

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik

Rekonstruktion von $\omega(782)$ -Mesonen im ALICE-Experiment

Bachelorarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Ken Lukas Ueberholz
404340

Datum: 22. August 2016

Erstgutachter: Privatdozent Dr. Christian Klein-Bösing
Zweitgutachter: Prof. Dr. Alfons Khoukaz

Eidesstattliche Erklärung

Name: Ken Lukas Ueberholz
Matrikelnr.: 404340
Titel: Rekonstruktion von $\omega(782)$ -Mesonen im ALICE-Experiment

Ich versichere durch meine Unterschrift, dass die vorliegende Arbeit ausschließlich von mir verfasst wurde. Es wurden keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt.

Die Arbeit besteht aus 56 Seiten.

Ort, Datum

Unterschrift

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich gerne den Personen danken, die mich während meiner Bachelorarbeit und der Zeit in der Arbeitsgruppe unterstützt haben, insbesondere

- Privatdozent Dr. Christian Klein-Bösing und Prof. Dr. Johannes Peter Wessels für die Gelegenheit in ihrer Arbeitsgruppe meine Bachelorarbeit zu schreiben so wie für die Betreuung und Begutachtung der Arbeit,
- Daniel Mühlheim für die Hilfe und die Geduld meine Fragen zu beantworten und bei Problemen zu helfen,
- meinem Büro für eine tolle Gesellschaft und vielen hilfreichen Tipps,
- Prof. Dr. Alfons Khoukaz für die Zweitbegutachtung
- sowie allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe für hilfreiche Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	6
2	Theoretische Grundlagen	7
2.1	Standardmodell	7
2.2	Aufbau der Materie	7
2.3	Confinement und QGP	9
2.4	Hochenergie-Teilchenphysik	10
2.5	Wechselwirkung von Photonen und geladenen Teilchen mit Materie	11
2.5.1	Interaktion von Photonen mit Materie	11
2.5.2	Interaktion von geladenen Teilchen mit Materie	12
3	Der Large Hadron Collider	13
3.1	A Large Ion Collider Experiment	14
3.1.1	Inner Tracking System	17
3.1.2	TPC-Detektor	18
3.1.3	EMCal-Detektor	19
3.2	Das Aliroot Framework	19
4	Rekonstruktionsanalyse	20
4.1	Monte-Carlo-Simulationen	20
4.2	Verwendete Datensätze	21
4.3	Rekonstruktion von $\omega(782)$ -Mesonen	21
4.4	Angewendete Cuts	22
4.4.1	Event Cuts	22
4.4.2	Photon Conversion Cuts	22
4.4.3	Pion Cuts	23

4.4.4	Neutral Pion Cuts	24
4.4.5	Meson Cuts	24
4.5	π^0 Rekonstruktion	24
4.6	Konstruktion des Signals und Hintergrunds	26
4.7	Fitting des Hintergrunds	29
4.8	Fitting der Peaks	32
5	Kinematic Cuts	33
5.1	Entwicklung der Cut-Funktion	33
5.2	Überprüfung und Anwendung der Cut-Funktionen	36
6	Ergebnisse	41
6.1	ω Masse	41
6.1.1	Signal to Noise Verhältnis	43
6.1.2	Raw Yield	44
6.2	Akzeptanzen und Effizienzen	45
6.3	ω/π^0 Verhältnis	47
6.4	Kalorimetermodus	49
7	Zusammenfassung und Ausblick	52

Abbildungsverzeichnis

1	Elementarteilchen des Standardmodells [7].	8
2	Phasendiagramm der starken Wechselwirkung [13].	9
3	Wirkungsquerschnitte des Compton- und Photoeffekts sowie der Paarbildung abhängig von der Energie des Photons, wobei es bei dem Wechselwirkungspartner um Blei handelt [2].	12
4	Schema des CERN-Komplex mit seinen Beschleunigern und Experimenten [2].	14
5	Aufbau der ALICE-Detektoren [11].	15
6	Aufbau des ITS von ALICE [3].	17
7	Aufbau der TPC von ALICE [3]	18
8	Wahrscheinlichster Zerfall des ω in π^+ , π^- und π^0 und dessen anschließender wahrscheinlichster Zerfall in zwei γ Quanten [14].	21
9	Armenteros-Podolanski-Plot vor und nach einem Q_t	23
10	Masse der $\pi^+-\pi^-$ Paare gegen ihren Transversalimpuls aufgetragen, mit anschließendem Cut auf Massen von über 0.65 GeV/c	24
11	Invariante Masse gegen p_t rekonstruierter π^0 gemessen durch die TPC mit Linien an den Grenzen des Integrationsbereiches.	25
12	Invariante Masse gegen p_t rekonstruierter π^0 gemessen durch das EMCal. . .	26
13	Invariante Masse gegen p_t des rekonstruierten ω	27
14	Teilhintergrund 1 aus dem Event-Mixing mit π^+ und π^- aus demselben Event.	28
15	Signal auf seinem Hintergrund (schwarze Marker) zusammen mit dem konstruierten Gesamthintergrund (blaue Kurve).	29
16	Projektion des ersten Hintergrunds mit Fit.	30
17	Vergleich zweier Peaks für unterschiedliche Zusammensetzungen des Gesamthintergrunds.	31
18	Zwei der Sechs Winkelverteilungen zwischen dem ω , π^- , π^+ und π^0	34
19	Cut-Funktion für verschiedene Toleranzen. Bei $p_t = 5$ GeV/c ist leicht der Wechsel zwischen den Funktionen erkennbar.	36
20	Zwei der Sechs Winkelverteilungen zwischen dem ω , π^- , π^+ und π^0 nach Anwendung der Winkelcuts.	37

21	Projektion der Winkelverteilungen zwischen π^0 und π^- der Daten sowie von ausschließlich wahren ω	38
22	Masse- p_t -Histogramm der durch den Cut entfernten Teilchen bei einer Toleranz von $t = 1$	39
23	p_t -Projection der durch den Cut entfernten Teilchen des Signals bei einer Toleranz von $t = 0.6$	40
24	p_t -Projection der durch den Cut entfernten Teilchen des Hintergrundes 1 bei einer Toleranz von $t = 0.6$	40
25	p_t -Projektion der Winkelverteilung der Winkel zwischen π^- und ω	41
26	ω -Masse der Daten im Vergleich zur ω Masse der Monte-Carlo-Simulationen.	42
27	Halbwertsbreite der Peaks der Daten im Vergleich zur Halbwertsbreite der Peaks der Monte-Carlo-Simulationen.	42
28	Signal to Noise Verhältnis für Analysen ohne Cut zu Analysen mit Cuts für $t = 0.95, 0.9$ und 0.85	43
29	Ausbeute an ω der Rekonstruktion für verschiedene Cuts.	44
30	Akzeptanzkurve der Detektion von ω für steigenden p_t	45
31	Effizienz der Rekonstruktion bestimmt durch Monte-Carlo-Simulationen.	46
32	Invariant-Yields des ω sowie die Veränderung mit verschiedenen Cutofftoleranzen.	47
33	Invariant-Yield des ω und des π^0 und ihr Verhältnis zueinander für verschiedene Cuts.	48
34	ω Masse der Daten im Vergleich zur ω Masse der Monte-Carlo-Simulationen mit Verwendung des EMCal zur Rekonstruktion des π^0	49
35	Halbwertsbreite der Peaks der Daten im Vergleich zur Halbwertsbreite der Peaks der Monte-Carlo-Simulationen mit Verwendung des EMCal's zur Rekonstruktion des π^0	50
36	Invariant-Yield des Kalorimetermodus im Vergleich zum Konversionsmodus.	50
37	Alle p_t -Bins des Signals mit abgezogenem Hintergrund ohne angewendeten Winkel-Cut.	54
38	Alle p_t -Bins des Signals mit abgezogenem Hintergrund mit angewendeten Winkel-Cut mit der Toleranz $t = 0.9$	55
39	Alle p_t -Bins des Signals des Kalorimetermodus mit abgezogenem Hintergrund.	56

Tabellenverzeichnis

1	Die drei Kräfte des Standardmodells sowie die Gravitation.	8
2	Ausmessungen, Aufbau und Aufgabe der ALICE Detektoren [3].	16
3	Ausmessungen des ITS des [3].	18
4	Für die ω Rekonstruktion relevante Teilchen [10]	22

1 Einleitung

Die Physik dient der Erklärung unserer Welt mit all ihren Facetten. Dort, wo keine Erklärungen mehr gefunden werden können, wird tiefer geforscht und versucht die Vorgänge bestmöglich zu beschreiben. Während dies in der Vergangenheit aus alltäglichen Fragen beispielsweise nach der Schwerkraft oder einfachen Hebelgesetzen bestand, wurden die Fragen mit der Zeit immer komplexer, aber auch die Möglichkeiten diese zu erforschen wuchsen. Das Wissen wurde weiter gegeben und es wurden viele Dinge, die unerklärlich schienen, plötzlich verständlich. Nachdem die einfacheren Fragen beantwortet waren, wandte sich ein Teil der Forschung den größeren Dimensionen zu. Sterne, Galaxien, die Zusammenhänge zwischen Raum und Zeit und viele weitere Dinge rückten in den Fokus, da die Technik dies ermöglichte. Ein anderer Teil versuchte sich umgekehrt an dem ganz Kleinen: die Zusammensetzung unserer Materie und wiederum deren Bestandteile. Schicht für Schicht konnte tiefer gegraben werden, wobei dies immer größere Projekte in Anspruch nahm. Mit den ersten Teilchenbeschleunigern öffneten sich neue Möglichkeiten. Noch nie dagewesene Energien konnten erreicht und Ereignisse nachgebildet werden. In unserer heutigen Zeit werden Protonen und Blei mit fast Lichtgeschwindigkeiten in riesigen Anlagen wie dem CERN auf einander geschossen und Energiedichten wie kurz nach dem Urknall erzeugt. Projekte dieser Art bieten neue Möglichkeiten, fordern jedoch eine Vielzahl von Köpfen zur Auswertung, da einige wenige Personen alleine mehrere Leben bräuchten, um auch nur einen Teil des Ganzen zu erfassen. Bruchstückhaft arbeiten Gruppen an Teilchen des Puzzles und fügen immer neue Stücke dem Gesamtbild hinzu.

Zur Zeit liegt eines der Augenmerke auf der Untersuchung des Quark-Gluon-Plasmas QGP und dem dabei auftretenden Jet-Quenching bei Blei-Blei Kollisionen. Um dieses zu verstehen hilft ein Vergleich mit Proton-Proton Kollisionen, da bei diesen kein Quark-Gluon-Plasma entsteht. Beim Jet-Quenching treten eine Vielzahl von Teilchen auf, so dass es notwendig ist zunächst zu beschreiben, durch welche anderen Effekte diese auftreten können. Einer der vielen Prozesse, bei denen beispielsweise Photonen entstehen können, ist der Zerfall von $\omega(782)$ Mesonen in π^+ , π^- und π^0 und dem anschließenden Zerfall des π^0 in zwei γ -Quanten. Das ALICE Experiment des CERN dient unter anderem der Untersuchung dieser Art von Ereignissen und liefert riesige Mengen an Daten, welche unter anderem auch von der Arbeitsgruppe von Prof. Wessels in Münster studiert und in der folgenden Bachelorarbeit behandelt werden. Das Ziel ist die Genauigkeit der Analyse des Zerfalls des ω zu verbessern und so im Kleinen dazu beizutragen, neue Erkenntnisse zu gewinnen.

Zunächst werden die theoretischen Hintergründe erklärt und ein kurzer Blick in die Funktionsweise von ALICE gegeben. In Kapitel 4 wird der Rekonstruktionsprozess der Analyse des ω erläutert und schließlich ein neu konstruierter Cut auf die Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte angewendet. Zudem wird in einem kurzen Exkurs auf die Gewichtung des Hintergrunds eingegangen und abschließend die erreichten Ergebnisse diskutiert.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Zusammensetzung der Welt mit erstaunlicher Präzision. Nach diesem sind drei Kräfte und eine handvoll Grundbausteine das, aus dem das sichtbare Universum zusammengesetzt ist. Seit 1970 arbeiten Physiker an der Entwicklung und dem Ausbau dieses Modells und bisherige Experimente stimmen mit den Erwartungen des Modells fast immer genau überein.

2.2 Aufbau der Materie

Das, was wir als Materie bezeichnen, ist aus zwei Familien elementarer Teilchen zusammengesetzt, den Quarks und den Leptonen. Zu diesen kommt noch eine Gruppe der Austauschteilchen der Wechselwirkungen sowie das Higgs Boson hinzu.

Elementarteilchen wie Quarks gehören zu den Grundbausteinen der Materie wie Protonen und Neutronen und sind aufgeteilt in drei Generationen. Die erste Generation der Up und Down Quarks ist die leichteste. Zur zweiten Generation gehören die etwas schwereren Charm und Strange Quarks und zur dritten die schwersten, die Top und Bottom Quarks. Da Teilchen, welche Quarks aus der zweiten oder dritten Generation enthalten, höchst instabil sind und in Quarks der ersten Generation zerfallen, sind die Bausteine des Universums fast ausschließlich Up und Down Quarks. Quarks besitzen eine sogenannte Farbladung, diese besteht aus drei verschiedenen Farben. Bei Elementarteilchen wie Protonen und Neutronen muss die Summe der Farben insgesamt immer weiß bzw. neutral ergeben. Dies bewirkt, dass Quarks nicht alleine existieren können und wird als Confinement bezeichnet.

Die Leptonen sind ebenfalls in drei Generationen eingeteilt und haben ihre eigene Erhaltungsgröße, die Leptonenzahl. Jedes der drei Teilchen Elektron, Muon und Tau hat ein zugehöriges Neutrino mit gleicher Leptonenzahl. Die Masse der Neutrinos kann bisher nur abgeschätzt werden und ist äußerst gering, jedoch ungleich null. Dies bewirkt die Möglichkeit der Neutrino-Oszillation und führt dazu, dass nur die Gesamtleptonenzahl eine Erhaltungsgröße ist. Das Elektron, Muon und Tau haben zudem, anders als die Neutrinos, eine Ladung.

Das Higgsboson gehört zu keiner dieser Gruppen und wurde erst vor kurzem gefunden. Über längere Zeit wurde dieses bereits vorausgesagt, jedoch erst 2012 vom CERN entdeckt. Es hat eine Masse von $125 \text{ GeV}/c^2$, keinen Spin und unterscheidet sich von allen anderen Teilchen des Standardmodells. Es liefert eine Erklärung dafür, dass alle Teilchen eine Masse besitzen.

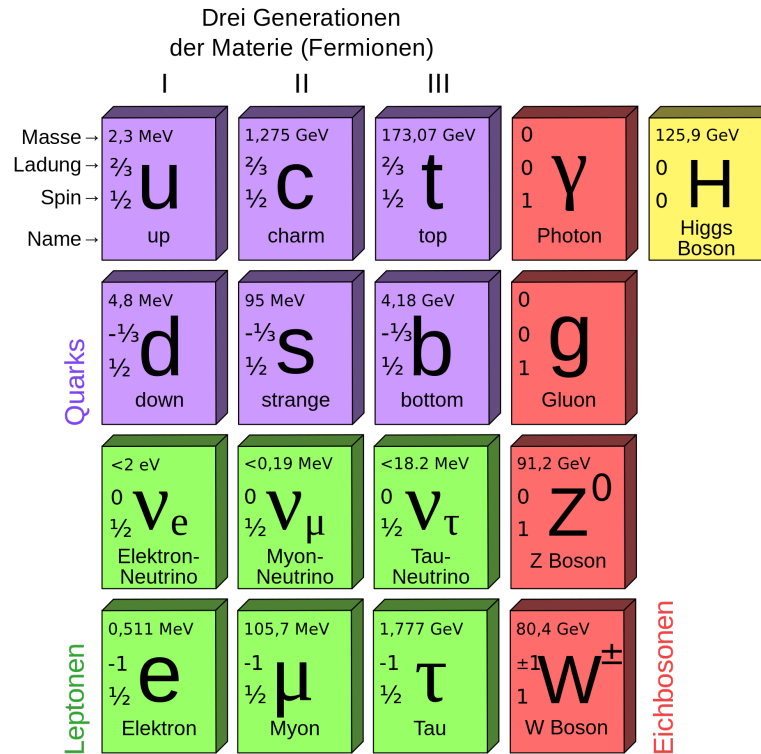


Abbildung 1: Elementarteilchen des Standardmodells [7].

Kräfte und Austauschteilchen

Es gibt 4 fundamentale Wechselwirkungen: die schwache, die starke und die elektromagnetische Wechselwirkung sowie die Gravitation. Diese vier Kräfte sind in der Tabelle 1 mit ihren relativen Stärken sowie Austauschteilchen und Reichweiten aufgeführt.

Wechselwirkung	rel. Stärke	Kopplung an	Austauschteilchen	Reichweite
Starke	1	Farbladungen	Gluonen	10^{-15} m
Elektromagnetische	10^{-3}	Elektrische Ladung	Photonen	∞
Schwache	10^{-8}	Schwache Ladung	W^- , W^+ , Z^0 -Mesonen	10^{-18} m
Gravitation	$6 \cdot 10^{-37}$	Masse	Graviton?	∞

Tabelle 1: Die drei Kräfte des Standardmodells sowie die Gravitation.

Die schwächste Kraft ist die Gravitation, sie hat unbegrenzte Reichweite und wirkt zwischen allen Teilchen. Ihr Austauschteilchen wird als Graviton bezeichnet, konnte jedoch bisher nicht beobachtet werden.

Die elektromagnetische Wechselwirkung koppelt an die Ladung und das Photon ist ihr Austauschteilchen.

Die schwache und die starke Wechselwirkung haben nur äußerst kurze Reichweiten und werden erst auf atomaren, bzw. subatomaren Niveau relevant. Die schwache Wechselwirkung

bewirkt die Umwandlung von Teilchen. Sie gilt für alle Quarks und Leptonen und wirkt durch W- und Z-Bosonen.

Die starke Wechselwirkung koppelt an die Farbladung der Quarks und hält diese zusammen. Sie bewirkt die Stabilität und Existenz von beispielsweise Protonen und Neutronen und ist die Stärkste der Wechselwirkungen. Sie hat als Austauschteilchen das Gluon. Da ihre Reichweite größer ist als der Durchmesser eines Neutron oder Protons, wirkt sie über diese hinaus und ihre Überreste bilden die Kernkraft, welche Atomkerne zusammenhält.

Eines der bisherigen Probleme des Standardmodells ist die Vereinheitlichung der Theorie auf alle Wechselwirkungen. Während die Gravitation nur bei großen Massen eine Rolle spielt, dominieren die anderen drei bei kleinen Systemen. Bisher ist es nicht möglich, sinnvoll alle Wechselwirkungen zusammen zu bringen [9, 12].

2.3 Confinement und QGP

Die starke Wechselwirkung hat eine spezielle besondere Eigenschaft, welche sie insbesondere von den anderen Kräften unterscheidet. Sie nimmt mit steigender Entfernung zweier Interaktionspartner innerhalb ihres Wirkungsbereiches zu anstatt ab. Dies bewirkt, dass die benötigte Energie, um zwei Quarks zu trennen, immer weiter steigt, bis es energetisch günstiger ist ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen.

Vor der Bildung von Materie, millionstel Sekunden nach dem Urknall, herrschten solch hohe Temperaturen und Energiedichten, dass das Confinement nicht mehr galt. Teilchen bewegten sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit in einem Zustand, der als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet wird. In diesem können Quarks und Gluonen getrennt voneinander alleine auftreten und sind nur schwach gebunden. Dieses Plasma kühlte innerhalb kürzester Zeit ab und aus den freien Quarks formt sich eine Vielzahl von neuen Teilchen.

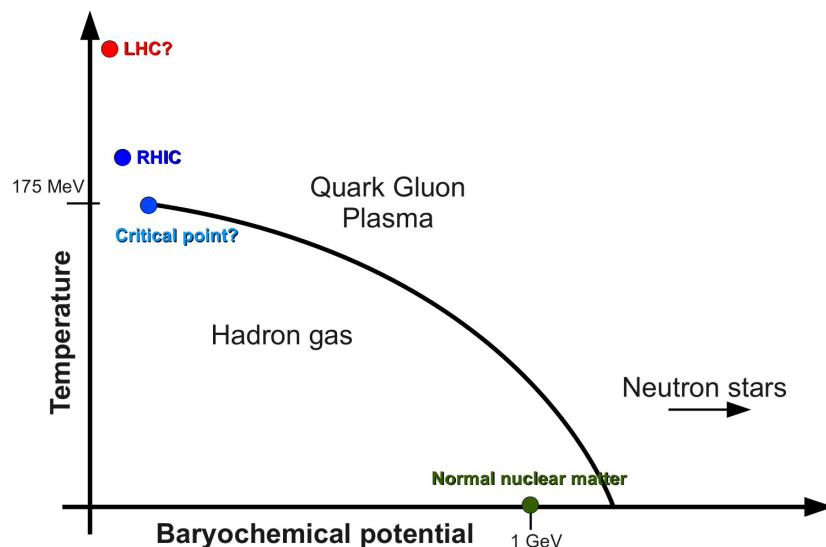


Abbildung 2: Phasendiagramm der starken Wechselwirkung [13].

