erzeugt man heutzutage mit Hilfe von Beschleunigern ein QGP im Labor. Der derzeit leistungsfähigste Beschleuniger der Welt, der LHC am europäischen Kernforschungszentrum CERN bei Genf, bringt dazu beispielsweise Bleiionen bei sehr hohen Energien zur Kollision. Dabei entstehen viele neue Teilchen und es werden Temperaturen erreicht, wie sie kurz nach dem Urknall vorgelegen haben, die dazu führen, dass ein QGP entsteht. Die Eigenschaften des QGP werden dann mit dem ALICE-Experiment am LHC mit Hilfe unterschiedlicher Detektoren untersucht. Die verschiedenen Detektoren nehmen dabei unterschiedliche Aufgaben wahr: Neben Detektoren zur Spurrekonstruktion oder zur Teilchenidentifizierung elektrisch geladener Teilchen gibt es im Experiment auch Kalorimeter zum Nachweis von Photonen, beispielsweise der PHOS-Detektor.

Der PHOS-Detektor eignet sich aufgrund seiner guten Energie- und Ortsauflösung gut für die Messungen neutraler Mesonen über deren Zerfallskanal in zwei Photonen. So werden im Experiment beispielsweise aus den Zerfallsphotonen neutraler Pionen π^0 , die man mit dem PHOS nachweisen kann, die Anzahl der π^0 in Proton-Proton-, Proton-Blei- und Blei-Blei-Kollisionen rekonstruiert. In dieser Arbeit wird so die p_T -Verteilung der π^0 bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV in p-Pb-Kollisionen bestimmt.

Die Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel eins werden die physikalischen Grundlagen der Analyse erläutert und es wird die Messung der p_T -Verteilung der π^0 motiviert. Im darauffolgenden Kapitel zwei wird das ALICE-Detektorsystem sowie speziell der Aufbau und die Funktionsweise des PHOS vorgestellt. Abschließend wird in Kapitel drei die Analyse-Methode, um die p_T -Verteilung der π^0 zu erhalten, erläutert, und es werden die daraus entstehenden Ergebnisse der Analyse diskutiert.

1 Physikalische Grundlagen

1.1 Standardmodell

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik beschreibt elementare Materiebau-
steine sowie ihre Wechselwirkungen untereinander. Elementarteilchen unterscheiden
sich in ihren Eigenschaften, wie zum Beispiel der Masse, der Ladung oder dem Spin.
Auf den Spin bezogen, unterscheidet man allgemein zwischen zwei Arten von Teil-
chen: Fermionen mit halbzahligen Spin und Bosonen mit ganzzahligen Spin. Zu den
Fermionen zählen sogenannte Quarks, wobei es insgesamt sechs verschiedene Quark-
sorten gibt: u (*up*), d (*down*), c (*charm*), s (*strange*), t (*top*) und b (*bottom*). Zusätzlich
gibt es sechs Leptonen, die sich, wie auch die sechs Quarks, jeweils einer von drei ver-
schiedenen Familien zuordnen. Zu jeder Leptonenfamilie gehört ein geladenes Teil-
chen (Elektron (e), Myon (μ) bzw. Tau (τ)) sowie ein zugehöriges ungeladenes Teil-
chen (Elektron-Neutrino (ν_e), Myon-Neutrino (ν_μ) bzw. Tau-Neutrino (ν_τ)), wohinge-
gen jede Quarkfamilie ein positiv und ein negativ geladenes Quark enthält. Zusätzlich
nimmt die Masse der Quarks mit steigender Ordnung der Familie zu. In Tabelle 1 ist
die Zuordnung der sechs Quarks und der sechs Leptonen in die drei Familien aufge-
führt.

Zu jedem Elementarteilchen in Tabelle 2.1 existiert ein entsprechendes Antiteilchen,
wie beispielsweise das sogenannte Positron, das das Antiteilchen zum Elektron dar-
stellt. Nach heutigem Wissensstand besteht zwischen Teilchen und Antiteilchen nahe-
zu vollständige Symmetrie. Das heißt, die Eigenschaften eines Antiteilchens entspre-
chen, bis auf die elektrische Ladung, den Eigenschaften des zugehörigen Teilchens.
Teilchen und Antiteilchen besitzen eine betragsmäßig gleiche, aber entgegengesetzte
elektrische Ladung, wohingegen beispielsweise Masse und Spin identisch sind.

Alle Teilchen, die aus Quarks zusammengesetzt sind, werden im Allgemeinen als
Hadronen bezeichnet. Hadronen, die aus drei Quarks bestehen, werden als Baryonen
bezeichnet, und Hadronen, die aus einem Quark und einem Antiquark bestehen, wer-
den Mesonen genannt. Dabei werden die drei Quarks, die die Eigenschaften des Bary-
ons festlegen, bzw. das Quark und das Antiquark, die die Eigenschaften des Mesons
festlegen, als Valenzquarks bezeichnet.

Die uns bekannte gegenständliche Materie besteht aus Protonen, Neutronen und
Elektronen. Dabei sind Protonen und Neutronen keineswegs elementar, sondern sie
sind, da sie zu den Baryonen zählen, aus drei Valenzquarks zusammengesetzt. Proto-
nen bestehen aus zwei u -Quarks und einem d -Quark, und Neutronen sind aus einem
 u -Quark und zwei d -Quarks zusammengesetzt. Im Gegensatz zu Protonen und Neu-
tronen sind Baryonen, die aus Valenzquarks der zweiten oder dritten Familie beste-
hen, nicht Teil der gegenständlichen Materie. Zu den Mesonen gehört beispielsweise
das neutrale Pion, das aus einem Überlagerungszustand von $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ besteht und

Fermionen	Familie			Elektr. Ladung
	I	II	III	
Quarks	u	c	t	+2/3
	d	s	b	-1/3
Leptonen	e	μ	τ	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabelle 1: Die im Standardmodell enthaltenen Elementarteilchen [PDG16].

Wechselwirkung	Austauschteilchen	Masse (GeV/c ²)	Ladung	koppelt an
elektromagnetisch	Photon (γ)	0	elektrisch	elektr. gel. Teilchen
schwach	W-Boson (W^\pm)	80,4	schwach	Quarks u. Leptonen
	Z-Boson (Z^0)	91,2		
stark	Gluon (g)	0	Farbe	Quarks u. Gluonen

Tabelle 2: Die im Standardmodell enthaltenen Wechselwirkungen [PDG16].

das im weiteren Verlauf dieser Arbeit eine zentrale Rolle einnehmen wird.

In der Natur beobachtet man vier grundlegende Arten von Wechselwirkungen: die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik ist mit Ausnahme der Gravitation jede bekannte Wechselwirkung enthalten. Das Standardmodell enthält also, zusätzlich zu den Elementarteilchen, drei verschiedene Theorien, die die Wechselwirkungen der elementaren Materiebausteine untereinander beschreiben. Die Wechselwirkung selbst erfolgt durch sogenannte Austauschteilchen, die einen ganzzahligen Spin besitzen. Bosonen vermitteln also die Kräfte zwischen den Fermionen. Tabelle 2 fasst die im Standardmodell enthaltenen Wechselwirkungen mit ihren zugehörigen Austauschteilchen sowie die Teilchenarten, an die die jeweiligen Austauschteilchen koppeln, zusammen. Im folgenden wird auf die, in der Tabelle enthaltenen, Wechselwirkungen näher eingegangen.

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch die Theorie der Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. In dieser Theorie ist das Photon das Austauschteilchen, das an elektrisch geladene Teilchen koppelt und so die elektromagnetische Kraft vermittelt. Dabei trägt das Photon selbst keine elektrische Ladung. Zusätzlich besitzt das Photon keine Ruhemasse und bewegt sich daher mit Lichtgeschwindigkeit fort. Die elektromagnetische Wechselwirkung besitzt somit eine große Reichweite. Mit Hilfe der QED kann beispielsweise die Bindung von Atomen erklärt werden.

In der Theorie der schwachen Wechselwirkung wird die Kraft durch die Bosonen W^+ , W^- und Z^0 vermittelt. Anders als in der QED, in der das Austauschteilchen keine Ruhemasse besitzt, tragen W^+ , W^- und Z^0 eine große Masse von etwa $90 \text{ GeV}/c^2$,

was in etwa der 90-fachen Masse von Protonen entspricht. Dadurch sind sie sehr kurzlebig und haben im Gegensatz zu den Photonen der QED nur eine sehr kurze Reichweite. Die Theorie der schwachen Wechselwirkung kann beispielsweise den β -Zerfall beschreiben.

Die starke Wechselwirkung wird durch die Theorie der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die starke Kraft ist für die Bindung der Nukleonen im Kern verantwortlich sowie für die Bindung der Quarks in Hadronen. In der QCD (griechisch *chroma* = Farbe) gibt es acht Austauscheteilchen, sogenannte Gluonen (engl. *to glue* = kleben). Zusätzlich zu den drei beschriebenen Valenzquarks bestehen Baryonen und Mesonen aus einer Vielzahl solcher Gluonen, die permanent zwischen den drei Valenzquarks ausgetauscht werden. Außerdem bestehen sie aus Quark-Antiquark-Paaren, die ständig aus dem Vakuum erzeugt und wieder vernichtet werden. Allgemein bezeichnet man in diesem Zusammenhang die Konstituenten eines Nukleons, also Quarks und Gluonen, auch als Partonen. In Analogie zur elektromagnetischen Kraft, die auf elektrisch geladene Teilchen wirkt, wirkt die starke Kraft auf Teilchen, die eine so genannte Farbladung tragen. Nur Quarks und Gluonen tragen eine Farbladung und unterliegen somit der starken Kraft. Die Farbladung tritt in drei verschiedenen Zuständen auf, die in Analogie zur Farblehre in der Optik Rot, Grün und Blau genannt werden. Wobei zu jedem Farbzustand der entsprechende Anti-Farbzustand existiert. Wie in der Optik Rot, Grün und Blau zusammen einen weißen bzw. farblosen Zustand ergeben, so kombinieren sich in der Natur verschiedene Farben immer so, dass nur farblose Hadronen beobachtet werden. Baryonen setzen sich demnach aus drei Quarks mit unterschiedlicher Farbladung zusammen, die kombiniert ein farbloses Baryon ergeben. Mesonen sind ebenfalls farblos und bestehen aus einem Quark, das eine Farbladung trägt, sowie einem Antiquark, das die zugehörige Anti-Farbe trägt. Da die starke Wechselwirkung für hochenergetische Teilchenkollisionen, sowie vor allem für die hier vorgestellte Analyse, eine besonders wichtige Rolle spielt, wird im folgenden Kapitel nochmal näher auf sie eingegangen.

1.2 Starke Wechselwirkung und Quark-Gluon-Plasma

Die QCD beschreibt die starke Wechselwirkung durch das folgende sogenannte Quark-Antiquark-Potential $V(r)$.

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k \cdot r \quad (1)$$

Hierbei ist α_s die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, die die Stärke der Wechselwirkung angibt. Die Konstante k bezeichnet die sogenannte *string tension*, die die Feldenergie pro Länge beschreibt und circa 1 GeV/fm beträgt. Der erste, coulomb-ähnliche Summand fällt mit $1/r$ ab und dominiert daher bei kleinen Abständen. Im

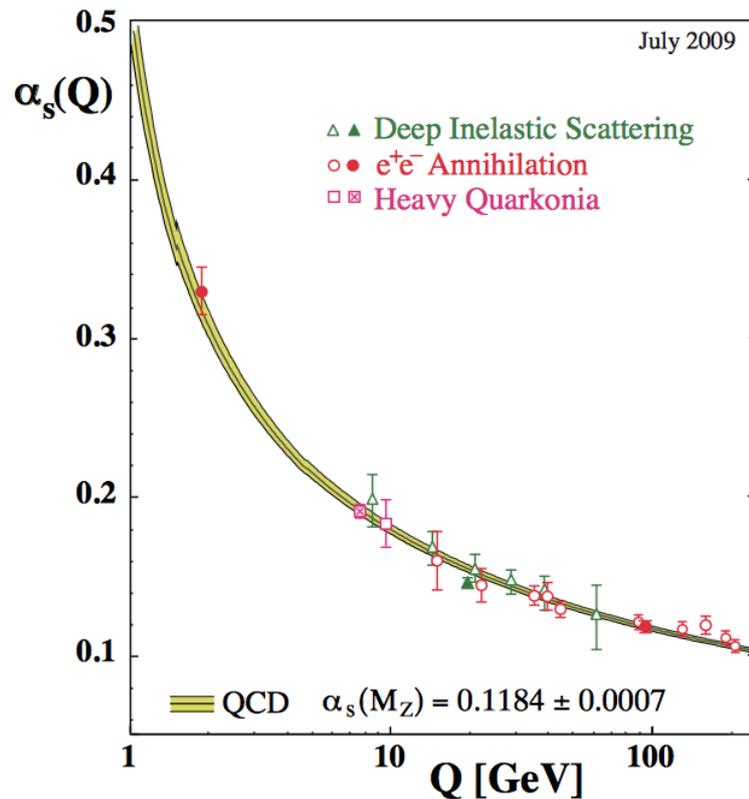


Abbildung 1: Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s als Funktion des Impulsübertrags Q [Bet09].

Gegensatz dazu, dominiert der zweite Summand $\propto r$ bei größeren Abständen. Ähnlich wie beim Spannen eines Gummibandes wird beim Versuch, ein Quark-Antiquark-Paar räumlich zu trennen, immer mehr Energie in das System gesteckt. Wie dem QCD-Potential 1 zu entnehmen ist, steigt die Energie proportional zu k , wenn der Abstand r zwischen den beiden Quarks vergrößert wird. Bevor sich das Paar trennt, ist genügend Energie zur Verfügung, um ein neues Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Das QCD-Potential spiegelt also die Beobachtung wider, dass man keine freien Quarks beobachtet.

Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung α_s ist entgegen ihres Namens keine Konstante, sondern zeigt eine starke Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q bei der Wechselwirkung zweier stark wechselwirkender Teilchen. In Abbildung 1 ist das Verhalten von α_s in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q bei der Wechselwirkung zweier stark wechselwirkender Teilchen gezeigt. Die Datenpunkte sind experimentelle Ergebnisse aus Messungen von α_s in tief-inelastischen Stößen, sowie in Elektron-Positron-Paarvernichtungen und in Zerfällen schwerer Quarkonia, das heißt $c\bar{c}$ - oder $b\bar{b}$ - Mesonen. Das gelbe, durch die Datenpunkte verlaufende Band stellt den Verlauf von α_s aus einer theoretischen Rechnung dar. Wie man sieht, fällt α_s mit steigendem Impulsübertrag Q . Aufgrund der starken Abhängigkeit vom Impulsübertrag

Q , spricht man von einer *running coupling constant* in der starken Wechselwirkung.

Ein großer Impulsübertrag Q entspricht dabei einem kleinen Abstand r zwischen den wechselwirkenden Teilchen und umgekehrt entspricht ein kleiner Impulsübertrag einem großen Abstand. Das heißt also, Q und r verhalten sich antiproportional zueinander. Für große Abstände, also kleinem Impulsübertrag, wird α_s groß und man beobachtet das sogenannte *Confinement* (engl.: *to confine* = einsperren). Unter *Confinement* versteht man die Tatsache, dass Quarks und Gluonen nur in gebunden Zuständen vorkommen und nicht als freie Teilchen existieren. Im Gegensatz dazu wird α_s bei kleinen Abständen, also großem Impulsübertrag, klein, das heißt die Kopplung nimmt ab und man spricht von asymptotischer Freiheit. Dabei bedeutet asymptotische Freiheit, dass für kleine Abstände die Stärke der Wechselwirkung soweit abnimmt, dass sich Quarks und Gluonen wie freie Teilchen verhalten.

Um den Zustand der asymptotischen Freiheit beobachten zu können, muss die Energiedichte in einem System von Quarks und Gluonen einen kritischen Wert von circa 1 bis 2 GeV/fm³ überschreiten. Dies entspricht ungefähr der fünf- bis zehnfachen Energiedichte, wie sie im Zentrum eines schweren Atomkerns vorliegt [Bra06]. Solche hohen Energiedichten treten entweder bei hohen Baryondichten ρ oder bei hohen Temperaturen T auf. Erhöht man die Anzahl der Baryonen in einem gegebenen Volumen, also die Baryondichte, so beginnen die Baryonen zu überlappen, bis sie soweit überlappen, dass sie nicht mehr zu unterscheiden sind. An diesem Punkt sind Quarks und Gluonen nicht mehr an ihr ursprüngliches Baryon gebunden und können sich quasi frei bewegen. Erhöht man alternativ die Temperatur in einem begrenzten Volumen aus Baryonen, so entstehen aus dem Vakuum immer mehr Quark-Antiquark-Paare und Gluonen. Diese Anhäufung von Quark-Antiquark-Paaren sowie Gluonen führt ebenfalls dazu, dass die Hadronen soweit überlappen, dass sich Quarks und Gluonen quasi frei bewegen können. Erhöht man also die Baryondichte oder die Temperatur geht man nach heutigem Wissensstand davon aus, dass ein Phasenübergang von der normalen, das heißt der gebundenen, Materie zu einer neuen Phase stattfindet, indem sich Quarks und Gluonen quasi-frei bewegen können und nicht mehr in Hadronen gebunden sind. Einen solchen Zustand, in dem das *Confinement* aufgehoben ist, nennt man ein Quark-Gluon-Plasma (QGP).

Ähnlich wie sich in der Thermodynamik anhand von Zustandsgrößen, wie Druck oder Temperatur, ein Phasendiagramm der Materie erstellen lässt, ist dies auch in der QCD möglich. Ein solches Phasendiagramm für die QCD ist in Abbildung 2 gezeigt. Die Abbildung stellt die Temperatur T in Abhängigkeit von der Baryondichte ρ dar. Der blaue Halbkreis bei $\rho = \rho_0$ deutet den Bereich normaler Kernmaterie an. Wobei der blaue Viertelkreis, der von $\rho = \rho_C$ nach $T = T_C$ verläuft, die Phasengrenze zwischen hadronischer Materie und dem QGP zeigt. Wie beschrieben, sind, durch die Veränderung der Parameter ρ und T , zwei Szenarien denkbar, um von gegenständlicher Materie zu

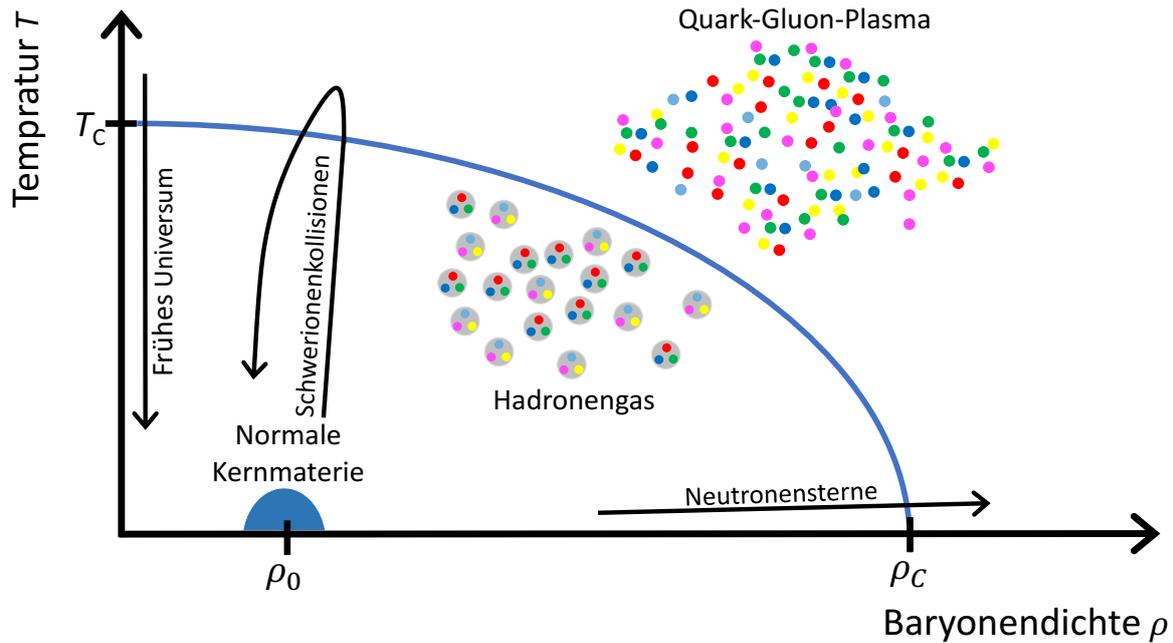


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines QCD-Phasendiagrammes. Nach [GCS17].

einem QGP zu gelangen. Entweder wird die kritische Temperatur T_C von etwa 150 bis 170 MeV, bei geringer Baryondichte, überschritten, oder die kritische Baryondichte ρ_C von etwa 1 bis 2 GeV/fm^3 wird bei geringer Temperatur überschritten. Für beide Szenarien, in denen am Ende ein QGP vorliegt, gibt es in der Natur ein Beispiel: Nach dem heutigen Stand der Wissenschaft existiert im Innern von Neutronensternen ein QGP, da aufgrund ihrer hohen Masse die kritische Dichte ρ_C überschritten wird. Im Gegensatz dazu, ist die Temperatur im frühen Universum so hoch gewesen, dass ein QGP vorgelegen hat [Raf13]. Kurz nach dem Urknall expandierte das Universum, was zur Abkühlung führte und somit zum Phasenübergang vom QGP zu hadronischer Materie. Um den Zustand ähnlich hoher Temperatur bei geringer Baryondichte, wie er beim Urknall vorgelegen hat, zu untersuchen, kann man heute durch ultrarelativistische Schwerionenkollisionen ein QGP im Labor erzeugen.

1.3 Signaturen des QGP im Labor

Um ein QGP im Labor zu erzeugen, beschleunigt man schwere Ionen, wie zum Beispiel Gold oder Blei, auf Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit und bringt sie anschließend bei sehr hoher Schwerpunktsenergie \sqrt{s} zur Kollision. Derartig hohe Schwerpunktsenergien konnten in der Vergangenheit und können noch heute nur mit Hilfe riesiger Beschleunigerkomplexe (z.B. LHC, vgl. Kap. 2.1) realisiert werden. Abbildung 3 zeigt schematisch den Verlauf einer Schwerionenkollision. Die Kerne erschei-

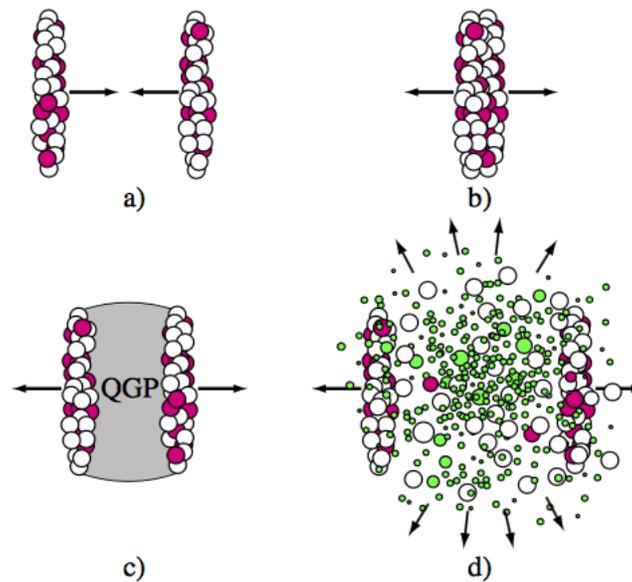


Abbildung 3: Ablauf einer hochenergetischen Kern-Kern-Kollision [Rey04].

nen in ihrer Flugrichtung gestaucht (a), da sie aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeiten einem relativistischen Effekt, der sogenannten Lorentzkontraktion, unterliegen. Kollidieren die Kerne (b), so ist es möglich, dass im Zentrum der Kollision die kritische Temperatur T_C überschritten wird, sodass sich ein QGP bildet (c), das nur aus Quarks, Antiquarks und Gluonen besteht, die während der Kollision entstanden sind. Das entstandene QGP kühlt ab und unterhalb der kritischen Temperatur T_C kommt es zum Phasenübergang. Quarks und Gluonen werden wieder in Hadronen eingeschlossen (d). Dieser Prozess wird als Hadronisierung bezeichnet. Wie in Kapitel 1.1 beschrieben, werden nur solche Hadronen realisiert, die nach außen farblos erscheinen. Das heißt, die Endprodukte einer Schwerionenkollision sind immer farblose Hadronen. In einer Schwerionenkollision entstehen viele neue Teilchen, die beispielsweise als Funktion ihres Transversalimpulses p_T untersucht werden. Dieser gibt den Impulsanteil senkrecht zur ursprünglichen Flugrichtung der Schwerionen an. Das bedeutet, dass der p_T eines Teilchens durch Effekte, die während der Kollision stattfinden, entsteht. Die Anzahl produzierter Teilchen in Abhängigkeit von ihrem p_T wird als p_T -Spektrum bezeichnet.

Mit Hilfe von Schwerionenkollisionen will man die verschiedenen Eigenschaften des QGP untersuchen. Dazu untersucht man unterschiedliche Signaturen des QGP, die jeweils Aufschluss über eine bestimmte Eigenschaft geben. Einzelne dieser Signaturen können für sich allein betrachtet auch mit Hilfe theoretischer Modelle, die ohne die Formation eines QGP auskommen, beschrieben werden. Jedoch schaffen es diese Modelle bisher nicht, alle Signaturen gemeinsam richtig zu beschreiben. Die Untersuchung mehrerer Signaturen liefert somit ein Bild, das nur mit der Formation eines QGP erklärt werden kann. Zu den Signaturen des QGP zählen beispielsweise: kol-

lektive Phänomene (*Flow*), die Modifikation der Produktionsrate von Quarkonium-Zuständen (Mesonen aus schweren Quarks), Partonenergieverlust im Plasma und elektromagnetische Signale (s.g. direkte Photonen, Dileptonen).

