
**Rekonstruktionsstudien neutraler Pionen in
hadronischen Tau-Lepton-Zerfällen im ATLAS
Detektor**

Christian Kurtscheid

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn

Juli 2014

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei Herrn Prof. Dr. Klaus Desch dafür bedanken, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat meine Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe zu verfassen.
Des Weiteren gilt Herrn Dr. Peter Wagner großer Dank für seine Unterstützung und Beratung.
Herr Christian Limbach war ebenfalls eine große Hilfe bei der Verfassung dieser Arbeit.
Zuletzt möchte ich meiner Familie und ganz besonders meinen Eltern für ihre emotionale Unterstützung während des gesamten Studiums danken.

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn,
Datum

.....
Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
2. Gutachter: Dr. Peter Wagner

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Aufbau des Experiments	3
2.1	Der Large Hadron Collider	3
2.2	Der ATLAS Detektor	4
2.2.1	Das ATLAS Koordinatensystem	5
2.2.2	Das Spurmessungssystem	5
2.2.3	Das Kalorimetersystem	6
2.2.4	Das Myonsystem	7
3	Hadronische Tauzerfälle und ihre Rekonstruktion	9
3.1	Der Tau-Zerfall	9
3.2	Tau-Rekonstruktion	10
3.2.1	CellBased	10
3.2.2	PanTau	12
3.2.3	Migrationsmatrizen	13
4	Simulierte Daten und Ereignisselektion	15
4.1	$Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle	15
4.2	Isolierte π^0 s	16
5	Untersuchung hadronischer Tauzerfälle	17
5.1	Migrationsmatrix	17
5.2	Auflösung des transversalen Impulses des 1p1n-Taus	18
5.3	Auflösung des transversalen Impulses der Zerfallsprodukte des 1p1n-Taus	19
5.4	Wahrer Winkelabstand ΔR_{calo} zwischen neutralem und geladenem Pion des 1p1n-Taus im EM-Kalorimeter	20
5.5	Transversaler Impuls des π^0 des 1p1n-Tauzerfalls in verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen	23
5.6	Gewichtung der isolierten neutralen Pionen	24
6	Positions- und Energieauflösung des π^0 des 1p1n-Zerfalls im Vergleich mit der Auflösung des isolierten π^0	25
6.1	Effizienz der 1p1n-Rekonstruktion als Funktion des Winkelabstands ΔR_{calo}	25
6.2	Vergleich der Positionsauflösung	26
6.2.1	Vergleich der Standardabweichungen der η -Auflösung	28
6.2.2	Vergleich der Standardabweichungen der ϕ -Auflösung	29

6.3	Vergleich der Auflösung des transversalen Impulses	30
6.3.1	Untersuchung der Ursache der Rekonstruktion der isolierten π^0 s mit zu geringem Impuls	31
6.3.2	Vergleich der Standardabweichungen der p_T -Auflösungen	33
7	Zusammenfassung	35
A	Anhang	36
	Literaturverzeichnis	47
	Abbildungsverzeichnis	49
	Tabellenverzeichnis	51

Einleitung

Diese Arbeit setzt sich mit der Rekonstruktion von hadronisch zerfallenden Taus im ATLAS-Detektor am CERN auseinander. Diese Rekonstruktion ist besonders für Polarisations- und Higgsanalysen wichtig und erfolgt über eine Reihe von Substruktur-Algorithmen. Die in dieser Arbeit untersuchte Rekonstruktion wird im ATLAS-Detektor während des Run 2 des LHC Anwendung finden. Der Impuls der geladenen Zerfallsprodukte wird nicht mehr im Kalorimeter, sondern über deren Spur im Detektor bestimmt. Die Energie der neutralen Zerfallsprodukte wird indes im Kalorimeter ermittelt. Bei dieser Rekonstruktion werden die Teilchenschauer, die sowohl geladene als auch neutrale Zerfallsprodukte im elektromagnetischen Kalorimeter hinterlassen, über einen Subtraktionsalgorithmus getrennt. Diese Subtraktion ist gerade dann notwendig, wenn die genannten Teilchenschauer im Kalorimeter dicht beieinander liegen. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit der Einfluss der Subtraktion auf die Qualität der Positions- und Energieauflösung der neutralen Zerfallsprodukte, d. h. auf die Rekonstruktion dieser, als Funktion des Abstands, den neutrale und geladene Zerfallsprodukte im elektromagnetischen Kalorimeter aufweisen, untersucht. Der hadronische Zerfall des Tau-Leptons in ein geladenes und ein neutrales Pion ($1p1n$) und in ein Tauneutrino eignet sich am besten, um diese Abhängigkeit zu untersuchen, da der Winkelabstand zwischen zwei sichtbaren Zerfallsprodukten im Kalorimeter bestimmt werden kann. Zu diesem Zweck wird in der nachfolgenden Arbeit der Winkelabstand über eine Extrapolation des neutralen Pions vom Ort seines Vertex bis in das elektromagnetische Kalorimeter bestimmt. Des Weiteren wird die Effizienz der richtigen Rekonstruktion des $1p1n$ -Tauzerfallsmodus und die mittleren transversalen Impulse der Zerfallsprodukte als Funktion des Winkelabstands untersucht. Dabei wird der Vergleich der dem $1p1n$ -Zerfall entstammenden neutralen Pionen mit isolierten neutralen Pionen angestellt, um den Einfluss der Subtraktion deutlich zu machen. Dazu werden die isolierten neutralen Pionen mit der Verteilung des transversalen Impulses bei verschiedenen Winkelabständen gewichtet. Dies ist erforderlich, da die Auflösung des Impulses mit seiner Größe variiert. Nach der Gewichtung ist es möglich, die Positions- und Energieauflösung der neutralen Pionen in einzelnen Winkelabständen zu vergleichen. Die Unterschiede sollten dabei den Einfluss der Subtraktion aufzeigen.

Aufbau des Experiments

2.1 Der Large Hadron Collider

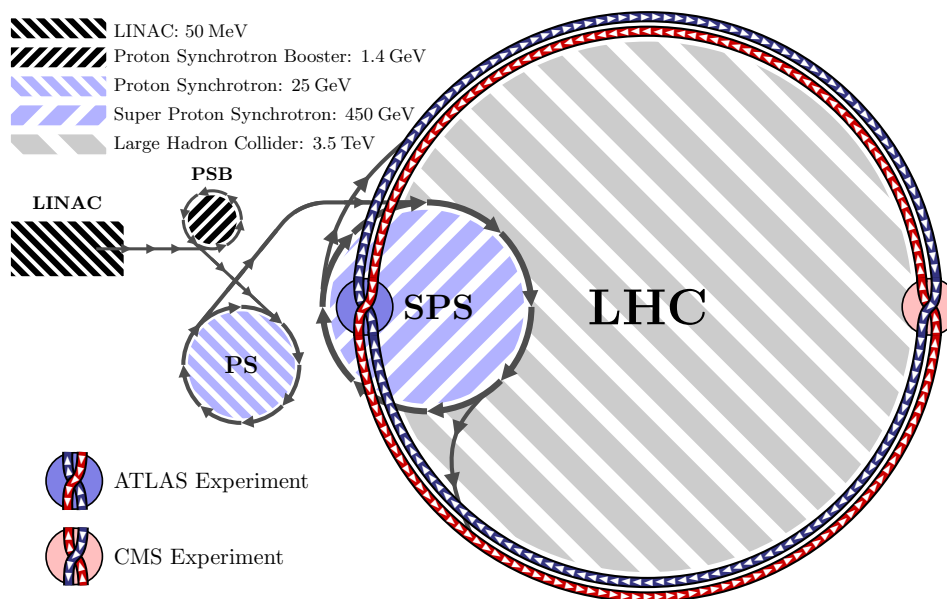


Abb. 2.1: Dargestellt ist der schematische Aufbau des LHCs. Zu sehen sind die Vorbeschleuniger und die Energie, mit der Protonen den jeweiligen Ring- bzw. Linearbeschleuniger verlassen. Die gegensätzliche Umlaufrichtung der Protonen und ihre Kollisionpunkte am ATLAS und am CMS sind dargestellt. Quelle: [12]

Der Large Hadron Collider (LHC) [6] am CERN nahe Genf ist ein Hadron-Hadron-Teilchenbeschleuniger mit einem Umfang von 26,7 km. Er bildet den Abschluss einer Reihe von Vorbeschleunigern (s. Abb. 2.1). Protonen werden zunächst im linearen Beschleuniger LINAC auf 50 MeV gebracht. In den fol-

genden Kreisbeschleunigern, dem Proton Synchrotron Booster (PSB), Proton Synchrotron (PS) und dem Super Proton Synchrotron (SPS), auf 1,4 GeV, 25 GeV und 450 GeV beschleunigt [9]. Im nächsten Schritt werden diese Protonen in den LHC eingespeist. Dabei werden Protonen in Bündeln in zwei separaten, nebeneinander liegenden Ringen in gegensätzliche Richtungen beschleunigt, bis sie die gewünschte Energie erreichen. Die Beschleunigung erfolgt über Hohlraumresonatoren. Die Protonen werden über Dipolmagnete abgelenkt und somit auf der Kreisbahn gehalten. Die Fokussierung der Bündel erfolgt über Quadrupolmagnete. An vier Stellen des Ringes werden die Protonenbündel zur Kollision gebracht. Der LHC ist auf eine maximale Schwerpunktsenergie von 14 TeV ausgelegt. Dabei sollen die Protonenbündel $1,15 \cdot 10^{11}$ Teilchen enthalten. Die Luminosität soll $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreichen. Bis jetzt wurden Protonen mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 8 TeV zur Kollision gebracht. Die höchste erreichte Luminosität betrug $0,76 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [4].

2.2 Der ATLAS Detektor

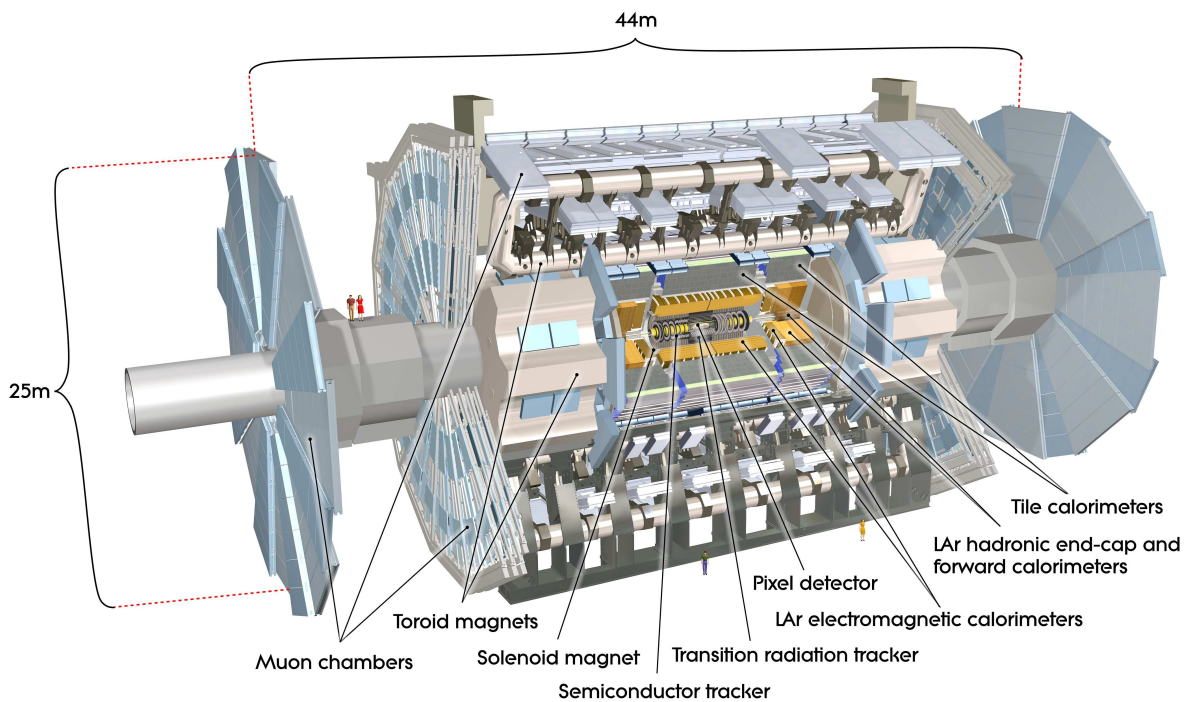


Abb. 2.2: Zu sehen ist der Aufbau des ATLAS Detektors. Dabei sind Bestandteile des Tracking- und des Kalorimetersystems dargestellt. Des Weiteren sind die Positionen der Magneten und die Ausmaße des Detektors gekennzeichnet. Quelle: [5]

Einer der Detektoren des LHC ist der ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) Detektor [5]. Er bildet die Umgebung für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse. Er lässt sich in drei Teile gliedern, die Spurmessung, das Kalorimetersystem und die Myonkammern. Der Aufbau des ATLAS Detektors und die Anordnung der verschiedenen Teildetektoren und Magneten sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

2.2.1 Das ATLAS Koordinatensystem

Um die Position von Teilchen und Detektoren im ATLAS Detektor zu beschreiben, bedarf es eines Koordinatensystems. Dieses hat seinen Ursprung im nominal interaction point (IP), der Punkt an dem die Protonen aufeinander treffen sollten. Die x -Achse des Koordinatensystems weist in Richtung des Mittelpunkts des LHC-Ringes. Die z -Achse ist parallel zur Strahlachse gewählt. Die y -Achse weist in diesem rechtshändigen Koordinatensystem nach oben. Die Position eines Teilchens kann nun durch den Azimutwinkel ϕ , den sein Ortsvektor in der x - y -Ebene mit der x -Achse einschließt, und den Winkel θ , den er mit der z -Achse einschließt, oder viel mehr durch die Pseudorapidität $\eta = \eta(\theta)$ beschrieben werden. Sie lässt sich mit Gleichung 2.1 aus θ berechnen.

$$\eta = -\log(\tan(\theta/2)) \quad (2.1)$$

Der Abstand zwischen zwei Teilchen im Detektor wird durch den Winkelabstand ΔR beschrieben. Dieser wird aus der Azimutwinkeldifferenz $\Delta\phi$ und der Differenz der Pseudorapiditäten $\Delta\eta$ über Formel 2.2 bestimmt.

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (2.2)$$

In dieser Arbeit wird die Abhängigkeit der Orts- und Energieauflösung von ΔR intensiv untersucht. Weitere wichtige Größen sind die transversale Energie E_T und der transversale Impuls p_T . Sie beschreiben den Anteil der Energie E und des Impulses p eines Teilchens in der senkrecht zur Strahlachse stehenden x - y -Ebene.

2.2.2 Das Spurmessungssystem

Der innere Detektor dient zur Vermessung der Spur von geladenen Teilchen. Dabei wird der Ort geladener Teilchen bei verschiedenen Abständen zur Strahlachse bestimmt. Aus diesen Punkten lässt sich die Spur des Teilchens rekonstruieren. Aus der Krümmung ihrer Bahn, welche aus einem zur Strahlachse parallelen Magnetfeld von 2 T folgt, lässt sich der transversale Impuls des Teilchens bestimmen. Das Spurmessungssystem setzt sich aus Pixeldetektoren, SCT- (Semiconductor Tracker) und TRT- (Transition Radiation Tracker) Detektoren zusammen. Diese decken dabei einen Bereich von $|\eta| < 2.5$ ab. Den innersten Teil des Systems bilden Pixeldetektoren. Im Bereich des Barrels sind diese zylindrisch um die Strahlachse und in der End-Cap Region orthogonal zu dieser auf Rädern angeordnet (vgl. Abb. 2.2). Außerhalb der Pixeldetektoren sind SCT-Detektoren angeordnet. Den Abschluss des inneren Detektors bilden die TRT-Detektoren. In Abbildung 2.3 ist die abgeschätzte Standardabweichung (RMS) der Auflösung des aus der Spur bestimmten transversalen Impulses als Funktion des selbigen dargestellt. Wie zu sehen ist, nimmt der RMS mit steigendem transversalen Impuls zu. Somit verschlechtert sich die Auflösung bei höheren Impulsen.

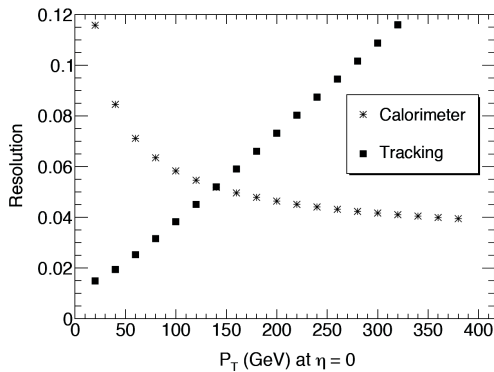


Abb. 2.3: Zu sehen ist die Auflösung des transversalen Impulses des Spur- und Kalorimetersystems im Bereich von $\eta = 0$. Quelle: [11]

2.2.3 Das Kalorimetersystem

Im Folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen Elemente des Kalorimetersystems des ATLAS Detektors beschrieben. Dabei sind insbesondere das elektromagnetische und das hadronische Kalorimeter von großer Bedeutung, da in diesen die sichtbaren Zerfallsprodukte des hadronisch zerfallenden Tau-Leptons aufzufinden sind. In Abbildung 2.2 sind die Bestandteile des Kalorimetersystems dargestellt. Es erstreckt sich auf den Bereich von $|\eta| < 4,9$. Die Auflösung des transversalen Impulses mit Hilfe des Kalorimetersystems verbessert sich für steigende transversale Impulse (s. Abb. 2.3).

Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EM-Kalorimeter) misst Teilchen, welche elektromagnetisch wechselwirken. Es ist in den Bereich des Barrels, welches sich auf einen Bereich von $|\eta| < 1,475$ erstreckt, und in zwei End-Cap Regionen, welche den Bereich $1,375 < |\eta| < 3,2$ abdecken, aufgeteilt. Die End-Caps sind wiederum in zwei orthogonal zur Strahlachse stehende Räder unterteilt. Das elektromagnetische Kalorimeter ist ein Blei-Flüssig-Argon-Detektor. Dies ist ein Sampling-Kalorimeter mit Blei als Absorber und flüssigem Argon als Sampling-Material. Blei initiiert den Teilchenschauer der eintreffenden Teilchen, durch welchen die Argon-Atome ionisiert werden. Die freigesetzten Elektronen bewegen sich durch ein angelegtes Feld zu Elektroden. Das messbare elektrische Signal ist proportional zur deponierten Energie. Die Aufteilung des elektromagnetischen Kalorimeters in drei Schichten (Layer) und die Einteilung sowie Ausmaße der Zellen (Granularität) sind in Abbildung 2.4 für den Bereich des Barrels bei $\eta = 0$ dargestellt. Zu sehen ist, dass die Granularität der Zellen in den verschiedenen Schichten variiert.

Hadronische Kalorimeter

Tile Kalorimeter An das EM-Kalorimeter grenzt das Tile Kalorimeter, welches mit seinem Barrel den Bereich $|\eta| < 1$ und mit dem Extended Barrel den Bereich $0,8 < |\eta| < 1,7$ abdeckt. Es handelt sich dabei um ein Sampling-Kalorimeter mit Stahl als Absorber und Szintillatoren als aktives Material. Teilchenschauer regen die Atome der Szintillatoren an. Die absorbierte Energie wird durch Aussendung von Licht wieder abgegeben. Dieses kann über Photomultiplier in elektrische Signale umgewandelt werden.

LAr hadronic end-cap calorimeter (HEC) Die hadronischen End-Cap-Kalorimeter, bestehend aus zwei Scheiben pro End-Cap, befinden sich außerhalb der elektromagnetischen End-Caps. Auch hier

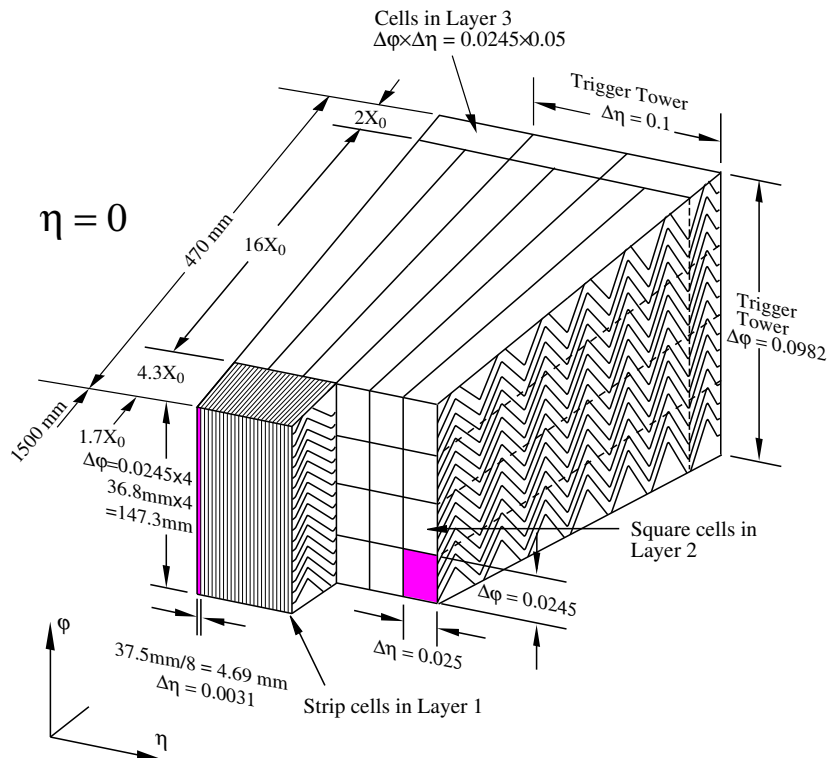


Abb. 2.4: Der Aufbau eines Moduls im Bereich des Barrels ist skizziert. Die Anordnung der jeweiligen LAr-Zellen bzw. Streifen sind für die drei verschiedenen Schichten des elektromagnetischen Kalorimeters dargestellt. Des Weiteren werden die Ausmaße der Zellen in ϕ und η aufgezeigt. Quelle: [5]

handelt es sich um Sampling-Kalorimeter. Flüssiges Argon dient als Sampling-Material und Kupfer als Absorber.

2.2.4 Das Myonsystem

Da Myonen geringe Wechselwirkung mit den Kalorimetern aufweisen, bildet das Myonsystem die äußerste Detektorschicht des ATLAS-Detektors. Dabei wird im Myonspektrometer die Spur des Myons gemessen. Es ist von dem Magnetfeld der ringförmigen supraleitenden Magneten umgeben. Die durch das Magnetfeld gekrümmte Bahn des Myons wird mit Hilfe von Driftkammern bestimmt. Dabei wird das Gas in den Kammern ionisiert und die freiwerdenden Elektronen driften zur Anode und sorgen für ein messbares elektronisches Signal.

Hadronische Tauzerfälle und ihre Rekonstruktion

3.1 Der Tau-Zerfall

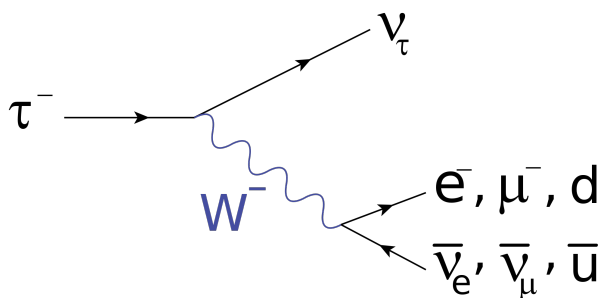


Abb. 3.1: Zu sehen ist das Feynman-Diagramm des Tau-Zerfalls. Über die schwache Wechselwirkung zerfällt es entweder leptonisch in Elektron e^- oder Myon μ^- und in deren Antineutrinos $\bar{\nu}_{e^-}$ und $\bar{\nu}_{\mu^-}$ oder hadronisch, hier schematisch dargestellt durch ein d - und ein \bar{u} -Quark, aus welchen sich ein negativ geladenes Pion zusammensetzt. Quelle: [14]

Das Tau τ^- ist mit einer Ruhemasse von $m_\tau = 1,777 \text{ GeV}$ das schwerste der Leptonen des Standardmodells. Es besitzt die Ladung eines Elektrons. Sein Antiteilchen τ^+ besitzt die gegensätzliche Ladung und die selbe Masse. Das Tau weist eine sehr geringe Lebensdauer von 291 fs und eine mittlere freie Weglänge von $c\tau = 87,11 \mu\text{m}$ [2] auf und zerfällt somit weit bevor es das Kalorimeter des ATLAS-Detektors erreicht. Um auf seine Eigenschaften schließen zu können, ist es notwendig, seine Zerfallsprodukte zu untersuchen. In Abbildung 3.1 ist das Feynmandiagramm der möglichen Zerfälle dargestellt. Die am häufigsten auftretenden Zerfallskanäle sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Das Tau zerfällt über die schwache Wechselwirkung entweder hadronisch oder leptonisch. Bei allen Zerfallsarten ist eins der Zerfallsprodukte ein Tauneutrino ν_τ . Die Summe der Ladungen der entstehenden Teilchen entspricht der Ladung des Taus. In ca. 35 % aller Fälle zerfällt das Tau in ein leichteres Lepton, d. h. Myon μ^- oder Elektron e^- , und das zugehörige Antineutrino, $\bar{\nu}_{\mu^-}$ und $\bar{\nu}_{e^-}$. Der Zerfall in aus Quarks zusammengesetzte Hadronen stellt eine deutliche höhere Vielfältigkeit dar. Ist eines der Zerfallsprodukte geladen, wird von "1-prong"-Zerfällen gesprochen, sind hingegen drei der Zerfallsprodukte geladene Hadronen ist von einem "3-prong"-Zerfall die Rede. In den meisten Fällen handelt es sich bei den geladenen Zerfallsprodukten um geladene Pionen π^\pm . In weniger als 5 % aller Fälle sind es geladene Kaonen K^\pm . Die zusätzlich zum Neutrino entstehenden neutralen Teilchen sind meist neutrale Pionen π^0 . Je nach Anzahl von prongs (p) und neutralen Teilchen (n) (ohne ν_τ) erhalten die Zerfälle ihre Bezeichnungen. Demnach

bezeichnet z. B. "1p1n" den Zerfall des Taus in ein geladenes und ein neutrales Pion, "1pXn" den Zerfall in ein geladenes und mehr als ein π^0 und "3pXn" den Zerfall in drei π^\pm und mindestens ein π^0 . Das Antitau zerfällt in die ladungskonjugierten Zerfallsprodukte sowie in das Antitau-neutrino.

Zerfallsart	Zerfallskanal	relative Häufigkeit in %	Bezeichnung
leptonisch	$\tau^- \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$	17.83 ± 0.04	
	$\tau^- \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	17.41 ± 0.04	
hadronisch	$\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$	10.83 ± 0.06	1p0n
"1-prong"	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$	25.52 ± 0.09	1p1n
	$\tau^- \rightarrow \pi^-2\pi^0\nu_\tau$	9.30 ± 0.11	1pXn
	$\tau^- \rightarrow \pi^-3\pi^0\nu_\tau$	1.05 ± 0.07	1pXn
hadronisch	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu_\tau$	8.99 ± 0.06	3p0n
"3-prong"	$\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$	2.70 ± 0.08	3pXn

Tab. 3.1: Dargestellt sind die am häufigsten auftretenden Zerfallskanäle des Taus. Zerfälle mit Beteiligung von Kaonen und solche mit einer relativen Häufigkeit unter 1 % sind nicht aufgeführt. Die Bezeichnungen 1- und 3-prong geben die Anzahl der geladenen Zerfallsprodukte an. Daten entnommen aus: [7]

3.2 Tau-Rekonstruktion

Die folgenden Abschnitte geben einen Einblick in die betrachtete Rekonstruktion der Taus im ATLAS-Detektor. Diese erfolgt über eine Kette von Algorithmen. Dabei wird die Energie der geladenen Pionen der hadronischen Tauzerfälle über ihre Spur bestimmt. Die neutralen Pionen werden über die Energie, die ihre Zerfallsprodukte im Kalorimeter hinterlassen, bestimmt. Neutrale Pionen bzw. die Photonen in die sie zerfallen, schauen im elektromagnetischen Kalorimeter. Da die geladenen Pionen des Taus teilweise bereits im EM-Kalorimeter schauen, kommt es in den meisten Fällen dazu, dass sich die Cluster¹ neutraler und geladener Pionen im EM-Kalorimeter teilweise oder komplett überlappen. Die Rekonstruktion des Zerfallsmodus wird dadurch erschwert. Der CellBased-Algorithmus vollzieht die Subtraktion der Energie des geladenen Pions vom EM-Kalorimeter und identifiziert neutrale Cluster anhand ihrer Eigenschaften als neutrale Pionen. Der PanTau-Algorithmus ergänzt diese Identifizierung um weitere kinematische Variablen des Taus und zielt somit auf eine Verbesserung der Positions- und Energieauflösung der Taus und ihrer Zerfallsmodenrekonstruktion ab.

3.2.1 CellBased

Im CellBased-Algorithmus [15] werden die durch die geladenen Pionen entstehenden hadronischen Schauer vom elektromagnetischen Kalorimeter abgezogen und neutrale Pionen anhand der übrig bleibenden deponierten Energie im elektromagnetischen Kalorimeter identifiziert.

Subtraktion der Energie des π^\pm

Die Energie des geladenen Pions bzw. sein Impuls p_{Spur} ist aus der Messung seiner Spur bekannt. Um die Subtraktion durchführen zu können, muss die Energie $E_{\text{Ecal}}^{\text{geschätzt}}$, die das geladene Pion im elektromagnetischen Kalorimeter hinterlässt, abgeschätzt und auf die Schichten und Zellen des EM-Kalorimeters

¹ Als Cluster wird eine Gruppe örtlich zusammenhängender Zellen, in denen Energie deponiert wurde, bezeichnet.

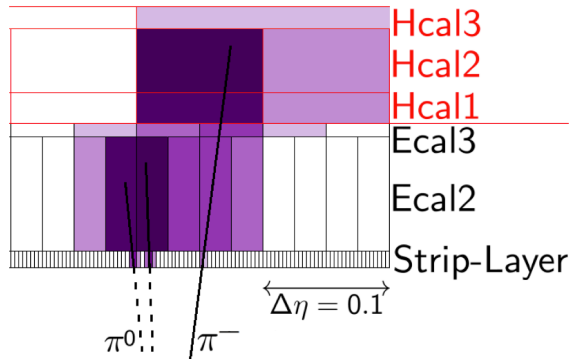


Abb. 3.2: Schematische Darstellung des 1p1n Tauzerfalls im Kalorimeter. Skizziert ist die Energie, welche π^0 und π^\pm im hadronischen (Hcal) und elektromagnetischen (Ecal) Kalorimeter hinterlassen. Dabei stellt die Färbung der Zellen die schematische Verteilung der Energie da. Je dunkler sie ist, desto mehr Energie wird in der Zelle deponiert. Die Skalen sind willkürlich gewählt. Quelle: [15]

verteilt werden. Die Abschätzung der Energie erfolgt dabei über Gleichung 3.1 [15].

$$E_{\text{Ecal}}^{\text{geschätzt}} = p_{\text{Spur}} - E_{\text{Hcal}} \quad (3.1)$$

E_{Hcal} beschreibt die Energie, die das π^\pm im hadronischen Kalorimeter deponiert. In Abbildung 3.2 ist schematisch dargestellt, wie π^0 und π^\pm in den Schichten des hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeters Energie hinterlassen. Das neutrale Pion bzw. die Photonen in die es zerfällt können dabei nur in seltenen Fällen Energie im hadronischen Kalorimeter hinterlassen. Dieser Fall kann bei hohen Energien der Photonen auftreten. Im Idealfall entspricht die Differenz der gesamten Energie im EM-Kalorimeter und der Energie, die das π^\pm in ihm hinterlässt, der π^0 -Energie. Wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist, sinkt die Abweichung der abgeschätzten von der wahren Energie, die das geladene Pion im elektromagnetischen Kalorimeter hinterlässt, für höhere transversale Impulse p_T .

Die abgeschätzte Energie wird nun auf die drei Schichten des EM-Kalorimeters verteilt. Der Prozentanteil, der auf die jeweilige Schicht verteilt wird, ergibt sich aus über Simulationen gemittelten Schauerverteilungen für geladene Pionen mit dem gemessenen Impuls p_{Spur} . Auf ähnliche Weise wird die laterale Gewichtung der Zellen jeder Schicht in der η - ϕ Ebene um die Spur des π^\pm bestimmt. Die abgeschätzte Energie des geladenen Pions kann somit von den Schichten des elektromagnetischen Kalorimeters abgezogen und aus der restlichen Energie auf die Anwesenheit von neutralen Pionen geschlossen werden.

Identifizierung von neutralen Pionen

Die verbleibende Energie im EM-Kalorimeter wird mit Hilfe des ATLAS topological clustering Algorithmus [8] zu neuen Clustern zusammengefasst. Die Entstehung dieser durch neutrale Pionen kann verschiedene Gründe haben. Es kann sein, dass der beobachtete Cluster durch beide oder eines der zwei Photonen entsteht, in welche ein π^0 vor dem Erreichen des EM-Kalorimeters zerfällt. Des Weiteren können die Cluster durch mehrere Photonen, welche aus dem Zerfall mehrerer neutraler Pionen des Tauzerfalls stammen, entstehen.