In Abbildung 2 ist das Baryochemische Potential gegen die Temperatur aufgetragen. Dieses Potential gibt an, wie viel Energie nötig ist, ein Teilchen dem System zuzuführen und ist damit proportional zur Dichte des Systems. Zu erkennen ist, dass bei niedrigen Temperaturen und geringer Dichte ein Hadronen-Gas vorliegt und das durch Steigerung der Dichte

bzw. der Temperatur ein QGP entsteht. Um dieses auf der Erde künstlich zu erzeugen muss die Temperatur und Dichte ausreichend stark erhöht werden. Zu diesem Zwecke werden am CERN Bleikerne mit fast Lichtgeschwindigkeit gegeneinander geschossen. Um die dadurch erhaltenen Daten auswerten zu können, werden diese unter anderem mit denen von Proton-Proton-Kollisionen verglichen, welche auch in dieser Bachelorarbeit behandelt werden [8].

2.4 Hochenergie-Teilchenphysik

Im Folgenden werden einige Größen vorgestellt, die in die Rekonstruktion des ω eingehen.

Lorentzfaktor

Bei Geschwindigkeiten v nahe der Lichtgeschwindigkeit c muss berücksichtigt werden, dass die Relativitätstheorie zu beachten ist. Folglich ist grundsätzlich mit Vierervektoren zu rechnen und der Lorentzfaktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ fließt bei den Rechnungen mit ein.

Transversalimpuls

Der Transversalimpuls ist eine der wichtigsten Größen der Kollisionskinematik. Er wird gebildet aus

$$p_t = p \sin \vartheta, \quad (1)$$

wobei p der Impuls des Teilchens und ϑ der Winkel zur Beamachse ist. p_t ist somit vor der Kollision gleich Null. Er kann verwendet werden, um ein p_t Spektrum der untersuchten Teilchen zu erhalten. Da vor der Kollision der Transversalimpuls immer gleich Null ist, liefert p_t Informationen darüber, wie schnell sich Teilchen von der Strahlachse entfernen und somit über die Ausdehnung der Teilchenwolke [6].

Rapidity und Pseudorapidity

Die Rapidity y ist wie folgt definiert: Wenn die z-Achse in Bewegungsrichtung des Teilchens entlang des Ringes liegt, ist die Rapidity

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l c}{E - p_l c}, \quad (2)$$

wobei E die Energie des Teilchens und p_l der Longitudinalimpuls in Beam-Richtung ist. Für eine Bewegung senkrecht zur z-Achse geht das Argument des Logarithmus gegen 1 und die Rapidity damit gegen 0. Für eine Bewegung vollständig in z-Richtung also $E = p_l c$ geht die Rapidity gegen unendlich. Sie ist somit abhängig vom Winkel zur z-Achse. Da zur Bestimmung der Rapidity die Masse bekannt sein muss, was oft nicht einfach zu gewährleisten ist, wird stattdessen die Pseudorapidity η eingeführt. Diese ist wie folgt definiert:

$$\eta = -\ln \tan \frac{\vartheta}{2}. \quad (3)$$

Sie ergibt sich aus der Rapidity, wobei ϑ der Winkel zwischen der z-Achse und der Bewegungsrichtung des Teilchens ist.

Schwerpunktsenergie

Desweiteren wird die invariante Masse bzw. Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ benötigt. Dies ist bei Kollisionen die Summe der Gesamtenergien beider Stoßpartner bezüglich ihres gemeinsamen Schwerpunktes. Sie ist definiert als

$$\sqrt{s} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n P_i \right)^2}, \quad (4)$$

wobei n die Anzahl der Teilchen und P_i der Viererimpuls des jeweiligen Teilchens ist. Bei gleichen Massen und entgegengesetzten gleich großen Impulsen, wie es im CERN der Fall ist, gilt $\sqrt{s} = 2E$, wobei E die Energie eines der Stoßpartner ist [12].

2.5 Wechselwirkung von Photonen und geladenen Teilchen mit Materie

Um die bei der Kollision entstandenen Teilchen zu detektieren, müssen diese mit der Detektormaterie interagieren. Dies geschieht durch unterschiedliche Effekte, von denen zunächst die der Photonen betrachtet werden.

2.5.1 Interaktion von Photonen mit Materie

Es gibt drei Grundeffekte der Wechselwirkung von Photonen mit Materie. Bei dem Photo- und Comptoneffekt wechselwirkt das Photon mit den Elektronen eines Atoms und schlägt diese raus, bzw. regt sie an und gibt dabei die gesamte (Photo) bzw. einen Teil (Compton) seiner Energie ab.

Der dritte und in diesem Fall wichtigste Effekt ist die Paarbildung. Hier wechselwirkt das Photon γ mit einem Atomkern A und wandelt sich in ein Elektron e^- und Positron e^+ Paar.

$$\gamma + A = e^+ + e^- + A \quad (5)$$

Paarbildung ist aufgrund des fehlenden Ruhesystems des Photons nicht ohne einen dritten Stoßpartner wie einem Atomkern möglich. Die Energie des Photons muss dabei mindestens die Ruheenergie der beiden resultierenden Teilchen sein, also zwei mal 511 keV. Der Wirkungsquerschnitt für hohe Energien ist

$$\sigma = \frac{7A}{9N_A X_0}. \quad (6)$$

Hier ist A die Atomzahl des Atomkerns des Stoßpartners, N_A die Avogadro Konstante und X_0 die Strahlungslänge. Während der Photoeffekt nur bei niedrigen Energien auftritt und der Comptoneffekt in einem Bereich von keV bis GeV auftritt, wird die Paarbildung ab 1 MeV relevant und dominiert danach. In Abbildung 3 sind die Wirkungsquerschnitte dieser Effekte gegen die Energie des Photons aufgetragen.

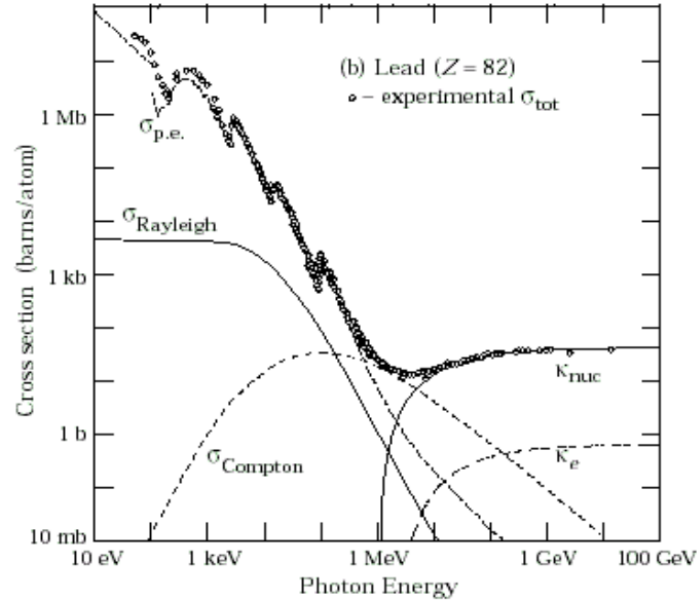


Abbildung 3: Wirkungsquerschnitte des Compton- und Photoeffekts sowie der Paarbildung abhängig von der Energie des Photons, wobei es bei dem Wechselwirkungspartner um Blei handelt [2].

2.5.2 Interaktion von geladenen Teilchen mit Materie

Geladene Teilchen wechselwirken anders als Photonen mit Materie. Durchquert ein relativistisches geladenes Teilchen mit der Geschwindigkeit v ein Medium mit der Atomzahl Z und Dichte n , so verliert es pro Längeneinheit x eine bestimmte Menge Energie durch Ionisation des umgebenen Mediums und Bremsstrahlung. Dieser Energieverlust pro Länge wird beschrieben durch eine sogenannte Bethe-Bloch-Formel

$$-\frac{dE}{dx} = -4\pi\hbar^2 c^2 \alpha^2 \frac{nZ}{m_e v^2} \left(\ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_e} \right] - \beta^2 \right). \quad (7)$$

Hier ist Z die Ladungszahl, $\beta = \frac{v}{c}$, m_e die Elektronenmasse, I_e das durchschnittliche Ionisationspotential und $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\hbar c}$ die Feinstrukturkonstante. Der Energieverlust ist folglich für verschiedene Teilchensorten unterscheidbar und kann zur Teilchenidentifikation genutzt werden. Insgesamt können verschiedene Effekte auftreten:

1. Die bereits erwähnten inelastischen Stöße mit atomaren Elektronen (Ionisierung oder Anregung),
2. elastische Streuung an Kernen,
3. Strahlungsemission (Cerenkov- oder Übergangsstrahlung),
4. inelastische starke Kernprozesse,
5. Bremsstrahlung.

Es ist jedoch zu beachten, dass es sich um statistische Prozesse handelt und die Wahrscheinlichkeit der Interaktion abhängig von der Flugstrecke im Medium ist [12].

3 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider des CERN bei Genf ist der größte Synchrotron-Beschleuniger der Welt. An seinem Aufbau und seiner Nutzung sind Kooperationen von tausenden von Menschen unterschiedlicher Nationalitäten und hunderte von Arbeitsgruppen und Universitäten beteiligt. Protonen und Bleikerne werden nahezu auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und zur Kollision gebracht, um Energiedichten wie kurz nach dem Urknall zu erschaffen. Ziel der Forschung am CERN ist die Überprüfung des Standardmodells der Kernphysik, die Detektion und Beschreibung neuer Teilchen wie des Higgs-Bosons sowie der Physik außerhalb des Standardmodells. Der Aufbau des LHC besteht wie in Abbildung 4 aus kleineren Vorbeschleunigern und einem großen Synchrotron-Beschleunigerring mit einem Umfang von knapp 27 km. Er liegt in einer Tiefe von 50 bis 175 m. Im Vollbetrieb für Proton-Proton-Kollision erreichen die Protonen eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV. Bis zu 2800 Pakete von 100 Milliarden gebündelten Protonen zirkulieren mit einer Frequenz von bis zu 11 kHz. Um den Ring verteilt liegen 4 große Experimente und Detektorkammern ALICE, CMS, LHCb und ATLAS. Diese haben unterschiedliche Bauelemente und sind auf unterschiedliche Dinge spezialisiert.

1. ALICE (A Large Ion Collider Experiment) ist ein Schwerionen-Detektor mit dem Ziel der Untersuchung hoch wechselwirkender Teilchen bei extremen Energiedichten wie beim QGP.
2. ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) deckt eine große Bandbreite von Nutzen ab. Er dient sowohl der Suche nach zusätzlichen Dimensionen und dunkler Materie, wie auch der Untersuchung des Higgs Bosons an dessen Entdeckung ATLAS maßgeblich beteiligt war.
3. CMS (The Compact Muon Solenoid) ist zusammen mit ATLAS ein Experiment allgemeinen Nutzens und hat dieselben Ziele, nutzt jedoch unterschiedliche Technologien in seinen Detektoren sowie äußerst starke Magnetfelder.
4. LHCb (Large Hadron Collider beauty) dient der Untersuchung von Antimaterie sowie der Studie der beauty Quarks.

Innerhalb der Zentren dieser Experimente werden die Strahlen gekreuzt und es kommt zu einer Kollision zweier Bündel, bei der ca. 20-40 Protonen pro Paket kollidieren. Dies sind 800 Millionen Events pro Sekunde. Die Energiedichte innerhalb der Kollisionszone ist dabei so hoch, dass ein QGP entstehen kann und neue Teilchen gebildet werden [2, 4].

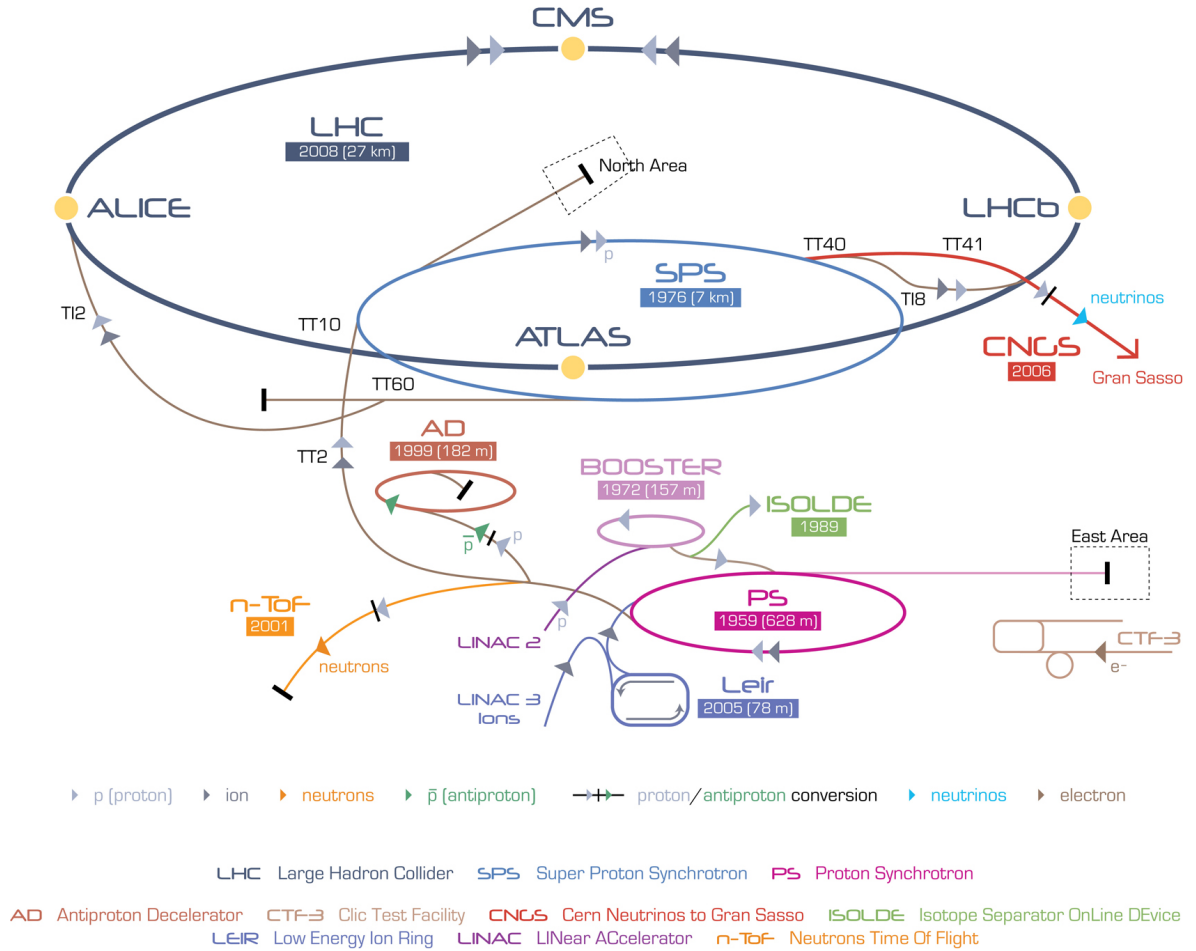


Abbildung 4: Schema des CERN-Komplex mit seinen Beschleunigern und Experimenten [2].

3.1 A Large Ion Collider Experiment

ALICE, kurz für **A** Large Ion Collider **E**xperiment, wurde entwickelt, um eine möglichst vollständige Detektion von Teilchen zu ermöglichen. Es besteht wie in Abbildung 5 dargestellt aus unterschiedlichen Detektoren, die jeweils zur Detektion unterschiedlicher Teilchen dienen. Sie liegen schalenförmig um den Mittelpunkt des Experiments, in dem die Kollisionen stattfinden.

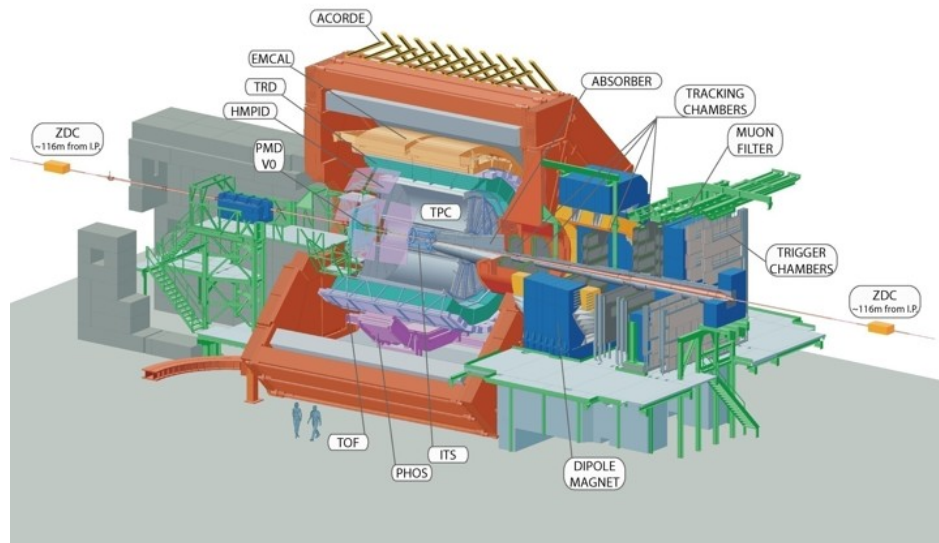


Abbildung 5: Aufbau der ALICE-Detektoren [11].

Um die zentralen Detektoren liegt ein äußerst starker Magnet mit einer Feldstärke von 0.5 Tesla. Dieser bewirkt, dass die Spur geladener Teilchen abhängig von ihrer Ladung und ihrem Impuls gebeugt werden und dieser bestimmt werden kann.

Zentrale Detektoren sind [3]:

1. Inner Tracking System (ITS): Das ITS wird zur Bestimmung des Impulses, der Teilchenidentifikation sowie der Spuren der Teilchen genutzt.
2. Time-Projection-Chamber (TPC): Die TPC wird ähnlich wie das ITS zur Spur und Impuls Bestimmung von geladenen Teilchen sowie deren Identifizierung genutzt.
3. Transition Radiation Detector (TRD): Der TRD wird verwendet, um hoch energetische Elektronen zu identifizieren.
4. Time-Of-Flight (TOF) Detector: TOF dient zusammen mit dem ITS und der TPC zur Bestimmung von Spuren und teilchenabhängigen Energieverlusten.
5. High-Momentum Particle Identification Detector (HMPID): Der HMPID wird zur Detektion von geladenen Hadronen genutzt.
6. PHoton Spectrometer (PHOS): Das PHOS ist ein hochauflösender Spektrometer zum Studium von Photonen.
7. ElectroMagnetic CALorimeter (EMCal): Das EMCal dient der Beobachtung von Jets, wobei es auch zur Detektion von Photonen genutzt wird.
8. ALICE COsmic Ray DEtector (ACORDE): Der ACORDE dient der Detektion von kosmischer Strahlung sowie der Bereitstellung eines Level-0 Trigger Signales zur Kalibrierung der Detektoren.

Jeder dieser Detektoren hat unterschiedliche Abmessungen wie in Tabelle 2 zu sehen ist. Während die meisten die Strahlachse mit dem Kollisionspunkt komplett umgeben, sind einige, wie das EMCal, auf einen Bereich des Detektors beschränkt.

detector	acceptance		position	technology	main purpose
	polar	azimuthal			
SPD*	$ \eta < 2.0$	full	$r = 3.9 \text{ cm}$	Si pixel	tracking, vertex
	$ \eta < 1.4$	full	$r = 7.6 \text{ cm}$	Si pixel	tracking, vertex
SDD	$ \eta < 0.9$	full	$r = 15.0 \text{ cm}$	Si drift	tracking, PID
	$ \eta < 0.9$	full	$r = 23.9 \text{ cm}$	Si drift	tracking, PID
SSD	$ \eta < 1.0$	full	$r = 38 \text{ cm}$	Si strip	tracking, PID
	$ \eta < 1.0$	full	$r = 43 \text{ cm}$	Si strip	tracking, PID
TPC	$ \eta < 0.9$	full	$85 < r/\text{cm} < 247$	Ne drift+MWPC	tracking, PID
TRD*	$ \eta < 0.8$	full	$290 < r/\text{cm} < 368$	TR+Xe drift+MWPC	tracking, $e^\pm$ id
TOF*	$ \eta < 0.9$	full	$370 < r/\text{cm} < 399$	MRPC	PID
PHOS*	$ \eta < 0.12$	$220^\circ < \phi < 320^\circ$	$460 < r/\text{cm} < 478$	PbWO ₄	photons
EMCal*	$ \eta < 0.7$	$80^\circ < \phi < 187^\circ$	$430 < r/\text{cm} < 455$	Pb+scint.	photons and jets
HMPID	$ \eta < 0.6$	$1^\circ < \phi < 59^\circ$	$r = 490 \text{ cm}$	C ₆ F ₁₄ RICH+MWPC	PID
ACORDE*	$ \eta < 1.3$	$30^\circ < \phi < 150^\circ$	$r = 850 \text{ cm}$	scint.	cosmics
PMD	$2.3 < \eta < 3.9$	full	$z = 367 \text{ cm}$	Pb+PC	photons
FMD	$3.6 < \eta < 5.0$	full	$z = 320 \text{ cm}$	Si strip	charged particles
	$1.7 < \eta < 3.7$	full	$z = 80 \text{ cm}$	Si strip	charged particles
	$-3.4 < \eta < -1.7$	full	$z = -70 \text{ cm}$	Si strip	charged particles
V0*	$2.8 < \eta < 5.1$	full	$z = 329 \text{ cm}$	scint.	charged particles
	$-3.7 < \eta < -1.7$	full	$z = -88 \text{ cm}$	scint.	charged particles
T0*	$4.6 < \eta < 4.9$	full	$z = 370 \text{ cm}$	quartz	time, vertex
	$-3.3 < \eta < -3.0$	full	$z = -70 \text{ cm}$	quartz	time, vertex
ZDC*	$ \eta > 8.8$	full	$z = \pm 113 \text{ m}$	W+quartz	forward neutrons
	$6.5 < \eta < 7.5$	$ \phi < 10^\circ$	$z = \pm 113 \text{ m}$	brass+quartz	forward protons
	$4.8 < \eta < 5.7$	$ 2\phi < 32^\circ$	$z = 7.3 \text{ m}$	Pb+quartz	photons
MCH	$-4.0 < \eta < -2.5$	full	$-14.2 < z/\text{m} < -5.4$	MWPC	muon tracking
MTR*	$-4.0 < \eta < -2.5$	full	$-17.1 < z/\text{m} < -16.1$	RPC	muon trigger

Tabelle 2: Ausmessungen, Aufbau und Aufgabe der ALICE Detektoren [3].