Bei den genannten Signaturen wird immer davon ausgegangen, dass ein QGP vorliegt und man seine Eigenschaften misst. Jedoch wird das QGP im Labor durch Schwerionenkollisionen erzeugt, man muss daher zusätzlich zu den Effekten des QGP Effekte berücksichtigen, die daher rühren, dass man zwei schwere Kerne aufeinander schießt. Alle Effekte durch den Einfluss eines QGP auf die Teilchenproduktion werden unter dem Begriff *Final State*-Effekte zusammengefasst. Im Gegensatz dazu versteht man unter *Initial State*-Effekten alle Effekte auf die Teilchenproduktion, die mit den Anfangsbedingungen der Kollision korreliert sind. Will man die Signaturen des QGP richtig deuten, also die Eigenschaften des QGP richtig bestimmen, so sind neben den *Final State*-Effekten also auch *Initial State*-Effekte zu berücksichtigen.

Da in hochenergetischen Teilchenkollisionen die Partonen miteinander stoßen, nimmt die Impulsverteilung der Partonen im Nukleon vor der Kollision Einfluss auf die Teilchenproduktion einer Kollision. Dabei unterscheidet sich die Impulsverteilung der Partonen in einem freien Nukleon von der eines im Kern gebundenen Nukleons. Diese Effekte bzw. Einflüsse auf die Partonen im Nukleon auf Grund der sie umgebenden Kernmaterie werden auch als *Cold Nuclear Matter* (CNM-) Effekte bezeichnet. Unter CNM-Effekten versteht man dann die Modifikation der elektrischen Strukturfunktion $F_2^p(Q^2, x)$ eines einzelnen Nukleons durch die Anwesenheit anderer Nukleonen im Kern. Die Modifikation der Strukturfunktion hängt dabei vom Impulsübertrag Q^2 und der Bjorkenschen SkalenvARIABLE x ab, die den Bruchteil des Partonimpulses am Gesamtimpuls des Nukleons angibt. Experimentelle Ergebnisse aus Messungen zur tief-inelastischen Streuung zeigen, dass sich die Strukturfunktion eines freien Nukleons F_2^p von der eines im Kern gebundenen Nukleons F_2^A unterscheidet. Die CNM-Effekte sind im Allgemeinen danach kategorisiert, wie sich das Verhältnis der Strukturfunktion $R_{F_2}^A = F_2^A / F_2^D$ eines im Kern gebundenen Nukleons relativ zur Referenzstrukturfunktion von Deuterium, als ein System aus einem quasi-freien Proton und Neutron, verhält. Abbildung 4 illustriert den Verlauf des Verhältnisses $R_{F_2}^A$ als Funktion von x bei festem Q^2 für vier Bereiche der CNM-Effekte:

- | | | | |
|-----|-----------------------|-----------------|-----------------------------------|
| 1.) | <i>shadowing</i> | $R_{F_2}^A < 1$ | für $x \lesssim 0,1$ |
| 2.) | <i>anti-shadowing</i> | $R_{F_2}^A > 1$ | für $0,1 \lesssim x \lesssim 0,3$ |
| 3.) | EMC-Effekt | $R_{F_2}^A < 1$ | für $0,3 \lesssim x \lesssim 0,7$ |
| 4.) | <i>Fermi Motion</i> | $R_{F_2}^A > 1$ | für $x \gtrsim 0,7$ |

Zu den *Initial State*-Effekten zählt neben den CNM-Effekten der sogenannte Cronin-Effekt. Der Cronin-Effekt beschreibt, dass es in einer Schwerionenkollision zu vielen weichen Stößen, also Stößen mit kleinem Impulsübertrag, zwischen einem Parton

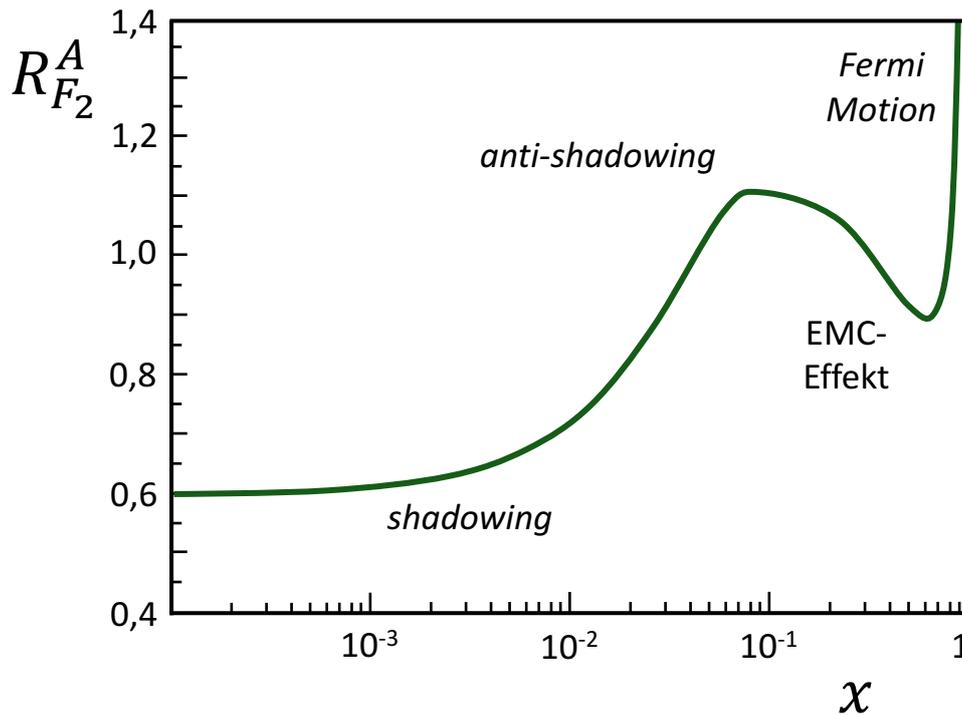


Abbildung 4: Darstellung des Verhältnisses $R_{F_2}^A$ als Funktion von x , um die vier Bereiche der CNM-Effekte zu veranschaulichen. Nach [Esk17].

aus einem Nukleon des einen Kerns und den Partonen aus den Nukleonen des anderen Kerns kommt. Diese vielen weichen Stöße finden alle zeitlich vor dem eigentlichen harten Stoßprozess, das heißt einen Stoß mit hohem Impulsübertrag, statt. Als Ergebnis dieses sogenannten *Multi Parton Scatterings* erhalten die betroffenen Partonen im Nukleon einen Transversalimpuls-Kick, also eine Erhöhung des Partonimpulses im Kern. Dies führt dazu, dass die Teilchenproduktion bei hohen Transversalimpulsen verstärkt wird [Ven04].

Um den Einfluss von *Initial State*-Effekten zu studieren, eignen sich beispielsweise die in dieser Arbeit untersuchten Kollisionen von Protonen und Bleikernen. Im Allgemeinen spricht man dann von dem Kollisionssystem Proton-Blei (p-Pb), wenn es sich um Kollisionen zwischen Protonen und Bleikernen handelt. Man geht davon aus, dass im Gegensatz zu Kern-Kern-Kollisionen (AA-Kollisionen) in p-Pb-Kollisionen wie auch in Proton-Proton-Kollisionen (pp-Kollisionen) die Energiedichte nicht für die Bildung eines QGP ausreicht. Man misst also die Teilchenproduktion in drei verschiedenen Kollisionssystemen bei gleicher Schwerpunktsenergie. Als Referenz verwendet man pp-Kollisionen, da dort weder *Initial State*- noch *Final State*-Effekte auftreten sollten. In Proton-Kern-Kollisionen geht man davon aus, dass lediglich *Initial State* Effekte auftreten, wohingegen in Kern-Kern-Kollisionen sowohl *Initial State*-Effekte als auch durch das QGP hervorgerufene Effekte die Teilchenproduktion modifizieren [CC14]. Der Einfluss von *Initial State*-Effekten auf die Teilchenproduktion kann durch

den Vergleich von p-Pb-Kollisionen mit dem Referenzsystem untersucht werden. Um beispielsweise das π^0 -Spektrum in p-Pb-Kollisionen mit pp-Kollisionen zu vergleichen, wurde der sogenannte nukleare Modifikationsfaktor R_{pPb} eingeführt. Dem liegt die Idee zugrunde, dass sich eine p-Pb-Kollision als unabhängige Überlagerung mehrerer pp-Kollisionen beschreiben lässt. Der nukleare Modifikationsfaktor R_{pPb} berechnet sich wie folgt:

$$R_{pPb} = \frac{1}{N_{coll}^{pPb}} \frac{dN^{pPb}/dp_T dy}{dN^{pp}/dp_T dy} \quad (2)$$

R_{pPb} beschreibt das Verhältnis der Teilchenproduktion in p-Pb-Kollisionen und der in pp-Kollisionen als Funktion des Transversalimpulses p_T , wobei die Teilchenproduktion in pp-Kollisionen noch mit einem Faktor N_{coll}^{pPb} , der die Anzahl binärer Nukleon-Nukleon-Stöße in p-Pb-Kollisionen angibt, skaliert werden muss, um zu berücksichtigen, dass in p-Pb-Kollisionen mehr als nur ein Stoßprozess stattfinden kann. Geht man davon aus, dass die Skalierung mit N_{coll}^{pPb} die Physik richtig beschreibt, so würde R_{pPb} ohne den Einfluss von *Initial State*-Effekten den Wert eins annehmen; potentielle Abweichungen vom Wert eins deuten hingegen auf einen klaren Einfluss durch *Initial State*-Effekte hin. Um R_{pPb} beispielsweise für neutrale Pionen berechnen zu können, wird sowohl die Teilchenproduktion von neutralen Pionen in p-Pb-Kollisionen, der Gegenstand dieser Arbeit, als auch in pp-Kollisionen benötigt. Obwohl sich die Untersuchung der Produktionen von neutralen Pionen in p-Pb-Kollisionen in dieser Arbeit auf eine Analyse ohne noch notwendige Korrekturen beschränkt, ist die hier vorgestellte Analyse somit bereits ein wichtiger erster Schritt zum Verständnis der *Initial State*-Effekte auf die Teilchenproduktion.

Um eine sichere Aussage über die Modifikation der Teilchenproduktion aufgrund von *Initial State*-Effekten treffen zu können, muss überprüft werden, ob die Skalierung mit N_{coll}^{pPb} gerechtfertigt ist. Um dies zu überprüfen, untersucht man Photonen die direkt aus der Kollision stammen. Da Photonen keine Farbladung tragen und damit nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen, verlassen sie die Kollisionszone ungehindert. Stimmt die Skalierung mit N_{coll}^{pPb} in R_{pPb} , so sollte R_{pPb} für diese Photonen den Wert eins annehmen.

Allgemein lassen sich die in einer Kollision produzierten Photonen anhand ihres Produktionsmechanismus in zwei Gruppen einteilen: Zerfallsphotonen, die aus einem Zerfall von Hadronen stammen, und direkte Photonen. Als direkte Photonen bezeichnet man alle Photonen, die nicht aus dem Zerfall von Hadronen stammen, wobei man diese wiederum in prompte Photonen und thermische Photonen unterteilt. Prompte Photonen stammen direkt aus der Kollision von Partonen, sie besitzen also einen großen Transversalimpuls p_T . Thermische Photonen hingegen tragen einen vergleichsweise kleinen Transversalimpuls p_T , lassen jedoch Aussagen über die Temperatur des möglicherweise formierten QGP treffen. Um direkte Photonen untersuchen zu kön-

nen, ist es notwendig, sie von allen Zerfallsphotonen zu unterscheiden. Will man also direkte Photonen messen, so misst man zunächst alle Photonen. In diesem Zusammenhang sind die Zerfallsphotonen der Untergrund in der Messung direkter Photonen. Die Zerfallsphotonen stammen hauptsächlich aus Zerfällen leichter Mesonen, wie beispielsweise aus π^0 - und η -Zerfällen, wobei das π^0 mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 98,8% und das η mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 39,4% in zwei Photonen zerfällt. Wobei π^0 , als leichteste Mesonen, wesentlich häufiger in einer Kollision produziert werden und somit auch den größten Beitrag zum Untergrund der Messung direkter Photonen liefern. Von allen gemessenen Photonen muss zusätzlich der Untergrund von Photonen aus allen weiteren Zerfällen abgezogen werden. Der Untergrund weiterer Zerfallsphotonen wird mit Hilfe von Simulationen berechnet, wobei für Simulationen p_T -Spektren gemessener Teilchen die Grundlage bilden, wie beispielsweise das in dieser Arbeit untersuchte p_T -Spektrum der π^0 .

In dieser Arbeit werden die wesentlichen Schritte präsentiert, um die Anzahl gemessener π^0 aus p-Pb-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV zu extrahieren. Zunächst soll das zur Messung verwendete PHOS-Kalorimeter, sowie das ALICE-Experiment kurz vorgestellt werden.

2 Experimenteller Aufbau

Am Kernforschungszentrum CERN¹ bei Genf in der Schweiz wird mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern der Aufbau der Materie erforscht. Seit der Gründung im Jahr 1954 wurde das CERN immer weiter ausgebaut und ist heute die größte Kernforschungseinrichtung der Welt. Seit dem Jahr 2008 betreibt das CERN den Teilchenbeschleuniger LHC², auf den im Folgenden näher eingegangen werden soll.

2.1 LHC

Der Speicherring LHC befindet sich im Grenzgebiet der Schweiz und Frankreich in einem 26,7 km langen, unterirdischen Tunnel. In diesem Tunnel befinden sich zwei parallel verlaufende Strahlrohre, in denen Protonen oder Bleikerne mit hohen Geschwindigkeiten gegenläufig kreisen können. Es ergeben sich drei mögliche Kollisionssysteme: pp, p-Pb und Pb-Pb. Um Protonen bzw. Bleikerne zu erhalten, werden Wasserstoff- bzw. Bleiatome vollständig ionisiert. Bevor diese in den LHC eingespeist werden, durchlaufen die Ionen eine Reihe von Vorbeschleunigern. Erst wenn die Ionen die maximale Energie erreicht haben, die mit den jeweiligen Vorbeschleunigern möglich sind, werden Sie in den LHC injiziert. Dabei werden jedoch nicht kontinuierlich Teilchen in den LHC eingespeist, sondern es werden, in kleinem Abstand voneinander, Teilchenwolken, sogenannte *Bunches*, in den LHC injiziert. Man spricht im Allgemeinen von einem Teilchenstrahl, wenn von den Teilchenwolken, die im LHC kreisen, die Rede ist. Damit der Teilchenstrahl auf seiner Spur bleibt, werden supraleitende Dipolmagneten benötigt. Dabei hängt der Radius, auf dem sich elektrisch geladene Teilchen im Magnetfeld bewegen, von der Stärke des Magnetfeldes und der Geschwindigkeit der Teilchen ab. Um mit Hilfe des LHC den Teilchenstrahl auf höhere Geschwindigkeiten zu beschleunigen, also die Energie der Teilchen zu erhöhen, muss das Magnetfeld immer stärker werden, da der Radius des LHC konstant ist. Der limitierende Faktor für die Energie der Teilchen ist somit die maximal mögliche Stärke der Dipolmagneten. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt für zwei identische Teilchen mit gleicher Strahlenergie E_{Teilchen} für die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} :

$$\sqrt{s} = 2 \cdot E_{\text{Teilchen}} \quad (3)$$

Derzeit liegt die maximale Schwerpunktsenergie bei $\sqrt{s} = 13$ TeV für Proton und bei 5,02 TeV pro Nukleon-Nukleon-Paar ($= \sqrt{s_{\text{NN}}}$) in Blei-Ionen. Sobald die maximale Teilchenenergie erreicht ist, werden die gegenläufig kreisenden Teilchenstrahlen an vier Stellen, an denen sich die Strahlrohre kreuzen, aufeinander gerichtet. An

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²Large Hadron Collider

den sogenannten Kollisionpunkten kommt es zur Kollision der Teilchenwolken, wobei eine Kollision im Allgemeinen als Event bezeichnet wird. Zusätzlich sind dort jeweils Experimente aufgebaut, die unterschiedliche Gebiete der Teilchenphysik untersuchen. Die zwei Experimente CMS³ und ATLAS⁴ sind unabhängig voneinander im Wesentlichen auf die Detektion neuer Teilchen jenseits des Standardmodells spezialisiert. Der bislang größte Erfolg der beiden Experimente ist das im Jahr 2012 gefundene Higgs-Boson [ATL12] [CMS12]. Zusätzlich gibt es das Experiment LHCb⁵, das an der Physik schwerer Elementarteilchen interessiert ist. Das vierte Experiment, *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE), legt seinen Fokus auf die Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas (siehe Kap. 2.2) und wird im nächsten Kapitel näher beschrieben.

2.2 ALICE

Das ALICE-Experiment ermöglicht umfassende Studien mit Hadronen, Elektronen, Positronen, Myonen und Photonen, die in hochenergetischen Teilchenkollisionen erzeugt werden. Der Focus des Experiments liegt auf hochenergetischen Schwerionenkollisionen, in denen sehr hohe Teilchenmultiplizitäten auftreten. Es werden also mehrere Tausend neue Teilchen in einer Kollision produziert. Um diese Vielzahl produzierter Teilchen nachweisen und präzise messen zu können, ist die richtige Kombination verschiedener Detektoren mit unterschiedlichen Eigenschaften zu einem Detektorsystem ausschlaggebend. Abbildung 5 zeigt den Aufbau des ALICE-Experiments mit seinen wichtigsten Detektoren. Der Aufbau des ALICE-Experiment besteht aus zwei Teilen: den zentralen Detektoren und dem Myon-Arm.

Der Myon-Arm dient speziell der Messung von Myonen bzw. der Messung von Teilchen, die über den Zerfallskanal $\mu^+\mu^-$ zerfallen, wie beispielsweise Quarkonia. Das Myon-Spektrometer befindet sich außerhalb eines 16 Meter großen Solenoid-Magnets und hinter einem vier Meter dicken Absorber, der Hadronen und Photonen absorbiert und somit den Untergrund in der Messung von Myonen reduziert. Zusätzlich deckt der Myon-Arm einen großen geometrischen Akzeptanzbereich ab, um die Wahrscheinlichkeit, $\mu^+\mu^-$ -Paare zu messen, zu erhöhen.

Das restliche Detektorsystem liegt innerhalb des Solenoid-Magnets. Mit Hilfe des Magnets werden magnetische Feldstärken von bis zu $B = 0,5$ T entlang der Strahlrichtung erzeugt und damit die in der Kollision produzierten, geladenen Teilchen abgelenkt. Der am nächsten zum Kollisionspunkt liegende Detektor, das ITS⁶, umschließt das Strahlrohr vollständig und wird zur Bestimmung des Kollisionsvertex verwendet. Die Mitte des ITS definiert den nominellen Kollisionsvertex, das Zentrum des ALICE-

³Compact Muon Selenoid

⁴A Toroidal LHC Apparatus

⁵Large Hadron Collider beauty

⁶Inner Tracking System

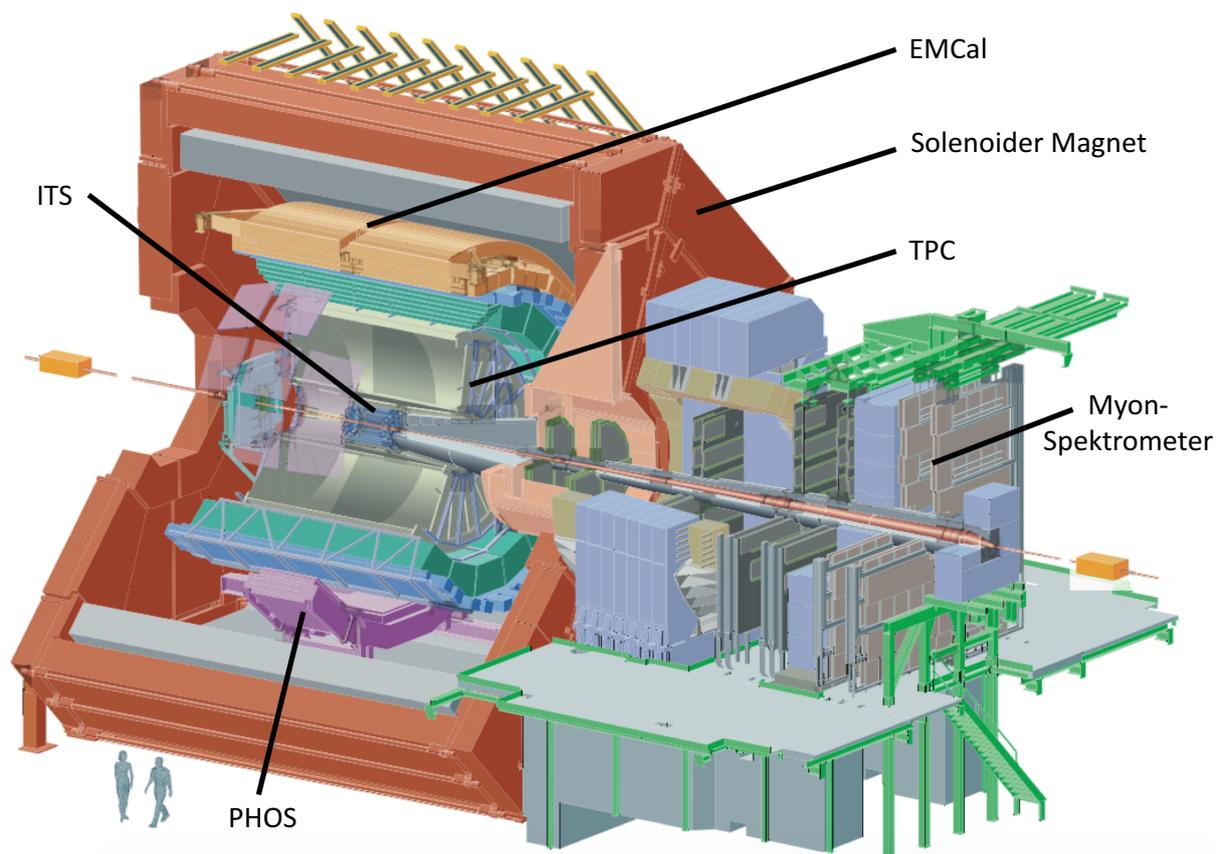


Abbildung 5: Aufbau des ALICE-Experiments [Aam08].

Detektorsystems, wobei alle weiteren Detektoren um diesen Vertex ausgerichtet sind.

Die TPC⁷ bildet den zentralen Detektor des ALICE-Experiments. Innerhalb dieser zylinderförmigen Spurdrieffkammer befindet sich ein Gas, das durch geladene Teilchen, die durch das Gas fliegen, ionisiert wird. Am Rand der TPC sind Auslesekamern installiert, zu denen die ionisierten Gasteilchen, aufgrund eines homogen angelegten elektrischen Feldes, beschleunigt werden. Da jede Teilchensorte einen spezifischen Energieverlust in dem verwendeten Gas besitzt, können elektrisch geladene Teilchen, die vom Kollisionspunkt kommen, über ihren Energieverlust pro Wegstrecke dE/dx in dem Gas identifiziert werden. Zusätzlich zur Teilchenidentifizierung ermöglicht die TPC die Rekonstruktion der Teilchentrajektorie. Mit Hilfe des Radiuses der Trajektorie von geladenen Teilchen lässt sich der Impuls der Teilchen bestimmen.

Es sollen von den Detektoren des ALICE-Experiments nur dann die Kollisionsdaten zur Speicherung weitergegeben werden, wenn auch wirklich eine Kollision stattgefunden hat. Dazu wird das V0-Detektorsystem verwendet, das aus zwei Teilen besteht, die sich an den beiden Enden des ITS um die Strahlachse befinden. Es soll immer dann das Speichern der Daten der anderen Detektoren ausgelöst werden, wenn eine bestimm-

⁷Time Projection Chamber

Module	$3 + \frac{1}{2}$ (ursprünglich geplant: 5)
Abstand zum Kollisionsvertex	460 cm
Raumwinkelabdeckung	$ \eta < 0,13$ (Pseudorapidität) $220^\circ < \phi < 290^\circ$ (Azimuthalwinkel)
Anzahl Zellen pro Modul	3584, (64 x 56)
Kristallgröße	(22 x 22 x 180) mm ³
Kristallmaterial	Bleiwolframat-Kristall (PbWO ₄)
Betriebstemperatur	-25 °C

Tabelle 3: Technische Daten des PHOS [Del99].

te Anzahl Teilchen, die auf eine Kollision schließen lässt, in dem V0-Detektorsystem registriert wird. Diese minimale Anforderung an ein Event wird als *Minimum Bias* bezeichnet. Möchte man vermehrt Events mit seltenen Ereignissen, beispielsweise besonders hochenergetische Teilchen, aufzeichnen, so verwendet man weitere Detektoren, um die *Trigger*-Bedingungen zu verschärfen.