Die falsche Identifizierung neutraler Pionen kann mehrere Gründe haben. So kann eine fehlerhafte Subtraktion der π^\pm -Energie dafür sorgen, dass zu viel oder zu wenig Energie aus dem Kalorimeter subtrahiert wird und somit ein neutrales Pion nicht erkannt oder aus der zurückbleibenden Energie fälschlicherweise auf die Anwesenheit eines neutralen Pions geschlossen wird. Hat ein neutrales Pion wenig Energie und besteht sein Cluster somit nicht die η -abhängigen minimalen Anforderungen an die transversale

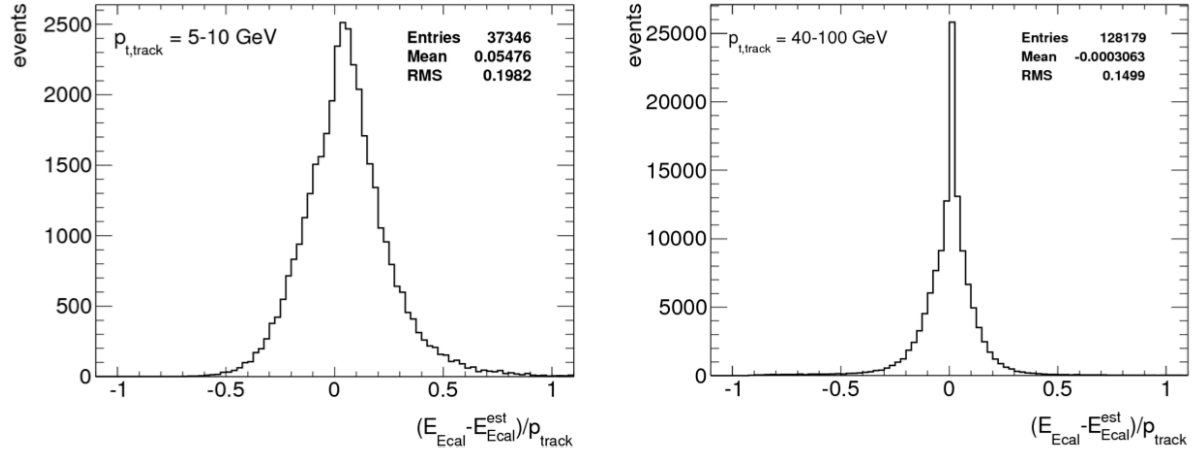


Abb. 3.3: Dargestellt ist die Differenz zwischen wahrer Energie E_{cal} und abgeschätzter Energie $E_{\text{cal}}^{\text{est}}$, welche das π^\pm im EM-Kalorimeter des ATLAS-Detektors hinterlässt, dividiert durch den Impuls seiner Spur p_{track} . Im linken Histogramm ist diese Auflösung für niedrige und im rechten Histogramm für hohe transversale Spurimpulse $p_{t,\text{track}}$ dargestellt. Wie man sieht, verbessert sich die Abschätzung für höhere transversale Impulse. Quelle: [15]

Energie (s.Tab. 3.2), so wird dieses ebenfalls nicht gewertet. Weitere Untergründe bei der Rekonstruktion des Zerfallsmodus stellen zur gleichen Zeit stattfindende Kollisionen dar (Pile-Up). Die entstehenden Teilchen deponieren Energie in der Nähe der Zerfallsprodukte des Taus und werden falsch als neutrale Pionen rekonstruiert. Die Anzahl der rekonstruierten Pionen kann auch durch Verschmelzung mehrerer Pionen-Cluster reduziert und dadurch die Anzahl der rekonstruierten neutralen Pionen verfälscht werden. Um Fehlrekonstruktionen zu vermeiden, können die π^0 -Kandidaten anhand der Form des Clusters, seiner Energie, seiner Winkelverteilung sowie seiner η Position mit aus Simulationen erhaltenen gemittelten Verteilungen des Signals und des Untergrunds als neutrale Pionen identifiziert werden. Die π^0 -Kandidaten durchlaufen dabei sogenannte Boosted Decision Trees (BDTs) [13] und erhalten einen BDT-score. Dies ist ein Wert, der angibt ob ein Cluster eher zum Untergrund gehört oder einem wahren neutralen Pion entstammt.

PFO Typ	E_T cut in GeV				
	$ \eta \leq 0.8$	$0.8 < \eta \leq 1.4$	$1.4 < \eta \leq 1.5$	$1.5 < \eta \leq 1.9$	$1.9 < \eta $
Neutrales PFO	2.1	2.5	2.6	2.4	1.9

Tab. 3.2: η -abhängige E_T -Grenzen (cuts), welche ein neutraler Cluster übersteigen muss um als π^0 -Kandidat in Frage zu kommen. Quelle: [10]

3.2.2 PanTau

Der PanTau-Algorithmus [10] kann als Ergänzung zum CellBased-Algorithmus angesehen werden. Dabei wird die π^0 -Identifizierung neutraler Cluster um diverse kinematische Variablen des Taus erweitert. Ziel ist es, auf diese Weise, die Rekonstruktion der Anzahl der neutralen Pionen und somit die Rekonstruktion des Zerfallskanals und der Energie des Taus zu verbessern.

Unterteilung in PFOs

Um den in Abschnitt 3.2.1 genannten Fehlerquellen der π^0 -Identifizierung entgegen zu wirken, werden sogenannte "decay mode tests", d. h. Zerfallsmodentests, durchgeführt. Dafür ist es zunächst erforderlich die Zerfallsprodukte des Taus und die entstandenen Cluster als sogenannte Teilchen-Fluss-Objekte (Particle Flow Objects, PFOs) zu klassifizieren. Sie werden in geladene PFOs (meist π^\pm), neutrale PFOs, π^0 -PFOs und nicht- π^0 -PFOs unterteilt, welche einen maximalen Winkelabstand von $\Delta R = 0,2$ zur Flugrichtung der sichtbaren Zerfallsprodukte aufweisen. Es erfolgt also eine Unterteilung in geladene und neutrale Objekte. Die π^0 -PFOs passieren die π^0 -Identifizierung (nach CellBased), die nicht- π^0 -PFOs passieren diese nicht. In PanTau werden die nicht- π^0 -PFOs aber keineswegs vernachlässigt, sie spielen eine große Rolle in den Zerfallsmodentests.

Klassifizierung der rekonstruierten Zerfallsmoden

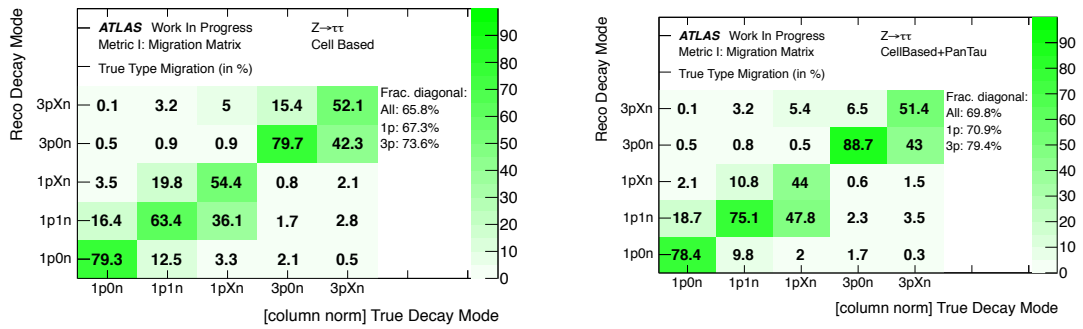
In PanTau findet zunächst eine Klassifizierung in verschiedene rekonstruierte Moden statt. Dabei wird ein Modus mit i geladenen Pionen j als neutrale Pionen identifizierte und k nicht als π^0 identifizierte neutrale Cluster mit R_{ijk} bezeichnet. Beispielsweise kann der Zerfallsmodus $1pXn$ fälschlicherweise als R_{111} rekonstruiert werden, d. h. mit einem geladenen Pion, einem neutralen Pion und einem neutralen Cluster. Diese Klassifizierung beinhaltet also auch die Anzahl der neutralen Cluster, welche nicht als Cluster neutraler Pionen identifiziert wurden.

Zerfallsmodentests

Es existieren drei Zerfallsmodentests: $1p0n$ -vs- $1p1n$, $1p1n$ -vs- $1pXn$ und $3p0n$ -vs- $3pXn$. Diese versprechen die höchsten Erfolgchancen zur Verbesserung der Zerfallsmodenrekonstruktion. Im Prinzip besteht die Aufgabe dieser Tests darin, herauszufinden, welche neutralen Cluster falsch identifiziert wurden und somit darin den Zerfallsmodus zu korrigieren. Um dies zu gewährleisten, gilt es Variablen zu finden, welche eine Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund verschiedener Zerfallsmoden ermöglichen, d. h. die Verteilungen dieser sollten so wenig wie möglich überlappen. PanTau berechnet auf diese Weise eine große Anzahl von kinematischen Variablen der Taus. In BDTs wird mit Hilfe der Tau-Variablen der BDT-score der Taus ermittelt. Liegt dieser unter einer unteren Grenze oder übersteigt eine obere Grenze, so wird der Zerfallsmodus des Taus korrigiert oder aber beibehalten.

3.2.3 Migrationsmatrizen

In Abbildung 3.4 sind die im Plotbook vom Juli 2013 [1] bestimmten Effizienz-Migrationsmatrizen der Rekonstruktion hadronischer Taus aus einem simulierten Z -Zerfall mit CellBased und mit der Kombination aus CellBased und PanTau dargestellt. Diese geben an, wie viel Prozent eines wahren Zerfallsmodus in welchem Zerfallsmodus rekonstruiert werden. Werden diese Matrizen verglichen, ist zu sehen, dass PanTau gerade die Rekonstruktion des $1p1n$ - und des $3p0n$ -Zerfallsmodus deutlich verbessert.



(a) Effizienz-Migrationsmatrix der Rekonstruktion mit dem CellBased-Algorithmus (b) Effizienz-Migrationsmatrix Rekonstruktion mit CellBased- und PanTau-Algorithmus

Abb. 3.4: Effizienz-Migrationsmatrizen des CellBased-Algorithmus mit und ohne PanTau aus dem Plotbook vom Juli 2013 [1].

Simulierte Daten und Ereignisselektion

Um eine Aussage über die Positions- und Energieauflösung von Taus und ihren Zerfallsprodukten zu treffen, müssen die wahren Eigenschaften der Teilchen bekannt sein. Aus diesem Grund sind Simulationen nötig. Es werden Kollisionen, die Zerfälle der entstehenden Teilchen und ihre Wechselwirkung mit den Subdetektoren des ATLAS-Detektors simuliert. In dieser Arbeit werden auf diese Weise $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle und isolierte π^0 s untersucht. In einem sogenannten Sample wird eine Vielzahl von Ereignissen gespeichert.

4.1 $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfälle

Das $Z \rightarrow \tau\tau$ -Sample beinhaltet 575.180 Zerfälle eines Z -Bosons in zwei Taus. Diese Ereignisse stellen eine Vorauswahl des $(Z \rightarrow \tau\tau)^*$ -Samples (s. Tab. A.1) dar. Dabei wurden nur Ereignisse berücksichtigt, in denen die entstehenden Taus hadronisch zerfallen. Zudem erfüllen beide Taus eines Ereignisses die in Tabelle 4.1 gelisteten Anforderungen.

Variable	Anforderung
$p_T^{\tau,\text{vis}}$	$> 15 \text{ GeV}$
$ \eta^{\tau,\text{vis}} $	$< 2,5$
$p_T^{\text{highest track}}$	$> 1 \text{ GeV}$

Tab. 4.1: Angegeben sind die Anforderungen, welche die wahren Taus des benutzten $Z \rightarrow \tau\tau$ -Samples erfüllen müssen. Dabei beschreibt $p_T^{\tau,\text{vis}}$ die wahre sichtbare Energie des Taus, $|\eta^{\tau,\text{vis}}|$ den Betrag der sichtbaren η Position des Taus und $p_T^{\text{highest track}}$ den maximalen transversalen Impuls der geladenen Zerfallsprodukte.

Der Schnitt auf den sichtbaren transversalen Impuls¹ $p_T^{\tau,\text{vis}}$ folgt aus dem Schnitt der auf die rekonstruierten Taus in ATLAS angewendet wird, um die falsche Rekonstruktion aus Untergründen zu unterdrücken. Die Bedingung, dass der Betrag der η -Position des Taus unter 2,5 liegen muss, folgt aus der Geometrie des Inneren Detektors, dessen Spurmessung nur über diesen Bereich möglich ist. Zudem unterliegen die Taus der Anforderung, dass die Spur ihrer geladenen Zerfallsprodukte mit dem höchsten transversalen Impuls $p_T^{\text{highest track}}$ größer als 1 GeV ist, um Spuren zu unterdrücken, welche aus Pile-Up stammen.

¹ Der sichtbare transversale Impuls entspricht dem transversalen Impuls der wahren Zerfallsprodukte des Taus ohne die nicht detektierbaren Tauneutrinos.

Werden die genannten Anforderungen von beiden Tau-Leptonen erfüllt, so werden ihnen die zum simulierte Event mit der Kombination aus CellBased und PanTau rekonstruierten Taus zugeordnet. Findet sich zu einem der beiden Taus kein rekonstruiertes Tau, so wird dieses Ereignis vernachlässigt. In Kapitel 5 wird der Zerfall des Taus in ein π^0 und ein π^\pm intensiv untersucht. Diese wahren 1p1n-Taus unterliegen einer weiteren Bedingung. Dabei wird die Richtung die das wahre π^0 am Ort seines Entstehens (Vertex) aufweist auf den Bereich $|\eta| < 1$ eingeschränkt um die Bestimmung der Position des wahren π^0 im EM-Kalorimeter zu ermöglichen (vgl. Abs. 5.4). Diese Anforderung erfüllen nur 238.766 der zuvor selektierten 469.107 wahren 1p1n-Taus.

4.2 Isolierte π^0 s

Im single- π^0 -Sample (s. Tab. A.1) sind 1.090.967 simulierte Ereignisse gespeichert, in denen ein isoliertes π^0 bzw. seine Zerfallsprodukte mit dem Detektor interagieren. Dabei wird kein Pile-Up simuliert. Die Selektion der π^0 s unterliegt den folgenden Kriterien: In einem Kegel von $\Delta R = 0.2$ um das wahre Pion im EM-Kalorimeter wird der nächste Cluster mit einer minimalen Energie von 2,1 GeV gesucht. Diese Anforderung entspricht der Eingrenzung von Clustern im CellBased- und PanTau-Algorithmus, um die falsche Identifizierung eines π^0 durch Rauschen und Pile-Up zu unterdrücken (s. Tab. 3.2). Ist unter den genannten Kriterien kein Cluster aufzufinden, wird das jeweilige Ereignis vernachlässigt. Um den Vergleich der isolierten π^0 s mit den π^0 s des 1p1n-Tauzerfalls zu ermöglichen, muss die Richtung der isolierten π^0 s am Vertex ebenfalls auf den Bereich $|\eta| < 1$ begrenzt werden. 249.978 π^0 s erfüllen die genannten Anforderungen.

Untersuchung hadronischer Tauzerfälle

Im Folgenden wird zunächst die Effizienz der richtigen Rekonstruktion der Zerfallsmoden der selektierten Taus des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Samples in einer Migrationsmatrix untersucht. Im Anschluss wird die Auflösung des transversalen Impulses der Taus untersucht, welche in ein neutrales und ein geladenes Pion (oder Kaon) sowie in ein Tauneutrino zerfallen und deren π^0 s die Anforderung von $|\eta| < 1$ erfüllen. Dieser $1p1n$ -Zerfallskanal unterscheidet sich von anderen hadronischen Zerfällen zum einen durch die höchste relative Häufigkeit von ca. 26 % und zum anderen dadurch, dass nur zwei sichtbare Zerfallsprodukte entstehen, welche sich perfekt eignen um Eigenschaften des Taus in Abhängigkeit ihres Winkelabstands im EM-Kalorimeter zu untersuchen. Das geladene Zerfallsprodukt des $1p1n$ -Taus wird im Folgenden als geladenes Pion oder π^\pm bezeichnet, da der Anteil der $1p1n$ -Zerfälle mit Beteiligung von geladenen Kaonen sehr gering ist (unter 2 %) [2]. Die Bestimmung des Winkelabstands zwischen den sichtbaren Zerfallsprodukten des Taus aus den verfügbaren Variablen des $Z \rightarrow \tau\tau$ -Samples wird in diesem Kapitel beschrieben und validiert. Des Weiteren wird die Verteilung des transversalen Impulses des π^0 des $1p1n$ -Zerfalls bei verschiedenen Winkelabständen untersucht. Da in dieser Arbeit der Einfluss dieses Abstands auf die Rekonstruktion untersucht werden soll, werden die isolierten π^0 s des single- π^0 -Samples zunächst mit der η -Verteilung der $1p1n$ - π^0 s und dann mit der p_T -Verteilung dieser in verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen gewichtet. Auf diese Weise lässt sich der Unterschied der Auflösungen der isolierten und der dem $1p1n$ -Zerfall entstammenden π^0 s mit gleichen p_T -Verteilungen untersuchen und somit der Einfluss des Winkelabstands sichtbar machen.