Neben den zentralen Detektoren gibt es außerdem noch mehrere sogenannte Forward Detektoren entlang der Strahlachse.

1. Photon Multiplicity Detector (PMD): Der PMD dient der Untersuchung der Multiplizitäts-Verteilung der Photonen nahe der Strahlachse und liefert Abschätzungen über Transversalenergien. Die Multiplizität ist ein Maß für die Anzahl der erzeugten Teilchen bei einer Kollisionen.
2. Zero Degree Calorimeter (ZDC): Das ZDC schätzt die Anzahl an interagierten Nukleonen ab. Dies geschieht durch die Messung der Energie von nicht interagierten Nukleonen in Strahlrichtung.
3. Forward Multiplicity Detector (FMD): Der FMD liefert Informationen über die Anzahl der geladenen Teilchen.
4. V0 Detector: Der V0 Detektor besteht aus zwei kleinen Scintillatoren V0A und V0C, die jeweils in unterschiedlichen Entfernungen an beiden Seiten des Kollisionspunktes sitzen. Er hat mehrere Funktionen. Zum einen liefert er Minimum-Bias Trigger für die Zentralen Detektoren, zum anderen gibt er Informationen über die Zentralität der Kollision und über die Messung der Multiplizität.
5. T0 Detector: Der T0 Detektor generiert ein Start-Signal für den TOF Detektor, misst die Vertexposition jeder Interaktion und liefert einen L0 Trigger, wenn dieser innerhalb

des vorbestimmten Bereiches ist, gibt ein Wake-up Signal für den TRD, und kann für Minimum-Bias Trigger sowie Multiplicity Trigger verwendet werden.

Die für diese Bachelorarbeit relevanten Teilchen wurden mit dem ITS- und dem TPC-Detektor sowie dem EMCal registriert, weshalb diese noch einmal ausführlicher beschrieben werden.

3.1.1 Inner Tracking System

Das Inner Tracking System ist das Herz von ALICE direkt um den Kollisionpunkt. Kurzlebige Teilchen zerfallen bereits nach sehr kurzen Distanzen. Um den Ort ihrer Entstehung sowie ihre Flugbahn auf zehntel Millimeter genau zu bestimmen, wird das ITS genutzt. Dabei dient es ebenfalls zur Detektion von Teilchen mit einem Impuls von unter 200 MeV/c und der Verbesserung der Impuls- und Winkelauflösung der Daten der TPC sowie deren blinde Stellen. Wie in Abbildung 6 dargestellt, besteht es aus 6 zylindrisch angeordneten Siliziumdetektoren.

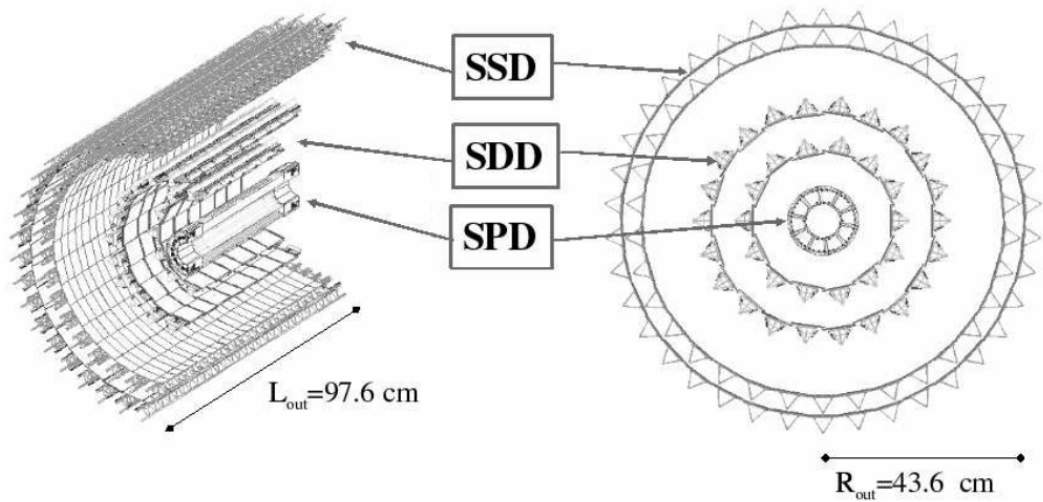


Abbildung 6: Aufbau des ITS von ALICE [3].

Diese sind jeweils zu Paaren von 3 Detektoren gegliedert: dem Silicon Pixel Detector (SPD), dem Silicon Drift Detector (SDD) und dem Silicon micro-Strip Detector (SSD). Die Siliziumdetektoren beruhen auf dem Prinzip von Halbleiterdetektoren und können die Energie von einfallenden Teilchen messen, indem Elektronen-Loch-Paare in der Halbleiterschicht erzeugt werden. Die Dimensionen der einzelnen Detektoren sind in der folgenden Tabelle dargestellt [3]:

Layer	Type	r (cm)	$\pm z$ (cm)	Area (m ²)	Channels
1	pixel	3.9	14.1	0.07	3 276 800
2	pixel	7.6	14.1	0.14	6 553 600
3	drift	15.0	22.2	0.42	43 008
4	drift	23.9	29.7	0.89	90 112
5	strip	38.0	43.1	2.20	1 148 928
6	strip	43.0	48.9	2.80	1 459 200
Total area				6.28	

Tabelle 3: Ausmessungen des ITS des [3].

3.1.2 TPC-Detektor

Der **T**ime-**P**rojection-**C**hamber-Detektor ist ein 88 m³ großer mit Gas gefüllter Hohlzylinder wie in Abbildung 7.

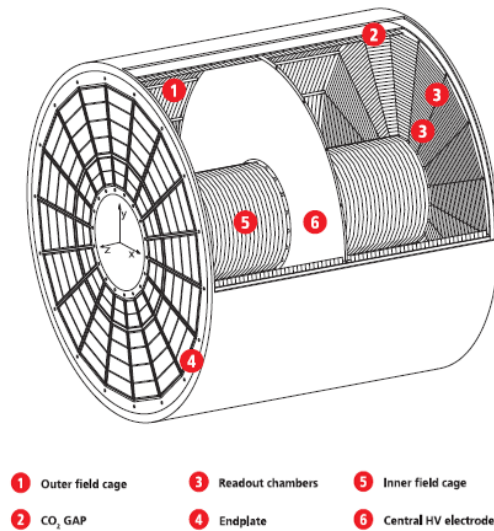


Abbildung 7: Aufbau der TPC von ALICE [3]

Er ist durch eine zentral gelagerte Elektrodenwand in zwei Driftkammern unterteilt. Geladene Teilchen, welche den Detektor durchqueren, ionisieren das Gas, indem sie Elektronen aus der Hülle schlagen. Diese Elektronen werden zu den positiv geladenen Enden der Driftkammern beschleunigt und dort in sogenannten Clustern registriert. Die positiven Ionen hingegen werden zur Elektrode beschleunigt und dort registriert und entladen. Durch die Wechselwirkung der Teilchen mit der umgebenden Materie und deren Ionisierung verlieren die Teilchen pro Strecke Δx eine gewisse Energie ΔE . Dieses von der Art der Teilchen abhängige Verhalten wird durch eine Bethe-Bloch Formel (siehe Gl. 7) beschrieben. Da so jedes Teilchen seine Energie anders verliert, können diese leicht unterschieden werden [3].

3.1.3 EMCal-Detektor

Der EMCal-Detektor ist ein großer Pb-Scintillator. Er liegt ca. 4,5 m von der Strahlachse entfernt um diese herum und deckt gegenüber des PHOS 107° in Azimutalrichtung und $|\eta| < 0.7$ in Pseudorapidität ab. Sein Ziel gilt vorwiegend der Untersuchung von Jet Quenching bei Schwerionen-Kollisionen bei hohem p_t . Zudem liefert er schnelle und effiziente Trigger für Jets, Elektronen und Photonen. Das EMCal besteht aus einem Bogen aus Supermodulen, welche wiederum aus einzelnen Modulen von 4 Türmen bestehen. Jedes dieser Module besteht aus sich überlappenden Bleiplatten und Plastik-Szintillatoren. Trifft nun ein Photon auf eine Bleiplatte, so erzeugt es dort einen Teilchenschauer aus weiteren Photonen und Elektron-Positron Paaren. Diese werden vom Scintillator detektiert und lösen weitere Teilchenproduktionen in den nachfolgenden Bleiplatten aus. Da nicht nur eine Zelle das Teilchen detektiert, sondern ebenso die benachbarten, werden diese als Cluster zusammengefasst [3].

3.2 Das Aliroot Framework

Das Root Framework ist ein am CERN entwickeltes Programmpaket, ausgelegt zur Analyse der am CERN gesammelten Daten. Es basiert auf der Programmiersprache C++ und umfasst viele Funktionen, wie Möglichkeiten zum Fitten und Histogramme zu erstellen. Speziell für ALICE wurde Ali-Root, eine Abwandlung von Root, entwickelt. Diese Version ist speziell auf die Detektoren ALICE zugeschnitten. Zusätzlich gibt es das Ali-Physics Paket, welches sich speziell mit der Anwendung von Cuts und der Rekonstruktion der Teilchen beschäftigt. Cuts sind Beschränkungen auf bestimmte Parameter und Eigenschaften der Teilchen und Detektoren. Diese „schneiden“ Kandidatenteilchen außerhalb der gewählten Einschränkungen weg und reduzieren so die Menge an ungesuchten oder falsch konstruierten Teilchen. Das eigentliche Rekonstruktionsprogramm, in dem auch die in der Bachelorarbeit vorgenommenen Änderungen zu sehen sind, ist Teil davon und heißt AliAnalysisTaskNeutralMesonToPiPiPiMiPiZero. Über AddTask Programme kann die Art der Rekonstruktion gewählt werden, sowie zwischen Proton-Proton- und Schwerionenkollisionen gewählt werden. Es können eine Vielzahl verschiedener Cuts ausgewählt werden und so auf die gesuchte Analyseaufgabe zugeschnitten werden. Durch ein ständiges Aktualisieren der Software sowie die Möglichkeit eigene Patches hochzuladen, können private Änderungen für alle Nutzer zugänglich gemacht werden.

4 Rekonstruktionsanalyse

Aus einer großen Menge von fast gleichzeitig entstehenden Teilchen müssen die ursprünglichen Teilchen rekonstruiert werden. Zunächst gilt jedoch auszuwählen, welche von dem Detektor gemessenen Daten überhaupt verwendet werden sollen. Dies wird von den sogenannten Triggern bestimmt, welche Grundbedingung zum Speichern von Events enthalten. Beispielsweise können nur Events mit einem bestimmten Transversalimpuls ausgewählt werden, wobei die anderen verworfen werden. Im Fall der Daten dieser Bachelorarbeit wurden Minimum-Bias-Trigger verwendet. Dies bedeutet, dass sämtliche von den Detektoren aufgezeichneten Ereignisse gespeichert werden, ohne Vorauswahl und Reduktion der Daten. Anschließend werden zur Bewerkstelligung der Rekonstruktion eines Teilchens zunächst einige Cuts durchgeführt, um einige Teilchen, die auf keinen Fall aus dem Zerfall des gesuchten Teilchens kommen können, auszuschließen. Dieser Prozess kann entweder on-the-fly noch im Detektor oder bei der Auswertung der Daten des Detektors geschehen. Anschließend werden alle möglichen Teilchen nach und nach zusammengesetzt und versucht falsche Kombinationen auszuschließen. Die Bedingungen, unter denen Teilchen zugelassen werden, werden erneut durch Cuts begrenzt.

Trotz allem werden letztendlich meist ein Vielfaches an falschen zufälligen Teilchen rekonstruiert und nur ein Bruchteil der Teilchen korrekt zusammengesetzt. Um anschließend etwas physikalisch Sinnvolles zu erhalten, muss der Hintergrund unter dem Signal entfernt werden. Hierzu werden aus verschiedenen Events zufällige Teilchen zusammengesetzt. Durch Verwendung verschiedener Events sind diese sicher nicht miteinander korreliert und ergeben den Hintergrund unter dem Signal. Nach dem Abzug des Hintergrunds vom Signal, kann über diesen gefittet und die Anzahl und detektierten Teilchen bestimmt werden. Nach Berücksichtigung der Akzeptanzen ergibt sich die vollständige Anzahl der beim Event produzierten gesuchten Teilchen.

4.1 Monte-Carlo-Simulationen

Um aus den Daten sinnvolle Ergebnisse im Hinblick auf die Teilchenproduktion zu erhalten, werden parallel Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt und durch die Analyse-Software geschickt. Monte-Carlo-Simulationen versuchen sämtliche Einflüsse auf die Daten nachzustellen und möglichst genau den realen Versuchsablauf abzubilden. Hierzu werden zum Beispiel Blindzonen, Detektor Auflösungen, Akzeptanzen und Fehler der Detektoren mit simuliert. Zunächst werden Events zum Beispiel wie hier mit *PHYTHIA* 6 erstellt und diese mit Software wie Geant 3 durch einen virtuell detailgetreu nachgebauten Detektor von Aliroot geschickt. Am Ende ist bekannt, wie viele im Event simulierten Teilchen detektiert werden konnten. Dieser Faktor kann anschließend als Korrekturterm auf die Daten angewendet werden und liefert aus den rohen Ergebnissen der Rekonstruktion die wahre Anzahl bei dem Event entstandener Teilchen.

4.2 Verwendete Datensätze

Für die hier durchgeführten Analysen und Rekonstruktionen werden Daten der Runs von 2010 am LHC in pp Kollisionen verwendet. Es handelt sich um Minimum-Bias Daten bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} = 7$ TeV. Insgesamt wurden 430 Millionen Events aufgezeichnet und verwendet.

Zudem wurde parallel mit Monte-Carlo-Simulation von 2014 mit weiteren 430 Millionen Events für $\sqrt{s} = 7$ TeV bei pp Kollisionen gerechnet.

4.3 Rekonstruktion von $\omega(782)$ -Mesonen

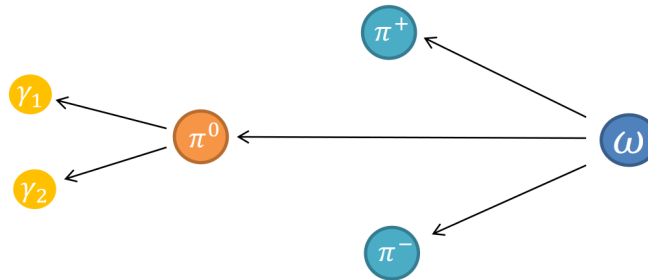


Abbildung 8: Wahrscheinlichster Zerfall des ω in π^+ , π^- und π^0 und dessen anschließender wahrscheinlichster Zerfall in zwei γ Quanten [14].

$\omega(782)$ - Mesonen sind äußerst kurzlebige Teilchen. Sie zerfallen quasi augenblicklich, am wahrscheinlichsten über einen Dreikörperzerfall wie in Abbildung 8 in π^+ , π^- und π^0 . Zu einem deutlich geringeren Anteil zerfällt das ω zu einem π^0 sowie einem Photon. Dieser Prozess und alle anderen unwahrscheinlicheren Prozesse werden in dieser Bachelorarbeit nicht berücksichtigt. Das π^0 ist bei annähernd Lichtgeschwindigkeit bereits nach Zehntel nm wieder zu $(98,2 \pm 0,034)\%$ zu zwei γ -Quanten zerfallen. Das π^+ und π^- hingegen erreichen mit einer deutlich höheren Halbwertszeit den TPC Detektor und können mit ihm registriert werden. Sollte es sich ergeben, dass ein π^+ und π^- Paar aus dem selben Vertex kommen, werden diese zu einem virtuellen Partikel zusammengefasst. Die beiden γ -Quanten des π^0 -Zerfalls erzeugen durch Paarbildung ein Elektron und ein Positron, welche ebenfalls über die TPC nachgewiesen werden können. Da diese Paarbildung jedoch nur zu 8% stattfindet, durchqueren viele Photonen den Detektor ungehindert und können beispielsweise von EMCal detektiert werden. Wieder gilt, dass, falls ein Photonen-Paar gefunden wird, dieses zu einem π^0 zusammengefasst wird. Anschließend folgt die Rekonstruktion der ω -Mesonen durch das Mischen der zuvor gebildeten virtuellen Teilchen sowie des π^0 . Bei jedem Schritt dieser Rekonstruktion greifen die bereits angesprochenen verschiedenen Cuts an und schließen Teilchen aus [10]. In der folgenden Analyse wird zunächst das π^0 ausschließlich mit Daten der TPC rekonstruiert, also der Konversionsmodus (PCM) verwendet.

Die für das ω relevanten Teilchen und einige ihrer Eigenschaften sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst [10].

Teilchen	Masse in MeV/c ²	Lebensdauer in s	Zerfälle mit Wahrscheinlichkeiten	
ω	$782,65 \pm 0,12$	$(7,75 \pm 0,12) \cdot 10^{-23}$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(89,2 \pm 0,7)\%$
			$\pi^0\gamma$	$(8,28 \pm 0,28)\%$
π^0	$134,9766 \pm 0,0006$	$(8,52 \pm 0,18) \cdot 10^{-17}$	2γ	$(98,823 \pm 0,034)\%$
$\pi^\pm$	$139,57018 \pm 0,00035$	$(2,6033 \pm 0,0005) \cdot 10^{-8}$	$\mu^\pm\nu_\mu$	$(98,98770 \pm 0,00004)\%$

Tabelle 4: Für die ω Rekonstruktion relevante Teilchen [10]

4.4 Angewendete Cuts

Wie bereits erwähnt, werden so genannte Cuts verwendet, um ein möglichst reines Ergebnis an Teilchen zu erhalten. Diese werden entwickelt, indem verschiedene physikalische Eigenschaften betrachtet und Kriterien entwickelt werden, um diese auf das gesuchte Teilchen zu zuzuschneiden. Zudem gibt es Cuts, welche Ergebnisse mit unzureichender Qualität oder Fehlern entfernen. Im Falle der ω Rekonstruktion werden über den gesamten Prozess der Rekonstruktion hinweg Event, Conversion, Photon, Pion, Neutral Pion und Meson Cuts angewendet. Jedes dieser Cutpakete besteht aus mehreren Cuts. Diese haben unterschiedliche wählbare Optionen. Im Folgenden werden einige der angewendeten Cuts dieser Bachelorarbeit aufgelistet und die Mächtigsten unter ihnen genauer betrachtet.

4.4.1 Event Cuts

Die Event Cuts wählen für die Analyse Minimum-Bias Events von pp-Kollisionen aus und entfernen den Pile up. Dies sind Events, bei denen es zu mehr als einer Kollision kommt. Zudem wird ein Vertex Cut durchgeführt, welcher alle Events mit einer Vertexverschiebung, also einer Verschiebung des Ursprungs von mehr als 10 cm entfernt.