Zusätzlich zu den Detektoren, die für die Bestimmung der Teilchentrajektorie des Kollisionsvertex und des dE/dx verantwortlich sind, betreibt das ALICE-Experiment insgesamt drei elektromagnetische Kalorimeter für die Bestimmung des Ortes und der Energie produzierter Photonen. Das EMCal⁸, das DCal⁹ (erst seit 2014 installiert und nicht in Abbildung 5 zu sehen) und das *PHOton Spectrometer* (PHOS, [Del99]). EMCal und DCal decken einen relativ großen Raumwinkelbereich ab und ermöglichen somit die Messung eines entsprechend großen Teils der in einer Kollision entstehenden Photonen. Im Gegensatz zum EMCal und DCal deckt das PHOS einen kleineren Raumwinkelbereich ab, bietet jedoch eine vergleichsweise gute Energie- und Ortsauflösung. Da die in dieser Arbeit präsentierte Analyse auf der Messung von Photonen mit dem PHOS-Detektor basiert, wird im Folgenden auf die Funktionsweise des PHOS-Detektors näher eingegangen.

2.3 ALICE-PHOS

2.3.1 Aufbau

Das PHOS befindet sich in einem Abstand von 460 Zentimeter zum nominellen Kollisionsvertex im unteren Bereich des ALICE-Detektorsystems. Es deckt einen Raumwinkel von $|\eta| < 0,13$ (Pseudorapidität) und $220^\circ < \phi < 290^\circ$ (Azimuthalwinkel) ab. Das PHOS besteht zum Zeitpunkt dieser Arbeit aus insgesamt dreieinhalb Modulen. Das halbe Modul deckt folglich nur einen Azimuthalwinkelbereich von $\Delta\phi = 10^\circ$ ab. Jedes PHOS-Modul unterteilt sich in 3584 sogenannte Detektionszellen, die in einer

⁸Electromagnetic Calorimeter

⁹Di-Jet Calorimeter

Matrix aus 56 Reihen und 64 Zeilen angeordnet sind. Abbildung 6a zeigt eine Detektionszelle, die aus einem Bleiwolframat-Kristall (PbWO_4), einer Photodiode und der zugehörigen Ausleseelektronik (Abbildung 6b) besteht. Ein Kristall besitzt eine aktive Fläche von $(22 \times 22) \text{ mm}^2$ und ist 180 Millimeter lang. Abbildung 6c zeigt eine sogenannte *Strip Unit*, die sich aus zwei Reihen mit je acht Detektionszellen zusammensetzt. Um die optimale Betriebstemperatur der Kristalle von $T_{\text{opt}} = -25^\circ\text{C}$ einzuhalten, sind die *Strip Units* auf einem Kühlrahmen angebracht (Abbildung 6d). Abschließend zeigt Abbildung 6e die ursprünglich geplanten fünf PHOS-Module. Tabelle 3 listet die wichtigsten technischen Daten des PHOS-Detektors auf.

2.3.2 Funktionsweise

Die Energie eines eintreffenden Teilchens wird gemessen, indem seine Energie absorbiert wird und diese in ein elektromagnetisches Signal umgewandelt wird, dessen Stärke proportional zur Energie des eintreffenden Teilchens ist. Häufig besteht ein elektromagnetisches Kalorimeter aus einem passiven Medium, einem sogenannten Absorber, und einem aktiven Medium, einem sogenannten Szintillator.

Durch das Absorbermaterial wird die Energie eintreffender Teilchen absorbiert, indem durch Paarbildung und Bremsstrahlung eine Vielzahl neuer Teilchen entstehen. Unter Bremsstrahlung versteht man die Emission von Photonen durch die Impulsänderung eines geladenen Teilchens. Die so entstehenden Photonen können zu Elektron-Positron-Paaren konvertieren, was man Paarbildung nennt. Das Absorbermaterial sorgt also für eine Aufteilung der Energie des primären Teilchens in neue Teilchen.

Unter Szintillation hingegen versteht man die Anregung der Moleküle des Szintillatormaterials durch Photonen, Elektronen oder Positronen und anschließende Abregung der Moleküle über die Emission von Photonen mit einer materialabhängigen charakteristischen Wellenlänge. Die so entstehenden Photonen werden von einer Photodiode registriert und liefern ein Signal, das proportional zur Energie des primären Teilchens ist. Das Szintillatormaterial dient also der Konvertierung in ein Signal, das dazu verwendet werden kann die Energie des primären Teilchens zu bestimmen.

Blei-Wolframat, wie es in den Detektionszellen des PHOS verbaut ist, vereint die Eigenschaften eines Absorbers und eines Szintillators. Trifft also ein hochenergetisches Photon auf die Blei-Wolframat-Kristalle des PHOS, so sorgt die Absorbereigenschaft dafür, dass das Photon in ein Elektron-Positron-Paar konvertiert. Die so entstandenen Elektron-Positron-Paar können wiederum durch Bremsstrahlung Photonen erzeugen, die erneut konvertieren können. Diese sich wiederholenden Prozesse, also Paarbildung und Bremsstrahlung, sorgen für einen kaskadenartigen Anstieg der Anzahl Photonen, Elektronen und Positronen, wobei man den gesamten Prozess als elektromagnetischen Schauer bezeichnet.

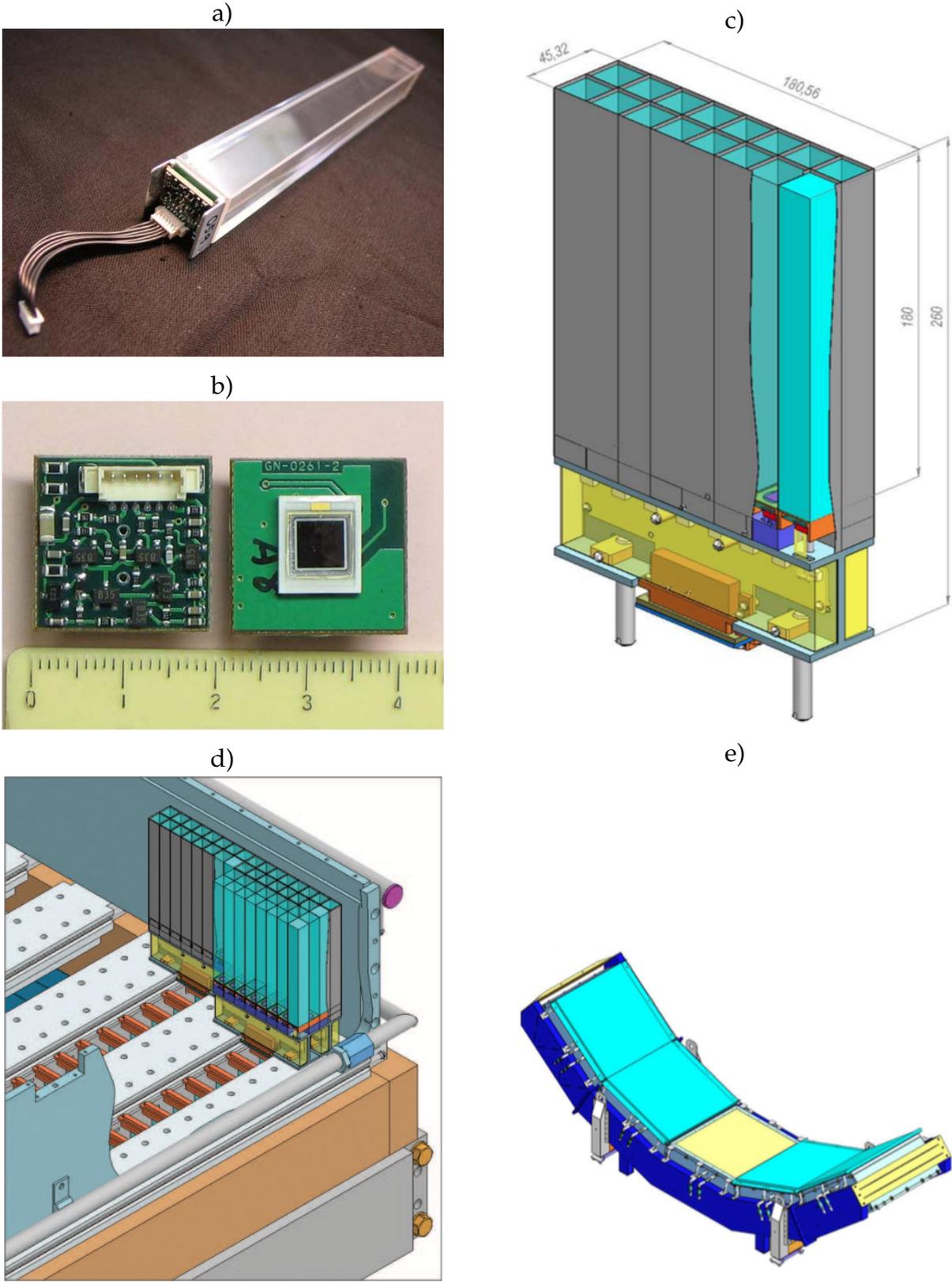


Abbildung 6: Bestandteile des PHOS-Detektors [Aam08].

Analog kann dieser Prozess statt durch ein Photon auch durch ein Elektron oder ein Positron beginnen, sodass dann zuerst Photonen durch Bremsstrahlung erzeugt werden und anschließend Konversionen zu Elektron-Positron-Paaren erfolgen. Die Produktion weiterer Teilchen endet, sobald die Energie der Elektronen und Positronen eine kritische Energieschwelle unterschreitet, ab der die Wahrscheinlichkeit für einen Energieverlust durch Bremsstrahlung genauso wahrscheinlich wird wie die Wahrscheinlichkeit für Ionisation der Atome des Blei-Wolframat-Kristalls. Es kommt daher mit erhöhter Wahrscheinlichkeit zur Anregung der Moleküle des Blei-Wolframat-Kristalls. Die angeregten Moleküle geben dann, wie bereits erwähnt, ihre Anregungsenergie in Form von Photonen mit charakteristischer Wellenlänge ab. So bleiben, nach Erliegen der Bremsstrahlungs- und Paarbildungsprozesse, nur noch die Szintillationsphotonen übrig, die mit Hilfe der Photodiode registriert werden. Anhand der Stärke des Signals wird dann, wie bereits erwähnt, die primäre Teilchenenergie berechnet.

Ein elektromagnetischer Schauer eines eintreffenden Teilchens kann sich über mehrere Detektionszellen ausbreiten. Die Energie des primären Teilchens kann somit häufig nicht aus der Stärke des Signals nur einer Photodiode bestimmt werden. Um die primäre Teilchenenergie zu bestimmen, werden benachbarte Zellen, in denen eine Energiemenge gemessen wurde, zu sogenannten *Clustern* zusammengefasst. Trifft also ein Photon auf das PHOS, so entspricht die in einem *Cluster* deponierte Energie der Energie des Photons.

3 Datenanalyse

Nach der Vorstellung der wichtigsten in dieser Analyse verwendeten Detektoren soll nun auf die eigentliche Analyse der experimentellen Daten näher eingegangen werden.

Im folgenden Abschnitt wird zunächst der in dieser Arbeit verwendete Datensatz vorgestellt, wobei besonders auf die Kriterien eingegangen wird, die ein Event erfüllen muss, um in der Analyse verwendet werden zu können. Im untersuchten Datensatz werden zeitlich aufeinanderfolgende Events zu Gruppen zusammengefasst, die als *Runs* bezeichnet werden. Um *Runs* von der Analyse auszuschließen, die in zentralen Größen der Analyse zu stark voneinander abweichen, müssen weitere Auswahlkriterien berücksichtigt werden. Diese werden in Abschnitt 3.2 vorgestellt. Nach Auswahl von *Runs* und Events müssen noch Auswahlkriterien für *Cluster* definiert werden, damit die *Cluster* bei der Bestimmung der Anzahl der π^0 berücksichtigt werden können. Diese werden in Abschnitt 3.3 eingehend diskutiert.

Das neutrale Pion π^0 zerfällt, wie diskutiert, im Hauptzerfallskanal in zwei Photonen. In der hier vorgestellten Analyse soll die Anzahl der π^0 , deren Zerfallsphotonen in Form von *Clustern* mit dem PHOS-Detektor gemessen werden, in Abhängigkeit von ihrem Transversalimpuls p_T bestimmt werden. Dazu wird die Anzahl der π^0 aus der invarianten Masse der Zerfallsprodukte, integriert über eine große Anzahl an Events, bestimmt, statt die π^0 auf Einzelebenebasis zu rekonstruieren. Details der Analyse der Verteilung der invarianten Massen werden in Abschnitt 3.5, diskutiert.

3.1 Datensatz und Event-Auswahl

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten aus Proton-Blei-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV wurden im Jahr 2016 vom ALICE-Experiment aufgezeichnet. Wie bereits erwähnt, umfasst ein *Run* viele Millionen aufeinanderfolgende Events, wobei *Runs* wiederum zu sogenannten Perioden zusammengefasst werden, die in der ALICE-Notation eine Kennung aus dem Jahr der Datennahme und einem je nach Periode anderen Buchstaben tragen. Die *Runs* der hier untersuchten Daten gehören zu den Perioden LHC16q und LHC16t; bei der Aufnahme der Daten wurde der *Minimum-Bias-Trigger* verwendet.

Da nicht alle aufgenommenen Events physikalisch sinnvoll rekonstruiert werden können, werden nur Events, die bestimmte Kriterien erfüllen, im Rahmen dieser Arbeit analysiert: Es wird beispielsweise untersucht, ob überhaupt ein Vertex der Kollision rekonstruiert werden kann, wie viele Kollisionsvertices rekonstruiert werden und wie weit der rekonstruierte Kollisionsvertex vom nominellen Kollisionsvertex abweicht.

Im weiteren Verlauf der Analyse wird aus einem *Cluster*-Paar seine invariante Masse berechnet. Da in dieser Analyse π^0 untersucht werden, erfolgt die Berechnung der

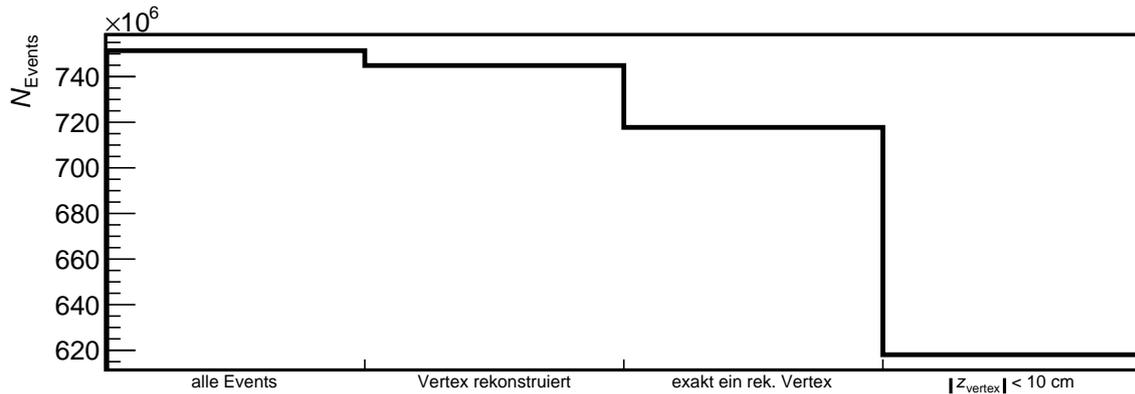


Abbildung 7: Gesamtzahl der aufgenommenen Events und die Anzahl der Events, die nach Anwendung des jeweiligen Auswahlkriteriums verbleiben.

invarianten Masse mit Hilfe der gemessenen *Cluster*-Energien und dem Winkel zwischen den beiden *Clustern* im Bezug auf den Zerfallsort. Dieser Winkel kann also nur bestimmt werden, wenn der Ort des Zerfalls bekannt ist. Aufgrund der kurzen Lebensdauer der π^0 von $c\tau=25,5 \text{ nm}$ wird angenommen, dass π^0 nahe am Kollisionsvertex zerfallen, weshalb für die Berechnung des Winkels zwischen zwei *Clustern* der Kollisionsvertex verwendet wird. Von essentieller Bedeutung ist daher, dass für ein Event ein Kollisionsvertex rekonstruiert werden kann. Daher werden alle Events verworfen, in denen kein Kollisionsvertex rekonstruiert werden kann.

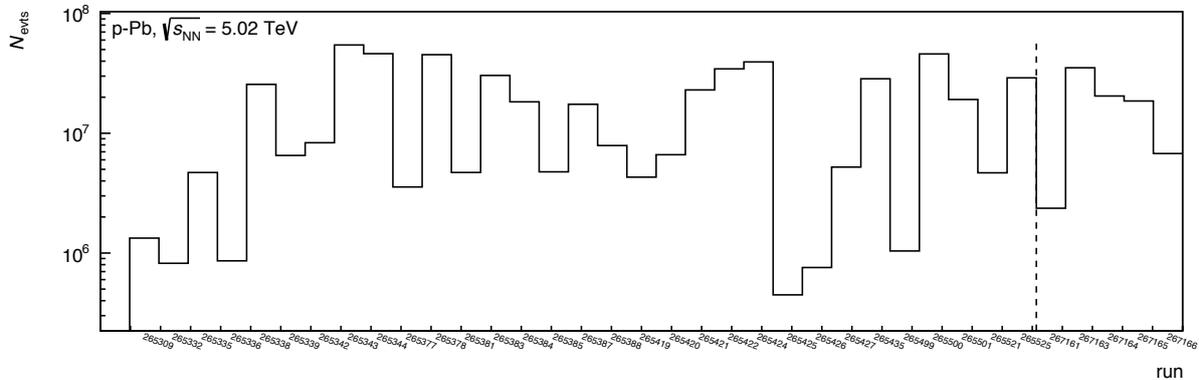
Wird mehr als ein Kollisionsvertex rekonstruiert, handelt es sich in der Regel um Events, in denen auch wirklich mehr als eine Kollision stattgefunden hat. Im Rekonstruktionsprozess kann dann nicht unterschieden werden, aus welchem Kollisionsvertex die Photonen, die einen *Cluster* bilden, stammen. Es werden daher alle Events, in denen mehr als ein primärer Kollisionsvertex rekonstruiert wird, von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Als weiteres Auswahlkriterium der Events wird in dieser Arbeit die Position z_{Vtx} des rekonstruierten Vertex entlang der Strahlachse verwendet. Da die Detektoren zur Bestimmung des primären Kollisionsvertex auf den nominellen Kollisionsvertex ausgerichtet und optimiert sind, wird die Unsicherheit der Messung von z_{Vtx} mit zunehmendem Abstand vom nominellen Kollisionsvertex größer. Daher werden hier nur Events berücksichtigt, in denen $|z_{\text{Vtx}}| < 10 \text{ cm}$ gilt.

Abbildung 7 zeigt die Gesamtzahl der aufgenommenen Events und die Anzahl der Events, die nach Anwendung des jeweiligen Auswahlkriteriums im Datensatz verbleiben. Dabei fällt auf, dass durch die Einschränkung $|z_{\text{Vtx}}| < 10 \text{ cm}$ weitaus mehr Events ausgeschlossen werden, als durch die anderen beiden Bedingungen. Insgesamt umfassen die aufgezeichneten Daten in den Perioden LHC16q und LHC16t 751 Millionen Events. Nach Anwendung aller drei Kriterien verbleiben 618 Millionen Events, die

Kollisionssystem	Proton-Blei (p-Pb)
Schwerpunktenergie	$\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV
Jahr	2016
Trigger	<i>Minimum-Bias</i>
ALICE-Datensatz-Perioden	LHC16q und LHC16t

Tabelle 4: Kenndaten des analysierten Datensatzes.

Abbildung 8: Anzahl der aufgenommenen Events in einem *Run* als Funktion der *Run*-Nummer.

im Rahmen dieser Arbeit analysiert werden, was circa 80 Prozent der ursprünglichen Events entspricht.

Die hier präsentierte Analyse basiert auf einem Datensatz [Pli17], in dem die Selektion der Events bereits enthalten ist. Tabelle 4 fasst die Kenndaten des analysierten Datensatzes noch einmal zusammen.

Nachdem in diesem Abschnitt diskutiert wurde, welche Bedingungen an ein Event gestellt werden, damit es in der weiteren Analyse berücksichtigt wird, soll im nächsten Abschnitt darauf eingegangen werden, welche Kriterien ein *Run* erfüllen muss, damit die Events, die zu diesem *Run* zusammengefasst sind, in der Analyse berücksichtigt werden.

3.2 Run-Auswahl

Während eines *Runs* sollten bei der Datenaufnahme die Eigenschaften der an der Datenaufnahme beteiligten Detektoren sowie die *Trigger*-Bedingungen unverändert bleiben. Die Aufnahme der Daten erfolgt solange ohne Unterbrechung, bis es zu einem Problem der ALICE-Detektoren oder der Beschleuniger kommt. Dann wird ein laufender *Run* beendet und erst nachdem alle technischen Probleme behoben sind, startet die Aufzeichnung der Daten erneut und ein neuer *Run* beginnt. Weil die verschiedenen technischen Probleme unvorhersehbar auftreten, variiert die Anzahl der Events in einem *Run* stark. Abbildung 8 zeigt die Anzahl der Events in einem *Run* als Funktion

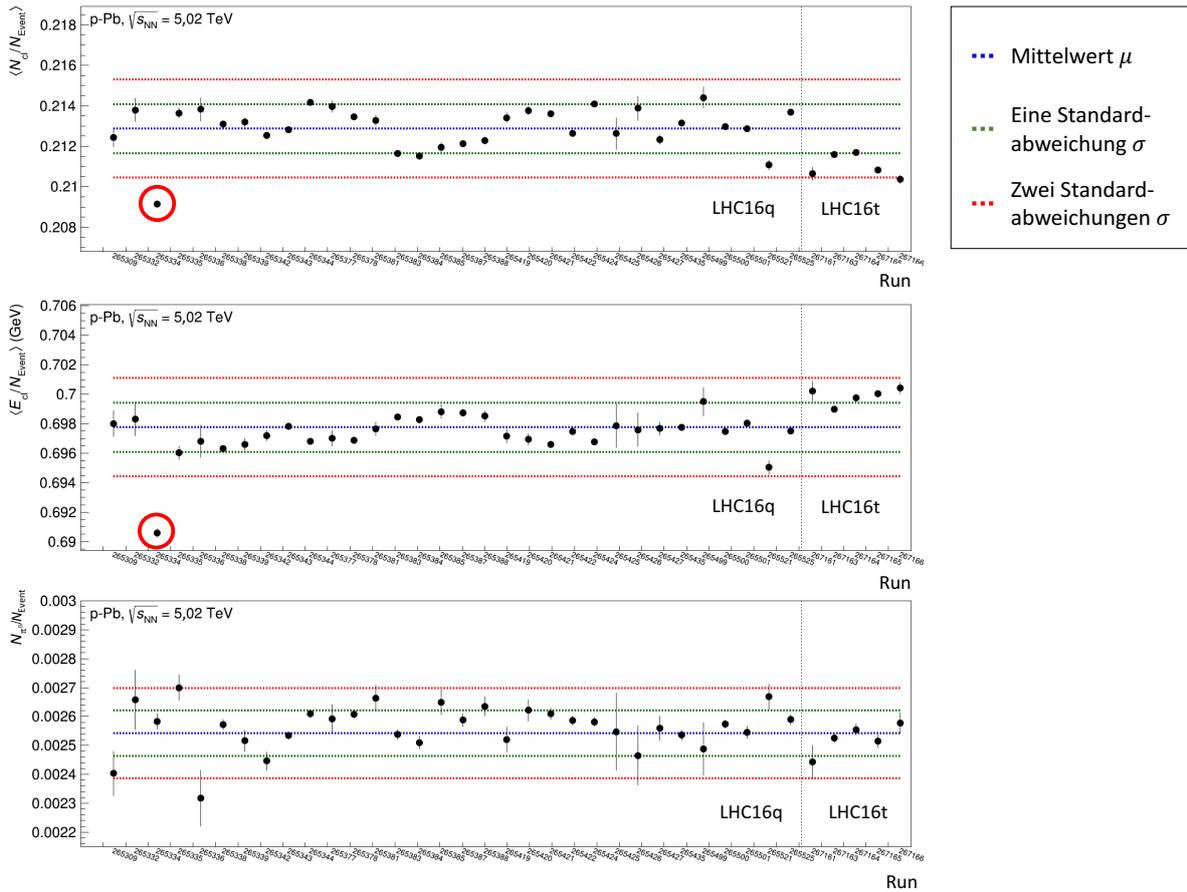


Abbildung 9: Messgrößen zur Run-Auswahl als Funktion der Run-Nummer: mittlere Anzahl an *Clustern* pro Event (oben), mittlere *Cluster-Energie* pro Event (mittig) und Anzahl gemessener π^0 pro Event (unten).

der Run-Nummer, wobei alle *Runs* gezeigt sind, die in dem für diese Arbeit verwendeten Datensatz enthalten sind. Man beobachtet, dass die Anzahl der Events in einem *Run* um ein bis zwei Größenordnungen fluktuiert.

Um die im folgenden diskutierte Signalextraktion mit Daten aus mehreren *Runs* durchzuführen, muss gewährleistet sein, dass die Events der *Runs*, die gemeinsam untersucht werden sollen, unter ähnlichen Detektorbedingungen aufgenommen sind. Da sich die Detektorbedingungen jedoch zu unterschiedlichen Messzeiten unterscheiden können, wird im folgenden anhand von drei Kriterien entschieden, ob die Daten der verschiedenen *Runs* vergleichbar sind und gemeinsam analysiert werden können: Die mittlere Anzahl der *Cluster* pro Event $\langle N_{CI}/N_{EV} \rangle$, die mittlere *Cluster-Energie* pro Event $\langle E_{CI}/N_{EV} \rangle$ und die Anzahl der detektierten π^0 pro Event N_{π^0}/N_{EV} . Diese Größen sollten bei ähnlichem Detektorverhalten nur statistisch um ihren jeweiligen Mittelwert, gemittelt über alle *Runs*, fluktuieren. Weichen zwei der drei betrachteten Messgrößen in einem *Run* zu stark vom Mittelwert aller *Runs* ab, es sich also nicht mehr um eine statistische Fluktuation handelt, so wird er im Folgenden von der Ana-

lyse ausgeschlossen.