5.1 Migrationsmatrix

Eine Aussage über die Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus den richtigen Zerfallsmodus zu rekonstruieren, lässt sich mit Hilfe einer Migrationsmatrix treffen. In dieser ist in Abbildung 5.1 der Prozentanteil dargestellt, mit dem ein gewisser wahrer hadronischer Zerfall des Taus (true decay mode) in einem Zustand (reco decay mode) rekonstruiert wird. Dabei ergibt die Summe der Einträge in einer Spalte 100 %. Besonders interessant sind die Einträge auf der Diagonalen der Matrix. Auf dieser sind die Effizienzen zur richtigen Rekonstruktion eines wahren Zerfallsmodus dargestellt. Wie zu sehen ist, wird besonders der $3p0n$ Zerfallskanal mit einer Effizienz von etwa 88 % gut rekonstruiert. Die Rekonstruktion des 1-prong Zerfallsmodus mit mehr als einem neutralen Pion ($1pXn$) erreicht eine deutlich geringere Effizienz von 45 %. Ein großer Anteil (ca. 47 %) dieser Tau-Leptonen wird im $1p1n$ -Modus rekonstruiert. Weiterhin ist interessant, dass fast ein Fünftel aller $1p0n$ -Zerfälle als $1p1n$ rekonstruiert werden.

Der wahre 1p1n-Zerfallsmodus selbst wird zu 73,9 % richtig rekonstruiert. Zu jeweils etwa 11 % wird dieser Modus als 1pXn und 1p0n rekonstruiert. Die Effizienz der Rekonstruktion dieses Zerfallskanals wird in Abschnitt 6.1 intensiv untersucht. Im Vergleich der Migrationsmatrix mit der im Plotbook vom Juli 2013 veröffentlichten Matrix (s. Abb. 3.4b), ist zu sehen, dass die Differenz der Einträge maximal 1,5 % beträgt und diese somit sehr gut übereinstimmen.

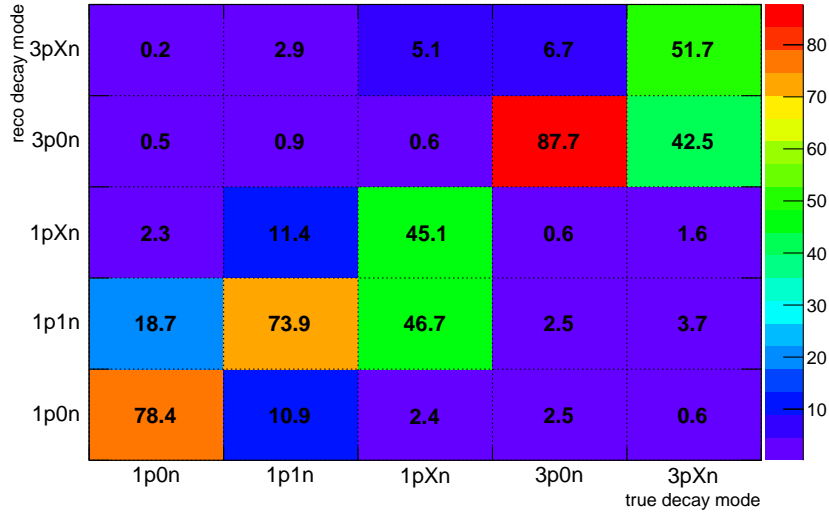


Abb. 5.1: Dargestellt ist die Effizienz-Migrationsmatrix des hadronischen Tauzerfalls. Auf der x -Achse ist der wahre (true) und auf der y -Achse der rekonstruierte Zerfallsmodus (reco decay mode) aufgetragen. Die Spalteneinträge der Matrix bilden in der Summe 100 %. Sie gibt an, wie viel Prozent eines wahren Zerfalls in welchem Zerfall rekonstruiert werden.

5.2 Auflösung des transversalen Impulses des 1p1n-Taus

Eine der wichtigsten Größen, um die Qualität der Rekonstruktion zu beschreiben, ist die Auflösung des transversalen Impulses p_T^{res} , also der Quotient des rekonstruierten Impulses $p_T(\tau_{\text{reco}}^{\text{vis}})$ und des wahren Impulses $p_T(\tau_{\text{true}}^{\text{vis}})$ des sichtbaren Taus. In Abbildung 5.2 ist die Auflösung der Taus, welche richtig, d. h. als 1p1n, rekonstruiert wurden, dargestellt. Der RMS der Verteilung, d. h. ihre abgeschätzte Standardabweichung, beträgt etwa 15 %. Dieser wird mit Hilfe von Gleichung 5.2 bestimmt [3].

$$x_{\text{mean}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (5.1)$$

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N (x_i - x_{\text{mean}})^2} \quad (5.2)$$

N beschreibt dabei die Gesamtanzahl der Einträge, x_i die Zahl der Einträge pro Wert auf der x -Achse und x_{mean} den Mittelwert der Verteilung, welcher nach Gleichung 5.1 berechnet wird.

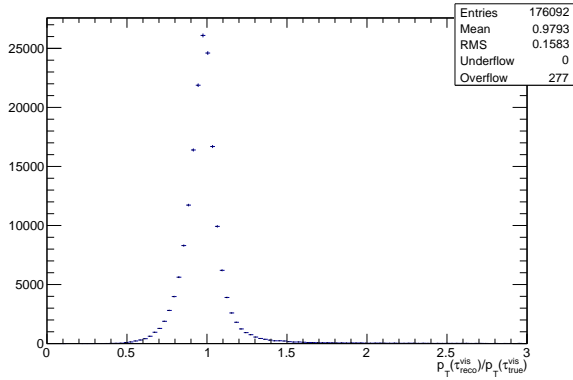
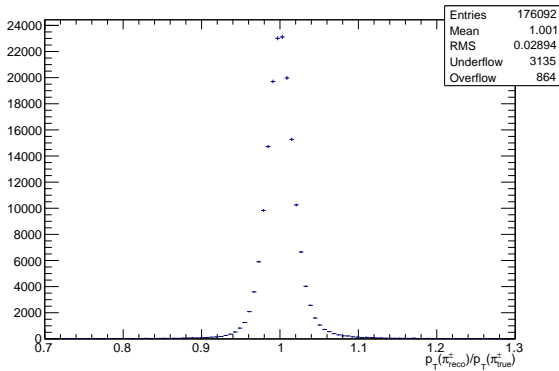
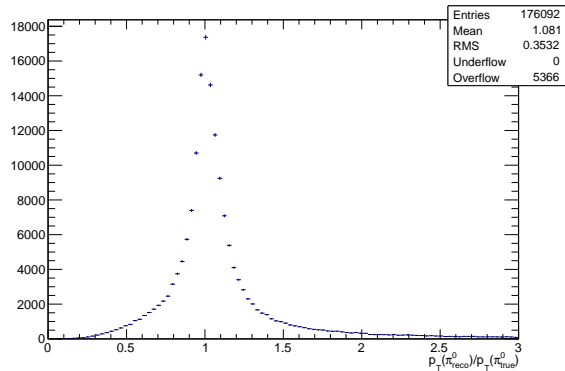


Abb. 5.2: Dargestellt ist das Histogramm der p_T -Auflösung des in ein neutrales und ein geladenes Pion zerfallende Tau, welches in diesem Zerfallskanal richtig rekonstruiert wurde.

5.3 Auflösung des transversalen Impulses der Zerfallsprodukte des 1p1n-Taus



(a) p_T -Auflösung des geladenen Pions π^\pm



(b) p_T -Auflösung des neutralen Pions π^0

Abb. 5.3: Die dargestellten Histogramme zeigen die Verteilung der p_T -Auflösung, d. h. den Quotienten aus rekonstruiertem transversalem Impuls $P_T(\pi_{\text{reco}}^i)$ und wahrem transversalem Impuls $P_T(\pi_{\text{true}}^i)$ der neutralen und geladenen Pionen des 1p1n-Tauzerfalls ($i \in \{\pm, 0\}$).

Die Abweichung der p_T -Auflösung des Taus resultiert aus der Auflösung der einzelnen Zerfallsprodukte. Die p_T -Auflösung der beiden Pionen ist in den beiden Histogrammen in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Auflösung bezeichnet dabei die Division der der zugeordneten Spur entnommenen Größe durch die wahre Größe im Falle des geladenen Pions. Für neutrale Pionen werden die Werte des rekonstruierten Clusters verwendet, welcher dem mit PanTau rekonstruierten 1p1n-Tau als rekonstruiertes neutrales Pion zugeordnet wurde. Hier wird deutlich, dass der transversale Impuls des π^\pm deutlich besser rekonstruiert wird als der des π^0 . Der RMS für die Verteilung des geladenen Pions beträgt ca. 3%. Das neutrale Pion wird mit einem RMS von ca. 35% deutlich schlechter rekonstruiert. Dies ist die Folge der unterschiedlichen Rekonstruktionsweisen (vgl. Abb. 2.3). Der transversale Impuls des π^\pm wird aus seiner rekonstruierten Spur gewonnen, welche sehr genau vermessen wird. Der transversale Impuls des π^0 wird hingegen über den Rekonstruktionsalgorithmus bestimmt, welcher unter einer Vielzahl von Untergründen leidet (vgl. Abs. 3.2). Werden nun die Auflösungen der Pionen mit der des Taus verglichen, lässt sich daraus schließen, dass gerade die schlechtere Auflösung des π^0 für den RMS des Taus verant-

wortlich ist. Aus diesem Grund wird die Auflösung des π^0 in dieser Arbeit intensiv untersucht. Der RMS der p_T -Auflösung hängt deutlich mit den Grenzen des Histogramms zusammen, so ergibt sich für die Verteilung der prozentualen Abweichung ein RMS von 25 % im Bereich von $-1 < p_T^{\text{res}} - 1 < 1$ (s. Abb. A.12). Dieser Wert ist mit den im selben Bereich ermittelten Auflösungen im Plotbook vergleichbar. Dieser beträgt ebenfalls etwa 25 % und stimmt somit sehr gut mit dem ermittelten Wert überein.

5.4 Wahrer Winkelabstand ΔR_{calo} zwischen neutralem und geladenem Pion des 1p1n-Taus im EM-Kalorimeter

Im Folgenden wird der Winkelabstand zwischen neutralem und geladenem Pion im EM-Kalorimeter bestimmt. Ziel ist es, den Einfluss dieses Abstands auf die Effizienz des Rekonstruktionsalgorithmus zu untersuchen.

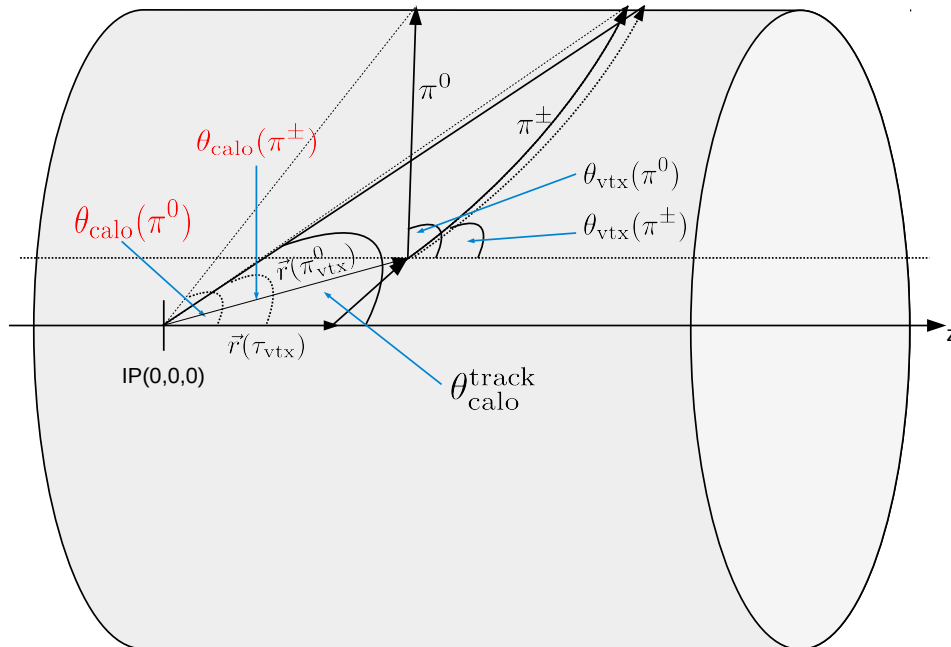


Abb. 5.4: Schematische Darstellung des 1p1n-Tauzerfalls im ATLAS-Detektor. Die verfügbaren Variablen, wie die Winkel des π^0 und des π^\pm bezogen auf ihren Vertex (vtx) und die Position dieses Punktes sowie die Position der rekonstruierten Spur des π^\pm im EM-Kalorimeter ($\theta_{\text{calo}}^{\text{track}}$), sind in schwarz dargestellt. Die rot markierten Variablen sind die zu bestimmenden, d. h. noch unbekanntenen, Positionen der beiden Pionen im EM-Kalorimeter. θ steht hier stellvertretend für η und ϕ .

Verfügbare Variablen Die wahren Positionen des π^0 und des π^\pm im EM-Kalorimeter bezogen auf den IP sind im $Z \rightarrow \tau\tau$ -Sample nicht verfügbar. Jedoch ist der Ortsvektor des Vertex des neutralen Pions $\vec{r}(\pi_{\text{vtx}}^0)$ und die auf diesen Punkt bezogene Impulsrichtung in η und ϕ beider Pionen gegeben. Des Weiteren ist die Position der rekonstruierten Spur des π^\pm im EM-Kalorimeter verfügbar. Abbildung 5.4 gibt einen Überblick über die verfügbaren und nicht verfügbaren Variablen. Die Bezugspunkte der Winkel und die Ortsvektoren, die auf diese Bezugspunkte zeigen, sind schematisch dargestellt.

Extrapolation des π^0 Die Position des π^0 im EM-Kalorimeter lässt sich aus den verfügbaren Variablen wie folgt bestimmen: Der Weg des Pions vom Ort des Vertex $\vec{r}(\pi_{\text{vtx}}^0)$ wird bis zum EM-Kalorimeter extrapoliert. Dazu wird der Impulseinheitsvektor \vec{e}_{π^0} so oft auf den Vertexortsvektor aufaddiert, bis der Gesamtvektor $\vec{r}(\pi_{\text{corr}}^0)$ die erste Schicht des EM-Kalorimeters erreicht. Dies ist der Fall, wenn sein Abstand von der Strahlachse $R_{\text{calo}} = 1500$ mm beträgt (s. Abb. 2.4). Diesen Radius weist das EM Kalorimeter nur in einem Bereich von $|\eta| < 1,52$ auf [5]. Die in Abschnitt beschriebene Eingrenzung der Richtung des π^0 am Vertex auf $|\eta| < 1$ resultiert aus dieser Einschränkung. Die Funktionsweise der Extrapolation ist in Abbildung 5.5 schematisch dargestellt.

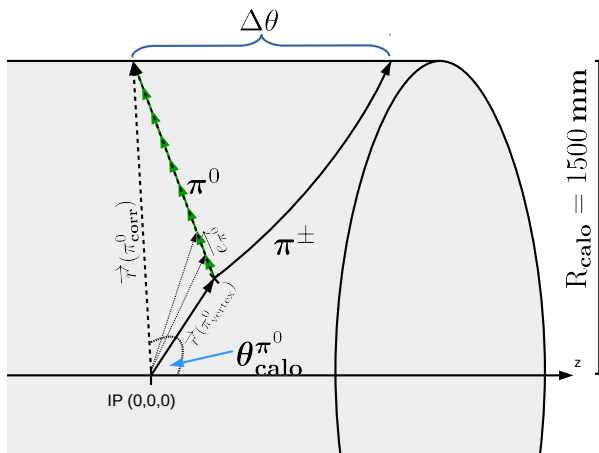
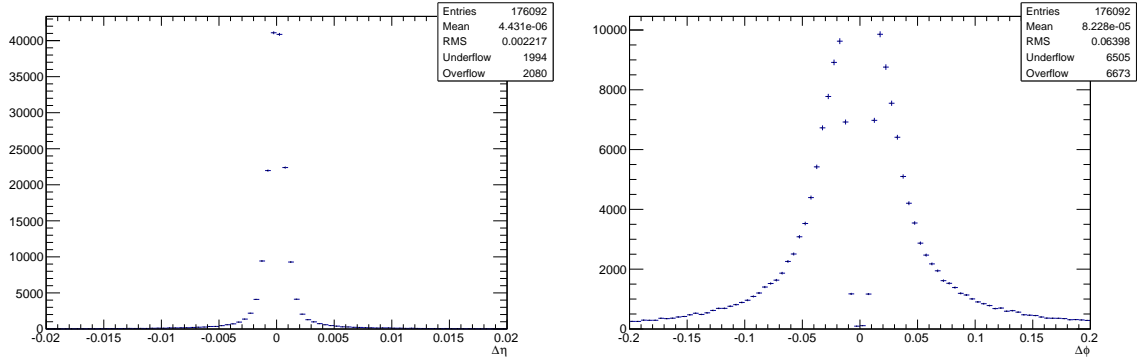


Abb. 5.5: Schematische Darstellung der Extrapolation des π^0 -Ortsvektors. Der Impulseinheitsvektor des neutralen Pions \vec{e}_{π^0} wird so lange auf den Vertexortsvektor $\vec{r}(\pi_{\text{vtx}}^0)$ aufaddiert, bis der gesamte Vektor $\vec{r}(\pi_{\text{corr}}^0)$ das EM-Kalorimeter in einem Abstand von $R_{\text{calo}} = 1500$ mm zur z -Achse erreicht. $\Delta\theta$ steht in dieser Skizze stellvertretend für $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$. $\theta_{\text{calo}}^{\pi^0}$ bezeichnet den Winkel den der korrigierte Ortsvektor des neutralen Pions im Kalorimeter mit der Strahlachse einschließt.