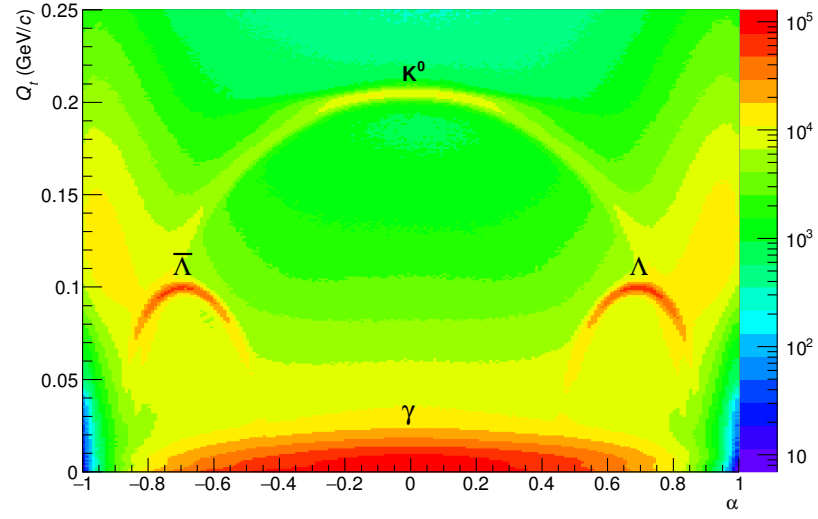
4.4.2 Photon Conversion Cuts

Zunächst ist festgelegt, dass der V0 Algorithmus bereits während der Messung angreift. V0 Teilchen sind neutrale Teilchen, welche in jeweils ein negatives und ein positives Tochterteilchen zerfallen. Der V0 Algorithmus prüft, ob deren Vertices zu weit auseinander liegen, um aus dem selben Zerfall zu kommen. Erst ab einem Abstand der Photonen, von 5 cm von der Kollision werden diese zugelassen. Zudem muss der Transversalimpuls mehr als 0.05 GeV/c betragen. Die TPC bekommt zusätzliche Einschränkungen, wie ein Minimum von 60% angesprochenen Clustern. Hier wird auch der Armenteros-Podolanski-Plot verwendet. Dieser trägt den transversal Impuls Q_t in Bezug auf das rekonstruierte Mutterteilchen gegen die longitudinale Asymmetrie α auf, wobei

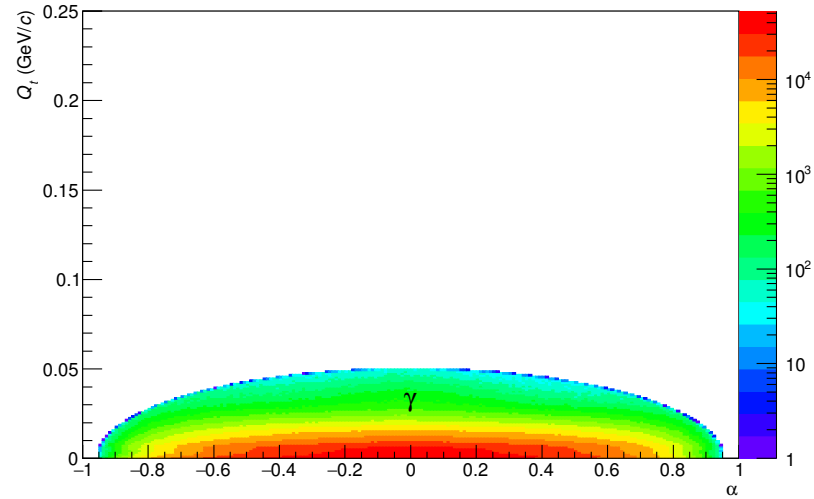
$$\alpha = \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l^+ + p_l^-} \quad (8)$$

ist und p_l die Longitudinalimpulse der Tochterteilchen sind. In Abbildung 9 ist ein Vergleich des Armenteros-Podolanski-Plots vor und nach Anwendung eines Q_t Cuts. An den entspre-

chenden Markierungen befinden sich das Λ , $\bar{\Lambda}$ und K^0 . Diese werden durch einen Cut auf Q_t entfernt und es bleibt die Verteilung der Photonen nahe einem $Q_t = 0 - 0.05 \text{ GeV}/c$ übrig.



(a) Armenteros-Podolanski-Plot vor dem Cut.



(b) Armenteros-Podolanski-Plot nach dem Cut.

Abbildung 9: Armenteros-Podolanski-Plot vor und nach einem Q_t .

4.4.3 Pion Cuts

Das geladene Pion, welches die TPC detektiert, muss einen Transversalimpuls von mindestens $0.1 \text{ GeV}/c$ haben. Die invariante Masse (InvMass) eines geladenen Pionen-Paars darf $0.65 \text{ GeV}/c^2$ wie in Abbildung 10 nicht überschreiten und die TPC muss zudem durch mindestens 80 Cluster pro Teilchen angesprochen werden .

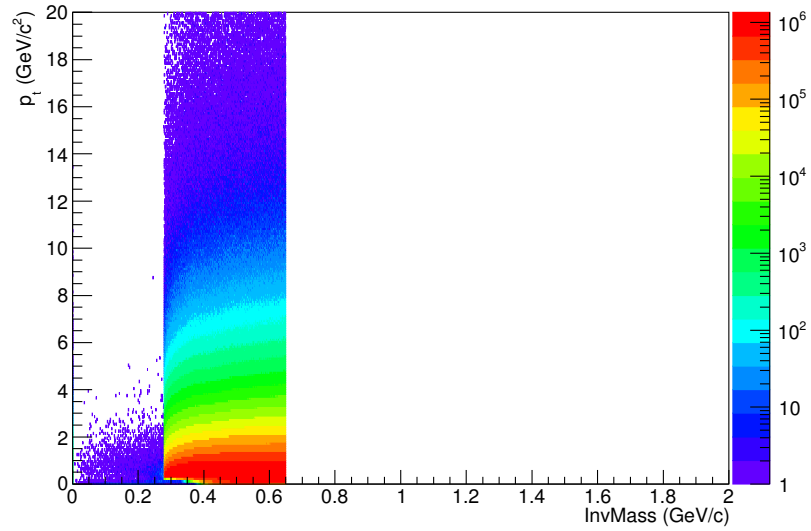


Abbildung 10: Masse der $\pi^+\pi^-$ Paare gegen ihren Transversalimpuls aufgetragen, mit anschließendem Cut auf Massen von über 0.65 GeV/c

4.4.4 Neutral Pion Cuts

Das ausgewählte Fenster der invarianten Masse des π^0 ist durch die Cuts auf 0.08 bis 0.145 GeV/c festgelegt. Die R Verschiebung wird auf 180 cm festgelegt und ist somit sehr groß. Die Rapidität hingegen ist auf unter 0.8 festgelegt. Zudem gibt es einige Einschränkungen des Hintergrunds bei der späteren Berechnung.

4.4.5 Meson Cuts

Die Meson Cuts unterscheiden sich nicht von den Pion Cuts außer, dass der Cut auf die invariante Masse weggelassen wird.

4.5 π^0 Rekonstruktion

Die Rekonstruktion des π^0 kann, wie bereits zuvor erwähnt, über verschiedene Wege erfolgen. Die Rekonstruktion über Konversionsphotonen mit der TPC und der Kalorimetermodus über das EMCal sollen im Folgenden näher beschrieben werden.

π^0 Rekonstruktion über Konversionsphotonen durch die TPC

Die Rekonstruktion beruht auf dem Prinzip der Paarbildung. Entsteht vor der oder am Anfang der TPC ein Elektron-Positronen Paar, so kann dieses detektiert werden. Hier ist der Energieverlust von einem Elektron, bzw. Positron bekannt und anhand der Spur und deren Beugung können diese identifiziert werden. Anschließend wird mit einem sogenannten V0 Algorithmus untersucht, ob es sich bei den beiden Teilchen um Produkte des selben Photons handeln könnte. Dies geschieht, indem zunächst Positron-Elektron-Paare gebildet werden und untersucht wird, ob der Vertex beider Partner mehr als 0.5 mm Abstand vom Kollisionspunkt

beträgt. Ist dies der Fall, wird untersucht, ob der Abstand der Ursprünge der Teilchen nicht weiter als 1.5 cm von einander entfernt liegen. Diese Vorauswahl schließt damit unkorrelierte Teilchen weitgehend aus, wenn auch nicht vollständig. Aus allen übriggebliebenen Paaren werden Photonen konstruiert und mithilfe der Daten des TPC die Impulse sowie deren Ausrichtung bestimmt. Liegen die Ursprünge nicht im Ursprung der Kollision, können sie nicht aus dem gesuchten Zerfall kommen, da der π^0 -Zerfall fast augenblicklich eintritt. Aus dieser Menge von Photonen werden zufällige π^0 konstruiert und deren invariante Masse gegen den Impuls aufgetragen. Zu sehen ist in Abbildung 11 ein Peak im Bereich der Masse eines π^0 auf einem Hintergrund von falsch rekonstruierten Teilchen. Diese können nicht korreliert sein oder stammen aus einem anderen Zerfall und müssen noch eliminiert werden. Dazu werden Photonen aus verschiedenen Events, welche definitiv nicht korreliert sind, zu π^0 s zusammengesetzt. Dieses Event Mixing sollte den Hintergrund des Signales beschreiben können und wird anschließend vom Signal abgezogen. Im Bereich der beiden senkrechten Linien bei $0.1 - 0.15 \text{ GeV}/c^2$ wird anschließend die Menge an rekonstruierten π^0 durch Integration der Bins bestimmt.

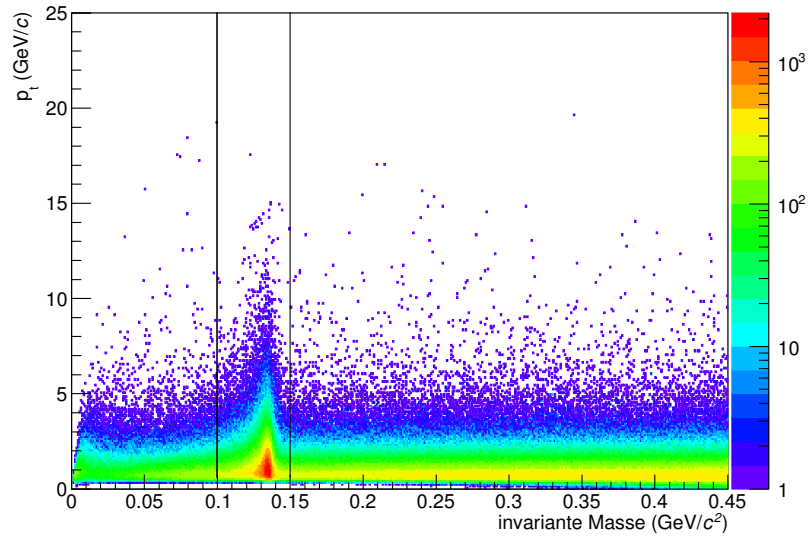


Abbildung 11: Invariante Masse gegen p_t rekonstruierter π^0 gemessen durch die TPC mit Linien an den Grenzen des Integrationsbereiches.

π^0 Rekonstruktion durch das EMCal

Zunächst muss zwischen den einzelnen eintreffenden Teilchen unterschieden werden und diese identifiziert werden können. Dies erfolgt über verschiedene Prozesse [1].

- Teilchen mit höherer Masse bewegen sich bei ungefähr gleichem Impuls langsamer als leichte. Dies ermöglicht eine Unterscheidung zwischen Hadronen und Leptonen.
- Stimmt ein Signal im EMCal mit einer Spur in der TPC überein, so ist das eintreffende Teilchen geladen. Die Art der Ladung wird durch den ALICE Magneten offen gelegt.
- Ein Photon beispielsweise löst einen anderen Schauer aus als ein eintreffendes Hadron. Deshalb ist es durch eine Betrachtung der Form des Schauers und seiner Bestandteile möglich zwischen den Teilchen zu unterscheiden.

Der EMCal Detektor liefert die beste Auflösung bei hohem p_t . Zerfällt ein hoch energetisches

π^0 , so ist der Öffnungswinkel zwischen den beiden produzierten Photonen abhängig vom Impuls des Pions. Je höher der Impuls des π^0 s war, desto näher liegen die beiden Photonen im EMCal nebeneinander. Bei niedrigen Impulsen liefern diese zwei weiter von einander entfernt liegende Signale in verschiedenen Clustern, welche nicht mit Sicherheit einander zugeordnet werden können. Mit steigendem Impuls rücken diese näher zusammen. Ist der Impuls hoch genug, beginnen die Cluster ineinander überzugehen und die Signale verschmelzen. Ab einem Transversalimpuls von 6 GeV/c beginnt dieser Prozess und ab einem Impuls von 10 GeV/c werden in einem Cluster zwei Photonen registriert.

Beginnen die Cluster mit einander zu verschmelzen, so wird aus diesen Clustern ein π^0 rekonstruiert. Ist dies nicht der Fall, muss die invariante Masse betrachtet werden. Hierzu werden analog zur Konversionsphotonen-Methode alle detektierten Photonen kombiniert und die invariante Masse gegen den Transversalimpuls aufgetragen. Wieder ist wie in Abbildung 12 ein Peak bei der Masse des π^0 auf einem Hintergrund zu sehen. Nach Abzug des durch Event-Mixing erstellten Hintergrunds bleiben die wahren π^0 über. Diese werden analog zur Methode über Konversionsphotonen im selben Intervall bestimmt.

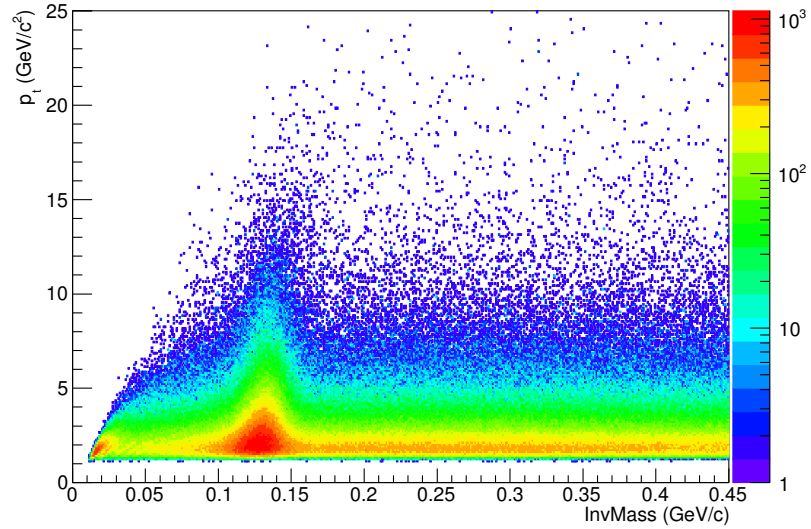


Abbildung 12: Invariante Masse gegen p_t rekonstruierter π^0 gemessen durch das EMCal.

Mixed-Modus

Die Auflösung der durch die TPC detektierten Photonen ist deutlich besser. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon jedoch über Paarbildung zerfällt und so gemessen werden kann, ist äußerst gering. Es ist ebenfalls möglich, je ein Photon, das im EMCal und eines, welches in der TPC detektiert wurde, zu kombinieren. So kann ein Kompromiss zwischen Auflösung und Quantität getroffen werden.

4.6 Konstruktion des Signals und Hintergrunds

Um alle ω -Kandidaten zu erhalten, werden sämtliche π^+ , π^- und π^0 kombiniert. Erneut wird ein Plot der invarianten Masse gegen die Transversalimpulse durchgeführt, welcher in Abbildung 13 zu sehen ist.

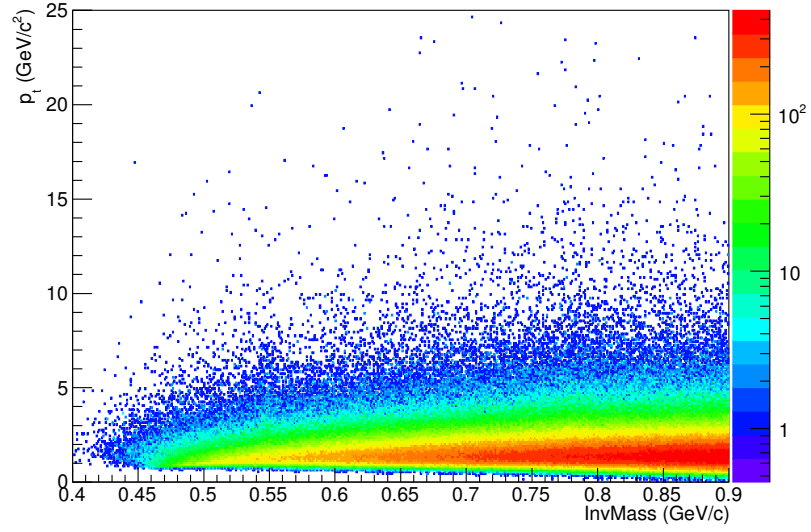


Abbildung 13: Invariante Masse gegen p_t des rekonstruierten ω .

Es ist noch kein Signal erkennbar, da der Hintergrund zu stark dominiert.

Dieser Hintergrund unter dem Signal besteht aus falsch kombinierten π^+ , π^- und π^0 . Um diesen Hintergrund möglichst gut nachzubilden, wird er als Summe vier verschiedener Teilhintergründe konstruiert. Diese vier Teilhintergründe werden anschließend addiert und auf das Signal normiert, sodass dieser Gesamthintergrund den Hintergrund des Signals gut beschreibt und abgezogen werden kann. Diese Teilhintergründe werden durch Event Mixing erstellt. Das Event Mixing stellt sicher, dass niemals alle drei Tochterteilchen aus dem selben Event kommen, berücksichtigt aber, dass zwei der drei Teilchen durchaus korreliert sein könnten. Um jeden der Fälle abzudecken, werden wie bereits angesprochen und in der folgenden Tabelle dargestellt, 4 verschiedene Kombinationen untersucht:

Teilhintergrund	π^+	π^-	π^0
1	E_1	E_1	E_2
2	E_1	E_2	E_1
3	E_2	E_1	E_1
4	E_1	E_2	E_3

Hier steht E_i für das jeweilige Event. Beispielsweise kommt in der ersten Kombination das π^+ und das π^- aus dem selben Event und nur das π^0 aus einem anderen. So sind alle Möglichkeiten abgedeckt. Sollten zwei Pionen aus dem selben ω Zerfall kommen, so wird spätestens das dritte Event aus einem anderen ω oder von einem anderen Teilchen kommen. Der Gesamthintergrund Bg kann folglich beschrieben werden durch

$$Bg = n(a \cdot Bg_1 + b \cdot Bg_2 + c \cdot Bg_3 + d \cdot Bg_4), \quad (9)$$

wobei Bg_i die 4 Teilhintergründe sind und n der Normalisierungsfaktor, um den Gesamthintergrund an das Signal anzupassen. Die Gewichtungsfaktoren a, b, c und d sind im Verlauf

dieser Bachelorarbeit hinzugekommen und werden im nächsten Kapitel näher diskutiert. In der folgenden Abbildung 14 ist zunächst nur der Teilhintergrund 1 abgebildet.

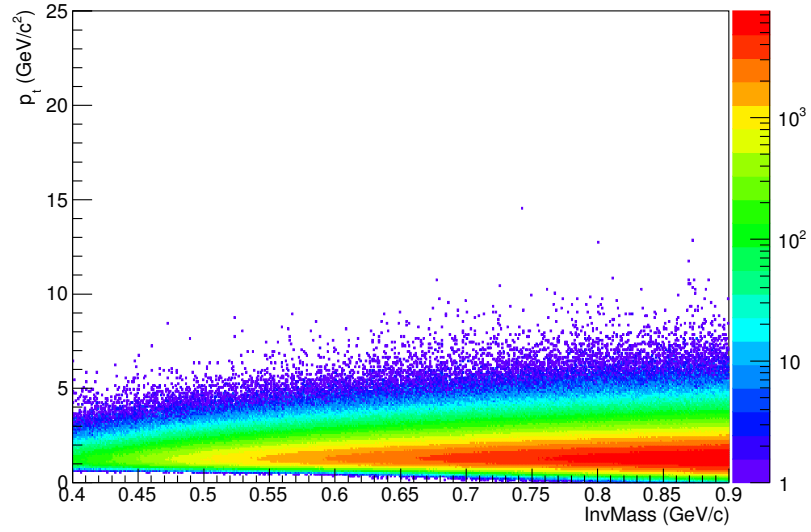


Abbildung 14: Teilhintergrund 1 aus dem Event-Mixing mit π^+ und π^- aus demselben Event.

Die Normierung des gesamten Hintergrunds ist notwendig, da zum einen durch das Event Mixing, zum anderen durch die Addition der Teilhintergründe, der Gesamthintergrund deutlich größer ist als das Signal. Die Normierung folgt auf einem recht einfachen Weg:

$$n = \frac{\text{Signal mit Hintergrund}}{\text{Gesamthintergrund}}. \quad (10)$$

Zunächst wird über das Signal mit Hintergrund integriert. Hier gilt zu beachten, dass der Bereich um den Signal Peak ausgelassen wird. Alternativ kann auch nur der Bereich rechts bzw. links des Peaks genutzt werden. Da bei $0.55 \text{ GeV}/c^2$ invarianter Masse das η zu finden ist, welches ebenfalls am wahrscheinlichsten zu π^+ , π^- und π^0 zerfällt [10], sollte, um Fehler zu vermeiden, der Integrationsbereich oberhalb des η Peaks beginnen. Anschließend wird, um den Normierungsfaktor zu erhalten, über dasselbe Intervall der Hintergrund integriert und es werden die beiden Ergebnisse durcheinander geteilt. In dieser Bachelorarbeit wurden als Integrationsbereiche ein invariantes Masse-Intervall von $0.68\text{-}0.75 \text{ GeV}/c$ links vom Peak und von $0.82\text{-}0.89 \text{ GeV}/c$ rechts vom Peak verwendet. Durch eine anschließende Projektion auf die y -Achse, also die invariante Masse und einem Vergleich des Hintergrunds mit dem Signal + Hintergrund, wird wie in Abbildung 15 die gewünschte Beschreibung des Signaluntergrunds erkennbar.

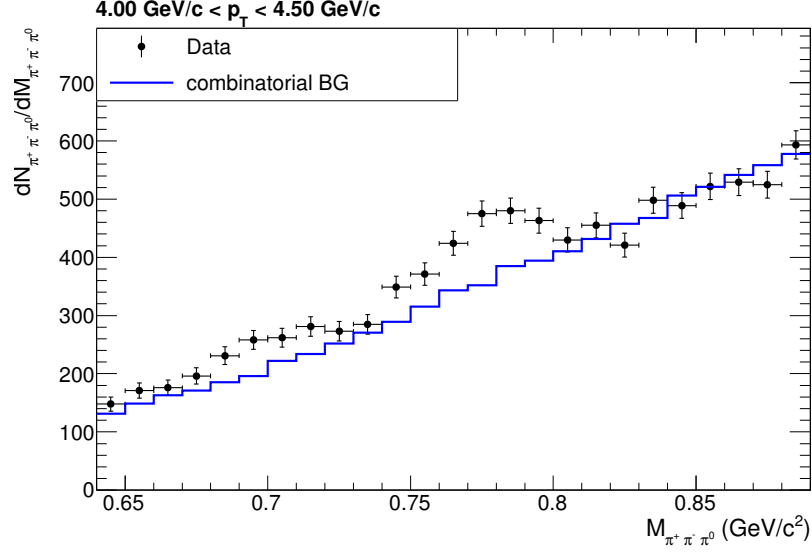


Abbildung 15: Signal auf seinem Hintergrund (schwarze Marker) zusammen mit dem konstruierten Gesamthintergrund (blaue Kurve).