In dieser Analyse gilt: eine der drei Messgrößen eines *Runs* weicht dann zu stark vom berechneten Mittelwert aller *Runs* ab, wenn diese mehr als zwei Standardabweichungen vom Mittelwert aller *Runs* entfernt liegt. Abbildung 9 zeigt $\langle N_{\text{Cl}}/N_{\text{Ev}} \rangle$, $\langle E_{\text{Cl}}/N_{\text{Ev}} \rangle$ und N_{π^0}/N_{Ev} als Funktion der *Run*-Nummer, wobei alle *Runs* bis zur senkrecht-gestrichelten Linie zur Periode LHC16q gehören und alle *Runs* danach zur Periode LHC16t. Die mittlere (blau-) gestrichelte Linie stellt den Mittelwert dar, der aus allen *Runs* berechnet ist. Zusätzlich schließen die beiden (grün-) gestrichelten Linien (die zweite Linie von oben und die vierte Linie von oben) den Bereich ein, in dem Datenpunkte weniger als eine Standardabweichung vom Mittelwert entfernt liegen. Der (rot-) markierte *Run* 265334 liegt in zwei der drei betrachteten Größen deutlich außerhalb des 2σ -Bandes, das durch die äußeren (rot-) gestrichelten Linien angedeutet ist. Für die im Folgenden beschriebene Analyse wird er daher ausgeschlossen und es werden damit in etwa 12 Millionen Events verworfen.

Nach dem Ausschluss dieses *Runs* werden Mittelwert und Standardabweichung aus den übrigen *Runs* erneut berechnet, um zu überprüfen, ob weitere *Runs* im verbliebenen Datensatz in zwei der drei oben definierten Größen mehr als zwei Standardabweichungen vom neuen jeweilig berechneten Mittelwert abweichen. Abbildung 10 zeigt $\langle N_{\text{Cl}}/N_{\text{Ev}} \rangle$, $\langle E_{\text{Cl}}/N_{\text{Ev}} \rangle$ und N_{π^0}/N_{Ev} als Funktion der *Run*-Nummer ohne *Run* 265334. Hier sind, wie für Abbildung 9 beschrieben, der Mittelwert, eine Standardabweichung und zwei Standardabweichungen durch gestrichelte Linien eingezeichnet, wobei Mittelwert und Standardabweichung aus allen *Runs* ohne *Run* 265334 berechnet sind. Auch hier trennt die senkrecht-gestrichelte Linie optisch wieder die Perioden LHC16q und LHC16t. Bezüglich der untersuchten Größen sind jetzt also die Daten aller *Runs*, die in Abbildung 10 gezeigt sind, ähnlich bzw. vergleichbar. Auffällig ist jedoch, dass die Datenpunkte der Periode LHC16t unterhalb des Mittelwertes der untersuchten Größe $\langle N_{\text{Cl}}/N_{\text{Ev}} \rangle$ und oberhalb des Mittelwertes der untersuchten Größe $\langle E_{\text{Cl}}/N_{\text{Ev}} \rangle$ liegen. Diese Beobachtung könnte dadurch erklärt werden, dass das Detektorverhalten zeitlich variiert, zumal zwischen den Perioden LHC16q und LHC16t zwei weitere Perioden aufgezeichnet wurden.

Handelt es sich bei den Abweichungen um statistische Schwankungen, sollten etwa 68 Prozent aller Datenpunkte innerhalb einer Standardabweichung um den Mittelwert liegen, jeder dritte Datenpunkt sollte also mehr als eine Standardabweichung vom Mittelwert entfernt liegen. Unter Vernachlässigung der Messfehler ergibt sich, dass für $\langle N_{\text{Cl}}/N_{\text{Ev}} \rangle$ etwa 69 Prozent, für $\langle E_{\text{Cl}}/N_{\text{Ev}} \rangle$ etwa 72 Prozent und für N_{π^0}/N_{Ev} etwa 67 Prozent aller *Runs* innerhalb einer Standardabweichung liegen; es sich folglich tatsächlich um statistische Schwankungen handelt.

Nachdem erläutert wurde, welche *Runs* und auch welche Events in der hier präsentierten Analyse verwendet werden, wird im nächsten Abschnitt diskutiert, welche

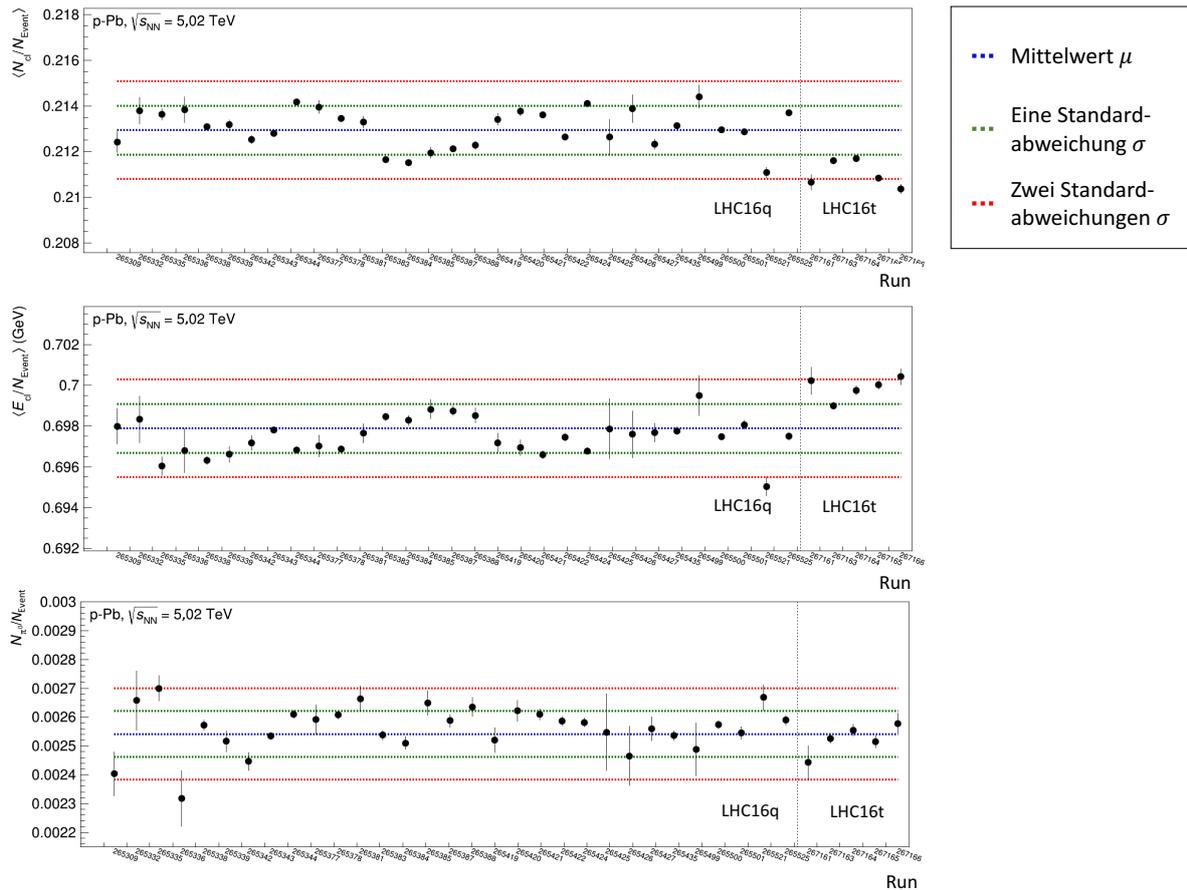


Abbildung 10: Messgrößen zur Run-Auswahl als Funktion der Run-Nummer ohne Run 265334: mittlere Anzahl an Clustern pro Event (oben), mittlere Cluster-Energie pro Event (mittig) und Anzahl gemessener π^0 pro Event (unten).

Cluster, die mit dem PHOS gemessen sind, zur Rekonstruktion der invarianten Masse verwendet werden können.

3.3 Cluster-Auswahl

Wenn ein Teilchen in den Zellen des PHOS-Detektors Energie deponiert hat, kann aus diesen Zellen ein Cluster rekonstruiert werden. Dabei werden allerdings nicht nur durch Photonen Energiesignale erzeugt, sondern auch durch andere Teilchen oder gar durch defekte Zellen. Wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, erzeugen beispielsweise auch Elektronen und Positronen einen elektromagnetischen Schauer, der, wie auch bei Photonen, die gesamte Energie des Teilchens enthält. Die Energie der rekonstruierten Cluster entspricht dann auch der Energie der Teilchen. Geladene Hadronen können ebenfalls mit dem Detektormaterial wechselwirken, lösen aber anstelle des elektromagnetischen Schauers einen hadronischen Schauer aus. Da die Wechselwirkungslänge von Hadronen größer als die Länge der PHOS-Kristalle ist, ist die Wahrscheinlichkeit

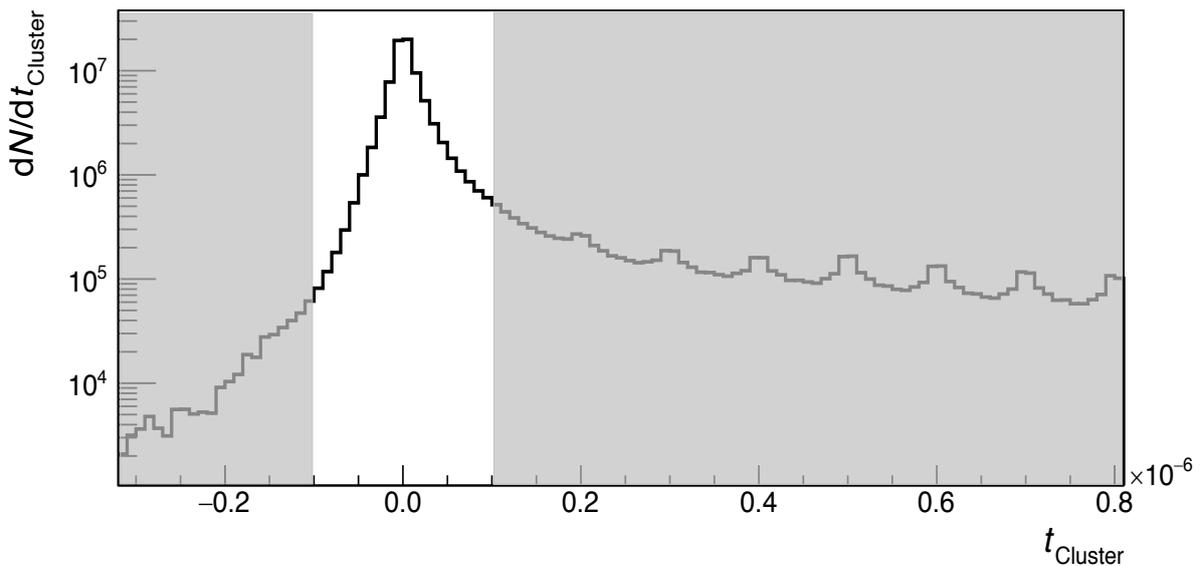


Abbildung 11: PHOS-Cluster des Datensatzes als Funktion von t_{Cluster} . Der graue Bereich deutet an, welche Cluster durch die Einschränkung $|t_{\text{Cluster}}| < 100$ ns ausgeschlossen werden.

einer hadronischen Wechselwirkung im Detektormaterial allerdings sehr gering. Anders als Elektronen, Positronen und Photonen deponieren Hadronen daher nur einen sehr geringen Teil ihrer Energie im Detektor. Um hadronische Cluster, die in dieser Arbeit einen Untergrund der Messung bilden, von weiteren Analyseschritten auszuschließen, werden daher nur Cluster berücksichtigt, die mit einer Mindestenergie von 300 MeV rekonstruiert werden.

Neben der Energie-Information wird für die Cluster eine Zeitinformation t_{Cluster} , die Differenz zwischen dem Kollisionszeitpunkt und dem Detektionszeitpunkt des Clusters, aufgezeichnet. Anhand dieses Zeitstempels können rekonstruierte Cluster einem bestimmten Event zugeordnet werden. Um für die im nächsten Abschnitt beschriebene Rekonstruktion der invarianten Masse keine unkorrelierten Cluster verschiedener Events zu verwenden, werden nur Cluster berücksichtigt, die innerhalb eines begrenzten Zeitfensters um den Kollisionszeitpunkt entstanden sind: Es werden in dieser Analyse nur Cluster mit $|t_{\text{Cluster}}| < 100$ ns akzeptiert, also solche, die 100 ns vor oder nach dem Kollisionszeitpunkt entstanden sind. Abbildung 11 zeigt die Anzahl der mit dem PHOS gemessenen Cluster in Abhängigkeit von t_{Cluster} . Bei $t_{\text{Cluster}} = 0$ ns ergibt sich eine gaußförmige Anhäufung von Clustern, die Cluster derselben Kollision. Der graue Bereich in der Abbildung visualisiert den Bereich, in dem die Cluster liegen, die aufgrund der Einschränkung $|t_{\text{Cluster}}| < 100$ ns von der weiteren Analyse ausgeschlossen werden. Wie in Kapitel 2.1 erläutert, besteht der Teilchenstrahl aus

mehreren *Bunches*, die im LHC dicht hintereinander kreisen. Das Durchqueren zweier *Bunches* an den genannten Kollisionspunkten, wird als *Bunch Crossing* bezeichnet. Im untersuchten Datensatz entspricht der Abstand zweier *Bunches* 100 ns. Daher beobachtet man in Abbildung 11 für *Cluster*-Zeitstempel bei ganzzahligen Vielfachen von 100 ns weitere Anhäufungen.

Mit Hilfe der beiden beschriebenen *Cluster*-Kriterien ist es jedoch nicht möglich, nicht-physikalische *Cluster* von der Analyse ausschließen. Nicht-physikalische *Cluster* entstehen beispielsweise durch eine fehlerhafte Ausleseelektronik, die ein Signal erzeugen, obwohl keine Energie in einer Zelle deponiert wurde. Diese sogenannten heißen Zellen zeigen dann permanent eine Energiedeposition, obwohl kein Teilchen in ihnen Energie deponiert hat. Damit einzelne heiße Zellen nicht ständig als *Cluster* rekonstruiert werden, werden nur *Cluster* akzeptiert, die sich aus mehr als zwei Zellen zusammensetzen; es muss für die Anzahl der Zellen N_{Cells} in einem Cluster gelten: $N_{\text{Cells}} > 2$.

Zusätzlich gibt es auch sogenannte tote Zellen, das heißt Zellen, die keine Energie messen können. Heiße und tote Zellen haben einen unterschiedlichen Einfluss auf die *Cluster*-Bildung. Trifft ein Teilchen auf eine Zelle, die sich neben einer heißen Zelle befinden, so wird die heiße Zelle zu dem *Cluster* gezählt und die Energie des *Clusters* wird zu hoch rekonstruiert. Im Gegensatz dazu führt eine tote Zelle dazu, dass sich ein elektromagnetischer Schauer nicht in diese Zelle ausbreitet. *Cluster* nahe einer toten Zelle werden folglich mit einer zu geringen Energie rekonstruiert. Damit sich heiße und tote Zellen nicht negativ auf die Eigenschaften eines *Clusters* auswirken, werden *Cluster*, die einen Beitrag einer heißen oder toten Zelle besitzen, von der hier präsentierten Analyse ausgeschlossen. Eine sogenannte *Bad Cell Map*, die fehlerhafte Zellen enthält, steht von Seiten der PHOS-Arbeitsgruppe zur Verfügung und wurde für diese Analyse verwendet. Eine genauere Beschreibung einer *Bad Cell Map* wird beispielsweise in [Kön17] diskutiert.

Eine Häufigkeitsverteilung der *Cluster*-Positionen auf der Zellmatrix bezeichnet man als *Cluster Hit Map*. Abbildung 12 zeigt beispielsweise die *Cluster Hit Map* von Modul eins (links) und Modul drei (rechts) summiert über alle Events der Periode LHC16q in den Zell-Positionen in x- und z-Richtung (Zelle X, Zelle Z) nach Anwendung der Standard-*Bad Cell Map* der PHOS-Arbeitsgruppe für diesen Datensatz. Die weißen Bereiche sind durch die *Bad Cell Map* ausgeschlossen, wohingegen farbige Einträge zeigen, wie oft der Schwerpunkt eines *Clusters* in einer Zelle liegt. In dem Bereich (Zelle X = 48, Zelle Z = 10) in Modul eins und im Bereich (Zelle X = 30, Zelle Z = 40) in Modul drei sind einige Zellen zu sehen, die deutlich häufiger getroffen werden, bzw. anzeigen, dass sie getroffen werden, als alle anderen Zellen. Diese möglicherweise heißen Zellen sind von der Standard-*Bad Cell Map* der PHOS-Arbeitsgruppe nicht erfasst, weshalb die offizielle *Bad Cell Map* der PHOS-Arbeitsgruppe noch Raum für

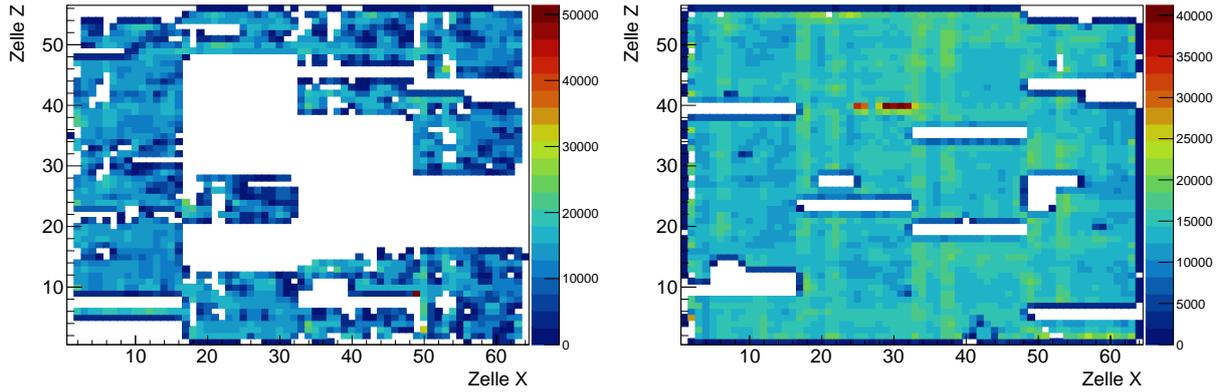


Abbildung 12: *Cluster Hit Map* für das erste PHOS-Modul (links) und für das dritte PHOS-Modul (rechts).

1.)	Energie eines <i>Clusters</i> (E_{Cluster})	mit $E_{\text{Cluster}} > 300 \text{ MeV}$
2.)	Zeitinformation eines <i>Clusters</i> (t_{Cluster})	mit $ t_{\text{Cluster}} > 100 \text{ ns}$
3.)	Anzahl der Zellen eines <i>Clusters</i> (N_{Cells})	mit $N_{\text{Cells}} > 2$

Tabelle 5: Kriterien zur Identifizierung von Photon-*Clustern*.

Optimierungen lässt.

Alle *Cluster*, die die genannten Kriterien erfüllen und nicht durch die Standard-*Bad Cell Map* ausgeschlossen sind, werden in dieser Analyse berücksichtigt und für die Rekonstruktion der invarianten Masse verwendet, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Tabelle 5 fasst die genannten Kriterien noch einmal zusammen.

3.4 Messung neutraler Pionen mit dem PHOS

Wie bereits erwähnt, zerfällt das neutrale Pion mit einer Zerfallswahrscheinlichkeit von 98,8 % in zwei Photonen. Trifft ein Photon auf die PHOS-Oberfläche, so wird der Impuls und die Energie des Photons über eine präzise Orts- und Impulsmessung bestimmt. Treffen zwei Zerfallsphotonen auf das PHOS, so lässt sich anhand der Energie- und Orts-Informationen durch kinematische Beziehungen die invariante Masse des zugehörigen Mutterteilchens rekonstruieren. Basierend auf dem Prinzip der Viererimpulserhaltung, das Energie- und Impulserhaltung vereint, wird in dieser Analyse die invariante Masse des π^0 rekonstruiert. Der Viererimpuls eines Teilchens wird durch einen vierkomponentigen Vektor dargestellt, der sich aus der Energie E und dem Impulsvektor \vec{p} eines Teilchens zusammensetzt.

$$\mathbf{P} = \left(\frac{E}{c}, \vec{p} \right) \quad (4)$$

Es lässt sich zeigen, dass das Viererimpulsquadrat invariant unter Lorentztransformation ist. Das Quadrat des Viererimpulses stellt also eine Konstante dar, egal in welchem Bezugssystem diese Größe berechnet wird, die invariante Masse m_{inv} eines Teilchens:

$$\mathbf{P}^2 = (m_{\text{inv}}c)^2 \quad (5)$$

Der Viererimpuls eines Mutterteilchens ergibt sich aus der Summe der Viererimpulse aller Zerfallsprodukte. Für den Fall des neutralen Pions und den Zerfallskanal in zwei Photonen gilt dann: $\mathbf{P}_{\pi^0} = \mathbf{P}_{\gamma_1} + \mathbf{P}_{\gamma_2}$. Zusätzlich gilt für die Energie eines Photons der Zusammenhang $E_\gamma/c = |\vec{p}_\gamma|$, da Photonen keine Ruhemasse besitzen. Anhand von Gleichung 5 lässt sich die invariante Masse eines π^0 also aus den Energien E_{γ_1} und E_{γ_2} , sowie den Impulsen \vec{p}_{γ_1} und \vec{p}_{γ_2} der beiden Zerfallsphotonen berechnen.

$$\mathbf{P}_{\pi^0}^2 = (\mathbf{P}_{\gamma_1} + \mathbf{P}_{\gamma_2})^2 \quad (6)$$

$$m_{\text{inv}}c^2 \stackrel{|\vec{p}_\gamma|=E_\gamma/c}{=} \sqrt{2 \cdot E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos(\alpha_{\gamma_1\gamma_2}))} \quad (7)$$

Wie Gleichung 7 zeigt, hängt die invariante Masse des Mutterteilchens bei einem Zerfall in zwei Photonen also nur von den Energien der Zerfallsphotonen sowie ihrem Öffnungswinkel $\alpha_{\gamma_1\gamma_2}$ ab.

In der hier diskutierten Analyse entspricht die Energie der Zerfallsphotonen den *Cluster*-Energien. Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen, von denen m_{inv} berechnet wird, wird anhand der *Cluster*-Positionen und dem Kollisionsvertex ermittelt. Die Berechnung des Öffnungswinkel erfolgt mit der Annahme, dass die π^0 aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer von $c\tau=25,5$ nm nah am Vertex der Kollision zerfallen.

Bei korrekter Identifizierung der beiden Zerfallsphotonen ist es also möglich, anhand der Energie- und Ortsinformation der beiden zugehörigen *Cluster* die invariante Masse des zugehörigen Mutterteilchens zu bestimmen.

3.5 Signalextraktion

Die mit dem PHOS gemessenen *Cluster* werden dazu zu Paaren kombiniert und es wird jeweils die invariante Masse m_{inv} und der Transversalimpuls p_T des *Clusterpaars* berechnet. In der Praxis allerdings ist nicht zuzuordnen, welches *Cluster*-Paar zu einem gemeinsamen Mutterteilchen gehört. Daher wird m_{inv} und p_T für alle möglichen Paarkombinationen der *Cluster* in einem Event berechnet. Die Anzahl aller möglichen Paarkombinationen $N_{\text{Paare}}^{\text{real}}$ ist durch die Statistik der Daten begrenzt und beträgt pro Event:

$$N_{\text{Paare}}^{\text{real}} = \sum_{n=1}^{N_{\text{Cluster}}} (n-1) = \frac{N_{\text{Cluster}} \cdot (N_{\text{Cluster}} - 1)}{2} \quad (8)$$

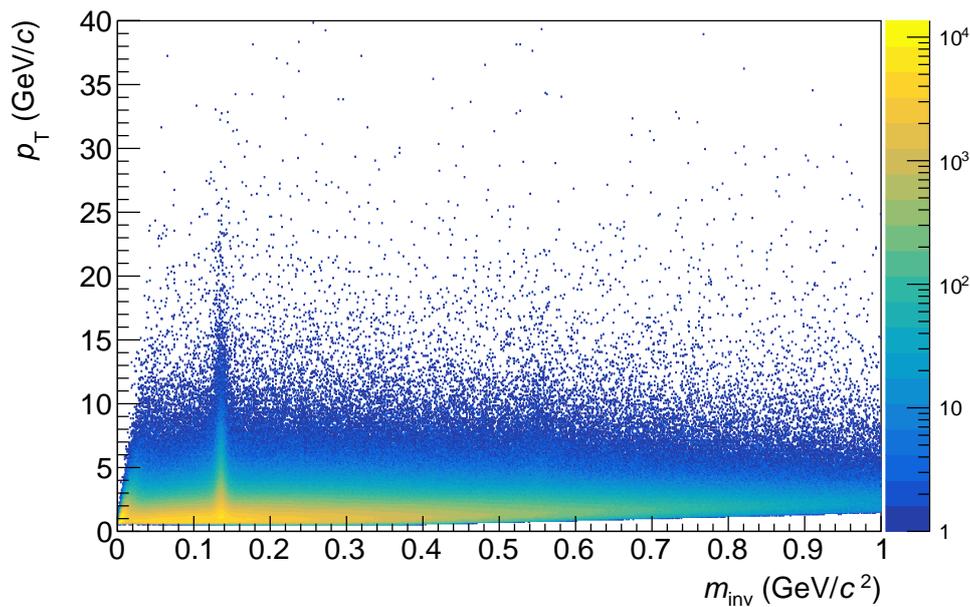


Abbildung 13: p_T -abhängige Verteilung der invarianten Masse aus der Kombination von jeweils zwei Photon-*Clustern* summiert über alle Events der Periode LHC16q und LHC16t.

wobei $N_{Cluster}$ die Anzahl der gemessenen Cluster pro Event bezeichnet. Abbildung 13 zeigt die Häufigkeitsverteilung von m_{inv} und p_T der *Cluster*-Paare, summiert über alle Events der Periode LHC16q und LHC16t. Über den gesamten p_T -Bereich ist eine deutliche Häufung von Datenpunkten im m_{inv} -Bereich um die nominelle π^0 Masse von $(134,9766 \pm 0,0006) \text{ MeV}/c^2$ zu beobachten, wobei die Stärke mit zunehmendem p_T abnimmt.