Validierung der Extrapolation Eine Validierung der beschriebenen Extrapolation kann über das geladene Pion erfolgen. Dessen wahre Position im EM-Kalorimeter ist ebenfalls nicht bekannt, doch weist die rekonstruierte Spur eine gute Ortsauflösung auf. Die Bahn des geladenen Pions im Detektor wird wie beim neutralen Pion bis in das EM-Kalorimeter extrapoliert. Die auf diese Weise erhaltene Position lässt sich mit der rekonstruierten π^\pm -Spurposition im EM-Kalorimeter vergleichen. Die Differenz $\Delta\eta$ der Positionen in η ist in Abbildung 5.6a und die Differenz $\Delta\phi$ in ϕ in Abbildung 5.6b dargestellt. $\Delta\eta$ weist ein Maximum bei 0 mit einem sehr kleinen RMS von ca. 0,2 % auf. $\Delta\phi$ weist hingegen zwei Maxima auf. Dies lässt sich dadurch erklären, dass geladene Teilchen im Magnetfeld des ATLAS Detektors nur in ϕ -Richtung und nicht in η -Richtung abgelenkt werden. Die beiden sichtbaren Maxima resultieren aus den zwei möglichen Ladungen des π^\pm . Da die extrapolierte η -Position des geladenen Pions sehr gut mit der η -Position seiner Spur übereinstimmt, werden η und ϕ des neutralen Pions im EM-Kalorimeter mit der beschriebenen Extrapolation bestimmt.



(a) Dargestellt ist die Differenz $\Delta\eta$ zwischen Spurposition und extrapoliertes π^\pm -Position im EM-Kalorimeter. (b) Dargestellt ist die Differenz $\Delta\phi$ zwischen Spurposition und extrapoliertes π^\pm -Position im EM-Kalorimeter.

Abb. 5.6: Zu sehen sind die Differenzen der Winkel zwischen der extrapolierten Position des geladenen Pions und der rekonstruierten Spurposition im elektromagnetischen Kalorimeter.

Position des π^\pm Da die Ortsauflösung der rekonstruierten Spur des π^\pm sehr gut ist, lässt sich dessen Position im Kalorimeter als die wahre Position des π^\pm annehmen. Eine Extrapolation seiner Bahn ist sinnlos, da das π^\pm , wie oben bereits erwähnt, in ϕ -Richtung durch das Magnetfeld im ATLAS-Detektor abgelenkt wird.

Winkelabstand ΔR_{calo} im EM-Kalorimeter Nachdem die Positionen der geladenen und neutralen Pionen im EM-Kalorimeter mit der beschriebenen Extrapolation bestimmt wurden, lässt sich ihr Winkelabstand $\Delta R_{\text{calo}}(\pi_{\text{corr}}^0, \pi_{\text{track}}^\pm)$ im EM-Kalorimeter mit Formel 5.3 bestimmen.

$$\Delta R_{\text{calo}}(\pi_{\text{corr}}^0, \pi_{\text{track}}^\pm) = \sqrt{(\eta(\pi_{\text{track}}^\pm) - \eta(\pi_{\text{corr}}^0))^2 + (\phi(\pi_{\text{track}}^\pm) - \phi(\pi_{\text{corr}}^0))^2} \quad (5.3)$$

Dabei beschreiben $\eta(\pi_{\text{track}}^\pm)$ und $\phi(\pi_{\text{track}}^\pm)$ die Winkel der rekonstruierten Spur des geladenen Pions und $\phi(\pi_{\text{corr}}^0)$ und $\eta(\pi_{\text{corr}}^0)$ die um den Vertex korrigierte Position des neutralen Pions im EM-Kalorimeter. Bei ΔR_{calo} handelt es sich somit um eine approximierte wahre Variable.

5.5 Transversaler Impuls des π^0 des 1p1n-Tauzerfalls in verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen

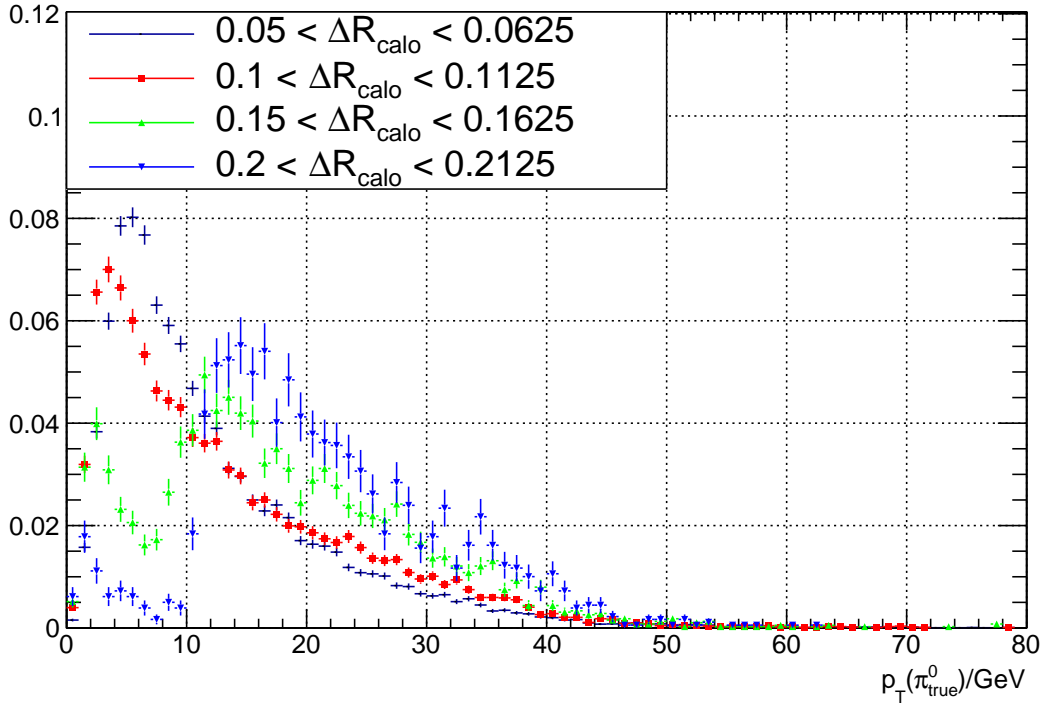
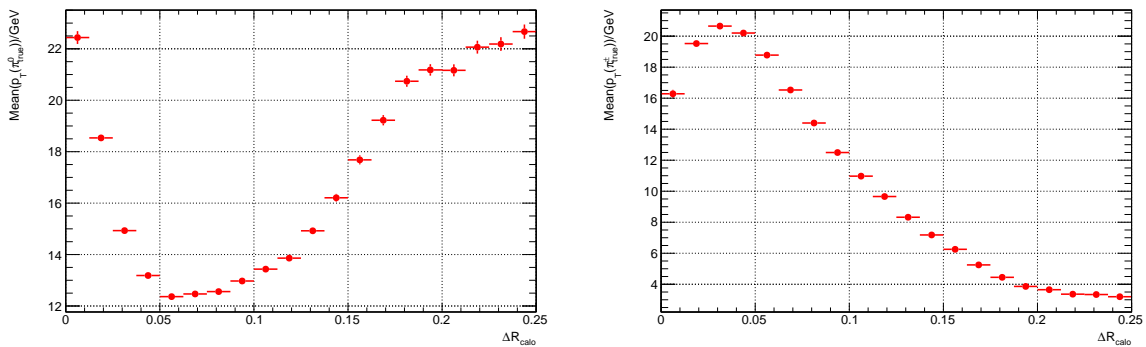


Abb. 5.7: Dargestellt sind die Verteilungen des transversalen Impulses p_T der neutralen Pionen für vier verschiedene Winkelabstandsintervalle.



(a) Mittelwert des transversalen Impulses des π^0 als Funktion von ΔR_{calo} . **(b)** Mittelwert des transversalen Impulses des π^\pm als Funktion von ΔR_{calo} .

Abb. 5.8: Dargestellt ist der Mittelwert der p_T -Verteilung des neutralen und geladenen Pions als Funktion von ΔR_{calo} .

In Abbildung 5.7 ist die p_T -Verteilung der wahren π^0 s in vier verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen dargestellt. Weiterhin wird in Abbildung 5.8a der Mittelwert der Verteilung als Funktion von ΔR_{calo} aufgezeigt. Die Verteilung und der Mittelwert dieser variiert in verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen stark. Bei $\Delta R_{\text{calo}} = 0$ beträgt der Mittelwert etwa 22 GeV. Bis zu einem Winkelabstand von 0,05 erreicht er mit ca. 12 GeV sein Minimum und steigt für größer werdendes ΔR_{calo} an, bis er bei $\Delta R_{\text{calo}} = 0,25$ 23 GeV erreicht. Wird diese Verteilung mit der des geladenen Pions verglichen (s. Abb. 5.8b), ist zu sehen, dass der Mittelwert des π^\pm für hohe ΔR_{calo} -Bereiche sinkt. Dies lässt sich durch die stärkere Ablenkung erklären, die geladene Teilchen mit geringerem Impuls im Magnetfeld erfahren. Durch die Ablenkung wird folglich der Abstand ΔR_{calo} zum neutralen Pion größer. Da die sichtbaren Zerfallsprodukte des τ -Leptons einen transversalen Impuls von mindestens 15 GeV (vgl. Abs. 4) aufweisen, besitzt das π^0 bei geringeren p_T -Mittelwerten des π^\pm selbst höhere p_T -Werte.

5.6 Gewichtung der isolierten neutralen Pionen

Um im folgenden Kapitel einen Vergleich zwischen den Auflösungen der neutralen Pionen des 1p1n-Zerfalls und der isolierten neutralen Pionen des single- π^0 -Samples anstellen zu können, ist es nötig die π^0 s eines der beiden Samples mit Variablen der π^0 s des anderen Samples zu gewichten, um die Impuls- und Winkelverteilung abzugleichen. Die Pionen des single- π^0 -Samples werden zur η - und p_T -Verteilung der 1p1n- π^0 s des Tau-Samples gewichtet. Auf diese Weise kann aus dem Unterschied der Auflösung der π^0 s beider Samples auf den Einfluss des Winkelabstands auf die Qualität des Rekonstruktionsalgorithmus geschlossen werden. Dazu werden die Verteilungen beider Samples auf 1 normiert. Durch Division der normierten η - bzw. p_T -Verteilung der isolierten durch die normierte Verteilung der dem 1p1n Zerfall entstammenden wahren π^0 s entsteht ein Gewichtungshistogramm. Im nächsten Schritt werden zu jedem π^0 des isolierten Samples p_T bzw. η bestimmt und mit dem im Gewichtungshistogramm zugeordneten Wert gewichtet.

η -Gewichtung Wie zuvor beschrieben, wird die Gewichtung nun für die η -Verteilung durchgeführt. Dies ist notwendig, da die Granularität und das Material, welches Teilchen im Detektor durchqueren, mit η variiert. In Abbildung A.1 ist die η -Verteilung der π^0 s beider Samples vor und nach der Gewichtung der isolierten π^0 s dargestellt. In Abbildung A.1b ist das zugehörige Gewichtungshistogramm zu sehen. Die Verteilung nach der Gewichtung stimmt perfekt überein. Die unterschiedlichen Größen der Fehlerbalken rühren von der unterschiedlichen Ereigniszahl beider Samples her.

p_T -Gewichtung Wie in Abschnitt 5.5 gezeigt, variiert die p_T -Verteilung der wahren neutralen Pionen im 1p1n-Zerfall stark mit ihrem Winkelabstand ΔR_{calo} zum π^\pm im EM-Kalorimeter. Dadurch wird es nötig die isolierten Pionen für jeden ΔR_{calo} -Bereich zu gewichten um so die Auflösung beider Samples vergleichbar zu machen. Dabei wird zur Gewichtung die zuvor bestimmte η -gewichtete p_T -Verteilung jeweils mit der Verteilung der 1p1n- π^0 s in einem ΔR_{calo} -Bereich gewichtet. Exemplarisch ist in Abbildung A.2 die Verteilung vor und nach der Gewichtung, sowie das verwendete Gewichtungshistogramm für den Bereich $0 < \Delta R < 0,0125$ dargestellt. Die perfekte Übereinstimmung der Verteilungen nach der Gewichtung lässt darauf schließen, dass der verwendete Algorithmus richtig funktioniert. Dieser wird nun für 20 verschiedene ΔR_{calo} -Bereiche von 0 bis 0,25 angewendet. Die Breite eines ΔR_{calo} -Intervalls beträgt dabei $\Delta(\Delta R_{\text{calo}}) = 0,0125$. Für jeden dieser Bereiche kann nun die Auflösung des transversalen Impulses und der Position der π^0 s beider Samples bestimmt werden.

Positions- und Energieauflösung des π^0 des 1p1n-Zerfalls im Vergleich mit der Auflösung des isolierten π^0

Nachdem der Winkelabstand, den π^\pm und π^0 des 1p1n-Taus im EM-Kalorimeter zueinander aufweisen, bestimmt werden konnte, wird im Folgenden die Effizienz der Rekonstruktion des 1p1n-Zerfalls des Taus als Funktion dieses Abstands untersucht. Des Weiteren kann nach der ΔR_{calo} -abhängigen p_T -Gewichtung der Vergleich der p_T -, η - und ϕ -Auflösung der isolierten π^0 s mit den Auflösungen der 1p1n- π^0 s angestellt werden. Dabei wird der Einfluss des Winkelabstands auf die Qualität der Rekonstruktion untersucht.

6.1 Effizienz der 1p1n-Rekonstruktion als Funktion des Winkelabstands ΔR_{calo}

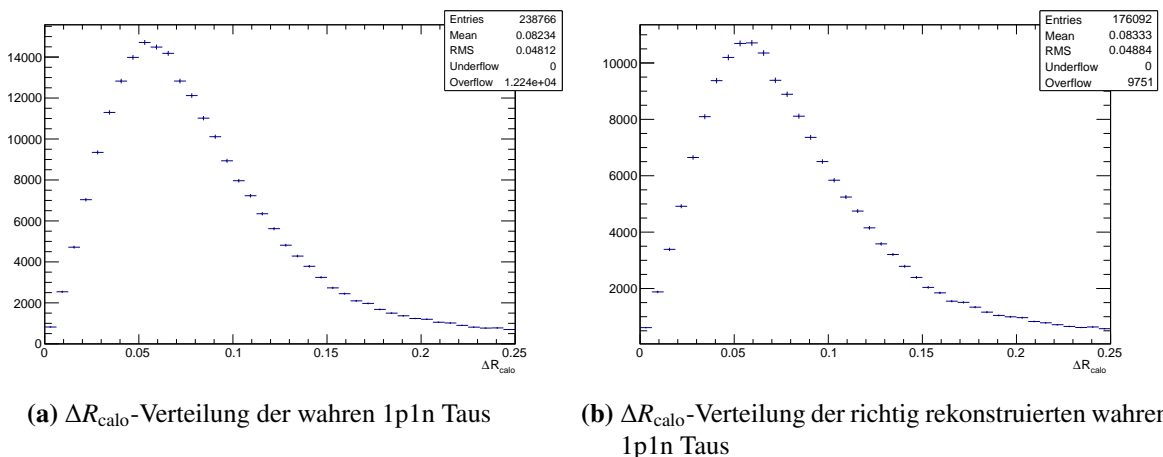


Abb. 6.1: Dargestellt ist die ΔR_{calo} -Verteilung der wahren 1p1n-Taus und der richtig rekonstruierten wahren 1p1n-Taus.

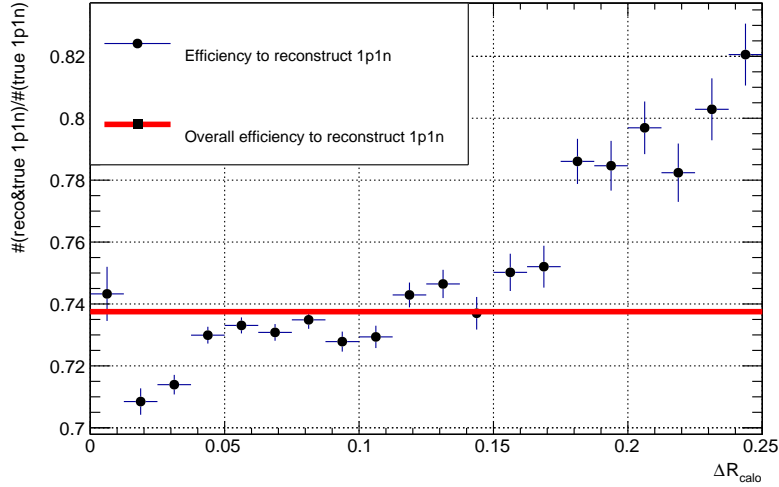


Abb. 6.2: Aufgetragen ist die Effizienz, d. h. der Quotient der richtig rekonstruierten wahren $1p1n$ -Taus und der wahren Taus, als Funktion von ΔR_{calo} . Die rote Linie markiert den Wert der Effizienz der Rekonstruktion über alle ΔR_{calo} -Bereiche.