Rebinning der p_t -Breite

Der resultierende Peak ist jedoch äußerst schwach. Um dies zu verbessern, muss zunächst ein p_t -Binning eingeführt werden. Dieses Binning fasst eine einstellbare Anzahl an p_t -Bins zusammen und analysiert diese getrennt. Dies ermöglicht eine wesentlich bessere Auflösung und liefert Informationen über die Anzahl der ω in unterschiedlichen p_t Bereichen. Würde kein Rebinning stattfinden, so würde das Signal to Noise Verhältnis stark abnehmen. Da unter einem $p_t = 2.5$ GeV/c quasi keine ω gefunden werden können, bringt dieser Teil der Daten keinen Gewinn für die Analyse. Während es im niedrigen p_t Bereich durch ausreichende Statistik reicht ein Intervall von $\Delta p_t = 0.5$ zu rebinnen, ist dies im Bereich hoher p_t ab 8 GeV/c nicht mehr ausreichend und es müssen mehr Bins zusammengefasst werden.

4.7 Fitting des Hintergrunds

Bisher wurden die Hintergründe ungewichtet abgezogen. Um eine mögliche Verbesserung des Gesamthintergrunds zu erzielen, wurden die in Gleichung 9 eingeführten Gewichtungsfaktoren verwendet. Diese Gewichtungsfaktoren müssen so gewählt werden, dass die Summe der 4 Teilhintergründe den Hintergrund möglichst gut beschreiben. Am besten gelingt dies durch einen Fit an den Hintergrund des Signals.

Zunächst wird von jedem der vier Hintergründe und dem Signal eine Projektion auf die Y-Achse, die invariante Masse durchgeführt. Anschließend wird ein Fit der Form eines Polynom vierten Grades

$$f(x) = p_0 + p_1 \cdot x + p_2 \cdot x^2 + p_3 \cdot x^3 + p_4 \cdot x^4 \quad (11)$$

auf jede der Hintergrundprojektionen angewendet, wobei p_i die Fitparameter sind. In Abbildung 16 ist beispielhaft die Projektion des Hintergrund 1 der Daten ohne Cut mit dem Fit im Intervall zwischen 0.55 und 0.89 dargestellt. Zusätzlich ist hier zu erkennen, dass der Verlauf des Histogramms von einem Rauschen durchzogen ist.

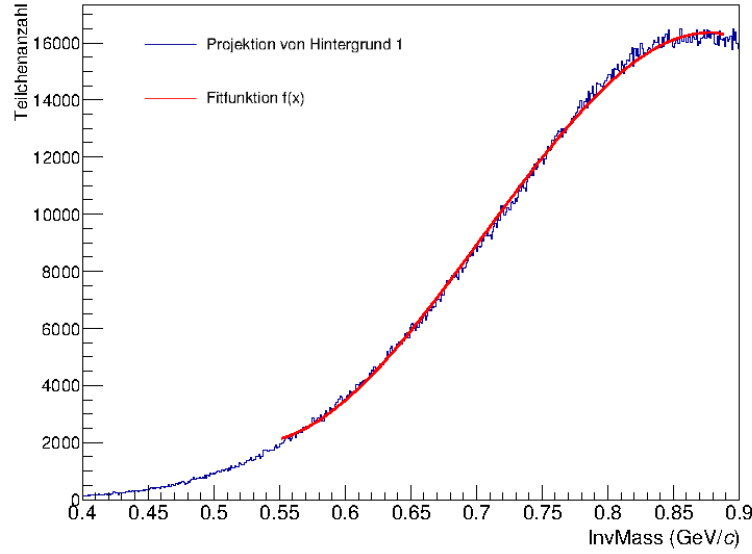


Abbildung 16: Projektion des ersten Hintergrunds mit Fit.

Die Fitfunktionen werden gespeichert und ein weiterer Fit, diesmal jedoch an der Projektion des Signals durchgeführt. Die Fitfunktion lautet:

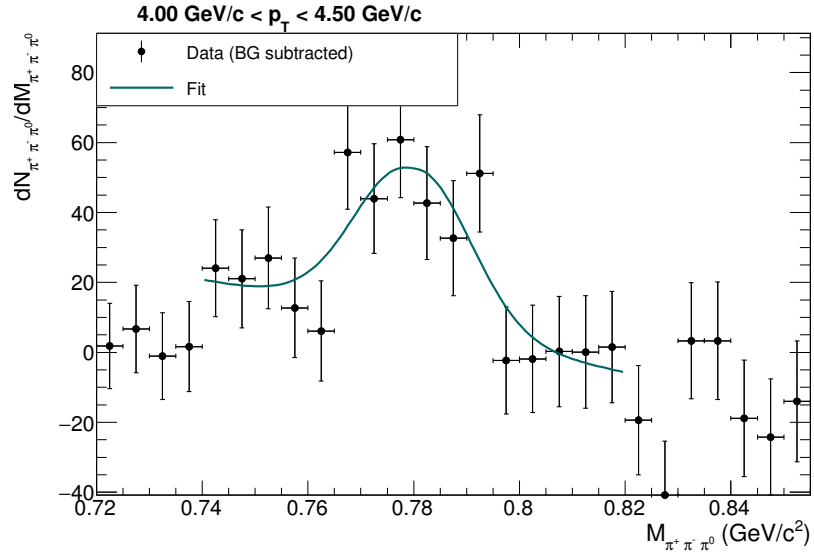
$$g(x) = p_5 \cdot f_1(x) + p_6 \cdot f_2(x) + p_7 \cdot f_3(x) + p_8 \cdot f_4(x), \quad (12)$$

wobei p_i erneut die Fitparameter sind und f_i die zuvor durchgeführten Fits der Hintergründe. Hier gilt zu beachten, dass die Intervalle $p_t = 0.53 - 0.57$ GeV/c und $p_t = 0.75 - 0.81$ GeV/c ausgelassen werden, da in diesen Bereichen die Peaks des η und des ω liegen. Zusätzlich wurden die Parametergrenzen $p_i > 0$ gesetzt, um Subtraktionen von Hintergründen auszuschließen. Abschließend wird nach den Parametern p_5 bis p_8 evaluiert. Diese sind gleich den Gewichtungsfaktoren der Hintergründe

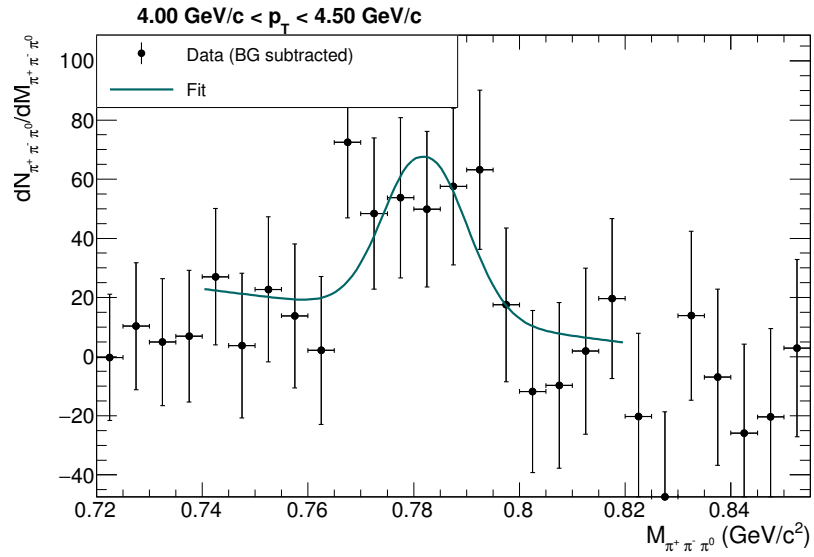
$$Bg = n(p_5 \cdot Bg_1 + p_6 \cdot Bg_2 + p_7 \cdot Bg_3 + p_8 \cdot Bg_4). \quad (13)$$

Der Normierungsfaktor n ist eigentlich nicht notwendig, aber wird zur Sicherheit und als Tester weiterhin genutzt. Eine Ausgabe von n lieferte im Durchschnitt einen Wert von 1 mit einer durchschnittlichen Abweichung von $\Delta n < 0.02$. Dies bestätigt, dass der Fit erwartungsgemäß funktioniert hat. Bei fast allen Gewichtungen überwog einer der 4 Hintergründe und die anderen 3 wurden klein gewichtet.

Nach Abzug des Hintergrunds vom Signal wie in Abbildung 17, konnte im Vergleich zur ungewichteten Methode zunächst festgestellt werden, dass mit dem bloßen Auge kaum Verbesserung auszumachen ist. Zusätzlich wachsen die Fehler mit steigendem p_t stark an, da ein Hintergrund stärker als die anderen gewichtet wird. Eine Betrachtung des Signal to Noise Verhältnis, auf welches später näher eingegangen wird, lieferte ebenfalls keine beachtenswerte Verbesserung. Zusammenfassend liefert ein Fitting des Hintergrunds keine nennenswert verbesserte Hintergrundsbeschreibung, so dass auf dieses im Folgendem verzichtet wird.



(a) Peak eines Beispiel p_T -Bins mit ungewichtetem Gesamthintergrund



(b) Peak eines Beispiel p_T -Bins mit gewichtetem Gesamthintergrund

Abbildung 17: Vergleich zweier Peaks für unterschiedliche Zusammensetzungen des Gesamthintergrunds.

4.8 Fitting der Peaks

Nachdem der Hintergrund subtrahiert wurde, bleibt im besten Fall ausschließlich ein Gaußpeak bestehen. Im realen Fall liegt dieser Peak auf einem Resthintergrund, welcher nicht vollständig beseitigt werden konnte, der jedoch in den meisten Fällen von linearer Form ist. Bevor das eigentliche Fitten des Signales beginnt, wird ein weiteres Rebinning durchgeführt. Dieses mal werden Bins der Masse zusammengefasst. Dies ist notwendig, da das minimale Binning zuvor noch zu große Schwankungen enthält. Es ist einfacher einen Peak auszumachen, wenn sich einige dieser Schwankungen gegenseitig aufheben. Da die Statistik mit steigendem p_t immer weiter nachlässt, ist es sinnvoll das Rebinning im selben Maße zu erhöhen.

Um das Signal letztendlich zu beschreiben und die Masse des ω zu erhalten, wird ein Fit einer Kombination einer linearen, einer Gauß- und einer Exponentialfunktion verwendet (siehe Abb. 17). Für $x < b$, also links vom Peak wird

$$f(x) = a \cdot (\exp(-0.5((x-b)/c)^2) + \exp((x-b)/d) \cdot (1 - \exp(-0.5((x-b)/c)^2))) + f + g \cdot x \quad (14)$$

und rechts vom Peak für $x \geq b$

$$f(x) = (a \cdot \exp(-0.5 \cdot ((x-b)/c)^2) + f + g \cdot x) \quad (15)$$

verwendet, wobei a, b, c, d, f, g die Fitvariablen sind.

Die Grenzen des Fits wurden optimiert und auf eine invariante Masse von 0.69-0.84 GeV/ c eingegrenzt. Als Erwartungswert des Peaks wird ein Intervall von 0.75-0.81 GeV/ c verwendet. Die lineare Funktion dient der Beschreibung des Resthintergrunds, der Gaußpeak des Signals des ω und die Exponentialfunktion berücksichtigt die Bremsstrahlung an der linken Flanke des Peaks.

5 Kinematic Cuts

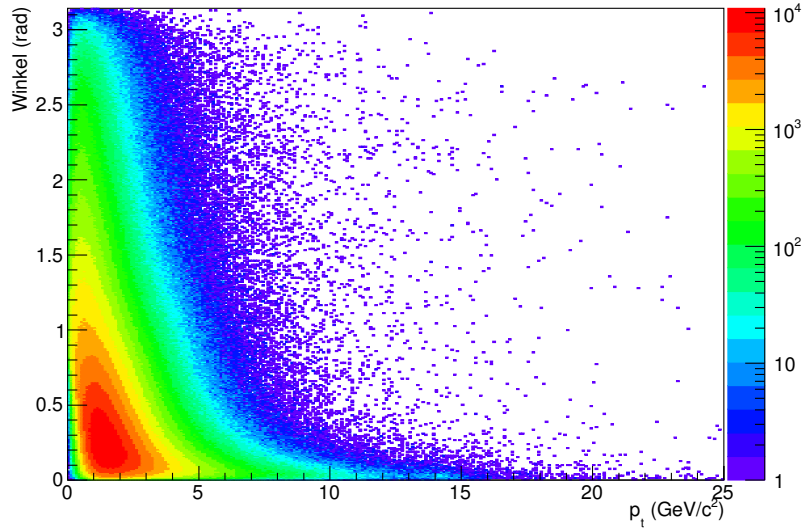
Bisher wurde den Winkeln zwischen dem ω und seinen Zerfallsprodukten keine weitere Beachtung geschenkt. Da angenommen wird, dass diese Verteilungen nicht willkürlich sind und möglicherweise eine Verbesserung der Analyse ermöglichen, wurden entsprechende Cuts entwickelt und angewendet.

5.1 Entwicklung der Cut-Funktion

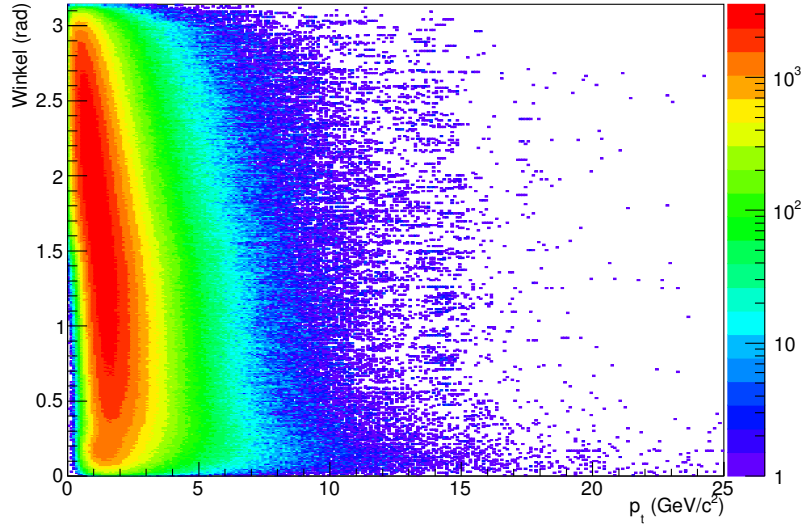
Zur Überprüfung, ob es in der Verteilung der Winkel Zusammenhänge gibt und ob sich Möglichkeiten bieten einen Cut zu erstellen, wurde eine Simulation durchgeführt. Betrachtet wurden 6 verschiedene Winkelverteilungen, jeweils die Winkel zwischen:

1. ω und π^+ ,
2. ω und π^- ,
3. ω und π^0 ,
4. π^+ und π^- ,
5. π^+ und π^0 ,
6. π^- und π^0 .

Diese wurden jeweils in Histogramme gegen p_t des ω aufgetragen. Parallel zur Simulation wurde selbiges auch mit realen Daten durchgeführt. In Abbildung 18 sind beispielhaft die 3. und 6. Verteilung der realen Daten dargestellt:



(a) Winkelverteilung zwischen ω und π^0 aufgetragen gegen den Transversalimpuls des ω



(b) Winkelverteilung zwischen π^- und π^0 aufgetragen gegen den Transversalimpuls des ω

Abbildung 18: Zwei der Sechs Winkelverteilungen zwischen dem ω , π^- , π^+ und π^0

Im oberen Bild ist zu erkennen, dass der Öffnungswinkel zwischen dem ω und π^0 generell zu kleineren Winkeln neigt, jedoch bei niedrigem p_t auch groß werden kann. Bei hohem p_t ab ca. 7 GeV/c sind fast ausschließlich nur noch kleine Öffnungswinkel zu finden.

Ein anderer Fall gilt im unteren Bild der Winkelverteilung des π^- und des π^0 . Hier ist die Verteilung für alle p_t quasi isotrop nur für sehr kleine Winkel und sehr große Winkel wurden weniger Teilchen registriert.

In der Simulation wurden ebenso die Winkelverteilungen der entsprechenden Teilchen aus wahren ω geplottet. Um den Rand dieser Verteilung zu beschreiben, wurde dieser angefitet. Da keine einheitliche Beschreibung für die gesamte p_t Breite gefunden werden konnte, wurden zwei Exponentialfunktionen gewählt und die Verteilung in zwei Bereiche geteilt. Diese wurden getrennt voneinander in den Intervallen von $p_t = < 5$ GeV und $p_t \geq 5$ GeV gefittet.

Anschließend wurden die beiden Funktionen noch aneinander angepasst, indem die Funktion des unteren p_t Bereichs nach unten verschoben wurde. Dies bedeutet zwar eine kleine Abweichung der idealen Fitfunktion, aber bewirkt, dass kein Sprung bei $p_t = 5$ auftritt. Die resultierenden Funktionen des ersten Intervalls bis $p_t = 5$ GeV für die einzelnen Verteilungen lauten:

1. $\varphi < 2.78715 \cdot (e^{-0.589934 \cdot p_t} + 0.0519574) \cdot t,$
2. $\varphi < 5.94216 \cdot (e^{-0.444428 \cdot p_t} + 0.0574076) \cdot t,$
3. $\varphi < 2.79529 \cdot (e^{-0.565999 \cdot p_t} + 0.0413576) \cdot t,$
4. $\varphi < 3.14446 \cdot (e^{-0.666433 \cdot p_t} + 0.0964309) \cdot t,$
5. $\varphi < 3.08241 \cdot (e^{-0.650657 \cdot p_t} + 0.0997539) \cdot t,$
6. $\varphi < 3.18536 \cdot (e^{-0.752847 \cdot p_t} + 0.1262780) \cdot t.$

Die Funktionen des zweiten Intervalls für $p_t \geq 5$ lauten:

1. $\varphi < 0.459270 \cdot (e^{-0.126007 \cdot p_t} + 0.100475) \cdot t,$
2. $\varphi < 0.521250 \cdot (e^{-0.152532 \cdot p_t} + 0.114617) \cdot t,$
3. $\varphi < 0.409766 \cdot (e^{-0.108566 \cdot p_t} + 0.103594) \cdot t,$
4. $\varphi < 0.709206 \cdot (e^{-0.149072 \cdot p_t} + 0.111345) \cdot t,$
5. $\varphi < 0.662184 \cdot (e^{-0.123397 \cdot p_t} + 0.104675) \cdot t,$
6. $\varphi < 0.730228 \cdot (e^{-0.120859 \cdot p_t} + 0.105522) \cdot t.$

Hier ist φ der Öffnungswinkel und t eine einstellbare Toleranz. Diese Toleranz wirkt als Faktor auf die Funktion mit dem die Cutstärke eingestellt werden kann. Je kleiner t desto mehr wird durch die Cutfunktion ausgeschlossen. Wobei angenommen wird, dass ab einer Toleranz von $t = 1$ in das Signal geschnitten wird. Alles unterhalb dieser Funktionen wird weggeschnitten, wobei mit der Toleranz t der Akzeptanzbereich erhöht und verringert werden kann. Um dies zu veranschaulichen, sind in Abbildung 19 beispielhaft die Veränderung der Funktion mit verschiedenen Toleranzen dargestellt.