Um aus der Verteilung in Abbildung 13 ein p_T -Spektrum der π^0 -Produktion zu erhalten, also die Anzahl detektierter π^0 in Abhängigkeit vom p_T , wird hier eine Signalextraktion entwickelt, die aus der p_T -abhängigen m_{inv} -Verteilung der *Cluster*-Paare in hier definierten p_T -Intervallen die Anzahl der π^0 bestimmt.

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte der Signalextraktion vorgestellt und anhand zweier beispielhaft gewählter p_T -Intervalle ($1,4 \text{ GeV}/c \leq p_T < 1,6 \text{ GeV}/c$ und $8,0 \text{ GeV}/c \leq p_T < 11,0 \text{ GeV}/c$) diskutiert. Die zentralen Schritte der Signalextraktion finden sich für weitere p_T -Intervalle im Anhang A.1 dieser Arbeit.

Abbildung 14 zeigt die m_{inv} -Verteilung der *Cluster*-Paare für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle, wobei die m_{inv} -Verteilung nicht kontinuierlich ist. m_{inv} unterteilt sich in diskrete Intervalle, sogenannte m_{inv} -Bins. Die Größe eines m_{inv} -Bins beträgt in Abbildung 14, sowie in den folgenden Abbildung, $0,004 \text{ GeV}/c^2$. Bei der invarianten Masse des π^0 zeigt sich in der Verteilung ein deutlicher Peak, wobei die Form des Peaks, aufgrund der limitierten Energie- und Ortsauflösung des PHOS-Detektors, einer Gauß-Funktion ähnelt. Im m_{inv} -Bereich des Peaks setzen sich die Einträge einer-

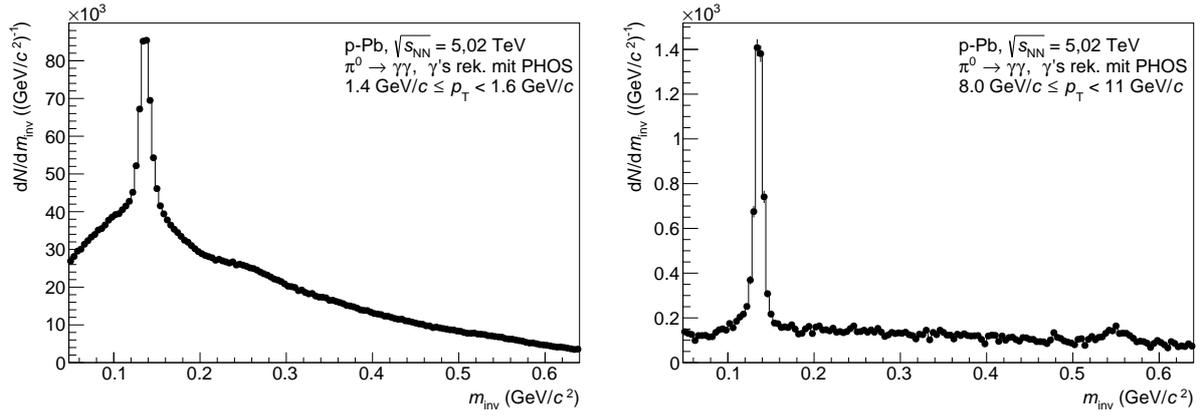


Abbildung 14: m_{inv} -Verteilung der *Cluster*-Paare für zwei beispielhaft gewählte p_T -Intervalle.

seits aus *Cluster*-Paaren zusammen, in denen die kombinierten *Cluster* tatsächlich aus den Zerfallsphotonen des gleichen π^0 stammen, und andererseits aus der Kombination von zwei *Clustern*, die nicht aus den Zerfallsphotonen des gleichen π^0 stammen, wobei die berechnete invariante Masse des Paares trotzdem zufällig der π^0 -Masse entspricht. Die Paarkombinationen von Photon-*Clustern*, die nicht aus dem Zerfall des gleichen π^0 stammen, bilden den sogenannten kombinatorischen Untergrund der Messung. Um aus dem Peak der m_{inv} -Verteilung die Anzahl der π^0 zu extrahieren, muss nun zunächst der Untergrund der Messung abgezogen werden.

Beschreibung des unkorrelierten Untergrunds

Um den kombinatorischen Untergrund der Messung zu bestimmen, wird versucht, diesen aus unkorrelierten *Clustern* nachzubilden. Dazu werden zwei Photon-*Cluster*, die aus unterschiedlichen Events stammen, miteinander kombiniert, und es wird jeweils m_{inv} sowie p_T dieser *Cluster*-Paare berechnet. Im Allgemeinen wird dieses Verfahren als *Event-Mixing* bezeichnet. Beim *Event-Mixing* werden, für eine möglichst exakte Beschreibung des Untergrunds, nur Photon-*Cluster* aus ähnlichen Events miteinander kombiniert, in diesem Fall Events mit ähnlicher Teilchenmultiplizität und ähnlicher Position des Kollisionsvertex. Eine Kombination von zwei Events mit zu stark voneinander abweichenden Kollisionsvertices würde dazu führen, dass falsche Zerfallswinkel und damit falsche invariante Massen von Photonpaaren berechnet werden. Für die Nachbildung des unkorrelierten Untergrunds der m_{inv} -Verteilung aus gemischten *Cluster*-Paaren können im Prinzip beliebig viele ähnliche Events herangezogen werden. Dadurch ist es möglich, die statistische Unsicherheit des nachgebildeten Untergrunds zu minimieren. Für die Anzahl $N_{\text{Paare}}^{\text{gemischt}}$ der gemischten *Cluster*-Paare gilt:

$$N_{\text{Paare}}^{\text{gemischt}} = N_{\text{Cluster}} \cdot M \cdot N_M \quad (9)$$

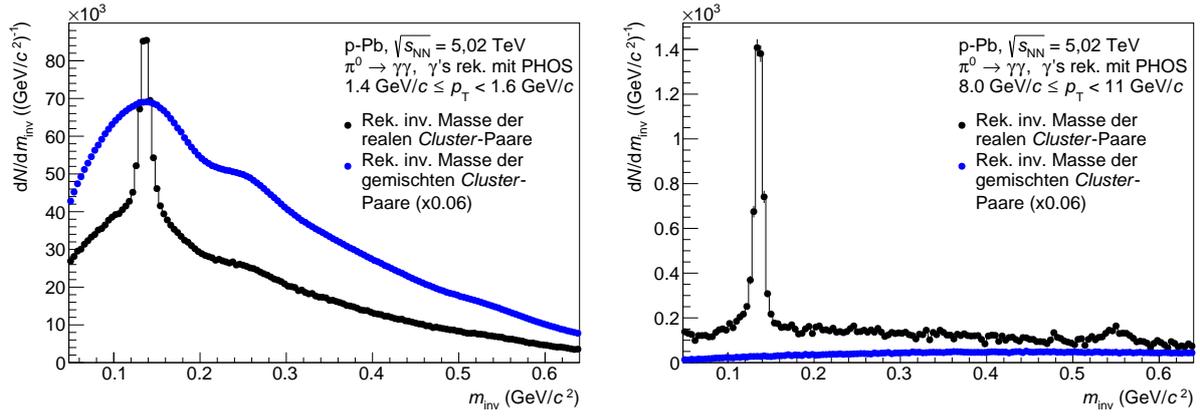


Abbildung 15: m_{inv} -Verteilung der realen und gemischten *Cluster*-Paare für die zwei beispielhaft gewählten p_T -Intervalle.

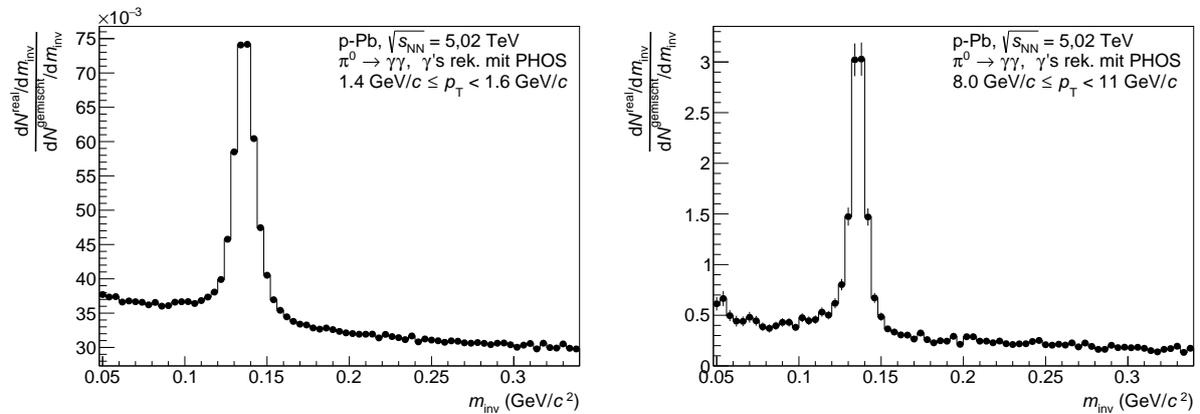


Abbildung 16: Verhältnis R_{RM} der m_{inv} -Verteilung der realen *Cluster*-Paare zur m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle.

wobei N_{Cluster} mit M *Clustern* aus N_M ähnlichen Events kombiniert werden. Der Faktor N_M ist frei wählbar und nur durch die Anzahl ähnlicher Events begrenzt. In der hier präsentierten Analyse wird $N_M = 20$ realisiert. Im Folgenden werden die *Cluster*-Paare, die im *Event-Mixing* gebildet werden, als gemischte *Cluster*-Paare bezeichnet. Im Gegensatz dazu werden *Cluster*-Paare, die entstehen, indem zwei Photon-*Cluster* aus demselben Event kombiniert werden, reale *Cluster*-Paare genannt. Abbildung 15 zeigt für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle die m_{inv} -Verteilung der realen und gemischten *Cluster*-Paare. Dabei stellen die schwarzen Datenpunkte die Verteilung der realen *Cluster*-Paare und die blauen Datenpunkte die Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare dar. Die m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare wird für eine bessere Darstellung mit einem konstanten Faktor von 0,06 skaliert. Die Form der m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare entspricht im Bereich des Peaks qualitativ der Form der m_{inv} -Verteilung der realen *Cluster*-Paare. Rechts des Peaks, sowohl in der

m_{inv} -Verteilung der realen *Cluster*-Paare, als auch in der m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare, bei etwa $m_{\text{inv}} = 0,26 \text{ GeV}/c^2$, eine kompliziertere 'Struktur' sichtbar. Auf diese Form des Untergrunds wird in Kapitel 3.6 näher eingegangen. Um jedoch zunächst die beiden Verteilungen besser miteinander vergleichen zu können, wird das Verhältnis der m_{inv} -Verteilung der realen *Cluster*-Paare und der m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare gebildet. Dieses Verhältnis wird im Folgenden als R_{RM} (RM = **R**eal-Events over **M**ixed-Events) bezeichnet. Abbildung 16 zeigt R_{RM} für die beiden beispielhaft gewählten p_{T} -Intervalle. Besonders auffällig ist die sichtbare Steigung im Bereich neben dem Peak. Die obige Annahme, dass der Untergrund durch unkorrelierte *Cluster*-Paare vollständig nachgebildet werden kann, bedarf also einer Korrektur. Der Untergrund besteht folglich aus zwei Teilen, einem unkorrelierten und einem korrelierten Anteil: Der unkorrelierte Anteil des Untergrunds setzt sich, wie beschrieben, aus der Kombination zweier Photon-*Cluster*, die nicht aus dem Zerfall des gleichen π^0 stammen, zusammen. Der korrelierte Untergrund entsteht durch Kombination von Photon-*Clustern*, die nicht aus dem Zerfall eines einzelnen π^0 stammen, jedoch trotzdem irgendwie korreliert sind. Beispielsweise können diese Photonen aus Zerfällen korrelierter Hadronen stammen, wie in der Zerfallsreihe $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$.

Die Steigung von R_{RM} als Funktion von m_{inv} in Abbildung 16 muss, wenn es kein Artefakt eines fehlerhaften *Event-Mixings* ist, im korrelierten Teil des Untergrunds begründet sein. Um auf diesen zusätzlichen Untergrund zu korrigieren, wird zunächst versucht die Form von R_{RM} außerhalb des Peaks mit einer Korrekturfunktion $f_{\text{kor.}}(m_{\text{inv}})$ zu beschreiben.

$$f_{\text{kor.}}(m_{\text{inv}}) = c + d \cdot m_{\text{inv}} \quad (10)$$

Mit Hilfe von $f_{\text{kor.}}(m_{\text{inv}})$ wird dann die m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare an die Form der m_{inv} -Verteilung der realen *Cluster*-Paare angepasst. Da innerhalb des Peak-Bereichs keine Aussage über die Form des Untergrunds möglich ist, wird für die Anpassung von $f_{\text{kor.}}(m_{\text{inv}})$ der Bereich des Peaks ausgeschlossen.

Bestimmung des Peak-Ausschlussbereichs

Um den Bereich zu bestimmen, der für die Anpassung von $f_{\text{kor.}}(m_{\text{inv}})$ ausgeschlossen werden muss, wird zunächst der Untergrund und der Peak von R_{RM} gemeinsam parametrisiert. Die Parameter der Parametrisierung werden dann dazu verwendet, einen geeigneten Ausschlussbereich zu wählen. Für die gemeinsame Parametrisierung von Peak und Untergrund wird die Funktion

$$f(m_{\text{inv}}) = a + b \cdot m_{\text{inv}} + A \cdot e^{-\frac{(m_{\text{inv}} - \mu)^2}{(2\sigma)^2}} \quad (11)$$

an R_{RM} angepasst. Die Konstanten a und b des Polynoms beschreiben die Steigung von

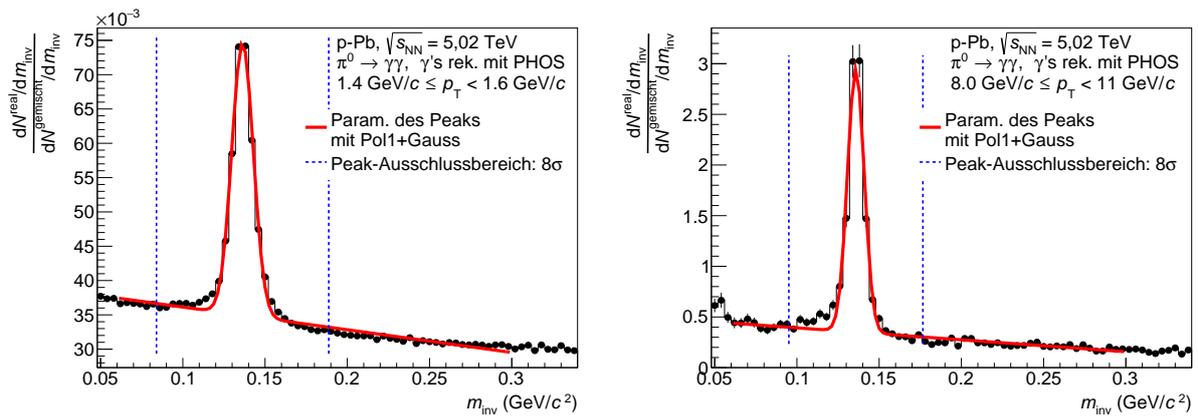


Abbildung 17: Verhältnis R_{RM} der m_{inv} -Verteilung der realen *Cluster*-Paare zur m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare sowie die gemeinsame Parametrisierung des Untergrunds und des Peaks für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle.

R_{RM} neben dem Peak. Der Parameter A der Gauß-Funktion ist ein Maß für die Höhe, μ für den Mittelwert und σ für die Breite des Peaks. Mit Hilfe der Fitparameter μ und σ , die sich aus der Anpassung der Funktion an R_{RM} ergeben, wird der Bereich gewählt, der für die Anpassung von $f_{kor.}(m_{inv})$ ausgeschlossen wird. Dabei wird dieser Bereich so groß gewählt, dass alle *Cluster*-Paare, die zum Peak beitragen, ausgeschlossen sind. Abbildung 17 zeigt R_{RM} sowie die Parametrisierung 11 und den in dieser Analyse gewählten Ausschlussbereich von $\mu \pm 8\sigma$ um die Position μ des Gauß-Peaks als (blau-) gestrichelte Linien.

Anpassung des unkorrelierten Untergrunds

Mit Ausschluss des Bereichs $\mu - 8\sigma < m_{inv} < \mu + 8\sigma$ wird für die Anpassung von $f_{kor.}(m_{inv})$ an R_{RM} gewährleistet, dass der Bereich neben dem Gauß-Peak möglichst exakt beschrieben wird. Zusätzlich werden bei der Anpassung Datenpunkte im Bereich $m_{inv} < 0,05 \text{ GeV}/c^2$ nicht berücksichtigt, da sich R_{RM} in diesem m_{inv} -Bereich nicht mehr durch ein Polynom erster Ordnung beschreiben lässt. Im Wesentlichen folgt das Verhältnis rechts des Peaks einem einheitlichen, gradlinigen Verlauf. Dennoch muss bei der Wahl der Anpassungsgrenzen von $f_{kor.}(m_{inv})$ beachtet werden, dass einerseits genügend Datenpunkte betrachtet werden, um Schwankungen im Verhältnis R_{RM} auszugleichen, und andererseits Datenpunkte, die keine Relevanz für den Untergrund haben, die Anpassung von $f_{kor.}(m_{inv})$ nicht verfälschen. Zusätzlich darf die obere Anpassungsgrenze (rechts vom Peak) für $f_{kor.}(m_{inv})$ nur so weit vom Peak entfernt liegen, dass den wenigen Datenpunkte links vom Peak genug Gewicht bei der Anpassung von $f_{kor.}(m_{inv})$ zukommt. In dieser Analyse wird der Anpassungsbereich $0,05 \text{ GeV}/c^2 < m_{inv} < 0,35 \text{ GeV}/c^2$ für alle betrachteten p_T -Intervalle verwendet. Abbildung 18 zeigt R_{RM} sowie $f_{kor.}(m_{inv})$ für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle. Mit Hilfe der so bestimmten Korrekturfunktion $f_{kor.}(m_{inv})$ wird nun die

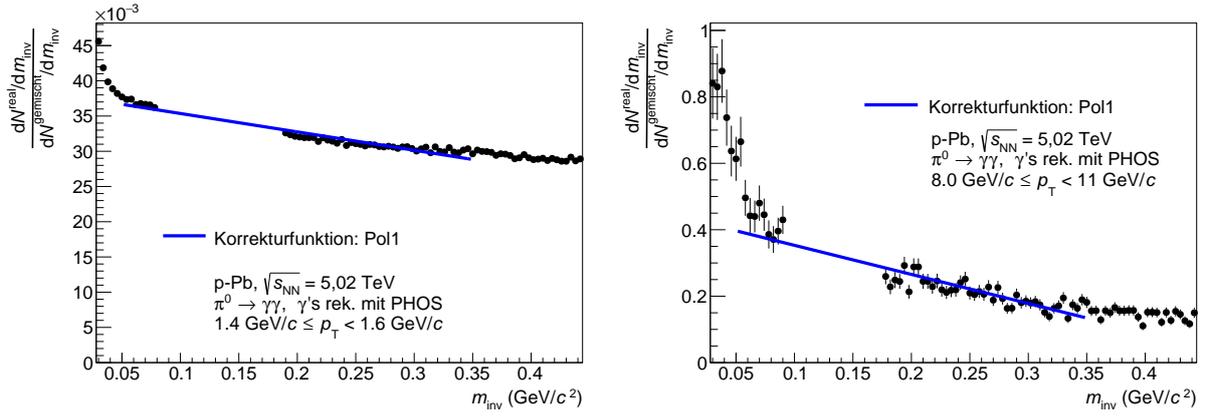


Abbildung 18: Verhältnis R_{RM} der m_{inv} -Verteilung der realen $Cluster$ -Paare zur m_{inv} -Verteilung der gemischten $Cluster$ -Paare mit ausgeschlossenen Peak und der Korrekturfunktion $f_{kor.}(m_{inv})$ für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle.

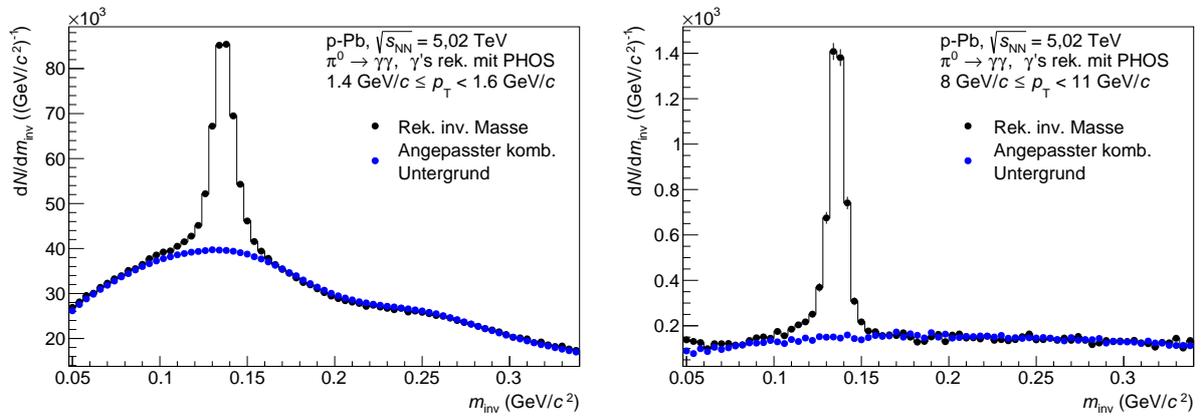


Abbildung 19: m_{inv} -Verteilung der realen $Cluster$ -Paare und die skalierte m_{inv} -Verteilung der gemischten $Cluster$ -Paare für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle

m_{inv} -Verteilung der gemischten $Cluster$ -Paare an die Form der m_{inv} -Verteilung der realen $Cluster$ -Paare angepasst. Abbildung 19 zeigt die m_{inv} -Verteilung für reale $Cluster$ -Paare und die mit $f_{kor.}(m_{inv})$ skalierte m_{inv} -Verteilung gemischter $Cluster$ -Paare für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle. Die korrigierte m_{inv} -Verteilung aus gemischten $Cluster$ -Paaren beschreibt im Bereich neben dem π^0 -Peak nun die reale Form des Untergrunds. Daher wird im Folgenden davon ausgegangen, dass die korrigierte m_{inv} -Verteilung aus gemischten $Cluster$ -Paaren im m_{inv} -Bereich des Peaks jetzt auch die reale Form des Untergrunds beschreibt. Um den reinen π^0 -Peak zu erhalten, wird nun der so bestimmte Untergrund, also die korrigierte m_{inv} -Verteilung aus gemischten $Cluster$ -Paaren, von der m_{inv} -Verteilung der realen $Cluster$ -Paare abgezogen. Abbildung 20 zeigt den extrahierten Peak nach Subtraktion des Untergrunds für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle.

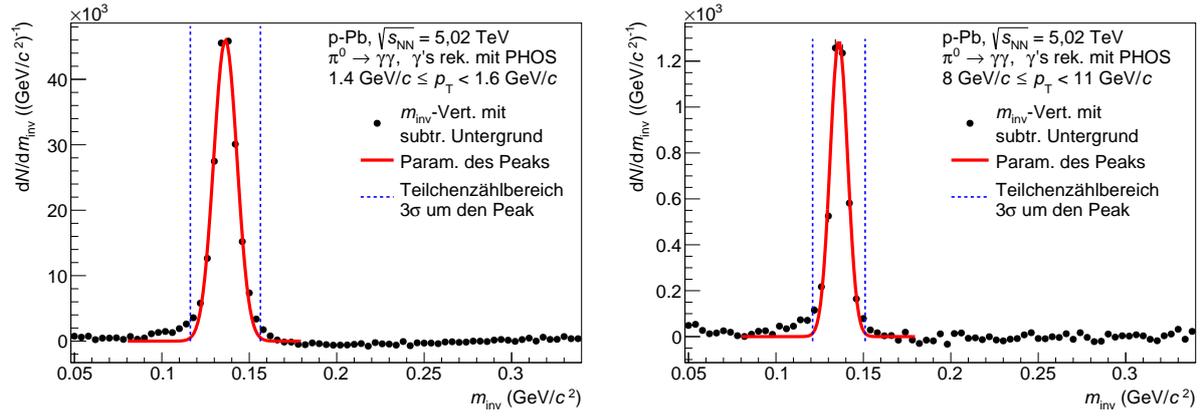


Abbildung 20: m_{inv} -Verteilung mit subtrahiertem Untergrund für die beiden beispielhaft gewählten p_T -Intervalle.