In Abbildung 6.1a ist die ΔR_{calo} -Verteilung der wahren $1p1n$ -Taus dargestellt. Die ΔR_{calo} -Verteilung der im $1p1n$ -Zerfallsmodus richtig rekonstruierten wahren $1p1n$ -Taus ist in Abbildung 6.1b dargestellt. Beide Verteilungen weisen ein Maximum bei $\Delta R_{\text{calo}} \approx 0,06$ auf. Dies entspricht etwa dem Abstand von zwei bis drei Zellen in der zweiten Schicht des EM-Kalorimeters in Lateralrichtung (vgl. Abb. 2.4). Die Division der beiden Histogramme gibt die Effizienz der $1p1n$ -Zerfallsmodus-Rekonstruktion als Funktion des Abstandes der beiden Tauzerfallsprodukte im EM-Kalorimeter wieder. Diese ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Die eingezeichnete rote Linie bei 73,75 % stellt die Effizienz der Rekonstruktion für alle ΔR_{calo} -Bereiche, d. h. den Quotienten der Einträge beider Histogramme in Abbildung 6.1, dar. Diese Effizienz ist mit der Effizienz von 73,9 % vergleichbar, welche vor der Einschränkung der η -Richtung des π^0 an dessen Vertex in der Migrationsmatrix ermittelt wurde (s. Abs. 5.1). Die Effizienz der Rekonstruktion des $1p1n$ Zerfallsmodus beträgt bei einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,01$ etwa 0,745. Bei $\Delta R_{\text{calo}} = 0,02$ sinkt sie ab auf etwa 71 %. Sie steigt bis zu einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,05$ auf ca. 73,5 % an und erreicht dort ein Plateau bei dem die Messwerte bis zu $\Delta R_{\text{calo}} = 0,15$ im Bereich von $(73,5 \pm 1) \%$ liegen und folglich nur minimal von der roten Linie abweichen. Ab diesem Punkt steigt die Effizienz wieder an, bis sie bei einem Winkelabstand von 0,25 einen Wert von etwa 82 % erreicht. Für alle ΔR_{calo} -Bereiche liegt die Effizienz über 70 %. Die Differenz zwischen Maximum und Minimum beträgt 12 %. Besonders interessant ist, dass die Effizienz der Rekonstruktion für kleinere ΔR_{calo} nur minimal sinkt. Die Rekonstruktion des $1p1n$ -Zerfallsmodus ist also für alle Abstände zwischen neutralem und geladenen Pion im Kalorimeter recht gut und variiert sehr gering mit steigendem ΔR_{calo} .

6.2 Vergleich der Positionsauflösung

Im Folgenden wird die Positionsauflösung, d. h. die Differenz zwischen rekonstruierten und wahren Winkeln, der π^0 s bestimmt. Die verfügbaren Winkel des rekonstruierten π^0 s im $Z \rightarrow \tau\tau$ -Sample beziehen sich dabei auf den Vertex des Taus. Um die über die Extrapolation bestimmte Position des wahren

π^0 ebenfalls auf diesen Punkt zu beziehen, bedarf es folgender Umrechnung:

$$\vec{r}(\pi_{\text{prim_vtx}}^0) = \vec{r}(\pi_{\text{corr}}^0) - \vec{r}(\tau_{\text{vtx}})$$

Dabei wird der Ortsvektor des Tauvertex $\vec{r}(\tau_{\text{vtx}})$ vom extrapolierten Ortsvektor $\vec{r}(\pi_{\text{corr}}^0)$ des wahren π^0 subtrahiert. Die ermittelten Winkel $\eta_{\text{true,prim_vtx}}$ und $\phi_{\text{true,prim_vtx}}$ beziehen sich auf den selben Ort im Detektor wie die Winkel des rekonstruierten π^0 . Die Histogramme in Abbildung 6.3 geben die Differenzen $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$ der auf die beschriebene Weise bestimmten rekonstruierten und wahren Winkel der $1p1n$ - π^0 s als Funktion von ΔR_{calo} wieder.

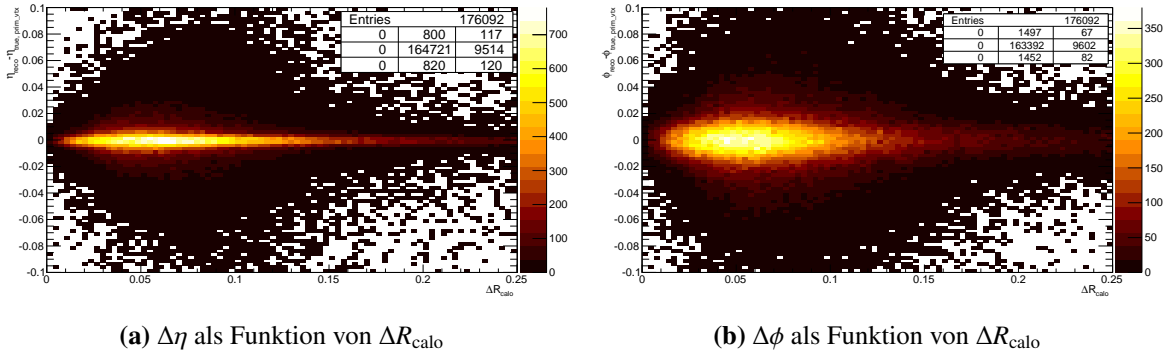


Abb. 6.3: Die beiden Histogramme zeigen die $\Delta\eta$ - und $\Delta\phi$ -Verteilung der $1p1n$ - π^0 s als Funktion des Winkelabstands ΔR_{calo} zum geladenen Pion im EM-Kalorimeter.

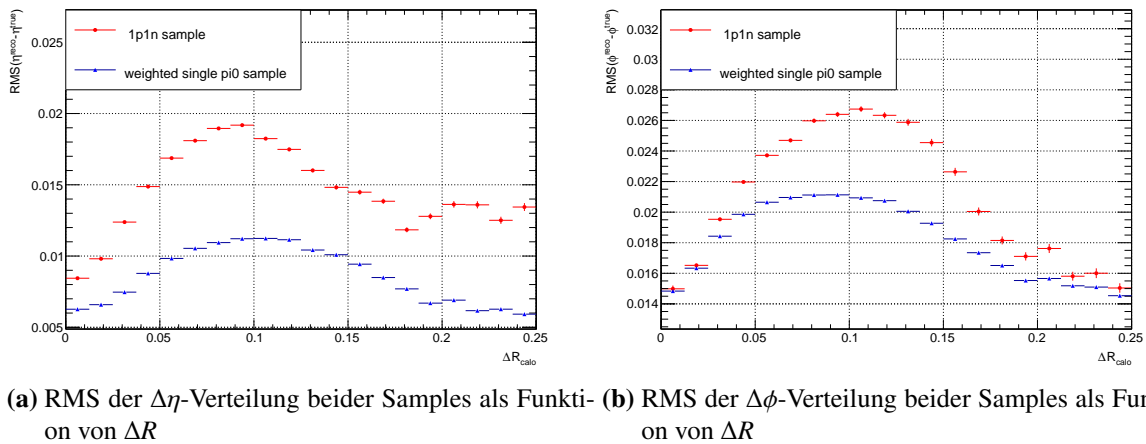


Abb. 6.4: Dargestellt ist der RMS der $\Delta\eta$ - und $\Delta\phi$ -Verteilung der π^0 s beider Samples als Funktion von ΔR_{calo}

Im $\text{single-}\pi^0$ -Sample sind die Winkel des wahren π^0 und des zugeordneten Clusters im EM-Kalorimeter verfügbar. Die Auflösung der Position der isolierten π^0 s lässt sich somit aus der Differenz dieser Winkel bestimmen. Um die abgeschätzte Standardabweichung der Positionsauflösung der $1p1n$ - π^0 s zu bestimmen, wird die $\Delta\eta$ - und $\Delta\phi$ -Verteilung in den einzelnen ΔR_{calo} -Intervallen untersucht. Die isolierten π^0 s werden, wie in Abschnitt 5.6 beschrieben, für jeden ΔR_{calo} -Bereich separat gewichtet. Der RMS der gewichteten Verteilung wird für jedes ΔR_{calo} -Intervall bestimmt. Die ermittelten RMS-Werte der Differenzen in η und ϕ für die π^0 s beider Samples sind in Abbildung 6.4 als Funktion des Winkelabstands

ΔR_{calo} dargestellt.

Der RMS der $\Delta\eta$ - und der $\Delta\phi$ -Verteilung der isolierten π^0 s weist eine ähnliche Abhängigkeit von ΔR_{calo} auf. Dieser steigt zunächst an und sinkt ab $\Delta R_{\text{calo}} = 0,1$ wieder ab. Da sich die Verteilungen der isolierten π^0 s nur in ihrer p_T -Gewichtung und somit nur in ihrer p_T -Verteilung im jeweiligen ΔR_{calo} -Intervall unterscheiden, muss die beobachtete Abhängigkeit des RMS aus der Abhängigkeit der Positionsauflösung von p_T folgen. Wird die Auflösung der gewichteten isolierten π^0 s mit der in Abbildung 5.8a dargestellten Abhängigkeit des mittleren transversalen Impulses der $1p1n$ - π^0 s von ΔR_{calo} verglichen, wird die Korrelation zwischen Auflösung und transversalem Impuls ersichtlich. Mit steigendem transversalem Impuls des π^0 sinkt der RMS der $\Delta\eta$ - und $\Delta\phi$ -Verteilung und somit verbessert sich die Positionsauflösung der isolierten π^0 s.

In den Abbildungen A.13 und A.14 ist die eindimensionale $\Delta\phi$ - und $\Delta\eta$ -Verteilung der $1p1n$ - π^0 s dargestellt. Zudem zeigen die Abbildungen den RMS der jeweiligen Verteilung als Funktion von ϕ , wie sie im Plotbook bei $1p1n$ -Tauzerfällen mit verschiedenen Algorithmen ermittelt wurden. Der RMS der in dieser Arbeit bestimmten $\Delta\phi$ -Verteilung beträgt etwa 23 % und stimmt somit gut mit dem dem Plotbook entnommenen Wert von ca. 22 % für den CellBased-Algorithmus überein. Der RMS der $\Delta\eta$ -Verteilung beträgt im Plotbook etwa 16 % und stimmt somit ebenfalls mit dem in dieser Arbeit bestimmten Wert von ca. 17 % gut überein.

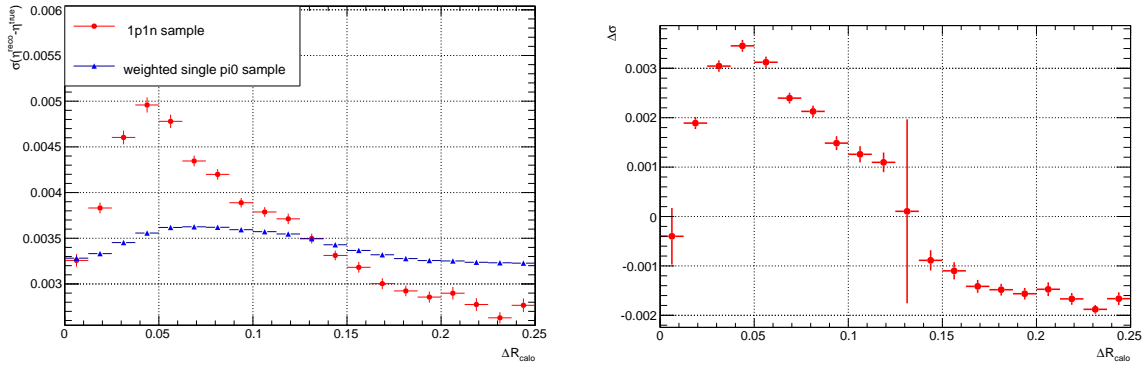
6.2.1 Vergleich der Standardabweichungen der η -Auflösung

Wie in Abbildung 6.4a zu sehen ist, steigt der RMS der $\Delta\eta$ -Verteilung für die π^0 s beider Samples zunächst an bis er etwa bei $\Delta R_{\text{calo}} = 0,9$ sein Maximum erreicht. Dieses beträgt für die $1p1n$ - π^0 s 1,9 % und für die isolierten π^0 s 1,1 %. Von diesem Winkelabstand an sinken die RMS-Werte beider Verteilungen wieder. In allen Bereichen übersteigt der RMS der $1p1n$ - π^0 s den RMS der isolierten π^0 s. Selbst bei hohem ΔR_{calo} bleibt der Unterschied beider Verteilungen beachtlich. Der Einfluss des Winkelabstands auf die Qualität der Auflösung sollte ab einem gewissen ΔR_{calo} sehr gering sein. Nach Betrachtung der Überlagerung der normierten $\Delta\eta$ -Verteilungen auf einer logarithmischen Skala in verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen (s. Abb. A.4), fällt auf, dass die Verteilungen für große Winkelabstände in der Kernregion von $-0,01 < \Delta\eta < 0,01$ sehr gut übereinstimmen. Die Ausläufe der Verteilungen mit $|\Delta\eta| > 0,01$, welche großen Einfluss auf den RMS haben, unterscheiden sich indes deutlich. Durch die Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\eta$ -Verteilungen beider Samples lässt sich die Standardabweichung σ bestimmen und vergleichen. Diese Funktion ist in Gleichung 6.1 definiert.

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x - x_0}{\sigma}\right)^2\right) \quad (6.1)$$

Dabei beschreibt A die Amplitude der Gauß-Verteilung und x_0 ihren Schwerpunkt. In den Abbildungen A.8 und A.9 sind die angepassten Funktionen beispielhaft für drei ΔR_{calo} -Bereiche für die π^0 s beider Samples dargestellt. Die auf diese Weise bestimmten Standardabweichungen $\sigma_{\text{single } \pi^0}$ und $\sigma_{1p1n \pi^0}$ der Verteilungen der π^0 s der Samples zeigt Abbildung 6.6a. Die quadratische Differenz der Standardabweichungen $\Delta\sigma$ ist in Abbildung 6.5b dargestellt. Diese berechnet sich nach Formel 6.2.

$$\Delta\sigma = \begin{cases} \sqrt{\sigma_{1p1n \pi^0}^2 - \sigma_{\text{single } \pi^0}^2} & \text{für } \sigma_{1p1n \pi^0} \geq \sigma_{\text{single } \pi^0} \\ -\sqrt{\sigma_{\text{single } \pi^0}^2 - \sigma_{1p1n \pi^0}^2} & \text{für } \sigma_{1p1n \pi^0} < \sigma_{\text{single } \pi^0} \end{cases} \quad (6.2)$$



(a) Dargestellt ist die Standardabweichung σ der $\Delta\eta$ -Verteilung der π^0 s beider Samples als Funktion von ΔR_{calo} . (b) Dargestellt ist die quadratische Differenz $\Delta\sigma$ der Standardabweichungen der $\Delta\eta$ -Verteilungen der isolierten und der dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden π^0 s.

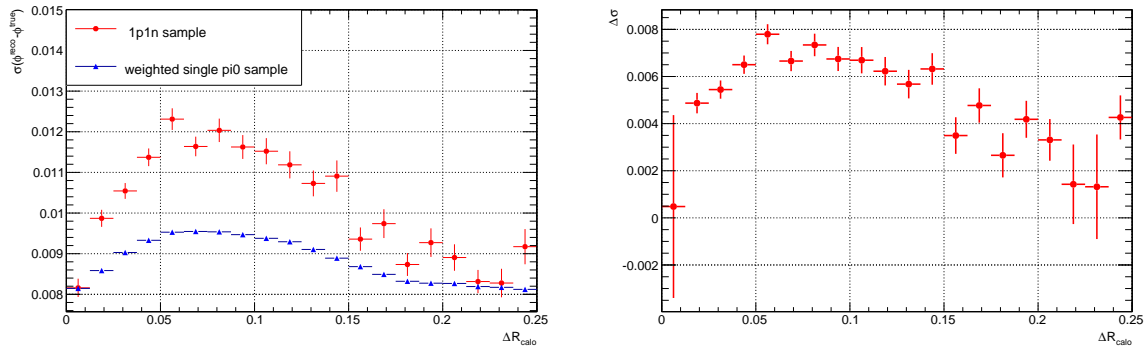
Abb. 6.5: Standardabweichungen der $\Delta\eta$ -Verteilungen der π^0 s beider Samples und ihre quadratische Differenz als Funktion von ΔR_{calo} .

Wie sich beiden Histogrammen in Abbildung 6.5 entnehmen lässt, steigt $\Delta\sigma$ zunächst für zunehmenden Winkelabstand und sinkt ab $\Delta R_{\text{calo}} = 0,04$ von einem Wert von $\Delta\sigma = 0,0035$ bis sie ab $\Delta R_{\text{calo}} = 0,14$ negative Werte bis zu $-0,002$ annimmt. Die Standardabweichung der 1p1n- π^0 s sinkt ab diesem Punkt also unter den Wert der Standardabweichung der isolierten π^0 s. Die Auflösung der 1p1n- π^0 s wird ab diesem Winkelabstand besser als die der isolierten π^0 s.