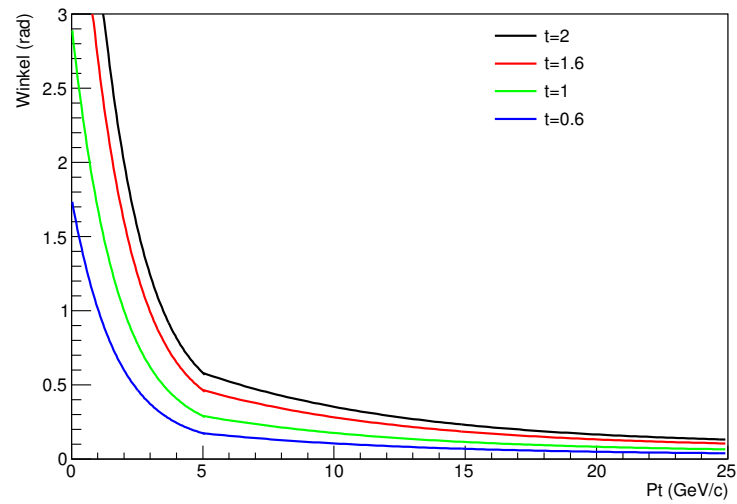
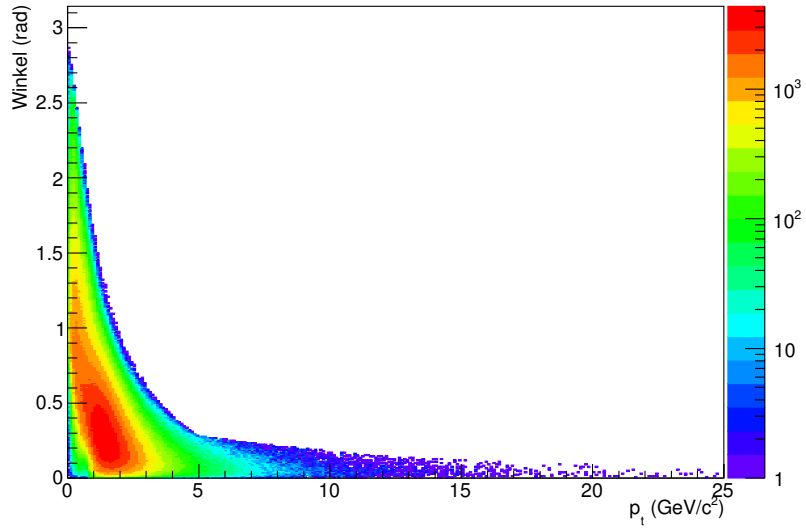


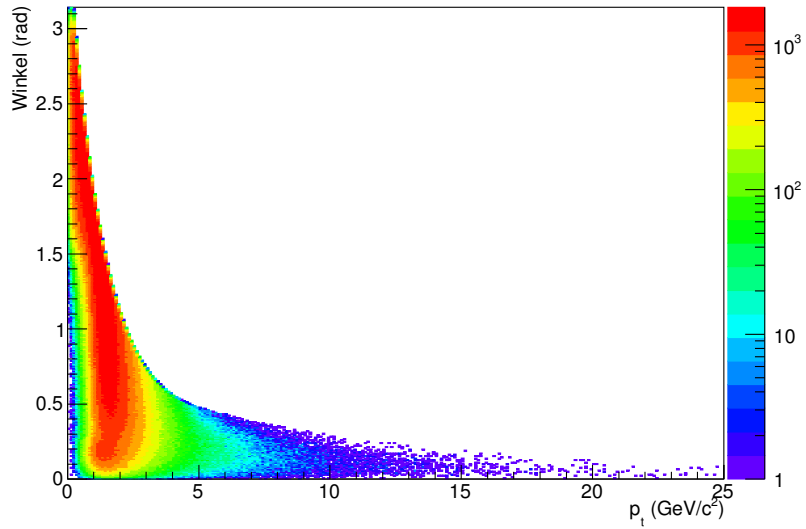
Abbildung 19: Cut-Funktion für verschiedene Toleranzen. Bei $p_t = 5 \text{ GeV}/c$ ist leicht der Wechsel zwischen den Funktionen erkennbar.

5.2 Überprüfung und Anwendung der Cut-Funktionen

Eine erneute Betrachtung der Winkelverteilungen nach der Anwendung der Cut-Funktionen mit einer Toleranz $t = 1$ ergibt folgendes Bild:



(a) Winkelverteilung zwischen dem ω und dem π^0 gegen p_t von ω nach Anwendung der Winkelcuts.



(b) Winkelverteilung zwischen dem π^0 und dem π^- gegen p_t von ω nach Anwendung der Winkelcuts.

Abbildung 20: Zwei der Sechs Winkelverteilungen zwischen dem ω , π^- , π^+ und π^0 nach Anwendung der Winkelcuts.

Wird die Verteilung nach angewendetem Cut mit der unbearbeiteten verglichen, so ist klar die Funktion, an der entlang geschnitten wurde, zu erkennen. Hier gilt zu beachten, dass zunächst alle 6 Cuts angewendet wurden und anschließend die Winkelverteilungen erstellt wurden. Die Verteilung in Abbildung 18 a) gleicht der Verteilung der wahren ω deutlich besser und nach Anwendung des Cuts ist zu sehen, dass in die Verteilung 6 des π^0 und des π^- stärker geschnitten wurde als in die Verteilung des ω und des π^- .

Anschaulicher wird die Menge an weggeschnittenen Daten, wenn die p_t Projektionen der Winkelverteilungen von wahren ω der Simulation und den realen Daten verglichen werden. In Abbildung 21 sind die Projektionen für einen p_t Bereich von 1.5-5 GeV/c abgebildet. Alles

über der Verteilung der wahren ω wird entfernt, während alles unter ihr akzeptiert wird. Die Verteilung der wahren ω stammt aus der Simulation von Florian Jonas [5].

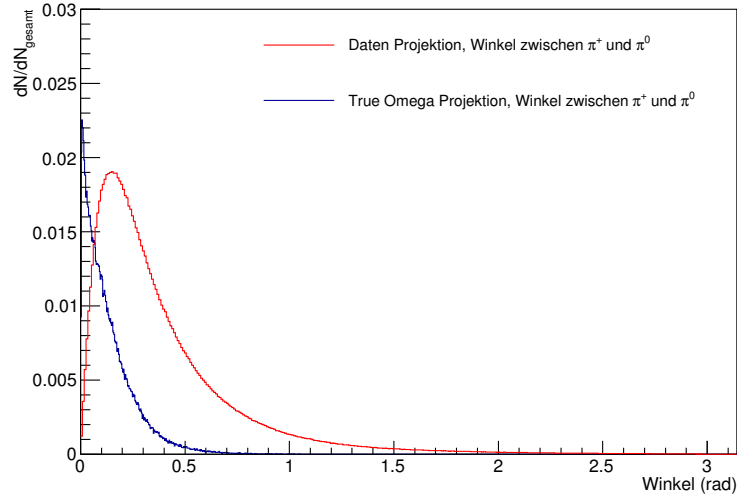


Abbildung 21: Projektion der Winkelverteilungen zwischen π^0 und π^- der Daten sowie von ausschließlich wahren ω .

Die Projektion wurden zwischen $p_t = 1.5$ und $5 \text{ GeV}/c$ angefertigt. Im Low p_t Bereich existieren in den Daten keine ω , da diese nicht registriert werden können (siehe Kapitel 5.5), weshalb die Verteilungskurve der Daten unter ca. $2 \text{ GeV}/c$ absinkt. Rechts von diesem Maximum fällt die Kurve der Daten ähnlich zu der der wahren ω ab, liegt jedoch ein gutes Stück höher. Diese Differenz ist letztendlich das, was durch den Winkel Cut entfernt wird.

Die gewählten Cut-Funktionen wurden sowohl auf die Hintergründe, als auch auf das Signal angewendet. Jedoch sind diese Cut-Funktionen nicht perfekt und es gibt unter Umständen Funktionen, welche neben vielen falschen Kandidaten auch einige wahre ω entfernen oder es werden zu viele ω entfernt. Aus diesen Gründen wurden die Toleranzen $t = 2, 1.8, 1.6, 1.4, 1.2, 1.0, 0.8$ und 0.6 getestet.

Insgesamt sinkt Anzahl an kombinierten Teilchen, abhängig von der verwendeten Toleranz um:

- $t = 2$: 12.63%,
- $t = 1.8$: 17.01%,
- $t = 1.6$: 23.57%,
- $t = 1.4$: 30.56%,
- $t = 1.2$: 48.91%,
- $t = 1$: 69.02%,
- $t = 0.8$: 86.8%,
- $t = 0.6$: 95.53%.

Sollten ausschließlich falsche ω entfernt werden, würden die Cuts hervorragende Arbeit liefern. Da die Fit Funktion jedoch an die reale Verteilung der ω angepasst ist, ist anzunehmen, dass ab $t = 1$ auch wahre ω entfernt werden. Um dies zu überprüfen wird die Verteilung der entfernten Teilchen betrachtet, indem analog zu Abbildung 13 die Teilchen in ein Masse-Transversalimpuls Histogramm eingetragen werden. Zunächst ist in Abbildung 22 zu sehen, dass trotz der großen Menge an weggeschnittenen Daten bei einem Cut mit $t = 1$ noch quasi nichts im Bereich der ω Masse entfernt wird. Dies bedeutet, dass alle Cuts mit einer Toleranz von mehr als 1 höchstens einen flacheren Hintergrund bewirken, was in diesem Fall sich jedoch als vernachlässigbar gering herausgestellt hat.

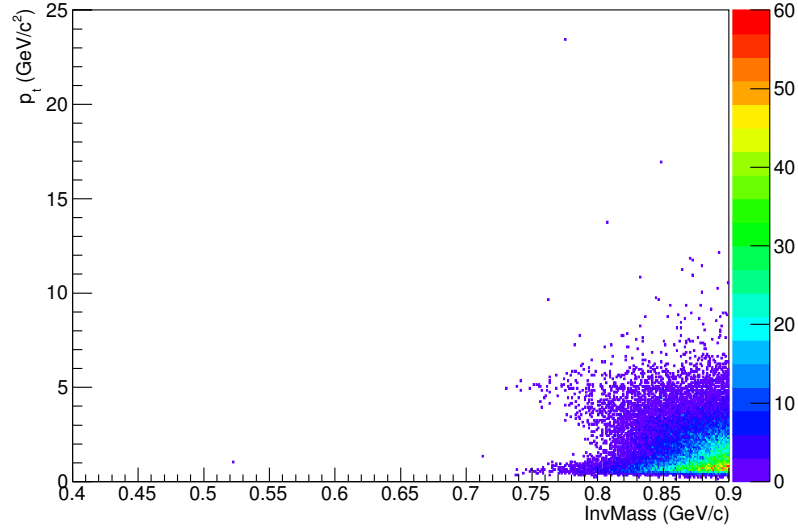


Abbildung 22: Masse- p_t -Histogramm der durch den Cut entfernten Teilchen bei einer Toleranz von $t = 1$.

Wird die Toleranz t weiter verringert, so verschiebt sich die Verteilung der Teilchen weiter nach Links und die Anzahl der entfernten Teilchen im Bereich der ω Masse nimmt stark zu. Nun muss überprüft werden ob wahre ω entfernt werden. Hierzu wird eine Projektion verschiedener p_t Bereiche angelegt und auf Peaks im Bereich der Omega Masse geachtet. Während bei $t = 0.8$ keine Abweichungen in der Kurve der Verteilungen zu sehen ist, kann bei $t = 0.6$ für ein p_t Bereich von 4-25 GeV/c wie in Abbildung 23 einen Peak bei ca. 782 MeV/c^2 ausgemacht werden. Dies bedeutet, dass ein Cut mit einer Toleranz von $t = 0.6$ bereits zu viel entfernt und der relevante Cut Bereich in dem die Analyse sinnvoll verbessert werden könnte zwischen $t = 1$ und $t = 0.6$ liegt.

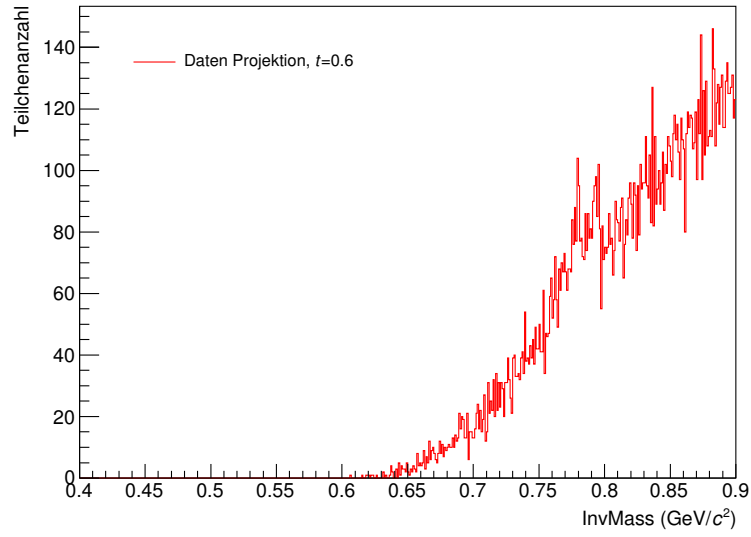


Abbildung 23: p_t -Projection der durch den Cut entfernten Teilchen des Signals bei einer Toleranz von $t = 0.6$.

Als zusätzlicher Test wird ebenfalls der weggeschnittene Hintergrund betrachtet und analog zu Abbildung 23 eine Projektion im selben p_t Bereich angefertigt. Wie zusehen ist, sind in Abbildung 24 keine nennenswerten Abweichungen, also kein Peak, in der Verteilungskurve, welche durch mehr Statistik wesentlich höher liegt als die des Signals, zu sehen. Gäbe es im Bereich der ω Masse beispielsweise eine Absenkung, so würde dies die Anzahl der ω nach oben verfälschen.

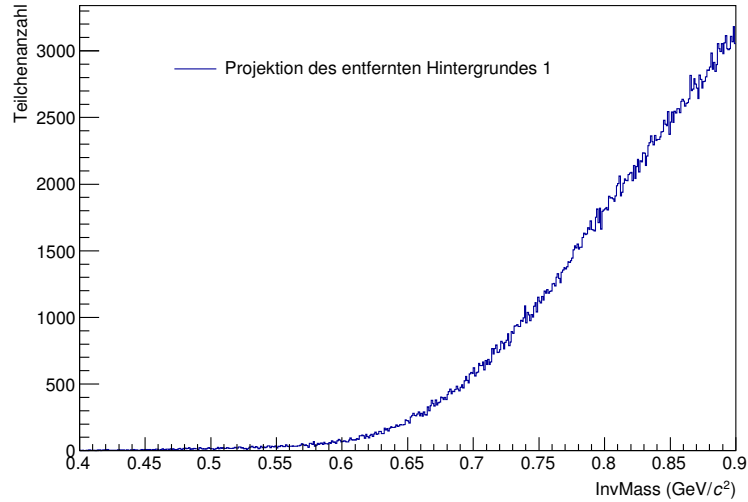


Abbildung 24: p_t -Projection der durch den Cut entfernten Teilchen des Hintergrundes 1 bei einer Toleranz von $t = 0.6$.

Als letzter Test muss überprüft werden, ob es keine Differenzen zwischen den Winkelverteilungen der Daten und den Monte-Carlo-Simulationen gibt. Hierzu wird eine p_t -Projektion der Winkelverteilungen vor dem Cut angefertigt und die Verteilung der Daten mit der der Monte-Carlo-Simulation verglichen. In Abbildung 25 ist dieser Vergleich für die volle p_t Breite

abgebildet, wobei zuvor durch die Gesamtzahl der Teilchen geteilt wurde, um zu normieren.

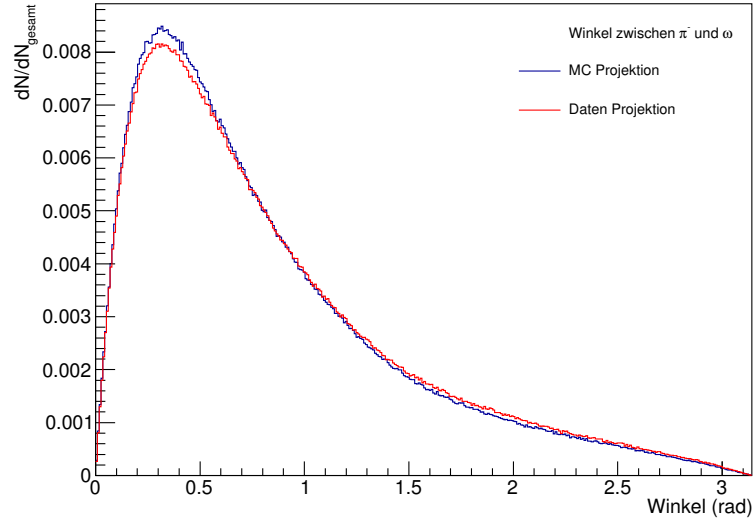


Abbildung 25: p_t -Projektion der Winkelverteilung der Winkel zwischen π^- und ω .

Wie zu sehen ist, stimmt die Winkelverteilung der Daten und der Monte-Carlo-Simulation gut über ein. Nur im Bereich kleiner Winkel liegt die Monte-Carlo Kurve etwas höher und fällt etwas schneller ab. Diese Unterschiede sind vernachlässigbar und der Cut darf angewendet werden.

Da zuvor festgestellt wurde, dass nur Toleranzen von $t \leq 1$ sinnvoll sind und Schritte von $\Delta t = 0.2$ recht groß sind, wurden die Daten erneut mit Toleranzen von $t < 1$ analysiert.

6 Ergebnisse

6.1 ω Masse

Die Masse des ω wird über die Peak-Parameter jedes p_t -Bins bestimmt. Der Mittelwert des Peaks liefert die Masse und die Halbwertsbreite die Unsicherheit. Bei einer erfolgreichen Analyse sollte der Mittelwert der Peaks entweder mit dem Literaturwert von $782 \text{ MeV}/c^2$ übereinstimmen, oder bei möglicher Bremsstrahlung leicht links von ihm liegen. Zusätzlich muss die Position des Peaks mit Berücksichtigung der Fehler mit der Position der Monte-Carlo-Simulation übereinstimmen. In Abbildung 26 ist diese Masse des ω für jeden einzelnen p_t eingetragen.

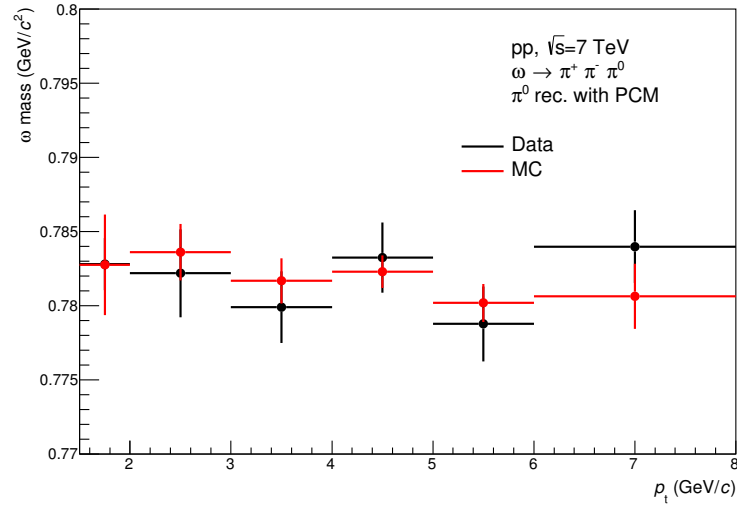


Abbildung 26: ω -Masse der Daten im Vergleich zur ω Masse der Monte-Carlo-Simulationen.

Die Masse des ω schwankt in einem Bereich von ca. $0.8 \text{ GeV}/c^2$ und $0.77 \text{ GeV}/c^2$ recht stark, meistens jedoch recht dicht um die erwartete Masse von $0.782 \text{ MeV}/c^2$. Die Monte-Carlo Daten sind etwas präziser und schwanken weniger stark, liegen jedoch innerhalb eines gemeinsamen Fehlers nahe genug bei den Daten.

Zusätzlich sollte die Breite der Peaks der Daten ebenfalls ungefähr mit der Breite der Peaks der Simulation übereinstimmen, was, wie in Abbildung 27 zu sehen ist, hinreichend gewährleistet ist.

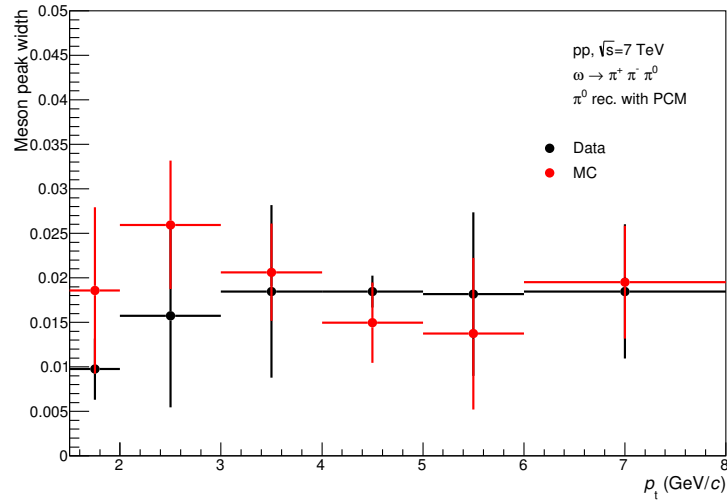


Abbildung 27: Halbwertsbreite der Peaks der Daten im Vergleich zur Halbwertsbreite der Peaks der Monte-Carlo-Simulationen.

Die Qualität und der Nutzen des Cuts spiegelt sich in in verschiedenen Faktoren wieder, welche im Folgenden einzeln überprüft werden können. Vergleicht man vorweg die Peaks in den Abbildungen 37 und 38 aus dem Anhang, so ist eine leichte Verbesserung der Daten zu erkennen. Hier ist zu beachten, dass das Fitting des Peaks des p_t -Bins von $1.5\text{-}3 \text{ GeV}/c$

durch ein unpräzises Subtrahieren des Hintergrundes und nicht ausreichender Statistik nicht zuverlässig ist und in der folgenden Analyse oftmals aus den anderen Ergebnissen fällt.