Bestimmung der produzierten π^0

Um die Anzahl der detektierten π^0 im betrachteten p_T -Intervall zu bestimmen, wird zunächst eine Gauß-Funktion $f_{\text{Gauß}}(m_{\text{inv}})$ an den m_{inv} -Bereich des Peaks angepasst:

$$f_{\text{Gauß}}(m_{\text{inv}}) = A \cdot e^{-\frac{(m_{\text{inv}} - \mu)^2}{(2\sigma)^2}} \quad (12)$$

Hierbei beschreibt der Parameter A die Höhe des Peaks, μ den Mittelwert und σ ist ein Maß für die Breite der Gauß-Funktion. Die Anzahl der gemessenen π^0 wird anschließend durch Aufsummieren in einem festen m_{inv} -Bereich um die Position μ des Peaks bestimmt. Der Bereich, in dem die π^0 gezählt werden, wird im Folgenden als Teilchenzählbereich bezeichnet. In Abbildung 20 zeigt die (rot-) durchgezogene Linie die Parametrisierung des Peaks und die senkrechten gestrichelten Linien den Bereich $\mu - 3\sigma < m_{\text{inv}} < \mu + 3\sigma$, indem im Folgenden die π^0 gezählt werden.

Da die m_{inv} -Verteilung in der Analyse in diskrete Bins unterteilt ist, kann dabei nicht exakt innerhalb einer 3σ -Umgebung aufsummiert werden. Es wird stattdessen der Inhalt der m_{inv} -Bins aufsummiert. Dabei werden entweder zu viele π^0 gezählt, wenn der m_{inv} -Bin, in dem der Wert $\mu - 3\sigma$ liegt, und der m_{inv} -Bin, in dem der Wert $\mu + 3\sigma$ liegt, mit berücksichtigt werden, oder es werden zu wenige π^0 gezählt, wenn man nur die m_{inv} -Bins berücksichtigt, die vollständig innerhalb des Werte-Bereichs $\mu - 3\sigma < m_{\text{inv}} < \mu + 3\sigma$ liegen. Um diese Ungenauigkeit möglichst gering zu halten, werden die Einträge der m_{inv} -Bins nicht in der Verteilung summiert, die in Abbildung 20 dargestellt ist. Stattdessen wird in der m_{inv} -Verteilung mit den kleinst möglichen m_{inv} -Bins der Analyse summiert, die im Datensatz [[Pli17]] zur Verfügung steht. In diesem Datensatz hat ein m_{inv} -Bin eine minimale Breite von $0,001 \text{ GeV}/c^2$. Für die in Abbildung 20 gezeigte Verteilung gilt $(\mu - 3\sigma) = 0,1162 \text{ GeV}/c^2$ und $(\mu + 3\sigma) = 0,1563 \text{ GeV}/c^2$. Bei einer Breite der m_{inv} -Bins von $0,001 \text{ GeV}/c^2$ entspricht dann der Bereich,

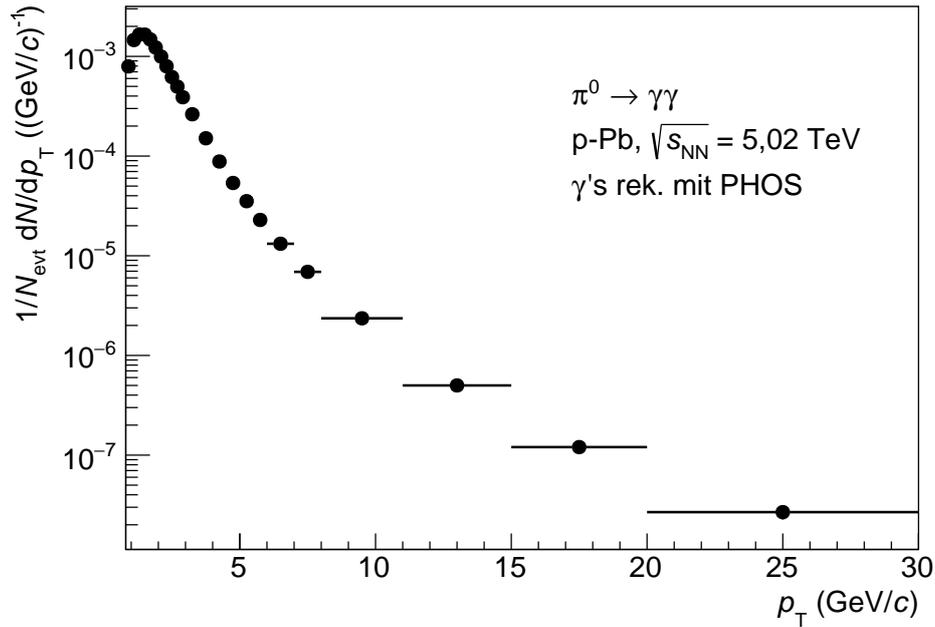


Abbildung 21: Unkorrigiertes p_T -Spektrum der π^0 -Produktion.

in dem tatsächlich gezählt wird, mit einer Unsicherheit von weniger als einem Prozent der gewählten 3σ -Umgebung.

Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass für eine Gauß-Verteilung nur 99,73 Prozent aller Datenpunkte innerhalb der 3σ -Umgebung liegen. Daher wird unter der Annahme einer tatsächlichen Gauß-Verteilung die Anzahl der aufsummierten π^0 um diesen Wert korrigiert, um die Gesamtzahl der gemessenen π^0 zu erhalten. Die Extraktion des π^0 -Signals und die Summation der so als π^0 identifizierten Teilchen wird für jedes p_T -Intervall der Analyse durchgeführt. Es ergibt sich so die Anzahl der gemessenen π^0 in Abhängigkeit von p_T .

Dieses p_T -Spektrum besitzt eine statistische Unsicherheit, die sich für einen festes p_T aus der statistischen Unsicherheit der m_{inv} -Verteilung, wie beispielsweise in Abbildung 20 gezeigt, ergibt. Für die statistische Unsicherheit eines festen p_T -Bereichs ergibt sich dann:

$$\sigma_{\pi^0} = \sqrt{\sum_{i=0}^n \sigma_{\text{sub. inv, } i}^2} \quad (13)$$

Dabei bezeichnet n die Anzahl der m_{inv} -Bins, in denen die π^0 gezählt werden, und $\sigma_{\text{sub. inv, } i}^2$ die statistische Unsicherheit der Anzahl der *Cluster*-Paare im m_{inv} -Bin i der Verteilung der realen *Cluster*-Paare mit subtrahiertem Untergrund. Die Unsicherheit $\sigma_{\text{sub. inv, } i}^2$ ergibt sich hier mittels Gaußscher Fehlerfortpflanzung aus der statistischen Unsicherheit $\sigma_{\text{inv, } i}^2$ der ursprünglichen m_{inv} -Verteilung (m_{inv} -Verteilung der realen *Cluster*-Paare) und der statistischen Unsicherheit des Untergrunds $\sigma_{\text{Untergrund, } i}^2$ (kor-

rigierte m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare):

$$\sigma_{\text{sub. inv, } i}^2 = \sqrt{\sigma_{\text{inv, } i}^2 + \sigma_{\text{Untergrund, } i}^2} \quad (14)$$

Die einzelnen Bins der m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare wird dazu, wie beschrieben, mit der gewählten Korrekturfunktion $f_{\text{kor.}}(m_{\text{inv}})$ skaliert. Neben den Einträgen der einzelnen m_{inv} -Bins wird auch der statistische Fehler dieser Einträge mit $f_{\text{kor.}}(m_{\text{inv}})$ skaliert, um für $\sigma_{\text{sub. inv, } i}^2$ die statistische Unsicherheit zu berechnen.

Abbildung 21 zeigt das auf die Anzahl der Events normierte p_{T} -Spektrum der π^0 mit den berechneten statistischen Unsicherheiten. Mit der Normierung auf die Breite der p_{T} -Intervalle und die Anzahl der Events N_{evt} können die Ergebnisse dieser Analyse mit den Ergebnissen anderer Analysen verglichen werden. Die systematischen Unsicherheiten des p_{T} -Spektrums werden in Abschnitt 3.7 diskutiert.

Zuvor soll im nächsten Abschnitt allerdings noch einmal näher auf die Form des Untergrunds eingegangen werden.

3.6 Form des Untergrunds der m_{inv} -Verteilung

Im Zusammenhang der Diskussion der Abbildung 15 wurde bereits die charakteristische Struktur in der Form des Untergrunds der m_{inv} -Verteilung erwähnt. Diese zeigt sich auch in den Abbildungen im Anhang A.1 für weitere p_{T} -Intervalle. Wie die Abbildungen im Anhang A.1 zeigen, verschiebt sich diese Struktur mit steigendem p_{T} zu höheren m_{inv} -Werten. Im Folgenden soll dazu eine Studie zur Form des Untergrunds unter Zuhilfenahme einer sogenannten schnellen Monte-Carlo-Simulation (fMC-Simulation) vorgestellt werden. Zuerst soll jedoch noch kurz auf das Prinzip einer Monte-Carlo-Simulation (MC-Simulation) an sich und einer vollständigen MC-Simulation eingegangen werden:

Im Allgemeinen werden mit Hilfe von MC-Simulationen Prozesse simuliert, die bei häufigem Ausführen unter gleichen Voraussetzung zu einem Erwartungswert konvergieren. Dabei basieren MC-Simulationen physikalischer Prozesse auf bestimmten Annahmen, beispielsweise hinsichtlich der statistischen Verteilung von Eingangsgrößen oder der ablaufenden physikalischen Prozesse.

Eine vollständige Simulation der π^0 -Produktion in p-Pb-Kollisionen, die das Entstehen und das Zerfallen von π^0 sowie das anschließende Messen der Zerfallsphotonen mit dem PHOS-Detektor berücksichtigt, ist durch sogenannte Event-Generatoren wie beispielsweise PYTHIA¹⁰ und Simulationspaketen wie GEANT¹¹ möglich. Die Teilchen werden dabei durch einen simulierten ALICE-Detektor propagiert. Dabei wird versucht, möglichst alle auftretenden physikalischen Effekte, wie beispielswei-

¹⁰siehe <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/pythia81html/Welcome.html>

¹¹siehe <http://alice-offline.web.cern.ch/Activities/Simulation/ParticleTransport.html>

Simulierte Teilchen	Photonen (γ)
Pseudo-Zufallsgenerator	<i>TRandom3</i>
Input- E -Verteilung der γ	Verteilung der <i>Cluster</i> -Energien realer Daten
Input- y -Verteilung der γ	$f(x) = 1 \cdot e^{(\frac{x}{4})^2}$
Input- y -Intervall der γ	$-0,16 \leq y \leq 0,16$
Input- ϕ -Verteilung der γ	gleichverteilt
Input- ϕ -Intervall der γ	$250^\circ \leq \phi \leq 320^\circ$
Raumabdeckung simul. PHOS	$250^\circ \leq \phi \leq 320^\circ; \eta < 0,13$

Tabelle 6: Kenngrößen der fMC-Simulation

se die Wechselwirkung zwischen Teilchen und Detektormaterial, zu berücksichtigen. So soll eine möglichst exakte Nachbildung der Messung von π^0 in p-Pb-Kollisionen erreicht werden, wobei in der MC-Simulation auch alle Informationen über die generierten Teilchen gespeichert werden können. Ein Vergleich zwischen den generierten und den gemessenen Teilchen einer MC-Simulation liefert dann beispielsweise Informationen über Verlusteffekte in den Detektoren des Experiments.

Da eine solche MC-Simulation mit hohem zeitlichen Rechenaufwand verbunden ist, wird, um den Rechenaufwand zu reduzieren, in dieser Analyse eine fMC-Simulation verwendet, um die Form des Untergrunds der m_{inv} -Verteilung zu untersuchen. Diese fMC simuliert keine vollständige p-Pb-Kollision, sondern nur die wichtigsten Parameter, die nötig sind, um den Untergrund der m_{inv} -Verteilung möglichst präzise zu untersuchen. Da sich der Untergrund in der Messung von π^0 hauptsächlich durch Kombinationen von Photonen ergibt, die nicht aus dem gleichen π^0 stammen, werden in der hier diskutierten fMC-Simulation einzelne Photonen auf eine wohldefinierte Fläche im Raum, die der Größe und Position des PHOS entspricht, geschossen. Das PHOS wird mit seiner Zellen-Segmentierung und verschiedener *Bad Cell Maps* simuliert, sodass nur die Energien und Impulse von Photonen gespeichert werden, die auf eine aktive Zelle des Detektors treffen. In der Simulation lässt sich zudem jede Zelle des simulierten PHOS-Detektors an- und ausschalten. Aus der Kombination von zwei Photonen werden wieder m_{inv} und p_T berechnet und es ergibt sich, wie für die realen Daten der hier präsentierten Arbeit, eine Häufigkeitsverteilung von m_{inv} und p_T der Photon-Paare. Die Häufigkeitsverteilung wird in die gleichen p_T -Intervalle eingeteilt wie auch die Häufigkeitsverteilung, die aus den realen Daten entsteht. Durch Variation der aktiven Zellen im simulierten PHOS-Detektor lässt sich dann der Einfluss der geometrischen Abdeckung des PHOS-Detektors auf die Form des Untergrunds untersuchen.

Mit der fMC-Simulation werden 10^6 Events mit jeweils 30 Photonen generiert, deren Rapidität y und Azimuthalwinkel ϕ (Definition in Anhang A.2) in wohldefinierten Intervallen der räumlichen Abdeckung des PHOS-Detektors zufällig erzeugt wer-

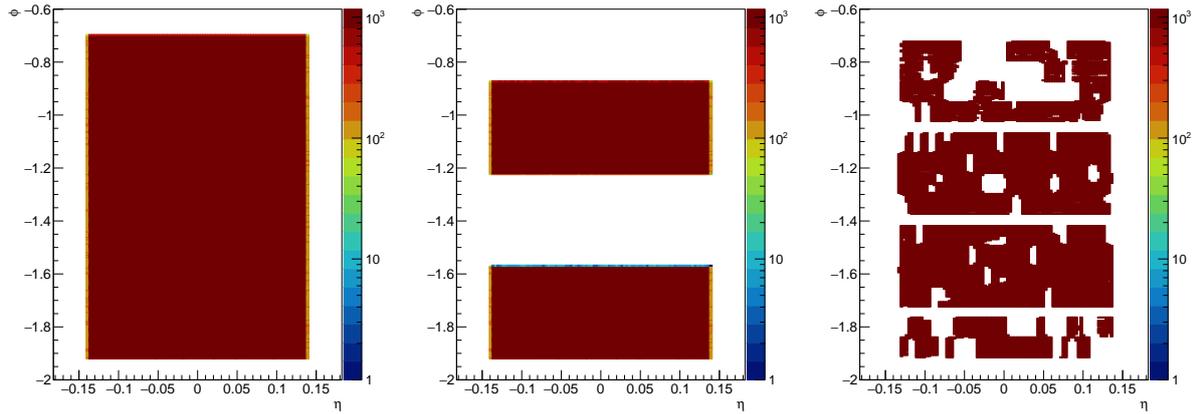


Abbildung 22: Links: Photon-Hit-Map in der alle Zellen des simulierten PHOS-Detektors aktiviert sind. Mitte: Photon-Hit-Map in der die Zellen von Modul zwei und vier des simulierten PHOS-Detektors deaktiviert sind. Rechts: Photon-Hit-Map in der die Zellen deaktiviert sind, die von der Standard-Bad Cell Map der PHOS-Arbeitsgruppe ausgeschlossen sind.

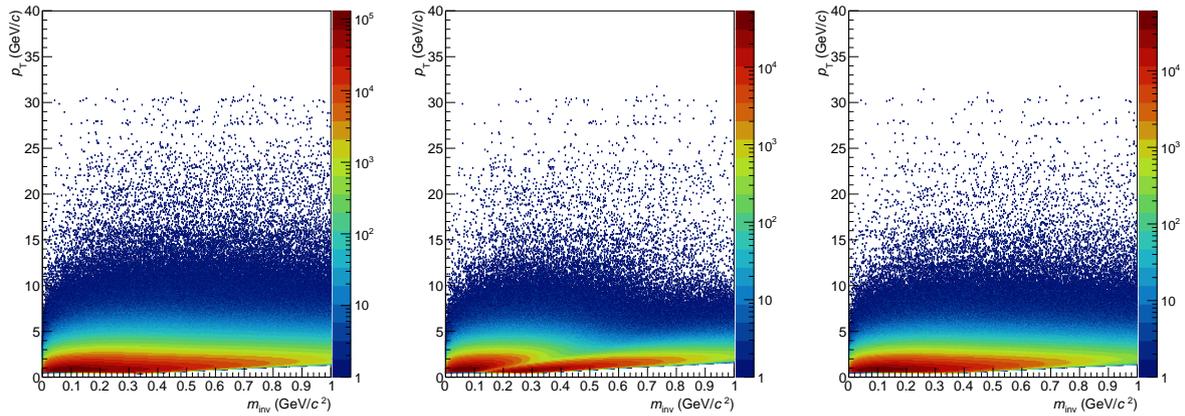


Abbildung 23: p_T -abhängige m_{inv} -Verteilung aus der Kombination von Photonen mit Szenario S_1 (links), S_2 (mittig) und S_3 (rechts).

den. Die Energie E der Teilchen in der Simulation folgt der gemessenen Verteilung der *Cluster*-Energie in den realen Daten (siehe Anhang A.3). In Tabelle 6 sind die Kenngrößen der fMC-Simulation aufgeführt.

In der Simulation werden drei verschiedene Detektorszenarien untersucht: In Szenario S_1 sind alle Zellen des simulierten Detektors aktiviert, in Szenario S_2 sind nur Modul eins und Modul drei aktiviert und in Szenario S_3 sind schließlich alle Zellen deaktiviert, die in der Standard-Bad Cell Map der PHOS-Arbeitsgruppe ausgeschlossen sind. Abbildung 22 zeigt die Photon-Hit-Maps für die drei gewählten Szenarien S_1 (links), S_2 (mittig) und S_3 (rechts).

Wie beschrieben, wird m_{inv} und p_T für alle möglichen Paarkombinationen berechnet und es ergibt sich so für jedes der gewählten Szenarien eine p_T -abhängige m_{inv} -Verteilung. Abbildung 23 zeigt für S_1 , S_2 und S_3 jeweils die p_T -abhängige m_{inv} -

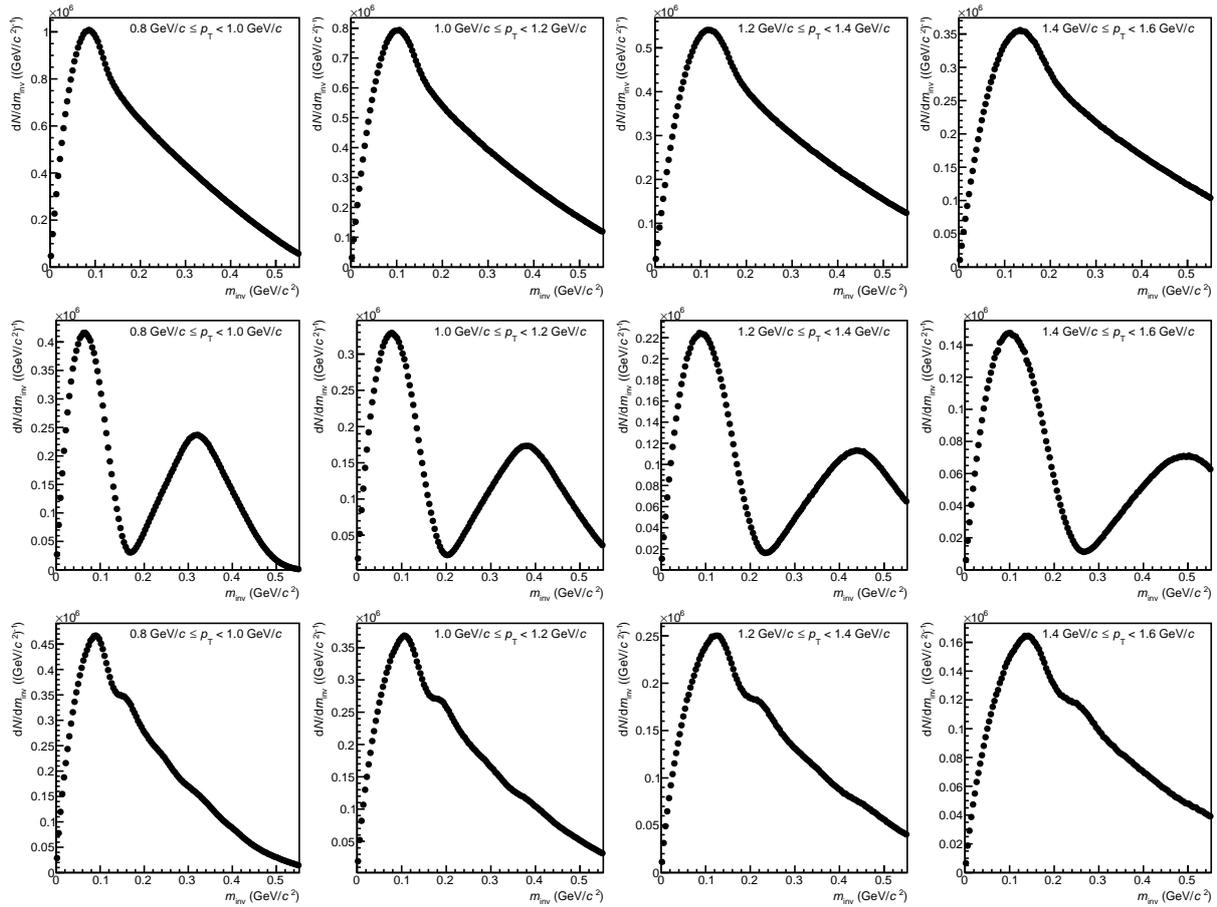


Abbildung 24: m_{inv} -Verteilungen für vier p_{T} -Intervalle mit verschiedenen Geometrien: Oben: S_1 , Mitte: S_2 , Unten: S_3

Verteilung.

Die p_{T} -abhängige m_{inv} -Verteilung für S_2 zeigt für bestimmte Kombinationen von p_{T} und m_{inv} deutlich weniger Einträge als die beiden anderen Verteilungen. Bestimmte Kombinationen von p_{T} und m_{inv} werden also aufgrund einer veränderten Geometrie weniger oft gebildet als andere. Um den Einfluss der Detektorgeometrie näher zu untersuchen, werden, analog zur Analyse der realen Daten, die p_{T} -abhängigen m_{inv} -Verteilungen in p_{T} -Intervalle eingeteilt. Abbildung 24 zeigt für die drei Szenarien jeweils die m_{inv} -Verteilung für vier verschiedene p_{T} -Intervalle. In der m_{inv} -Verteilungen für S_1 zeigt sich ein kontinuierlicher Abfall der Einträge mit m_{inv} oberhalb des Maximums der Verteilung.

Für S_2 zeigt die m_{inv} -Verteilungen hingegen ein deutliches Minimum, das für steigende p_{T} zu höheren m_{inv} -Werten wandert. Wie in Kapitel 3.4 beschrieben, wird m_{inv} über den Winkel $\alpha_{\gamma_1\gamma_2}$ rekonstruiert. Da in S_2 bestimmte Winkel aufgrund der Akzeptanz nur selten auftreten, folgt, dass bestimmte m_{inv} -Werte für ein p_{T} -Intervall weniger oft rekonstruiert werden. Daher beobachtet man aufgrund der Akzeptanzlücke in S_2 für ganz bestimmte m_{inv} -Bereiche in den jeweiligen p_{T} -Intervallen deutlich weniger

Einträge.

Betrachtet man schließlich die m_{inv} -Verteilungen mit einer realistischen *Bad Cell Map* (S_3), so zeigt sich auch hier eine deutliche Modifikation der abfallenden Flanke aus S_1 . Dieser Effekt ist aber nicht so stark ausgeprägt wie in der m_{inv} -Verteilung in S_2 . In S_3 sind die $\Delta\phi$ -Akzeptanzlücken deutlich kleiner als in S_2 , in S_3 gibt es jedoch weitere Akzeptanzlücken unterschiedlicher Größe. In der Konsequenz werden bestimmte Kombinationen von m_{inv} und p_{T} in S_3 weniger stark unterdrückt als in S_2 .

In der Diskussion der Abbildung 15 für reale Daten wurde bereits auf die "komplizierte Struktur" des Untergrunds oberhalb des Peaks hingewiesen. Die Struktur aus der fMC-Simulation mit Szenario S_3 zeigt rein qualitativ ein sehr ähnliches Verhalten.

Sowohl in der m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare in den ersten p_{T} -Bereichen in Anhang A.1 als auch in den m_{inv} -Verteilungen für S_3 zeigt sich eine ähnliche Struktur, deren Position in beiden Verteilungen mit steigendem p_{T} zu höheren m_{inv} -Werten wandert. Dies legt den Schluss nahe, dass die Struktur in den m_{inv} -Verteilungen aus dem Datensatz [Pli17] also aufgrund von Effekten entsteht, die auf die geometrische Akzeptanz des PHOS zurückzuführen sind.

Eine besondere Herausforderung für die Analyse stellt der Bereich kleiner Transversalimpulse dar, da in diesen die Struktur genau im m_{inv} -Bereich des Peaks liegt aus dem die Anzahl der π^0 extrahiert werden soll. Da zur Bestimmung der Anzahl der π^0 der Untergrund abgezogen wird, ist es also gerade in diesem Transversalimpulsbereich von essentieller Bedeutung, dass der Untergrund richtig beschrieben wird. Daher stellt diese Studie einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Form des Untergrunds bei kleinem Transversalimpuls dar.