6.2.2 Vergleich der Standardabweichungen der ϕ -Auflösung

Die RMS-Werte der $\Delta\phi$ -Verteilung der π^0 s zeigen für beide Samples einen ähnlichen Verlauf (s. Abb. 6.4). Im Bereich $\Delta R_{\text{calo}} < 0,03$ stimmen die Werte dabei sehr gut überein. Für steigenden Winkelabstand wird der Unterschied der Auflösungen der π^0 s beider Samples deutlich. So ist der RMS der 1p1n- π^0 s bis zu einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,18$ deutlich größer als der RMS der isolierten π^0 s. Ab diesem Punkt nähern sich die RMS-Werte jedoch einander an. Die Überlagerung der $\Delta\phi$ -Verteilungen in verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen ist in Abbildung A.5 im Anhang dargestellt. Auch hier stimmen die Verteilungen im Bereich $0,15 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,1625$ in der Kernregion ($-0,01 < \Delta\phi < 0,01$) recht gut überein. Wie im vorherigen Abschnitt, lässt sich erneut die Standardabweichung der Verteilungen mit Hilfe der Anpassung einer Gaußfunktion bestimmen. In den Abbildungen A.11 und A.10 ist diese Anpassung exemplarisch für drei verschiedene ΔR_{calo} -Intervalle dargestellt. Sie erfolgt im Bereich $-0,015 < \Delta\phi < 0,015$. Die ermittelten Standardabweichungen $\sigma_{\text{single } \pi^0}$ und $\sigma_{1p1n \pi^0}$ der $\Delta\phi$ -Verteilung der π^0 s beider Samples und ihre quadratische Differenz ist in Abbildung 6.6 einsehbar. $\sigma_{1p1n \pi^0}$ erreicht sein Maximum von etwa 1,2 % bei einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,06$ und sinkt dann auf etwa 0,9 % bei hohen Winkelabständen. $\sigma_{\text{single } \pi^0}$ weist einen ähnlichen Verlauf mit einem Maximum von 0,95 % bei $\Delta R_{\text{calo}} = 0,06$ auf. Die beiden Standardabweichungen gehen ab einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,15$ recht gut ineinander über. $\Delta\sigma$ beträgt ab diesem Abstand maximal 0,0045.

6 Positions- und Energieauflösung des π^0 des $1p1n$ -Zerfalls im Vergleich mit der Auflösung des isolierten π^0



(a) Dargestellt ist die Standardabweichung σ der $\Delta\phi$ -Verteilung der π^0 s beider Samples als Funktion von ΔR_{calo} . (b) Dargestellt ist die quadratische Differenz $\Delta\sigma$ der Standardabweichungen der $\Delta\phi$ -Verteilungen der isolierten und der dem $1p1n$ -Tauzerfall entstammenden π^0 s.

Abb. 6.6: Standardabweichungen der $\Delta\phi$ -Verteilungen der π^0 s beider Samples und ihre quadratische Differenz als Funktion von ΔR_{calo} .

6.3 Vergleich der Auflösung des transversalen Impulses

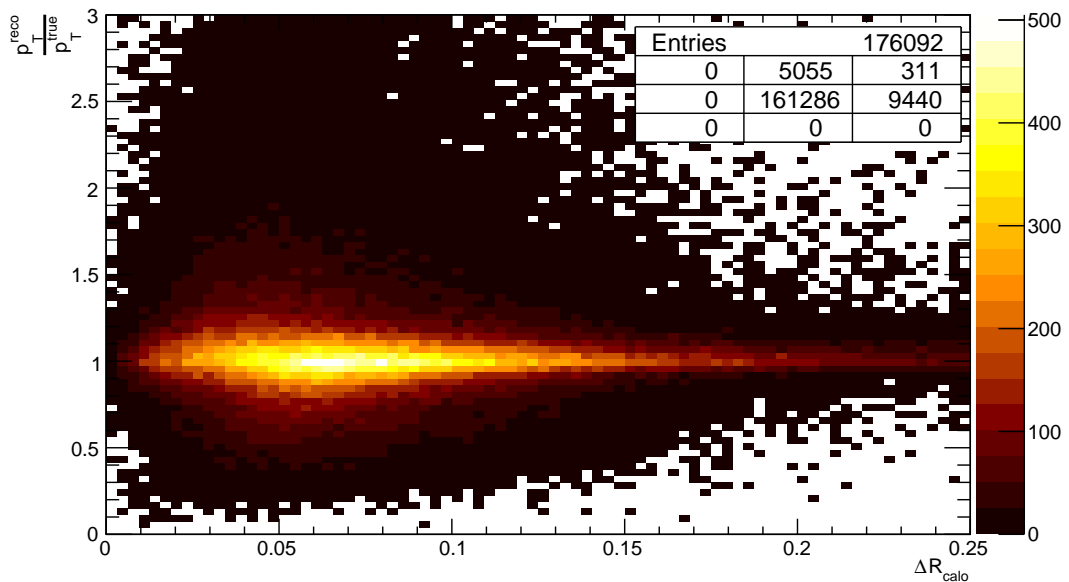


Abb. 6.7: Dargestellt ist die p_T -Auflösung der $1p1n$ - π^0 s als Funktion von ΔR_{calo} .

Im Folgenden wird die p_T -Auflösung der neutralen Pionen beider Samples in verschiedenen ΔR_{calo} -Bereichen untersucht. Da die Rekonstruktion der $1p1n$ - π^0 s über die Subtraktion des π^\pm -Clusters im EM-Kalorimeter erfolgt, sollte eine fehlerhafte Subtraktion gerade bei geringem Abstand beider Pionen

zueinander einen Effekt auf die p_T -Auflösung haben. Abbildung 6.7 stellt die p_T -Auflösung der $1p1n$ - π^0 s als Funktion des Winkelabstand ΔR_{calo} dar. Das Histogramm gibt lediglich eine Übersicht über die Verteilung. Erkennen lässt sich, dass die Breite der Verteilung im hohen ΔR_{calo} -Bereich abnimmt. Genauere Aussagen lassen sich erst mit Hilfe von Abbildung 6.8 treffen. In dieser sind die RMS-Werte der p_T -Auflösung der isolierten π^0 s und der $1p1n$ - π^0 s als Funktion von ΔR_{calo} dargestellt.

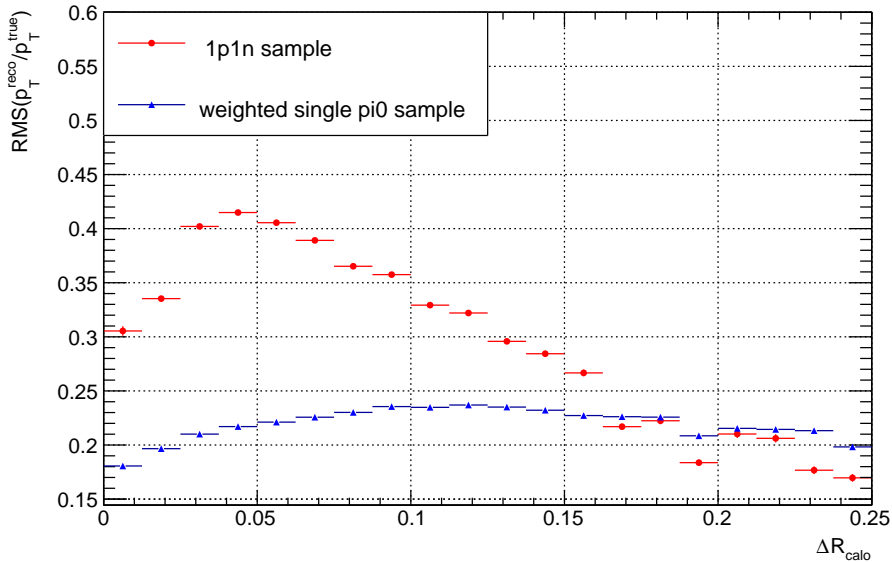


Abb. 6.8: Dargestellt ist der RMS der p_T -Auflösung für die gewichteten isolierten π^0 und die aus dem $1p1n$ Tau-Zerfall stammenden π^0 als Funktion vom Winkelabstand ΔR_{calo} zwischen wahren neutralen und wahren geladenen Pion des $1p1n$ Zerfalls im EM-Kalorimeter.

Auch hier ist die Abhängigkeit der Auflösung vom transversalen Impuls des Pions anhand der RMS-Werte der isolierten π^0 s sichtbar. Die RMS-Werte der p_T -Auflösung der π^0 s beider Samples unterscheiden sich bis zu einem Winkelabstand von etwa 0,15 deutlich. Danach wird der RMS der $1p1n$ - π^0 s im Mittel sogar kleiner als der RMS der isolierten π^0 s. D. h. die Auflösung der $1p1n$ - π^0 s wird besser als die der isolierten π^0 s. Nach Betrachtung der Überlagerung der Auflösungen der π^0 s beider Samples im Bereich $\Delta R > 0,17$, ist zu sehen, dass die normierten Verteilungen sich deutlich unterscheiden. Wie in Abbildung 6.9 einsehbar, weisen die isolierten neutralen Pionen deutlich häufiger eine p_T -Auflösung $p_T^{\text{res}} < 0,8$ auf. Gerade diese sorgen für die höheren RMS-Werte der Auflösung der isolierten π^0 s. In Abbildung A.3 ist die Überlagerung der p_T -Auflösungen beider Samples für verschiedene ΔR_{calo} -Bereiche dargestellt. In allen Bereichen ist diese unsymmetrische p_T -Auflösung der isolierten π^0 s und der Unterschied zur p_T -Auflösung der $1p1n$ - π^0 s deutlich zu erkennen. Wird allerdings die Kernregion ($0,85 < p_T^{\text{res}} < 1,15$) der Verteilungen verglichen, wird deutlich, dass diese für große Winkelabstände recht gut übereinstimmen. Die Ursache für die häufige Rekonstruktion mit zu geringem p_T der isolierten π^0 s wird im folgenden Abschnitt untersucht.

6.3.1 Untersuchung der Ursache der Rekonstruktion der isolierten π^0 s mit zu geringem Impuls

Photonen in zwei Clustern Die hohe Zahl der isolierten π^0 s mit $p_T^{\text{res}} < 0,8$ könnte ihren Ursprung darin haben, dass die den wahren Pionen zugeordneten Cluster im π^0 -Sample nur durch eines der Photo-

6 Positions- und Energieauflösung des π^0 des $1p1n$ -Zerfalls im Vergleich mit der Auflösung des isolierten π^0

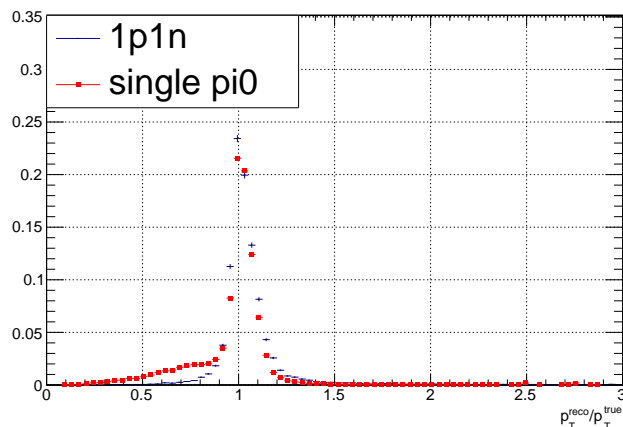


Abb. 6.9: In diesem Histogramm ist die normierte p_T -Auflösung der neutralen Pionen beider Samples im Bereich von $\Delta R > 0,17$ dargestellt.

nen verursacht werden, in welche das neutrale Pion zerfällt. Da dem neutralen Pion nur ein Cluster zugeordnet wird, beinhaltet dieser nur einen Bruchteil der Gesamtenergie. Um diesen Fall auszuschließen, wird den wahren Photonen ebenfalls der nächste Cluster mit maximalem Winkelabstand von $\Delta R = 0,2$ zugeordnet. Werden die beiden Photonen eines neutralen Pions zwei verschiedenen Clustern zugeordnet, so wird dieses Ereignis vernachlässigt. In Abbildung 6.10 ist die Überlagerung der p_T -Auflösungen vor und nach dieser Exklusion dargestellt. Der Unterschied ist minimal und die Anzahl der neutralen Pionen, welche mit zu wenig Energie rekonstruiert werden, sinkt nur sehr gering. Dies bedeutet, dass die hohe Anzahl an Pionen mit $p_T^{\text{res}} < 0,8$ eine andere Ursache haben muss.

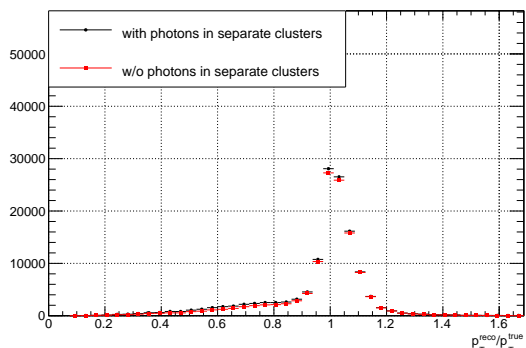


Abb. 6.10: Überlagerung der p_T -Auflösungen beider Samples für $\Delta R_{\text{calo}} > 0,17$ mit und ohne Photonen in 2 Clustern

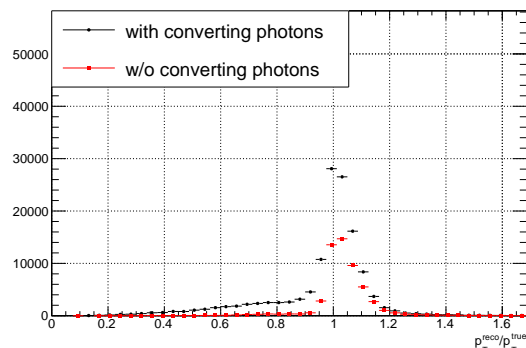


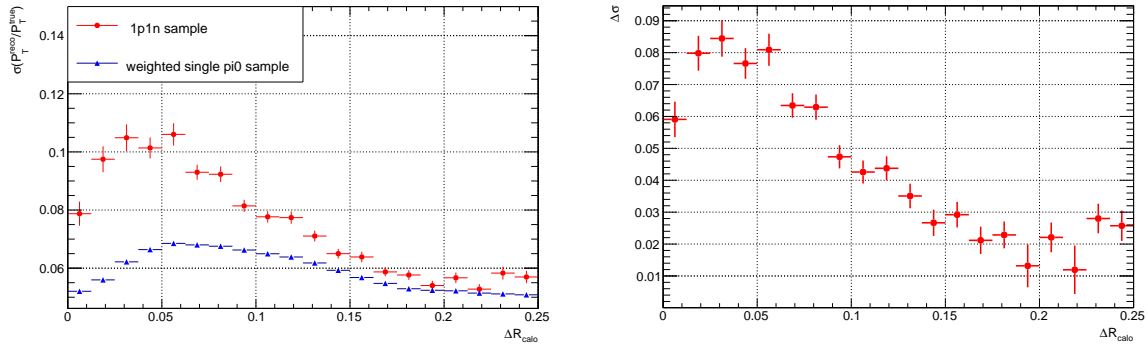
Abb. 6.11: Überlagerung der p_T -Auflösung der isolierten π^0 mit und ohne Konvertierung des Photons im Bereich $\Delta R_{\text{calo}} > 0,17$

Paarbildung Nahe liegt, dass die Photonen der π^0 s in ein Positron e^+ und ein Elektron e^- konvertieren und dadurch eine höhere Zahl an Clustern erzeugen. Werden π^0 s ausgeschlossen, bei denen mindestens eins der Photonen auf diese Weise zerfällt, ergibt sich die in Abbildung 6.11 dargestellte p_T -Auflösung. Der Unterschied zur ursprünglichen Auflösung ist nun deutlich zu erkennen. Nur noch ein geringer Anteil der Pionen weist eine Auflösung von $p_T^{\text{res}} < 0,8$ auf. Gerade in diesem Bereich ist die Anzahl der neutralen Pionen stark gesunken. In der Kernregion nimmt die Anzahl etwa um die Hälfte ab, und im Bereich $p_T^{\text{res}} > 1,2$ ist die Anzahl kaum gesunken. Daraus lässt sich schließen, dass gerade neutrale Pionen, deren Photonen in ein Positron und ein Elektron konvertieren, die Rekonstruktion mit zu geringer

Energie ausmachen.

6.3.2 Vergleich der Standardabweichungen der p_T -Auflösungen

Da die p_T -Auflösung beider Samples in der Kernregion, wie erwartet, für $\Delta R > 0,17$ sehr gut übereinstimmt, werden im Folgenden die Standardabweichungen σ der Gauß-Verteilungen im Bereich $0,9 < p_T^{\text{res}} < 1,13$ für verschiedene ΔR_{calo} -Regionen ermittelt. Dazu wird die bereits definierte Gaußfunktion an die Verteilungen in den verschiedenen ΔR_{calo} -Bereichen angepasst. In den Abbildungen A.7 und A.6 ist diese Anpassung exemplarisch für die p_T -Auflösung der π^0 s beider Samples in drei verschiedenen Bereichen dargestellt.