6.1.1 Signal to Noise Verhältnis

Um die Qualität der Peaks nun nicht ausschließlich mit dem Auge zu bewerten, wird zunächst das Signal to Noise Verhältnis R_{SB} untersucht. Dieses gibt das Verhältnis des Resthintergrundes zum Signal an und wird berechnet über:

$$R_{SB} = \frac{\text{Signalfläche}}{\text{Hintergrundfläche}}. \quad (16)$$

Hierzu wird zunächst der Hintergrund unter dem Signal linear gefittet und über die resultierende Fitfunktion integriert. Das Signal wird mit der bereits zuvor verwendeten Kombination aus Exponential-, Gauß- und linearen Funktion gefittet. Anschließend wird die Fläche des Signals mit Hintergrund durch Integration berechnet und der Hintergrund abgezogen, so dass nur noch die Signalfläche des Peaks übrig bleibt. Die Division des Signals durch den Hintergrund liefert das Signal to Noise Verhältnis, welches eine Aussage über die Qualität der Ergebnisse der einzelnen Peaks liefert. Um zu prüfen ob die Cuts hier eine Verbesserung bewirken, wurde für verschiedene Cuts das Signal to Noise Verhältnis berechnet und in ein Histogramm in Abbildung 28 gezeichnet.

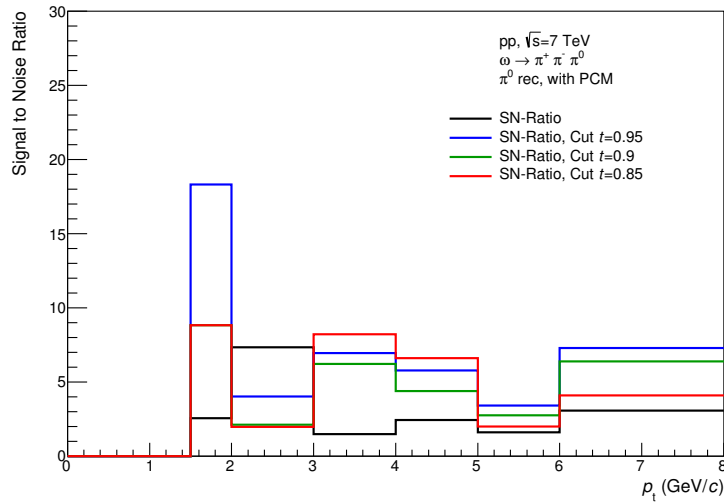


Abbildung 28: Signal to Noise Verhältnis für Analysen ohne Cut zu Analysen mit Cuts für $t = 0.95, 0.9$ und 0.85 .

Wie zu erkennen ist, verbessert jeder der Cuts das Signal to Noise Verhältnis deutlich. Insgesamt liefert eine Toleranz von $t = 0.95$ hier das beste Ergebnis, wobei im mittleren p_t Bereich zwischen 3 und 5 GeV/c die Toleranz von $t = 0.85$ und im Bereich über $p_t = 5$ GeV die Toleranz $t = 0.95$ die größte Verbesserung bewirkt.

6.1.2 Raw Yield

Die letztendliche Anzahl an rekonstruierten ω , der Raw Yield, wird durch die Integration der Peaks ermittelt. Die Integrationsgrenzen gehen im Normalfall, wie auch hier verwendet, von einem p_t von 0.75-0.8 GeV/c aus. Es kann alternativ auch ein engeres *RangeNarrow* Intervall gewählt werden von 0.76-0.79 GeV/c oder ein breiteres *RangeWide* Intervall von 0.74-0.81 GeV/c. Diese dienen einer Abschätzung des systematischen Fehlers. Die Anzahl der Einträge im Peak des Signals ergeben die detektierten ω ohne Korrektur. Diese wiederum sind proportional zu der bei den Events entstandenen Gesamtanzahl an ω . Der Korrekturfaktor, um aus den rekonstruierten Teilchen die wahre bei den Events entstandene Anzahl zu bestimmen, ist abhängig von den Akzeptanzen der Detektoren und Effizienzen der Analyse und wird durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt.

Beim Raw Yield wird ein exponentieller Abfall durch eine Verringerung der Statistik mit steigendem p_t angenommen. Werden wie in Abbildung 29 die gefundenen ω verschiedener Cuts gegen ihre p_t Bins aufgetragen, so wird bei einer logarithmischen Skala der Anzahl der ω ein annähernd linearen Abfall erwartet. Interessant sind im Besonderen auch die Veränderung des Yields im Bezug auf die verschiedenen Toleranzen. In Abbildung 29 sind die Ausbeuten, die Yields der Cuts dargestellt.

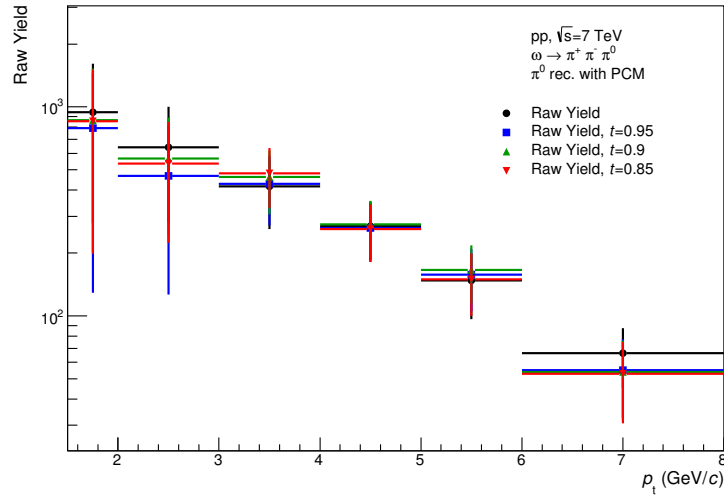


Abbildung 29: Ausbeute an ω der Rekonstruktion für verschiedene Cuts.

Wie zu sehen ist, kann der Abfall des Yields grob als linearer beschrieben werden. Alle Yields sinken mit sinkender Toleranz, liegen jedoch immer noch recht eng bei einander. Einerseits war dies zu erwarten, da ab einer Toleranz von $t = 1$ in die wahren ω geschnitten wird, auf der anderen Seite wird das Signal to Noise Verhältnis stark verbessert und die Signifikanz der Peaks erhöht, sodass der Raw Yield wieder steigt. Es handelt sich um eine Gradwanderung zwischen zu viel wegschneiden, sodass zu viel Statistik verloren geht und zu wenig wegschneiden, um die Analysegüte ausreichend zu verbessern.

6.2 Akzeptanzen und Effizienzen

In diesem Raw Yield sind noch keine Akzeptanzen und Effizienzen berücksichtigt. Die Akzeptanz beschreibt die grundsätzlichen Möglichkeiten des Detektors ein Teilchen zu detektieren. So ist es in diesem Fall beispielsweise nicht möglich Teilchen zu detektieren, welche eine Rapidität von mehr als $y = 0.8$ haben. In diesem Bereich können auf Grund des Detektoraufbaus schlicht keine Teilchen detektiert werden. Nun ist es der Fall, dass die Winkel zwischen den Zerfallsprodukten des ω bei kleinen p_t deutlich größer sind als bei hohem p_t . Dies bewirkt, dass die Wahrscheinlichkeit, dass eines der 4 Teilchen in dem verbotenen Bereich von mehr als $y \leq 0.8$ liegt, deutlich größer ist für den niedrigen p_t Bereich. Die daraus resultierende Akzeptanz $A_{\omega/\eta}$ muss berücksichtigt werden und ist in Abbildung 30 aufgetragen.

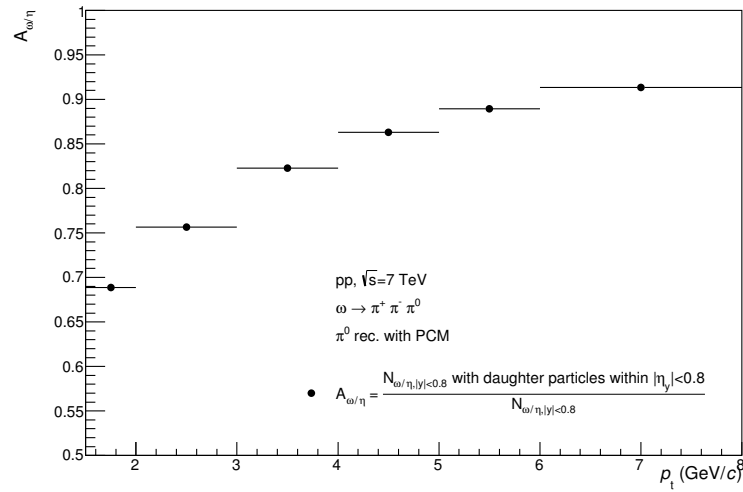


Abbildung 30: Akzeptanzkurve der Detektion von ω für steigenden p_t .

Für einen Transversalimpuls von $p_t = 3, 5$ GeV/c beispielsweise liegt die Akzeptanz bei ca. 0.83. Es können folglich im Durchschnitt nur 83% der Teilchen dieses p_t Bereiches rekonstruiert werden. Die anderen 17% haben mindestens ein Rekonstruktionspartner im verbotenen Bereich und können folglich nicht korrekt rekonstruiert werden.

Neben der Akzeptanz gibt es zudem die Effizienz der Detektion. Hier fließen Faktoren wie die Detektion der Photonen durch Paarbildung ein, welche, wie bereits erwähnt, nur bei ca. 8% liegt. Berechnet wird die Effizienz über die Monte-Carlo-Simulation. Diese wertet aus, wie viele der wahren ω im jeweiligen p_t Bereich rekonstruiert werden konnten und übergibt den Daten den Effizienzkorrekturterm. Wird die Effizienz gegen den Transversalimpuls analog zur Akzeptanz wie in Abbildung 31 für verschiedene Cutofftoleranzen aufgetragen, so ist zu erkennen, dass die Effizienz mit steigendem Cut wie erwartet sinkt, da der Cut in die wahren ω schneidet. Der p_t Bereich von 5-6 GeV/c hat beispielsweise ohne Cut nur eine Effizienz von 0.0009. Es konnten folglich in der Simulation gerade einmal 0.09% aller ω rekonstruiert werden.

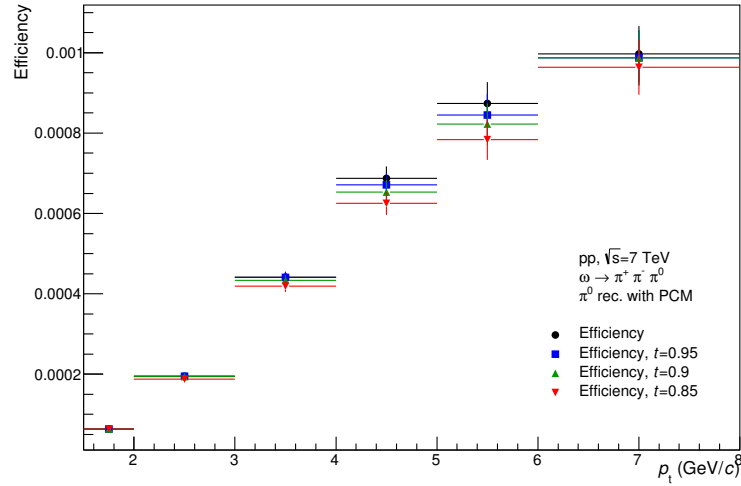
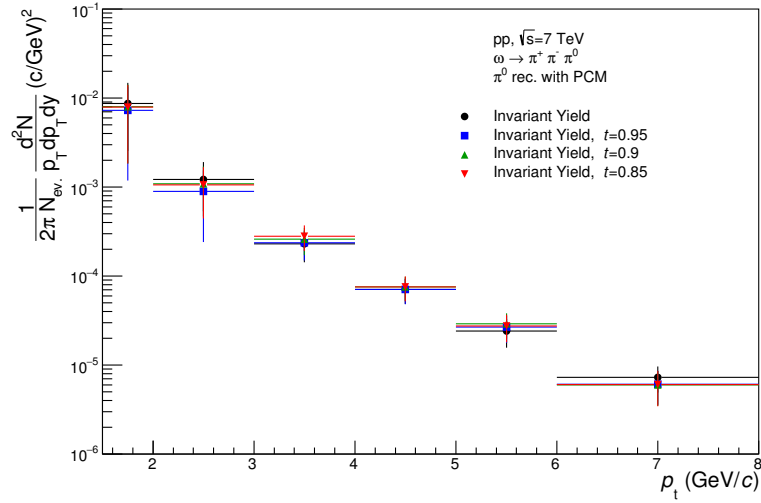


Abbildung 31: Effizienz der Rekonstruktion bestimmt durch Monte-Carlo-Simulationen.

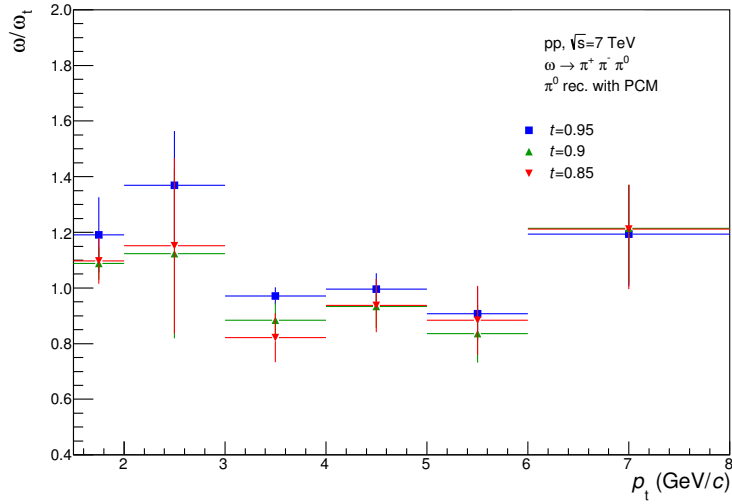
Zusammen mit der Akzeptanz und der Effizienz kann ein vollständiger Korrekturfaktor k des ω errechnet werden. Dieser wird auf den Raw Yield angewendet und ergibt den korrigierten Yield aus Abbildung 32 a). Hier ist dieser durch

$$k = \frac{1}{2\pi N_e v} \frac{d^2 N}{p_t dp_t dy} \quad (17)$$

auf die Rapidität, die Gesamtanzahl an Events und den Transversalimpuls normiert. Dieser korrigierte Yield, also die Anzahl der ω , welche bei dem Event entstanden sind, sollte weitestgehend invariant zu allen Veränderungen sein und unabhängig vom Cut so gut wie die selben Werte wiedergeben. Da die Genauigkeit der Analyse jedoch mit dem Cut verbessert wird, sollten kleine Änderungen durchaus auftreten. Um diese Veränderung des Invariant-Yields mit größer werdender Toleranz zu bewerten, wird das Verhältnis des Invariant-Yields des jeweiligen Cuts (ω) zum Invariant-Yield ohne Cut ω_t durch $\frac{\omega}{\omega_t}$ wie in Abbildung 32 b) gebildet.



(a) Invariant-Yield des ω für verschiedene Cuts.



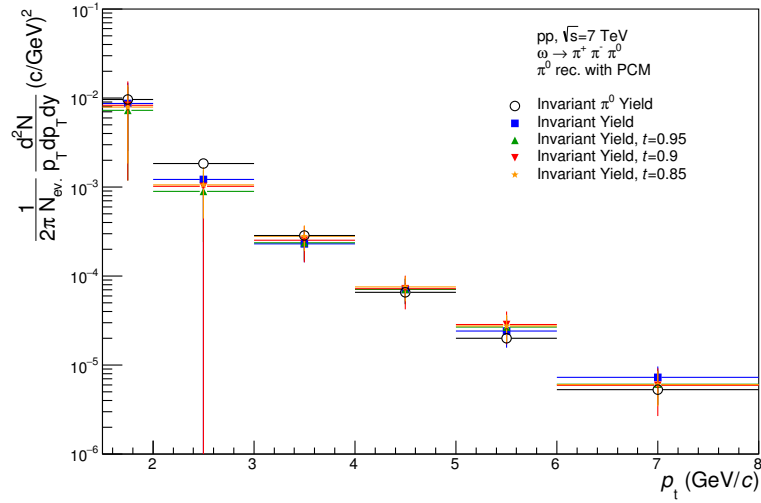
(b) Verhältnis der Invariant-Yields verschiedener Cuts zum Invariant-Yield ohne Cut.

Abbildung 32: Invariant-Yields des ω sowie die Veränderung mit verschiedenen Cuttoleranzen.

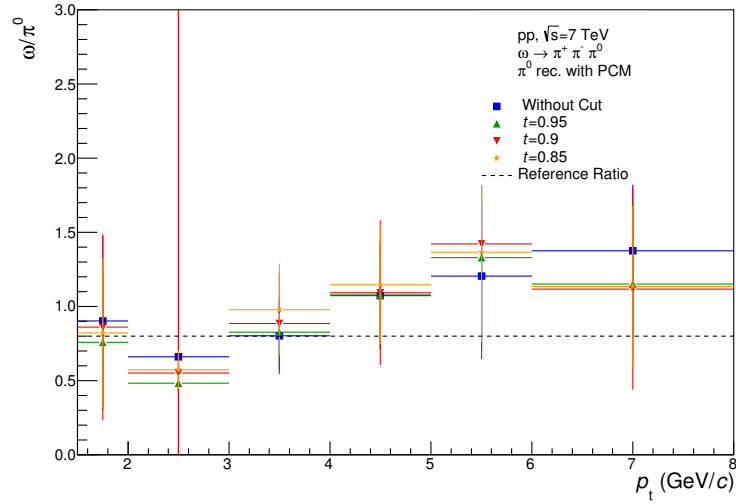
Zunächst ist klar erkennbar, dass die Invariant-Yields wie erwartet sehr dicht bei einander liegen. Beim Betrachten der Ratios ist zu sehen, dass im Low- p_t Bereich von 1.5-3 GeV/c der Cut der Toleranz $t = 0.95$ eine größere Abweichung von Invariant-Yield ohne Cut bringt, anschließend jedoch sehr nah beim Invariant-Yield ohne Cut liegt. Inwiefern dies eine Verbesserung ist, kann überprüft werden, indem beispielsweise das Verhältnis der Invariant-Yields von ω und π^0 verglichen werden.

6.3 ω/π^0 Verhältnis

Analog zu den Verhältnissen der Invariant-Yields der ω für verschiedene Cuts kann auch wie in Abbildung 33 das Verhältnis zwischen den Invariant-Yields des ω und π^0 gebildet werden. Dieses sollte nach Möglichkeit um die 0.8 liegen [14].



(a) Invariant-Yield des ω und des π^0 .



(b) Verhältnis des Invariant-Yield des ω zum π^0 .

Abbildung 33: Invariant-Yield des ω und des π^0 und ihr Verhältnis zueinander für verschiedene Cuts.

Abermals liegen die Invariant-Yields sehr dicht bei einander, es ist jedoch zu erkennen, dass zunächst der Invariant-Yield des π^0 ein Stück höher als die Yields des ω liegt und anschließend, ab $p_t = 4 \text{ GeV}/c$ ein Stück tiefer. Dies spiegelt sich auch in dem ω/π^0 Verhältnis wieder. Dort liegt das Verhältnis zunächst deutlich unter 1 und später nach $p_t = 4 \text{ GeV}/c$ über 1. Dies bedeutet, dass das π^0 Verhältnis im vorderen p_t Bereich noch besser getroffen wird als im hinteren. Hier gilt zu beachten, dass das gewünschte Verhältnis von 0.8 innerhalb der Fehler alles Bins liegt. Im ersten p_t -Bin verbessern die Cuts für $t = 0.85$ und $t = 0.9$ das Verhältnis. Anschließend verschlechtern die Cuts dieses, bis ab $p_t = 6$ sich das Verhältnis durch die Cuts deutlich verbessert. Wie bereits am Ende von Kapitel 6.1 angesprochen, ist der Fit des zweiten Bins instabil. Dies spiegelt sich auch in den Fehlern des Cuts für $t = 0.9$ in Abbildung 33 wieder.

6.4 Kalorimetermodus

Neben der Verwendung von Konversionsphotonen besteht wie bereits in Kapitel 4.5 erörtert ebenfalls die Möglichkeit der Rekonstruktion über im Kalorimeter detektierten Photonen. Die Ergebnisse der Analyse von diesem Modus soll im Folgenden kurz angeschnitten werden.

Zunächst einmal ist wie in Abbildung 39 im Anhang die Signifikanz der Peaks des Kalorimeters vor allem in niedrigen p_t Bereichen sehr schlecht. Dies liegt an der Eigenschaft des EMCal's Photonen mit hohem Impuls wesentlich besser zu detektieren. Da jedoch die meisten ω eher einen niedrigeren Impuls haben, ist in hohen p_t Bereichen die Statistik verhältnismäßig gering. Zudem ist die Gesamtauflösung des EMCal schlechter als die der TPC, sodass die Peaks deutlich breiter werden. Der große Vorteil des EMCal's besteht in seiner Effizienz fast alle Photonen zu detektieren und nicht nur 8%.

Analog zum Konversionsmodus wird wie in Abbildung 34 die Masse des ω aus den Peaks bestimmt.

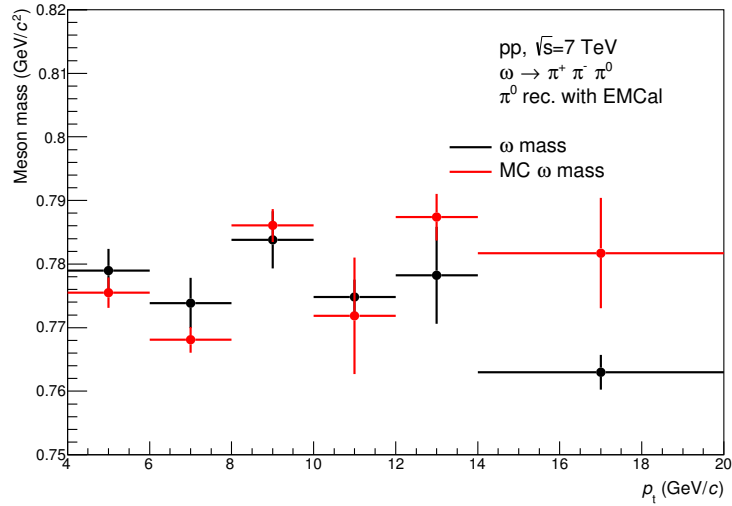


Abbildung 34: ω Masse der Daten im Vergleich zur ω Masse der Monte-Carlo-Simulationen mit Verwendung des EMCal zur Rekonstruktion des π^0 .