3.7 Systematischen Unsicherheiten

Die systematischen Unsicherheiten der in dieser Arbeit präsentierten Analyse hängen maßgeblich davon ab, wie gut der Untergrund der Messung beschrieben wird und welche Grenzen für die Parametrisierung des Untergrunds gewählt werden. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheiten des p_{T} -Spektrums wird daher die vorgestellte Signalextraktion mit veränderten Parametern variiert. Das p_{T} -Spektrum $dN/dp_{\text{T},Std.}$ der ursprünglichen Analyse $Ana_{Std.}$ wird dann mit den p_{T} -Spektrern $dN/dp_{\text{T},i,j}$ verglichen, die aus der Signalextraktion mit veränderten Parametern i entstehen. Dabei wird ein Parameter i auf unterschiedliche Werte j gesetzt. Demnach ergibt sich aus einer Analyse $Ana_{i,j}$ mit dem zu einem Wert j veränderten Parameter i ein variiertes p_{T} -Spektrum $dN/dp_{\text{T},i,j}$. Anhand der Abweichungen von $dN/dp_{\text{T},i,j}$ zu $dN/dp_{\text{T},Std.}$ wird die systematische Unsicherheit des ursprünglichen p_{T} -Spektrums abgeschätzt. Im Folgenden werden die zentralen Parameter diskutiert, die zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit verändert werden.

Parameter i	Standardwert	Variationen j
Größe der m_{inv} -Bins	4 MeV/c ²	3 MeV/c ² ; 5 MeV/c ² ; 8 MeV/c ²
Peak-Ausschlussbereich	8 σ	7 σ ; 7,5 σ ; 8,5 σ ; 9 σ
Anpassungsbereich der Korrekturfunktion (GeV/c ²)	0,05 bis 0,35	(0,05 bis 0,25); (0,05 bis 0,30); (0,05 bis 0,40); (0,05 bis 0,45)
Untergrundbeschreibung	<i>Mixed Events</i> Pol1	<i>Mixed Events</i> Pol2 ; <i>Mixed Events</i> Expo ; Pol2
Teilchenzählbereich der π^0	3 σ	1,5 σ ; 2 σ ; 4 σ ; 4,5 σ

Tabelle 7: Variation der zentralen Parameter der Signalextraktion, um die systematische Unsicherheit des p_T -Spektrums abzuschätzen.

3.7.1 Variation zentraler Parameter der Signalextraktion

Um die systematische Unsicherheit der Signalextraktion abzuschätzen, werden die folgenden Parameter der Signalextraktion verändert:

1. die Größe der m_{inv} -Bins ($i = 1$)
2. die Größe des Peak-Ausschlussbereichs ($i = 2$)
3. der Anpassungsbereich der linearen Korrekturfunktion ($i = 3$)
4. die Beschreibung des Untergrunds ($i = 4$)
5. der Teilchenzählbereich ($i = 5$)

Tabelle 7 fasst die Variationen j der zentralen Parameter i zusammen, die im Folgenden näher diskutiert werden.

Variation der Größe der m_{inv} -Bins:

Die als Ausgangspunkt der Signalextraktion verwendete Häufigkeitsverteilung der *Cluster*-Paare bezüglich m_{inv} und p_T ist diskretisiert. Die beiden Größen m_{inv} und p_T sind auf Bins einer bestimmten Breite verteilt, wobei die kleinste vom Datensatz [Pli17] zur Verfügung gestellte Breite eines m_{inv} -Bins bei 0,001 GeV/c² liegt. Um statistische Fluktuationen so gering wie möglich zu halten, werden in *AnaStd.* jeweils vier benachbarte *Bins* zusammengefasst, sodass ein m_{inv} -Bin die Breite von 0,004 GeV/c² besitzt.

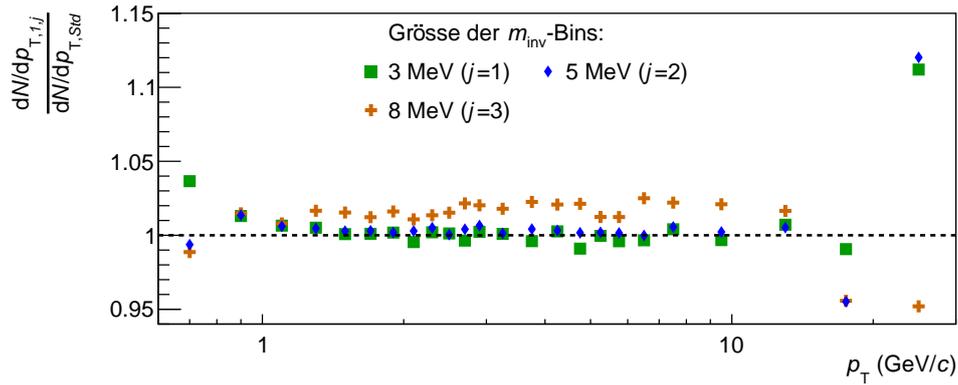


Abbildung 25: Relative Abweichungen der p_T -Spektren $dN/dp_{T,1,1-3}$, die sich aus einer veränderten Größe der m_{inv} -Bins ergeben, vom ursprünglichen p_T -Spektrum $dN/dp_{T,Std}$.

Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit wird die in Ana_{Std} gewählte Breite eines m_{inv} -Bins von $0,004 \text{ GeV}/c^2$ auf $0,003 \text{ GeV}/c^2$ ($Ana_{1,1}$), $0,005 \text{ GeV}/c^2$ ($Ana_{1,2}$) und $0,008 \text{ GeV}/c^2$ ($Ana_{1,3}$) variiert.

Abbildung 25 zeigt das Verhältnis von $dN/dp_{T,1,1}$, $dN/dp_{T,1,2}$ und $dN/dp_{T,1,3}$ und $dN/dp_{T,Std}$. Die Abweichungen liegen über den gesamten p_T -Bereich bei etwa zwei Prozent. Lediglich für hohe p_T nehmen die Abweichungen deutlich zu. Für hohen p_T ist die statistische Unsicherheit der Anzahl der *Cluster*-Paare in den m_{inv} -Bins der Verteilung der realen *Cluster*-Paare groß und eine Änderung der Größe der m_{inv} -Bins wirkt sich hier besonders stark auf die in Kapitel 3.5 verwendeten Fits ($f_{Gau\beta}(m_{inv})$ und $f_{kor.}(m_{inv})$) aus. Da diese Abweichungen jedoch auf einen statistischen Effekt zurückzuführen sind, handelt es sich nicht mehr um eine systematische Unsicherheit.

Variation des Peak-Ausschlussbereichs:

Für die Anpassung von $f_{kor.}(m_{inv})$ an R_{RM} wird in Ana_{Std} , wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, ein Bereich von $\mu \pm 8\sigma$ um die Peak-Position ausgeschlossen. Um die systematische Unsicherheit der Wahl $\mu \pm 8\sigma$ zu bestimmen, wird die Analyse mit veränderten Peak-Ausschlussbereichen wiederholt, wobei der Peak-Ausschlussbereich in halbzahligem Schritten der Breite σ im Bereich $\mu \pm 7\sigma$ bis $\mu \pm 9\sigma$ variiert wird ($Ana_{2,1-4}$). Diese Variationen liegen alle in ausreichend großem Abstand zum m_{inv} -Bereich des Peaks, sodass auch hier keine Datenpunkte, die zum Peak beitragen, in der Anpassung von $f_{kor.}(m_{inv})$ berücksichtigt werden.

Abbildung 26 zeigt das Verhältnis der p_T -Spektren $dN/dp_{T,2,1-4}$, die sich aus einem veränderten Peak-Ausschlussbereich ergeben, zu $dN/dp_{T,Std}$. Die Abweichungen der Spektren $dN/dp_{T,2,1-4}$ von $dN/dp_{T,Std}$ liegen lediglich für die ersten beiden p_T -Intervalle bei über einem Prozent. Wie bereits diskutiert, verändert sich die Form des Untergrunds im m_{inv} -Bereich des Peaks in diesen beiden p_T -Intervallen stark mit

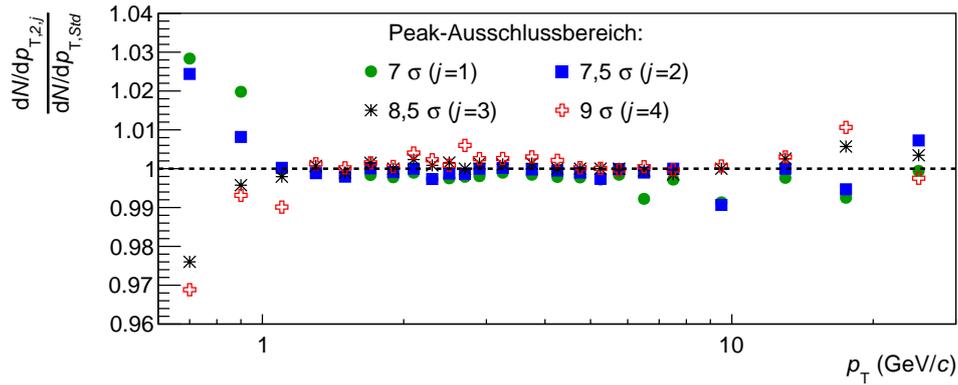


Abbildung 26: Relative Abweichungen der p_T -Spektren $dN/dp_{T,2,1-4}$, die sich aus einem veränderten Peak-Ausschlussbereich ergeben, vom ursprünglichen p_T -Spektrum $dN/dp_{T,Std}$.

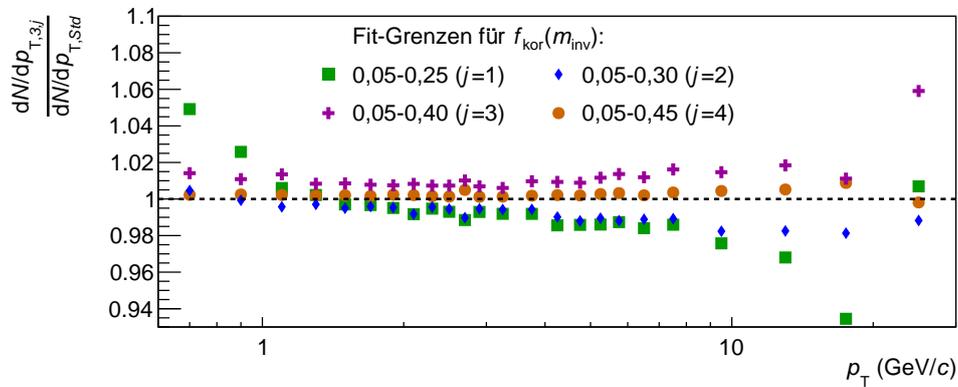


Abbildung 27: Relative Abweichungen der p_T -Spektren $dN/dp_{T,3,1-4}$, die sich aus einem veränderten Anpassungsbereiches der Korrekturfunktion ergeben, vom ursprünglichen p_T -Spektrum $dN/dp_{T,Std}$.

dem m_{inv} -Wert, weshalb der Einfluss eines veränderten Peak-Ausschlussbereichs die Anzahl gemessener π^0 dort stärker als in m_{inv} -Bereichen neben dem Peak beeinflusst.

Variation des Anpassungsbereichs der Korrekturfunktion:

In Ana_{Std} wird $f_{kor}(m_{inv})$ im Bereich $0,05 \text{ GeV}/c^2 < m_{inv} < 0,35 \text{ GeV}/c^2$ an R_{RM} , ohne den m_{inv} -Bereich des Peaks, angepasst. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit für diese Wahl der Anpassungsgrenzen wird die obere Anpassungsgrenze $m_{inv} = 0,35 \text{ GeV}/c^2$ um $\Delta m_{inv} = 0,05 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $\Delta m_{inv} = 0,10 \text{ GeV}/c^2$ nach oben sowie nach unten verschoben ($Ana_{3,1-4}$). Die untere Anpassungsgrenze $m_{inv} = 0,05 \text{ GeV}/c^2$ wird nicht nach oben verschoben, da sie sonst im m_{inv} -Bereich des Peaks liegen würde und das Ziel, den Untergrund neben dem π^0 -Peak zu parametrisieren, verfehlen würde. Zusätzlich folgt das Verhältnis R_{RM} für $m_{inv} < 0,05 \text{ GeV}/c^2$, wie in Kapitel 3.5 beschrieben, keinem linearen Verlauf, weshalb die untere Grenze nicht nach unten

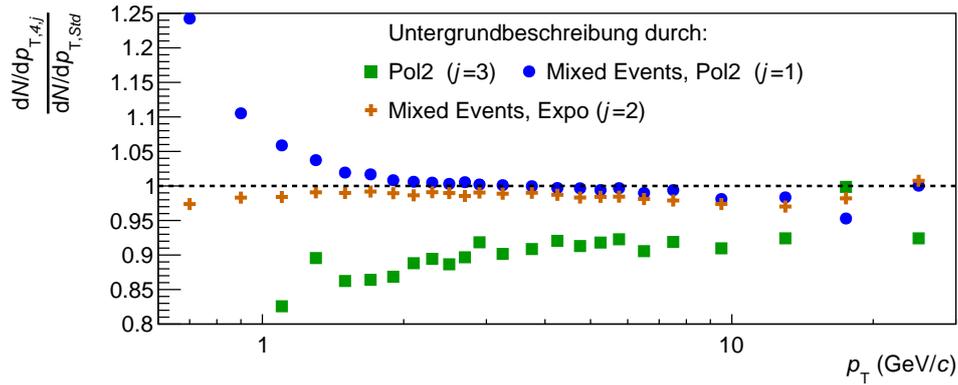


Abbildung 28: Relative Abweichungen der p_T -Spektren $dN/dp_{T,4,1-3}$, die sich aus einer veränderten Untergrundbeschreibung ergeben, vom ursprünglichen p_T -Spektrum $dN/dp_{T,Std.}$.

variiert wird. Abbildung 27 zeigt das Verhältnis von $dN/dp_{T,3,1-4}$ und $dN/dp_{T,Std.}$. Wählt man einen kleineren Anpassungsbereich ($Ana_{3,1-2}$), so werden in den meisten p_T -Intervallen im Vergleich zu $dN/dp_{T,Std.}$ weniger π^0 gezählt, da $f_{kor}(m_{inv})$ die m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare weniger stark zu kleineren Werten skaliert als in $Ana_{Std.}$. Im Gegensatz dazu führt ein größerer Anpassungsbereich ($Ana_{3,3-4}$) dazu, dass im Vergleich zu $dN/dp_{T,Std.}$ mehr π^0 gezählt werden, da $f_{kor}(m_{inv})$ die m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare stärker zu kleineren Werten skaliert als in $Ana_{Std.}$.

Variation der Untergrundbeschreibung:

Um in $Ana_{Std.}$ den Untergrund in der Messung von π^0 zu bestimmen, wird die m_{inv} -Verteilung aus gemischten *Cluster*-Paaren mit Hilfe von $f_{kor}(m_{inv})$ an die Form des realen Untergrunds angepasst. In $Ana_{Std.}$ wird für $f_{kor}(m_{inv})$ ein Polynom erster Ordnung verwendet. Als Variation wird für $f_{kor}(m_{inv})$ ein Polynom zweiter Ordnung ($Ana_{4,1}$) und eine Exponentialfunktion ($Ana_{4,2}$) gewählt. Neben der *Event-Mixing*-Methode wird außerdem als weitere Methode den Untergrund zu beschreiben, der Untergrund durch ein Polynom zweiter Ordnung ($Ana_{4,3}$) parametrisiert.

Abbildung 28 zeigt die relativen Abweichungen der p_T -Spektren $dN/dp_{T,4,1-3}$, die sich aus einer veränderten Untergrundbeschreibung ergeben, von $dN/dp_{T,Std.}$. Über den gesamten p_T -Bereich werden in $Ana_{4,3}$ weniger π^0 gezählt als in $Ana_{Std.}$, wobei die Abweichung von $dN/dp_{T,4,3}$ zu $dN/dp_{T,Std.}$ für kleine p_T nicht mehr gezeigt ist, da ein Polynom zweiter Ordnung dort die Form des Untergrunds nicht mehr beschreiben kann. Wie in Abschnitt 3.6 diskutiert werden aufgrund von Akzeptanzeffekten bestimmte Kombinationen von m_{inv} und p_T weniger häufig gebildet und es entsteht so eine Struktur in der Form des Untergrunds. Diese Struktur liegt für kleine p_T genau im m_{inv} -Bereich des Peaks. Da aufgrund der Studie 3.6 davon ausgegangen wird,

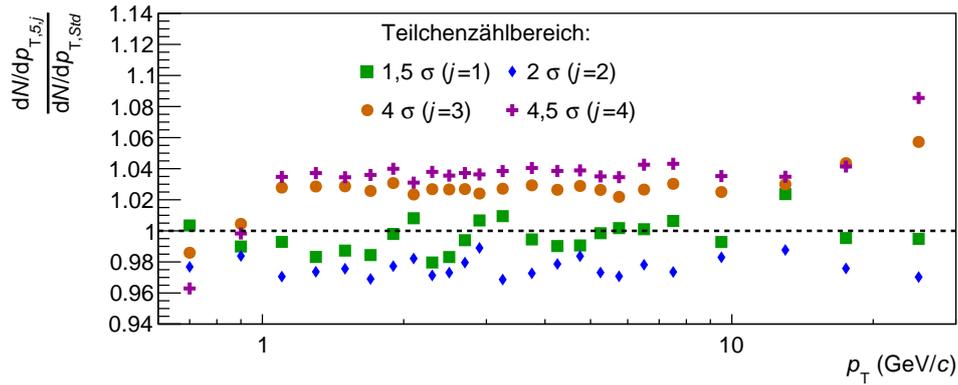


Abbildung 29: Relative Abweichungen der p_T -Spektren $dN/dp_{T,5,1-4}$, die sich aus einem veränderten Teilchenzählbereich ergeben, vom ursprünglichen p_T -Spektrum $dN/dp_{T,Std}$.

dass die korrigierte m_{inv} -Verteilung der gemischten *Cluster*-Paare die Form des Untergrunds beschreibt, entspricht die Form des Untergrunds gerade in den ersten beiden p_T -Bereichen keinem Polynom zweiter Ordnung. Daher wird die Abweichung von $dN/dp_{T,4,3}$ zu $dN/dp_{T,Std}$ in den ersten beiden p_T -Intervalle nicht in der Berechnung der systematischen Unsicherheiten berücksichtigt.

Variation des Teilchenzählbereichs:

Wie in Kapitel 3.5 beschrieben, ergibt sich der Teilchenzählbereich aus den Parametern μ und σ einer Gaus-Parametrisierung des π^0 -Signals. In *Ana_{Std}* werden die π^0 in einer 3σ -Umgebung um die Position μ des π^0 -Signals gezählt, um die Anzahl der π^0 in den p_T -Intervallen zu bestimmen. Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit werden als Variation die Teilchenzählbereiche $1,5\sigma$ (*Ana_{5,1}*), 2σ (*Ana_{5,2}*), 4σ (*Ana_{5,3}*) und $4,5\sigma$ (*Ana_{5,4}*) um die Position μ des π^0 -Signals betrachtet. Unter der Annahme, dass die Anzahl der π^0 nach einer Gauß-Verteilung verteilt sind, muss dann hier, wie bereits erläutert, je nach gewähltem Teilchenzählbereich auf den prozentualen Anteil des entsprechenden σ -Intervalls korrigiert werden. Abbildung 29 zeigt die relativen Abweichungen der Spektren $dN/dp_{T,5,1-4}$ von $dN/dp_{T,Std}$. In *Ana_{5,3}* und *Ana_{5,4}* werden tendenziell mehr π^0 gezählt als in *Ana_{Std}*. und in *Ana_{5,1}* und *Ana_{5,2}* werden tendenziell weniger π^0 gezählt als in *Ana_{Std}*. Grund dafür könnte sein, dass die Anzahl der gemessenen π^0 unter der Annahme einer Gauß-Verteilung korrigiert wird, jedoch der π^0 -Peak, wie Abbildung 20 zeigt, nicht eindeutig einer Gauß-Verteilung entspricht.

3.7.2 Berechnung der systematischen Unsicherheit

Die systematische Unsicherheit Δx_i eines Parameters i der Signalextraktion ergibt sich wie folgt aus dem quadratischen Mittel der einzelnen Variationen j dieses Parameters:

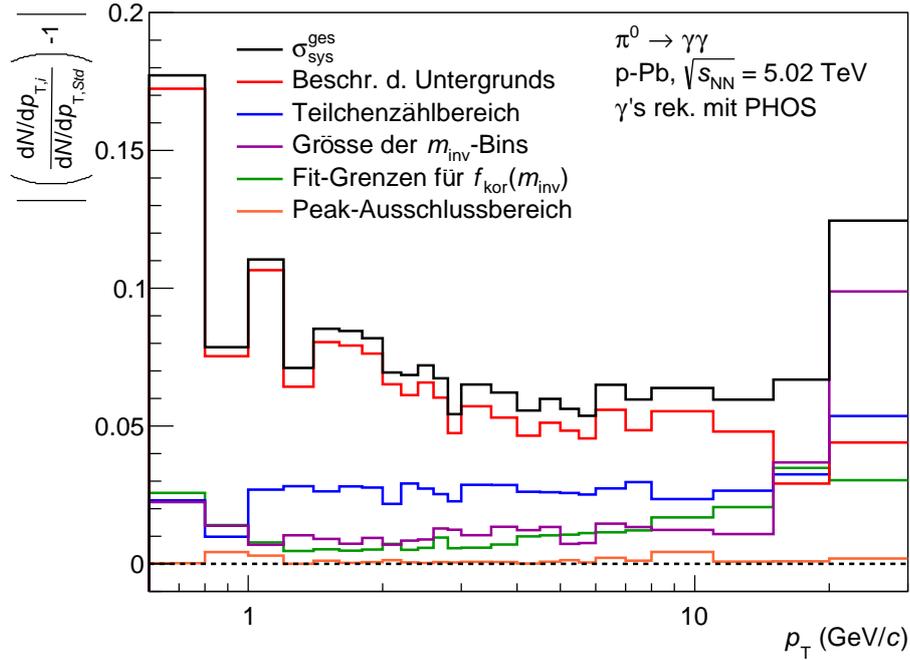


Abbildung 30: Gesamte systematische Unsicherheit je p_T -Intervall.

$$\Delta x_i \stackrel{\text{RMS}}{=} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \Delta x_{i,j}^2} \quad (15)$$

Für $\Delta x_{i,j}$ werden die absoluten Abweichungen ($|((dN/dp_{T,i,j})/(dN/dp_{T,Std.})) - 1|$) verwendet und N gibt jeweils die Anzahl der Variationen dieses Parameters an. Die gesamte systematische Unsicherheit $\Delta x_{p_T\text{-Interv.}}$ der Anzahl gemessener π^0 eines p_T -Intervalls wird nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung berechnet:

$$\Delta x_{p_T\text{-Interv.}} = \sqrt{\sum \Delta x_i^2} \quad (16)$$

Abbildung 30 zeigt für jedes p_T -Intervall Δx_i (in Farbe) sowie die gesamte systematische Unsicherheit $\Delta x_{p_T\text{-Interv.}}$ (in schwarz). Den größten Beitrag zur systematischen Unsicherheit liefert die Untergrundbeschreibung ($Ana_{4,1-3}$). Es ergibt sich somit für kleine p_T eine sehr große systematische Unsicherheit, wohingegen für mittlere p_T die systematische Unsicherheit zwischen fünf und zehn Prozent schwankt. Für das letzte in Abbildung 30 gezeigte p_T -Intervall liefert Δx_1 den größten Beitrag zur gesamten systematischen Unsicherheit, wobei, wie bereits in Abschnitt 3.7.1 diskutiert, dieser Einfluss auf einen statistischen Effekt zurückzuführen ist, weshalb die systematische Unsicherheit dadurch zu hoch abgeschätzt wird.

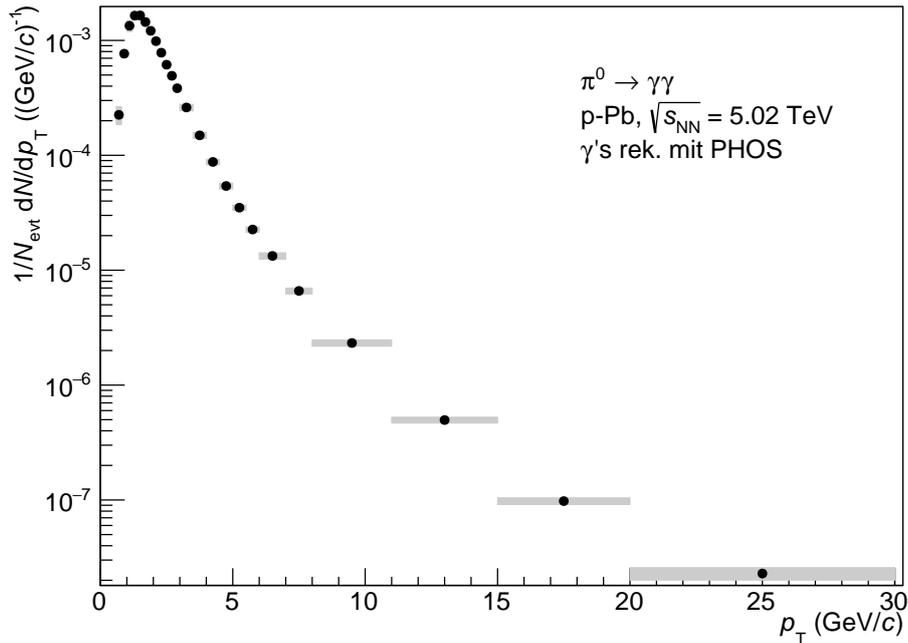


Abbildung 31: Rekonstruierte Anzahl neutraler Pionen in p-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ TeV als Funktion des Transversalimpulses. Statistische Unsicherheiten sind als Fehlerbalken dargestellt, systematische Unsicherheiten als graue Felder. Die Anzahl der Pionen wurde auf die Anzahl der Events und die Breite eines Transversalimpulsbereichs normiert. Akzeptanz- und Effizienz-Korrekturen sind nicht berücksichtigt.