Wie zu sehen ist, stimmen die Positionen der ω Peaks und damit die ω Masse von Daten und Simulation nicht völlig überein, liegen jedoch bis auf den letzten Bin dicht genug bei einander, um innerhalb ihrer Fehlerbereiche übereinzustimmen. Bei diesem letzten Bin ist wie in Abbildung 39 zu sehen, der Peak nur äußerst schwer zu erkennen und dementsprechend schlecht gefittet. Wieder kann, wie in Abbildung 35 zu sehen ist, die Breite der Peaks betrachtet werden.

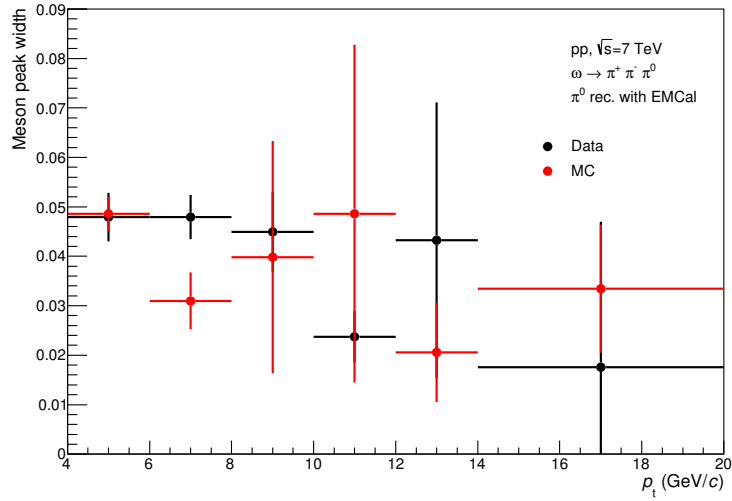


Abbildung 35: Halbwertsbreite der Peaks der Daten im Vergleich zur Halbwertsbreite der Peaks der Monte-Carlo-Simulationen mit Verwendung des EMCal's zur Rekonstruktion des π^0 .

Ein Vergleich der Halbwertsbreite der Peaks sowie ihrer Positionen zwischen dem Kalorimetermodus und dem Konversionsmodus zeigt, dass die Auflösung des EMCal's wie erwartet schlechter ist und die Peaks deutlich breiter sind. Gleichzeitig liegen die meisten Peaks durch Energieverluste durch Bremsstrahlung beim Kalorimetermodus deutlich unter $0.782 \text{ GeV}/c$.

Die Invariant-Yields sollten, ob nun beim Kalorimetermodus oder Konversionsmodus, im Groben gleich bleiben. Um dies zu prüfen sind in Abbildung 36 für verschiedene Cuts auf den Kalorimetermodus der Invariant-Yield der beiden Modi und ihr Verhältnis zueinander aufgetragen.

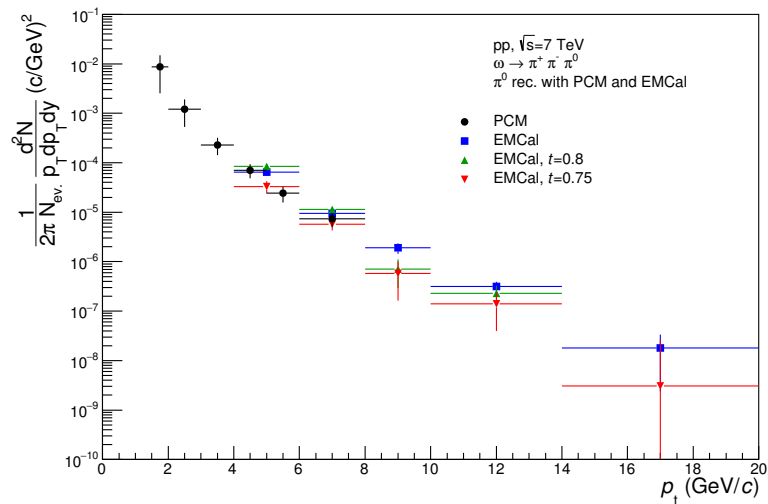


Abbildung 36: Invariant-Yield des Kalorimetermodus im Vergleich zum Konversionsmodus.

Der Verlauf des Invariant-Yield des Konversionsmodus kann grob als linear bezeichnet wer-

den. Eine Verlängerung dieser Geraden führt am ehesten zu den Werten des Kalorimeters ohne Cut. Dies ist leicht erklärbar: Der Cut wurde auf ω mit durch die TPC rekonstruiertem π^0 zugeschnitten. Alleine die Auflösung des EMCal's bewirkt eine solche Verbreiterung sämtlicher Peaks, dass ein Cut, welcher eine Verbesserung für die ω -Rekonstruktion im Konversionsmodus bedeutet, nicht dasselbe beim Kalorimetermodus bewirkt, wenn nicht diesen wie hier leicht verschlechtert.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Bachelorarbeit wurde ein neuer Cut zur Verbesserung der Analyse und der Rekonstruktion von ω -Mesonen im ALICE-Experiment durchgeführt. Zunächst wurde parallel durch Simulationen eine Cutfunktion entwickelt, diese getestet, angewendet und auf Verbesserungen untersucht.

Alle Tests der Cutfunktionen auf ihre Anwendbarkeit liefen ohne Probleme und lieferten die erwarteten Ergebnisse. In ihrer ersten Anwendung wurde ersichtlich, dass die zunächst gewählten Toleranzen zu hoch waren und nicht die gewünschte signifikante Verbesserung lieferten. Aus diesem Grund wurden die Messungen mit neuen Parametern wiederholt, welche dieses mal größere Verbesserungen bewirkten. Mit angewendetem Cut ist das Signal to Noise Verhältnis deutlich verbessert und liefert in den meisten Bins Verbesserungen um einen Faktor von 3 bis 4. Wie erwartet blieb der Invariant-Yield größtenteils gleich, aber es kommt zu leichten Verrückungen innerhalb der Fehler. Diese Verschiebungen liefern bei der Betrachtung des ω/π^0 Verhältnis eine Verbesserung in höheren p_t Bereichen ab $6 \text{ GeV}/c^2$ und rückten es näher an den Erwartungswert von 0.8.

Neben der Anwendung des Cuts wurden einige Korrekturen in der Analyse Software vorgenommen. So wurden beispielsweise bis jetzt nur zwei der vier Teilhintergründe des Event-Mixing genutzt, die Berechnung des Signal to Background Verhältnisses wurde verbessert und das p_t -Bining der Analyse verfeinert. Die Fitparameter der Peaks waren bisher recht weit gefasst und wurden näher eingengt. Insgesamt verlief die Implementierung des Cuts erfolgreich und die Genauigkeit der Rekonstruktion hat sich durch die durchgeführten Arbeiten deutlich verbessert.

Die Rekonstruktion und Analyse im unteren p_t Bereich kann sicher noch ausgebaut werden, und gute Voreinstellung für den Cut sollten noch entwickelt werden. Zur Zeit ist mit der Toleranz von $t = 0.85$ die größte Verbesserung zu erreichen.

Der Hintergrund des Event-Mixings wird aus den vier Teilhintergründen addiert und auf den Hintergrund des Signales normiert. Da die Hintergründe sich leicht untereinander unterscheiden, wurde ein Fitting der Hintergrundzusammensetzung implementiert. Das Ergebnis dieses Fits war überraschenderweise eine recht einseitige Zusammensetzung des Gesamthintergrundes aus ein bis zwei Teilhintergründen. Letztendlich wurde die Verwendung des Fits wieder verworfen, da innerhalb der statistischen Fehler die Verbesserungen gering waren. Jedoch bietet dieser Ansatz Potential auch für andere Zerfälle und sollte noch weiter ausgebaut werden, indem beispielsweise der Umweg über die Projektion vermieden wird.

Der bisher unverwendete Kalorimetermodus wurde getestet und ein neues Bining sowie Fitparameter für diesen entwickelt. Die Verwendung des Kalorimetermodus erweist sich für den verwendeten Ansatz als schwierig, da die Genauigkeit im Kalorimetermodus sehr gering ist und die Peaks deutlich breiter und flacher sind als die des Konversionsmodus. Nichtsdestotrotz läuft das Verfahren fehlerlos, da die Peaks mit denen der Simulationen ausreichend übereinstimmen und der Invariant-Yield sich im hohen p_t Bereich ähnlich zum Konversionsmodus verhält. Der Cut ist nicht für den Kalorimetermodus verwendbar und verschlechtert diesen sogar, wobei dies nicht verwunderlich ist, da er nicht für diesen entwickelt wurde. Eine Implementierung eines Cuts für den Kalorimetermodus sowie die generelle Verbesserung der Rekonstruktion sind mögliche Felder, mit denen sich kommende Arbeiten befassen sollten.

References

- [1] Betty Bezverkhny Abelev et al. “Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC”. In: *Int. J. Mod. Phys. A* 29 (2014), p. 1430044. DOI: 10.1142/S0217751X14300440. arXiv:1402.4476 [nucl-ex].
- [2] CERN. (2016). URL: <http://www.lhc-facts.ch/>.
- [3] The ALICE Collaboration et al. “The ALICE experiment at the CERN LHC”. In: *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008), S08002. URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>.
- [4] Communication Group. “LHC the guide, CERN-Brochure-2008-001-Eng”. In: (2008).
- [5] Florian Jonas. “Simulationen zur Optimierung der ω -Rekonstruktion in ALICE”. BA thesis. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, (2016).
- [6] Marco Marquard. “Mittlerer Transversalimpuls in Pb–Pb Kollisionen mit ALICE”. MA thesis. Frankfurt am Main: Johann Wolfgang Goethe-Universität, (2012).
- [7] MissMJ. (2010). URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>.
- [8] Cian O’Luanaigh. *Heavy ions and quark-gluon plasma*. (2012). URL: <http://cds.cern.ch/record/1997370>.
- [9] Cian O’Luanaigh. *The Standard Model*. (2012). URL: <http://cds.cern.ch/record/1997201>.
- [10] K.A. Olive et al. (Particle Data Group) *Chin. Phys. C* 38. $\omega(782)$. (2014). URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [11] Jürgen Schukraft. *ALICE: The heavy-ion challenge*. (2008). URL: <http://cerncourier.com/cws/article/cern/35879>.
- [12] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. 5th ed. Cambridge, (2013). ISBN: 3257227892.
- [13] Christine Nattrass | USLHC | USA. *The Quark Gluon Plasma*. (2016). URL: <http://www.quantumdiaries.org/2010/04/26/the-quark-gluon-plasma/>.
- [14] Satoshi Yano. $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ in pp collisions at 7TeV with ALICE. (2012). URL: https://indico.cern.ch/event/178170/contributions/295396/attachments/233830/327150/final_satoshi_ATHIC2012.pdf.

Anhang

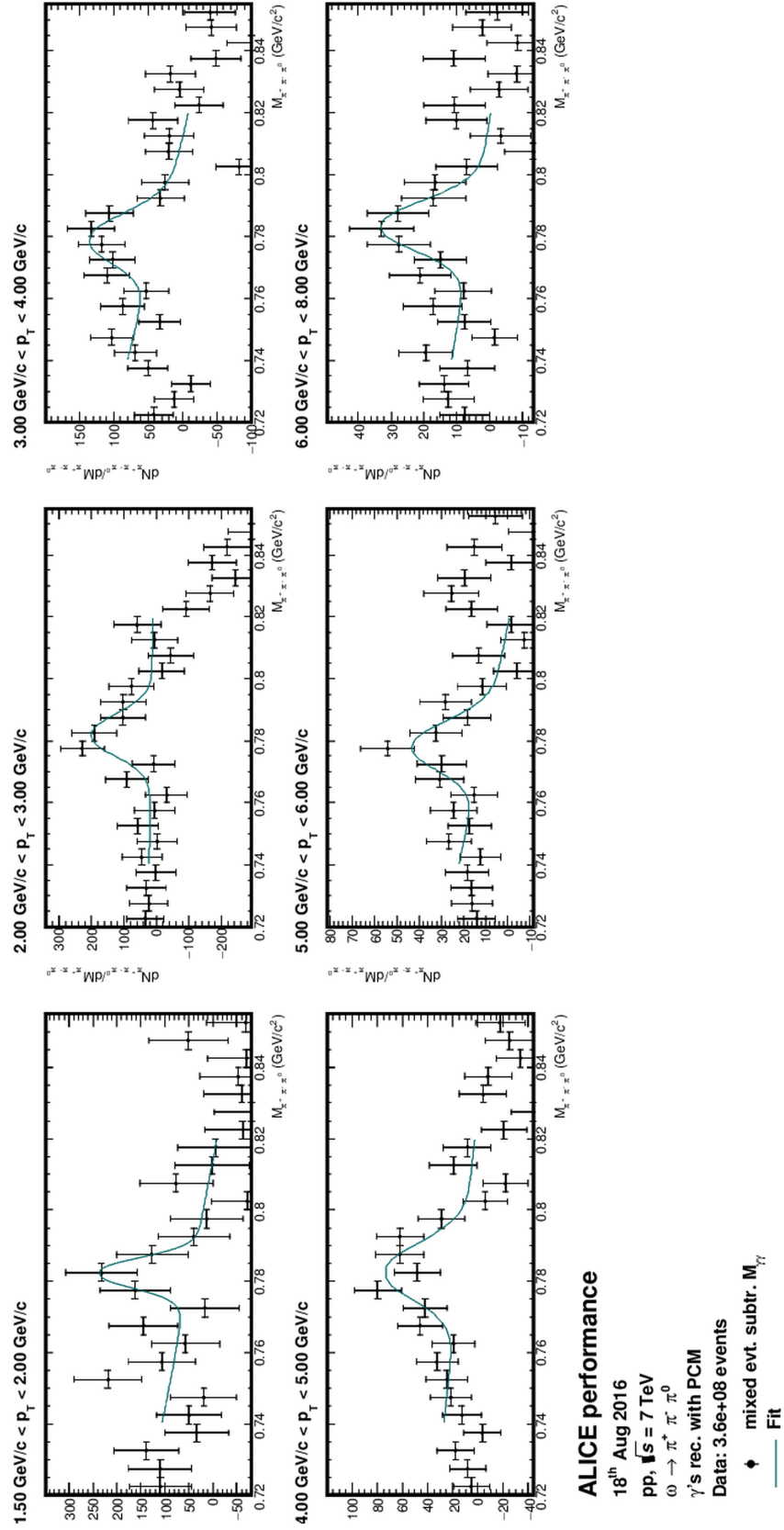
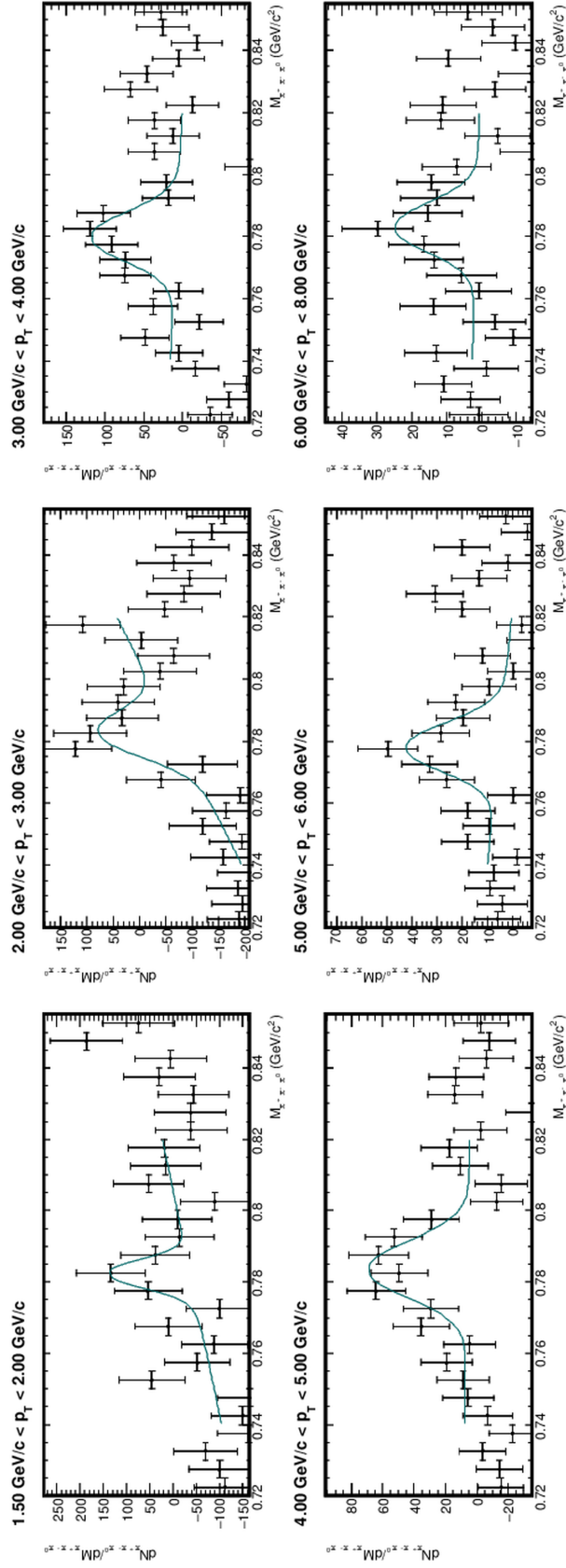


Abbildung 37: Alle p_t -Bins des Signals mit abgezogenem Hintergrund ohne angewendeten Winkel-Cut.



ALICE performance

18th Aug 2016

pp, $\sqrt{s} = 7$ TeV

$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

γ 's rec. with PCM

Data: 3.6e+08 events

ϕ mixed evt. subtr. $M_{\gamma\gamma}$

— Fit

Abbildung 38: Alle p_T -Bins des Signals mit abgezogenem Hintergrund mit angewendeten Winkel-Cut mit der Toleranz $t = 0.9$.

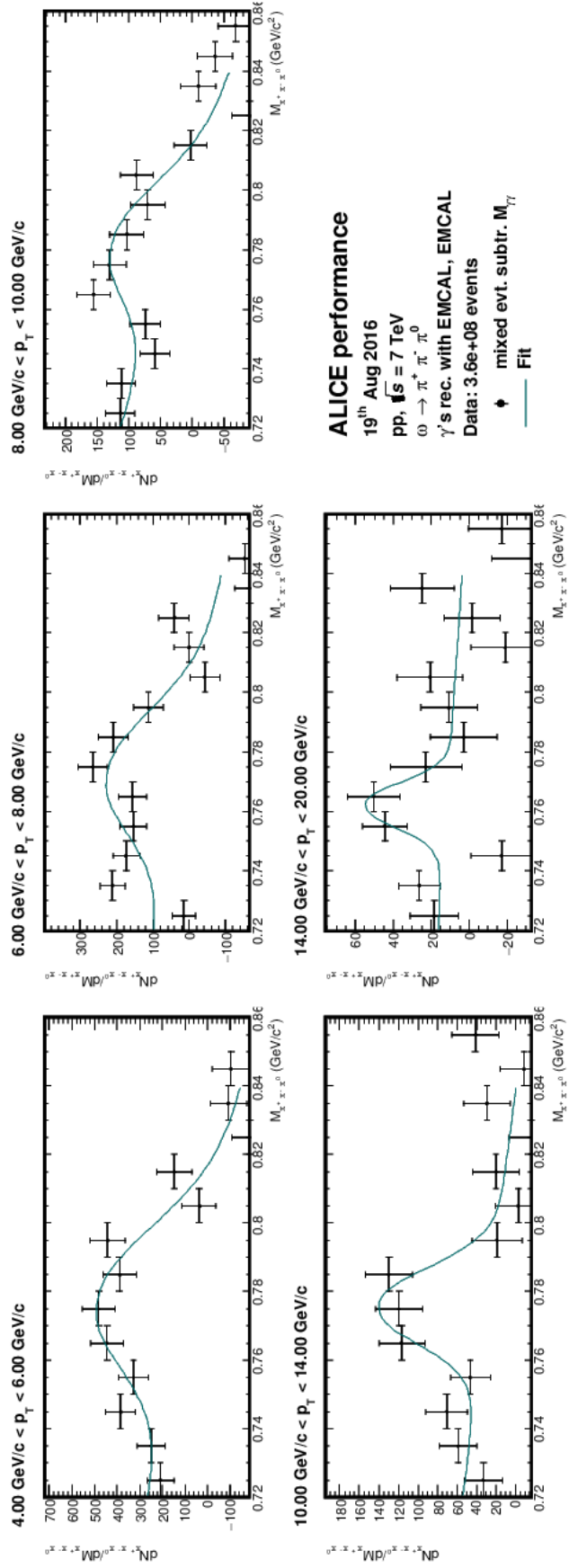


Abbildung 39: Alle p_t -Bins des Signals des Kalorimetermodus mit abgezogenem Hintergrund.