3.8 p_T -Verteilung neutraler Pionen

Abbildung 31 zeigt das Ergebnis dieser Arbeit, die Anzahl der rekonstruierten π^0 in Abhängigkeit von p_T für p-Pb-Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$ TeV. Die statistischen Unsicherheiten sind als Fehlerbalken und die systematischen Unsicherheiten als graue Kästen dargestellt. In der vorgestellten Analyse konnten somit basierend auf der vorliegenden Statistik der Perioden LHC16q und LHC16t neutrale Pionen bis zu einem p_T von 30 GeV/c nachgewiesen werden. Das in Abbildung 31 gezeigte p_T -Spektrum beinhaltet allerdings nur die Anzahl der π^0 , deren Zerfallsphotonen mit dem PHOS-Detektor gemessen werden konnten. Um die gesamte Anzahl der in einer Kollision produzierten π^0 zu erhalten, muss in der Folge auf dieser Arbeit aufbauend einerseits darauf korrigiert werden, dass das PHOS nur einen bestimmten Raumwinkelbereich abdeckt und somit nur einen Bruchteil der produzierten π^0 misst (= geometrische Akzeptanz) und andererseits darauf korrigiert werden, dass nicht alle π^0 deren Zerfallsphotonen auf das PHOS treffen auch rekonstruiert werden können (= Rekonstruktionseffizienz).

4 Zusammenfassung und Ausblick

Die hier vorliegende Arbeit diskutiert eine Messung der Produktion von π^0 in p-Pb-Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV mit dem ALICE-PHOS-Detektor. Die Analyse basiert auf einem Datensatz, der im Jahr 2016 mit dem PHOS-Detektor aufgenommen wurde. Das PHOS wird hauptsächlich zur Messung von Photonen verwendet, wodurch die Messung von Zerfallsphotonen aus Zerfällen neutraler Mesonen, wie beispielsweise des π^0 , möglich ist. Anhand der vom PHOS gemessenen Eigenschaften der Zerfallsphotonen, wie dem Ort und der Energie, wird die Anzahl der π^0 rekonstruiert, deren Zerfallsphotonen beide im Akzeptanzbereich des PHOS liegen.

Im Rahmen einer Qualitätssicherungsanalyse werden die in dieser Arbeit verwendeten *Runs* und Events anhand verschiedener physikalischer Größen bewertet.

Für die Signalextraktion der π^0 werden nur Daten der *Runs* betrachtet, in denen die mittlere Anzahl an *Clustern* pro Event, die mittlere *Cluster*-Energie pro Event und die Anzahl gemessener π^0 pro Event im Rahmen statistischer Unsicherheiten dem jeweiligen Mittelwert aus allen *Runs* entsprechen.

Um festzulegen, ob Events für die Analyse verwendet werden können, wird unter anderem der rekonstruierte Kollisionsvertex untersucht. Dabei wird gefordert, dass genau ein Kollisionsvertex rekonstruiert wird und dass für die Position z_{Vtx} des Kollisionsvertex entlang der Strahlachse $|z_{Vtx}| < 10$ cm gilt.

An die *Cluster*, die mit dem PHOS gemessen werden und die in den so ausgewählten Events enthalten sind, werden ebenfalls Auswahlkriterien angelegt. Dazu werden bestimmte Eigenschaften der *Cluster*, wie die Anzahl der Zellen pro *Cluster*, die *Cluster*-Energie und die *Cluster*-Zeit, untersucht. Die verschiedenen Eigenschaften ermöglichen es, *Cluster* aus Hadronen und *Cluster*, die defekte Zelle enthalten, auszuschließen. Außerdem lassen sich *Cluster* anhand ihrer Zeitinformation einem *Event* zuordnen.

In der Analyse können Zerfallsphotonen, die als *Cluster* in einem Event gemessen werden, nicht ohne weiteres ihrem zugehörigen Mutterteilchen zugeordnet werden. Daher wird für die Bestimmung der Anzahl der π^0 eine statistische Methode verwendet. Dabei werden alle möglichen *Cluster*-Kombination innerhalb eines Events gebildet und es wird jeweils die invariante Masse m_{inv} sowie der Transversalimpuls p_T des *Cluster*-Paares berechnet. Der dadurch entstehende kombinatorische Untergrund setzt sich aus zwei Teilen zusammen: Einem unkorrelierten Anteil und einem korrelierten Anteil. Durch eine *Event-Mixing*-Analyse wird der unkorrelierte Teil des Untergrunds beschrieben und mit Hilfe eines Polynoms erster Ordnung wird dieser auf den korrelierten Teil des Untergrunds korrigiert. Der so bestimmte kombinatorische Untergrund wird von der m_{inv} -Verteilung der realen *Cluster*-Paare subtrahiert und die resultierende m_{inv} -Verteilung wird durch eine Gauß-Funktion parametrisiert. Anhand der Para-

metern μ und σ der Gauß-Parametrisierung wird ein Bereich $\mu \pm 3\sigma$ gewählt, in dem die Anzahl gemessener π^0 durch Aufsummieren bestimmt wird. Diese Schritte der Signalextraktion werden für diskrete Intervalle im p_T -Bereich $0,6 \text{ GeV}/c^2 < p_T < 30 \text{ GeV}/c^2$ durchgeführt, um so die Anzahl gemessener π^0 in Abhängigkeit von p_T , das p_T -Spektrum der π^0 , zu extrahieren.

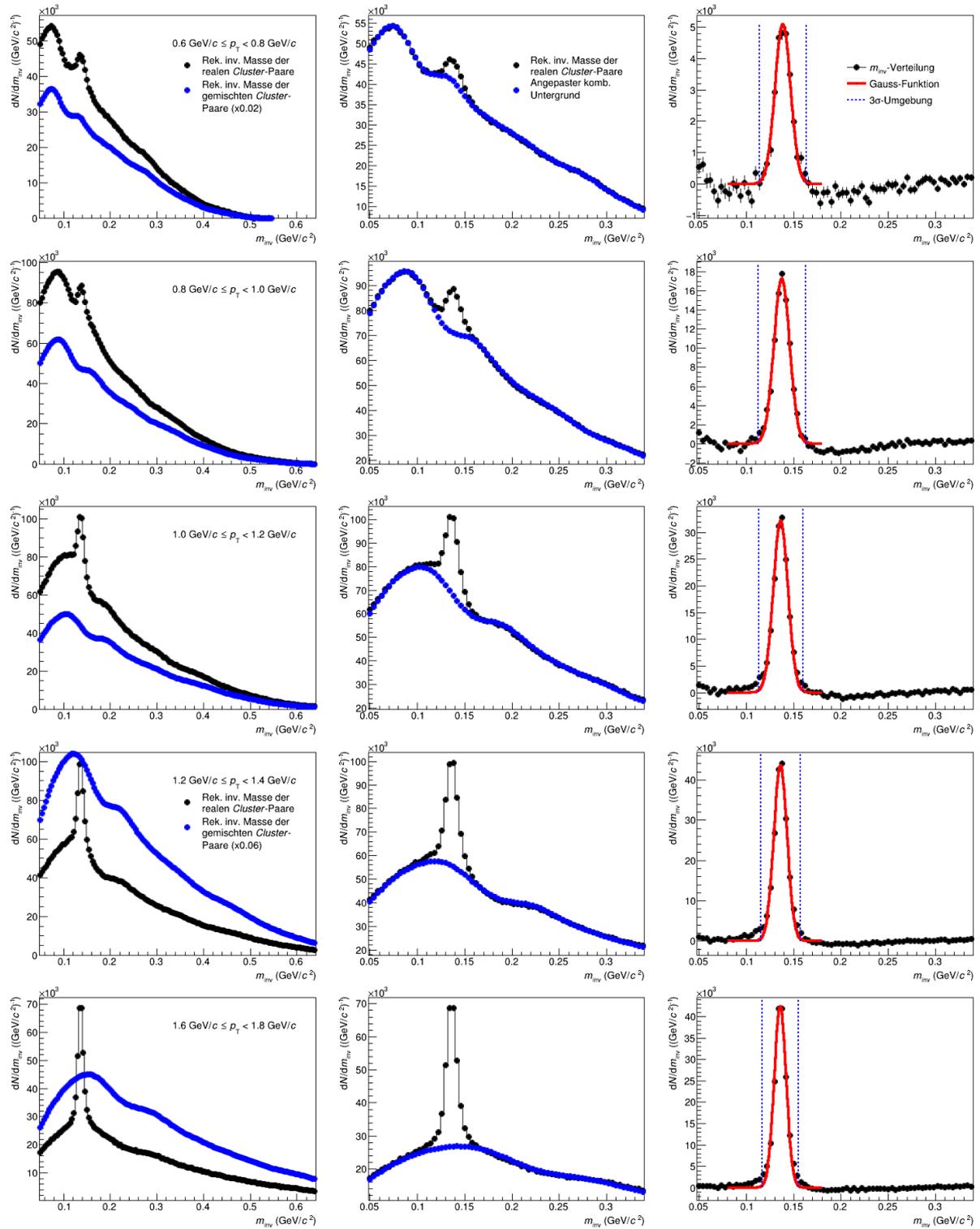
Zusätzlich wird in dieser Arbeit mittels einer schnellen Monte Carlo Simulation, die Photonen auf die Akzeptanz des PHOS propagiert, die Form des Untergrunds in der Messung von π^0 mit dem PHOS untersucht. Dabei wird ein Zusammenhang zwischen der Form des Untergrunds und der räumlichen Abdeckung des PHOS deutlich, da bestimmte Kombinationen von m_{inv} und p_T aufgrund von Akzeptanzlöchern im PHOS unwahrscheinlicher sind.

Abschließend werden zentrale Parameter der Signalextraktion untersucht, um damit die systematischen Unsicherheiten der einzelnen Einträge im p_T -Spektrum der π^0 zu bestimmen. Die größte Quelle der systematischen Unsicherheit ist dabei die Methode der Untergrundbestimmung in der Messung neutraler Pionen.

Um die Ergebnisse dieser Arbeit zu erweitern, muss im nächsten Analyseschritt das unkorrigierte p_T -Spektrum der π^0 , also das Ergebnis dieser Arbeit, auf Akzeptanz und Rekonstruktionseffizienz korrigiert werden. Mit Hilfe des korrigierten p_T -Spektrums der π^0 können dann Größen wie der nukleare Modifikationsfaktor R_{pPb} für π^0 berechnet werden, um etwas über verschiedene *Initial State*-Effekte zu lernen. Zusätzlich kann das korrigierte p_T -Spektrum der π^0 dann als Grundlage für die Berechnung der Zerfallsphotonen in Messungen direkter Photonen verwendet werden.

A Anhang

A.1 Signalextraktion in einzelnen p_T -Intervallen



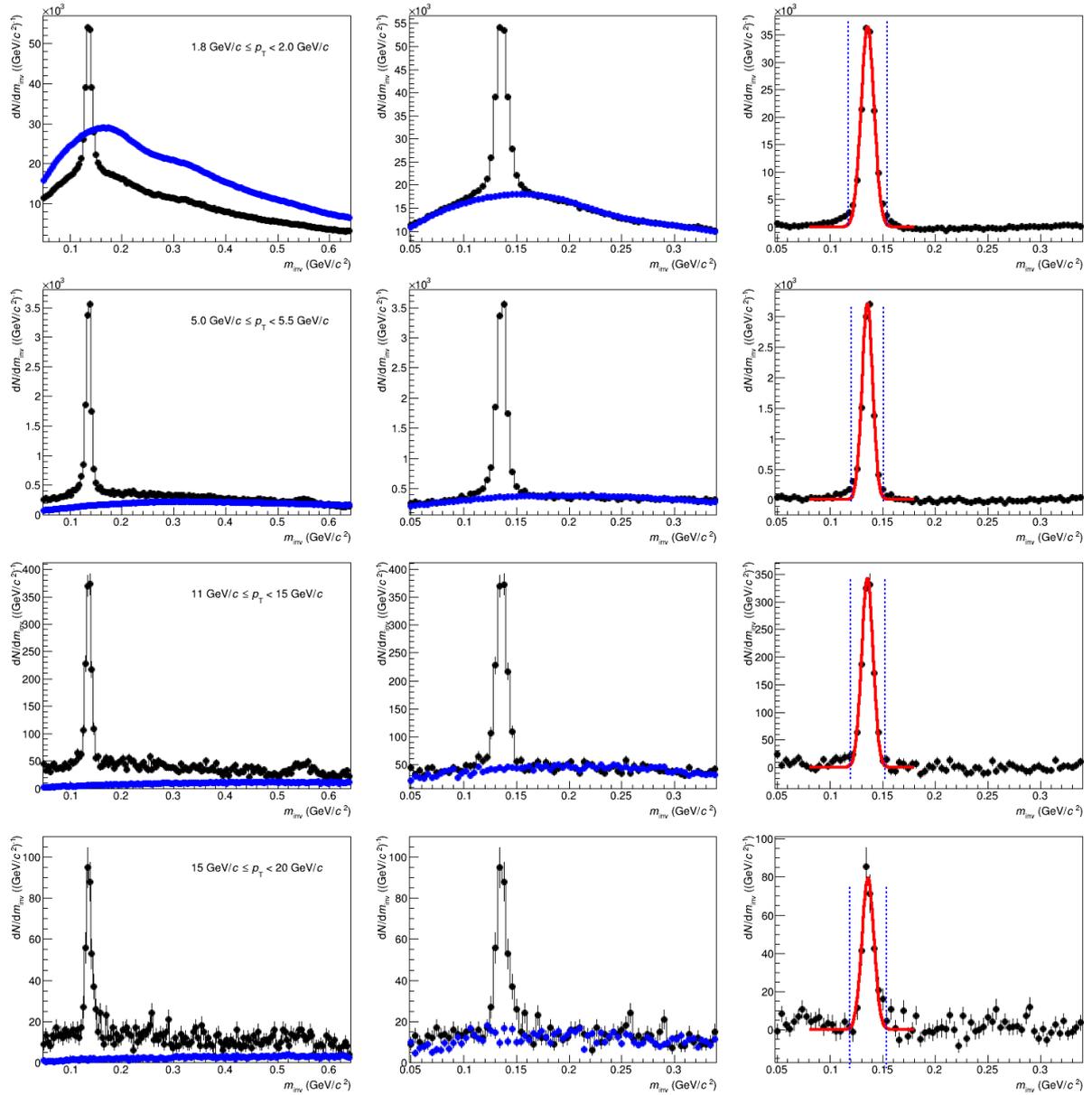


Abbildung 32: Zentrale Schritte der Signalextraktion für ausgewählte p_T -Intervalle (Zeilen). Linke Spalte: m_{inv} -Verteilung aus realen *Cluster*-Paaren und m_{inv} -Verteilung aus gemischten *Cluster*-Paaren. Mittlere Spalte: Angepasste m_{inv} -Verteilung aus gemischten *Cluster*-Paaren an die reale Form des Untergrunds. Rechte Spalte: m_{inv} -Verteilung aus realen *Cluster*-Paaren mit subtrahiertem Untergrund und Gauß-Parametrisierung.

A.2 Kinematische Größen

Für kleine Längenangaben wird in der Hochenergiephysik häufig das Femtometer verwendet. Ein Femtometer entspricht in etwa dem Durchmesser eines Protons und es gilt:

$$1\text{fm} = 10^{-15}\text{m} \quad (17)$$

Zusätzlich werden Energien üblicherweise in Elektronenvolt (eV) angegeben. Ein Teilchen mit der Ladung e besitzt, nachdem es eine Potentialdifferenz von einem Volt durchlaufen hat, eine kinetische Energie von einem eV. Für die Einheit eV gilt:

$$1\text{eV} = 1,602 \cdot 10^{-19}\text{C} \cdot 1\text{V} = 1,602 \cdot 10^{-19}\text{J} \quad (18)$$

Teilchen die vom LHC beschleunigt werden, besitzen Energien in der Größenordnung 10^{12} eV (TeV). Aufgrund der Äquivalenz von Energie und Masse ($E=mc^2$) werden Massen häufig in der Einheit eV/c^2 angegeben.

Bei ALICE legt der nominelle Kollisionsvertex den Ursprung des Koordinatensystems fest. Dabei ist die z -Achse so gewählt, dass sie in Strahlrichtung zeigt. Die Ebene senkrecht zur Strahlachse, die transversalen Ebene, wird demnach durch die x - und y -Achse aufgespannt. Teilchen, die aus der Kollision entstehen bzw. von ihr beeinflusst werden, tragen eine Impulskomponente p_T in der x - und y -Ebene, die Transversalimpuls genannt wird. θ beschreibt den Winkel des Impulses \vec{p} zur Strahlachse.

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = |\vec{p}| \cdot \sin(\theta) \quad (19)$$

Im Gegensatz dazu entspricht die longitudinale Komponente des Impulses \vec{p} genau der z -Komponente des Impulses:

$$p_L = P_z = |\vec{p}| \cdot \cos(\phi) \quad (20)$$

Der Azimuthalwinkel ϕ gibt den Winkel innerhalb der transversalen Ebene an. Mit Hilfe von p_L lässt sich die Rapidität y definieren, die ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit $\beta_L = P_L/E$ ist:

$$y = \operatorname{arctanh}(\beta_L) = \frac{1}{2} \cdot \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \quad (21)$$

Da für die Berechnung von y die Teilchensorte bekannt sein muss, wird statt y häufig die Pseudorapidität η verwendet. Im Grenzfall $|\vec{p}| \gg m$ gleichen sich η und y und es gilt:

$$y \stackrel{|\vec{p}| \gg m}{\approx} \eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (22)$$

A.3 Verteilung der *Cluster*-Energie

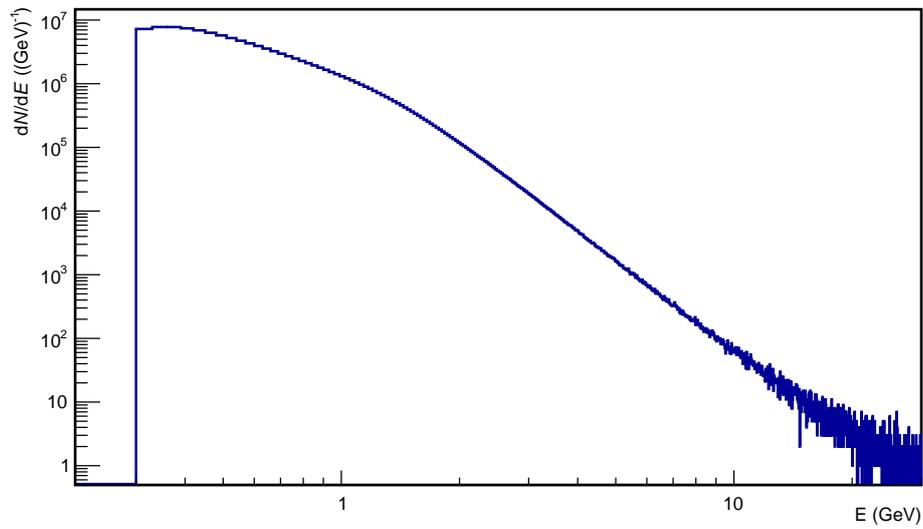


Abbildung 33: Verteilung der *Cluster*-Energie für die Periode LHC16q, die als Input-Verteilung für die fMC-Simulation verwendet wird.

Quellenverzeichnis

Literatur

- [PDG16] Particle Physics Booklet, particle data group, Ausgabe 2016.
- [Bet09] S. Bethke, "The 2009 World Average of $\alpha(s)$ ", *Eur. Phys. J. C* **64** (2009) 689, [arXiv:0908.1135 [hep-ph]].
- [Bra06] Peter Braun-Munzinger und Jochen Wambach, Extreme Materie; "Bei welchen Bedingungen entsteht in stark wechselwirkender Materie ein Quark-Gluon-Plasma?", *Physik Journal* 5 (2006) Nr.10, S.41-47.
- [GCS17] Gauss Centre for Supercomputing, "The QCD phase diagram", http://www.gauss-centre.eu/gauss-centre/EN/Projects/ElementaryParticlePhysics/2015/philipsen_PDNM.html?nn=1361054, (letzter Aufruf: 20.10.17).
- [Raf13] J. Rafelski, "Connecting QGP-Heavy Ion Physics to the Early Universe", *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **243-244** (2013) 155, [arXiv:1306.2471 [astro-ph.CO]].
- [Rey04] Klaus Reygers, "Die Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma mit dem PHENIX-Experiment am RHIC", Habilitationsschrift, Münster, 2004.
- [ATL12] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC", *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1, [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [CMS12] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC", *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30, [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].

- [Esk98] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, "The Scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications", *Eur. Phys. J. C* **9** (1999) 61, [hep-ph/9807297].
- [Wang16] R. Wang, X. Chen and Q. Fu, "Global study of nuclear modifications on parton distribution functions", *Nucl. Phys. B* **920** (2017) 1, [arXiv:1611.03670 [hep-ph]].
- [Ven04] R. Venugopalan, "The Color glass condensate: A Summary of key ideas and recent developments", hep-ph/0412396.
- [Esk17] K. J. Eskola, P. Paakkinen, H. Paukkunen and C. A. Salgado, "EPPS16 - First nuclear PDFs to include LHC data", arXiv:1710.05774 [hep-ph].
- [CC14] ALICE: is cold nuclear matter really cold?, <http://cerncourier.com/cws/article/cern/56221>, (letzter Aufruf: 01.11.17).
- [Aam08] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], "The ALICE experiment at the CERN LHC", *JINST* **3** (2008) S08002.
- [Pli17] F. Pliquett, "private Kommunikation", 2017.
- [Del99] G. Dellacasa *et al.* [ALICE Collaboration], "ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS)", CERN-LHCC-99-04.
- [Kön17] J. König, SStudie zur Datenqualität und Signalextraktion in der Messung von π^0 -Mesonen mit dem ALICE-EMCal Detektor in Pb-Pb Kollisionen bei $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV", Bachelorarbeit Frankfurt 2017.

Danksagung

Zuerst möchte ich mich ganz besonders bei Prof. Dr. Henner Büsching bedanken, der es mir ermöglichte, in seiner Arbeitsgruppe diese Arbeit anzufertigen. Für meine Fragen jeglicher Art hatte er immer ein offenes Ohr und half mir bei den Dingen, bei denen ich weniger Erfahrung hatte, wie beispielsweise in der Vortragsvorbereitung oder dem Verfassen eines längeren Textes. Ich möchte mich auch für seine Ratschläge aller Art bedanken, obwohl ich diese nicht immer sofort ernst genommen habe und manchmal erst meine eigene Erfahrung sammeln musste.

Zusätzlich gilt mein Dank Dr. Benjamin Dönigus, dem Zweitgutachter dieser Arbeit.

Besonderer Dank gilt auch Fabian Pliquett, der meine Arbeit betreut hat und mir bei allen Fragen und Schwierigkeiten in der Analyse stets zur Seite stand. Außerdem möchte ich mich bei Fabian für das Korrekturlesen dieser Arbeit bedanken und dafür, dass er mir den in dieser Arbeit verwendeten Datensatz zur Verfügung gestellt hat.

Weiterhin möchte ich mich bei Adrian Mechler, meinem Kaffeepartner, und Sebastian Scheid bedanken, die jederzeit und mit viel Geduld bereit waren, mir die vielen Fragen rund um die Analyse, C++ und ROOT zu beantworten. Mein Dank gilt außerdem Patrick Huhn, der mir, neben dem Beantworten von Fragen zum Programmieren, sein *fancy* Wissen mitteilte.

Ich möchte mich außerdem bei den beiden Insassen des Bachelorbunkers Joshua König und Andrea Hornung bedanken, wo ich neben der richtigen Züchtung von Tomaten und dem Einschmelzen von Schokolade stets eine Antwort auf meine Fragen rund um die Analyse bekommen habe.

Jerome Jung danke ich für den Zugriff auf seine runde Süßigkeitenbox und die positiven Gespräche über den Stand der Analysen. Weiterhin danke ich dem großen Carsten Klein, der mir neben den Fragen rund um die Physik stets bei administrativen Problemen zur Seite stand.

Ich bedanke mich bei der gesamten Spektren-Gruppe am IKF, die mich herzlich aufgenommen hat. Das positive Arbeitsklima der gesamten Gruppe und die wöchentlich stattfindenden Meetings waren eine große Hilfe für diese Arbeit. Außerdem bedanke ich mich bei der gesamten Hochenergiephysik-Gruppe am IKF deren Mitglieder sich für meine Fragen stets Zeit genommen haben.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich für ihre Unterstützung in sowohl finanzieller als auch emotionaler Hinsicht, was mir mein Studium überhaupt erst ermöglichte. Auch in den etwas stressigeren Zeiten hatte ich sowohl bei meinen Eltern als auch bei meinen Geschwistern und meiner Freundin Saskia Riede immer einen sicheren Rückzugsort, der mir, wenn nötig, Kraft gab.

Eigenständigkeitserklärung

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

Frankfurt am Main, 16.12.2017

Tim Rogoschinski