(a) Dargestellt sind die Standardabweichungen σ der an die p_T -Auflösungen angepassten Gaußfunktionen beider Samples als Funktion von ΔR_{calo} . (b) Dargestellt ist die quadratische Differenz $\Delta\sigma$ der Standardabweichungen der p_T -Auflösungen der isolierten und der dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden neutralen Pionen $\sigma_{\text{single } \pi^0}$ und $\sigma_{1p1n \pi^0}$.

Abb. 6.12: Zu sehen sind die Standardabweichungen der p_T -Auflösung beider Samples und die quadratische Differenz $\Delta\sigma$ dieser als Funktion des Winkelabstands ΔR_{calo} .

Die auf diese Weise bestimmten Standardabweichungen $\sigma_{\text{single } \pi^0}$ und $\sigma_{1p1n \pi^0}$ der p_T -Auflösung der isolierten und der dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden π^0 s sind in Abbildung 6.12a als Funktion von ΔR_{calo} dargestellt. Die Standardabweichung der 1p1n- π^0 s steigt zunächst bis zu einem ΔR_{calo} von ca. 0,05 auf etwa 10,5 % und sinkt dann annähernd linear, bis sie ab einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,18$ ein Plateau von ca. 5,5 % erreicht. Die Standardabweichung der p_T -gewichteten isolierten π^0 s zeigt einen ähnlichen Verlauf. Zunächst steigt $\sigma_{\text{single } \pi^0}$ von 5,5 % bis zu einem Maximalwert von 7 % bei einem Winkelabstand von $\Delta R = 0,06$ an und fällt dann wieder ab. Ab einem Wert von $\Delta R = 0,13$ gehen die Standardabweichungen $\sigma_{\text{single } \pi^0}$ und $\sigma_{1p1n \pi^0}$ recht gut ineinander über. Dieses Phänomen wird auch in Abbildung 6.12b deutlich. Dort ist die quadratische Differenz $\Delta\sigma$ beider Standardabweichungen zu einander als Funktion von ΔR_{calo} dargestellt. $\Delta\sigma$ steigt zunächst an und sinkt dann annähernd linear von einem Wert von 0,085 bei $\Delta R_{\text{calo}} = 0,03$ bis sie ab $\Delta R = 0,14$ maximal 0,03 beträgt.

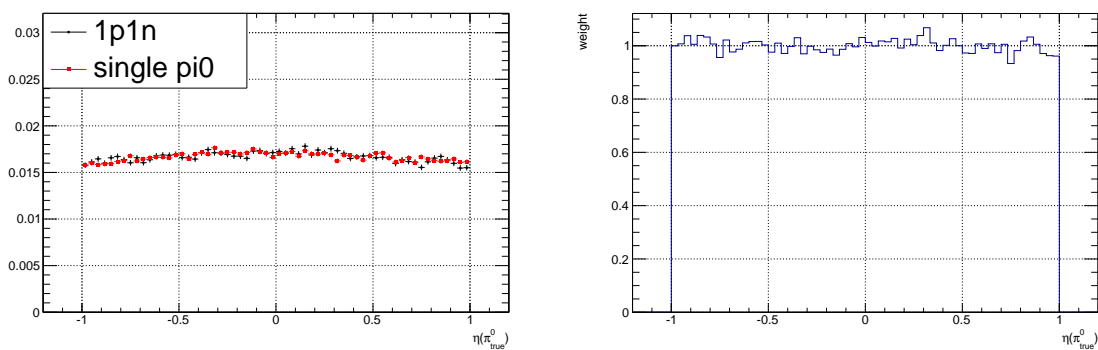
Die beiden Histogramme in Abbildung 6.12 geben den Einfluss der Subtraktion im Rekonstruktionsalgorithmus wieder. Sind die Zerfallsprodukte des 1p1n-Taus im Kalorimeter nah beieinander, ist die Auflösung der π^0 , bedingt durch die Überlagerung seines Clusters mit dem des π^\pm , deutlich schlechter als bei isolierten Pionen, welche die selbe Energieverteilung aufweisen. Sind hingegen π^\pm und π^0 im Kalorimeter weit genug von einander entfernt ($\Delta R > 0,14$), ist der Unterschied der p_T -Auflösung der π^0 s beider Samples sehr gering. Der Einfluss der Subtraktion bzw. der Überlagerung der neutralen und geladenen Cluster hat ab diesem Winkelabstand einen sehr geringen Einfluss auf die p_T -Auflösung.

Zusammenfassung

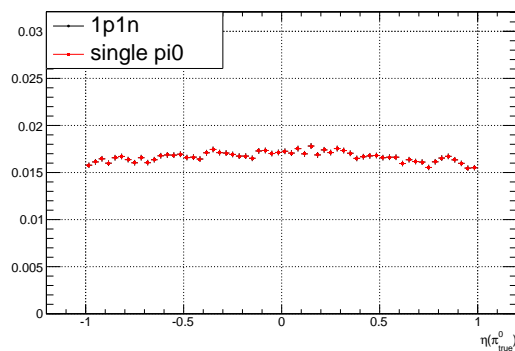
Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurden hadronische Zerfälle des Taus untersucht. Insbesondere der Zerfall in ein geladenes und ein neutrales Pion wurde intensiv studiert. Dabei stellt der Winkelabstand ΔR_{calo} , den beide Pionen im elektromagnetischen Kalorimeter aufweisen, eine zentrale Größe dar. Diese konnte über die Extrapolation des neutralen Pions vom Ort seines Vertex bis in das Kalorimeter approximiert werden. Eine Validierung dieser Extrapolation konnte über die Position der rekonstruierten Spur des geladenen Pions im elektromagnetischen Kalorimeter geschehen. Die Variation der Verteilung des transversalen Impulses der neutralen Pionen in Abhängigkeit des Winkelabstands konnte ermittelt werden. Die Effizienz der Zerfallsmodenrekonstruktion sowie die Auflösung der Position und des transversalen Impulses neutraler Pionen des $1p1n$ -Tauzerfalls konnten als Funktionen von ΔR_{calo} bestimmt werden. Dabei konnte gezeigt werden, dass die Effizienz der Rekonstruktion des $1p1n$ -Zerfallskanals nur sehr gering von ΔR_{calo} abhängt und für alle Winkelabstände über 70 % beträgt. Der Einfluss des Winkelabstands auf die Qualität der Rekonstruktion der Position und des transversalen Impulses p_T des neutralen Pions des $1p1n$ -Tauzerfalls konnte untersucht werden. Dazu wurde der Vergleich zur Auflösung isolierter neutraler Pionen angestellt, welche zur variierenden p_T -Verteilung der $1p1n$ - π^0 s in einzelnen ΔR_{calo} -Bereichen gewichtet wurden. Die Standardabweichung der p_T -Kernauflösung der $1p1n$ - π^0 s ändert sich dabei von etwa 10 % bei kleinen Winkelabständen auf etwa 6 % im Bereich von großen ΔR_{calo} -Werten. Ab einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,14$ ist der Unterschied zwischen den p_T -Auflösungen der π^0 s beider Samples sehr gering. Folglich kann darauf geschlossen werden, dass der Einfluss des Winkelabstands auf die Qualität der Rekonstruktion bezüglich des transversalen Impulses des neutralen Pions ab diesem Punkt sehr gering ist. Ein ähnliches Ergebnis konnte für die Auflösung des ϕ -Winkels der neutralen Pionen bestimmt werden. Ab einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,15$ gehen auch hier die Auflösungen der isolierten und dem $1p1n$ -Tauzerfall entstammenden neutralen Pionen ineinander über. Die Standardabweichung der ϕ -Kernauflösung der $1p1n$ - π^0 s ändert sich dabei von 0,9 % bei großen Winkelabständen zu etwa 1,2 % bei kleinem ΔR_{calo} . Die Standardabweichung der η -Kernauflösung variiert von 0,3 % bei kleinem ΔR_{calo} zu 0,5 % bei hohen ΔR_{calo} -Werten. Die Kernauflösung der $\Delta\eta$ -Verteilung der π^0 s beider Samples unterscheidet sich sehr. So wird die Auflösung der $1p1n$ - π^0 s ab einem Winkelabstand von $\Delta R_{\text{calo}} = 0,14$ sogar besser als die der isolierten π^0 s. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Einfluss des Winkelabstands auf die Qualität der Rekonstruktion der Position und des Impulses neutraler Pionen erfolgreich dargestellt und untersucht werden konnte.

Anhang

Gewichtung der isolierten neutralen Pionen

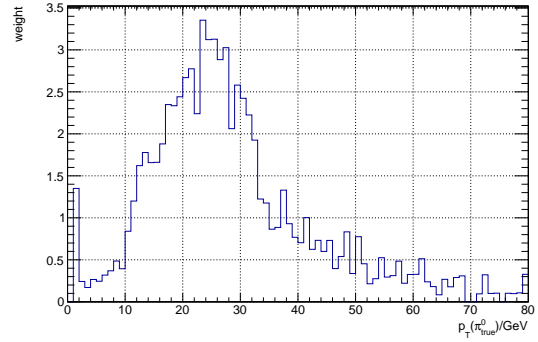
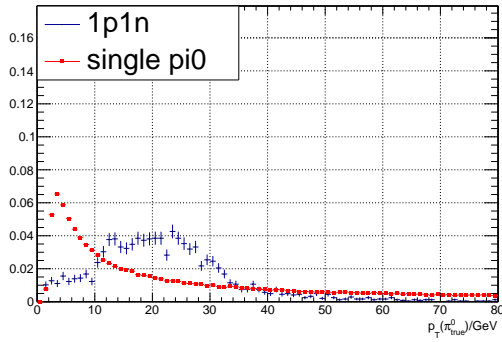


(a) Überlagerung der normierten η -Verteilung der π^0 s (b) Gewichtungshistogramm zur η -Verteilung der aus den beiden Samples entstammenden neutralen Pionen.

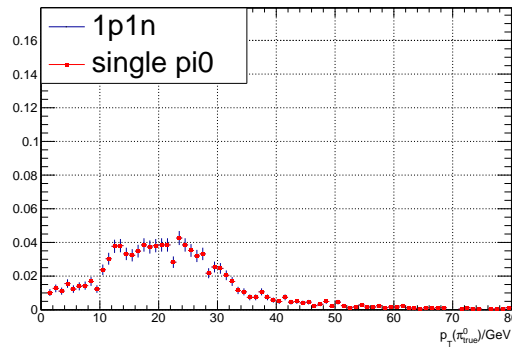


(c) Überlagerung der normierten η -Verteilung nach der Gewichtung.

Abb. A.1: Dargestellt ist die Überlagerung der normierten η -Verteilungen neutraler Pionen aus beiden Samples, das daraus resultierende Gewichtungshistogramm und die Überlagerung der Verteilungen nach der η -Gewichtung.



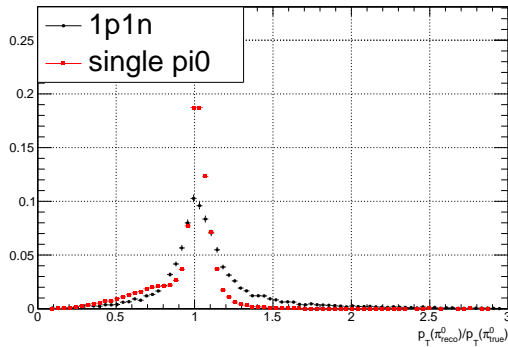
(a) Überlagerung der normierten ungewichteten p_T -Verteilung der π^0 s des 1p1n-Samples und der normierten η -gewichteten p_T -Verteilung der isolierten π^0 s vor der p_T -Gewichtung (b) Aus der Division beider normierten p_T -Verteilungen erhaltenes Gewichtungshistogramm.



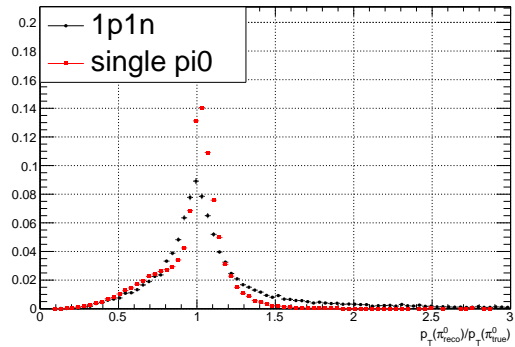
(c) Überlagerung der normierten p_T -Verteilungen nach der Gewichtung der isolierten neutralen Pionen.

Abb. A.2: Dargestellt ist die Überlagerung der normierten p_T -Verteilungen der 1p1n- π^0 s und der η -gewichteten isolierten π^0 s, das daraus resultierende Gewichtungshistogramm und die Überlagerung der Verteilungen nach der p_T -Gewichtung im Bereich $0 < \Delta R < 0,0125$.

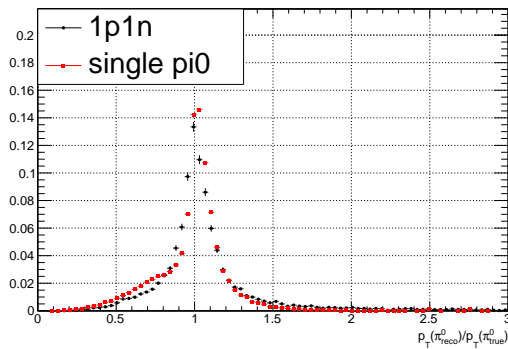
Überlagerung der Auflösung der neutralen Pionen beider Samples



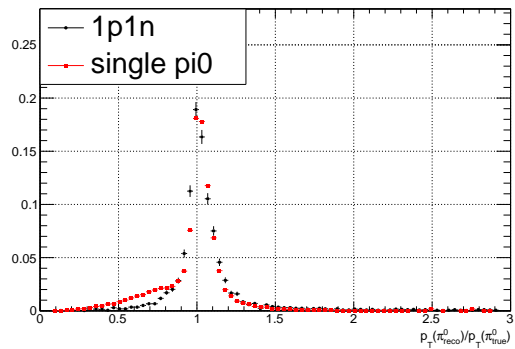
(a) $0,0125 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,025$



(b) $0,05 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,0625$

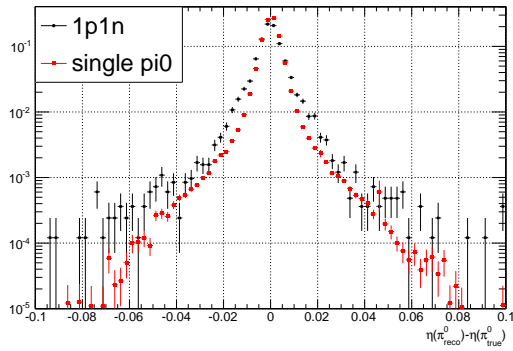


(c) $0,1 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,1125$

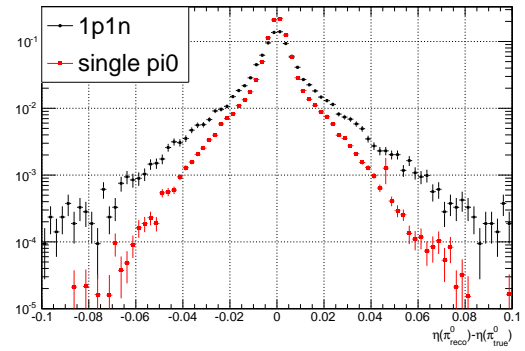


(d) $0,15 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,1625$

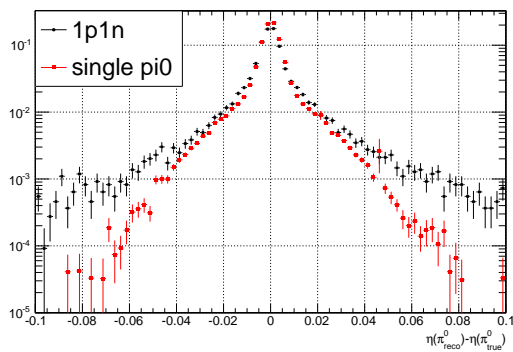
Abb. A.3: Zu sehen ist die Überlagerung der gewichteten p_T -Auflösung der isolierten Pionen mit der Auflösung der $1p1n-\pi^0$ s für verschiedene Bereiche von ΔR_{calo} .



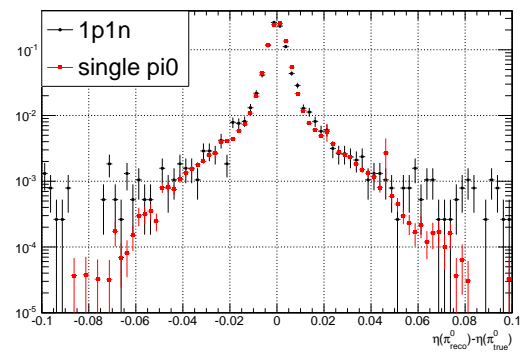
(a) $0,0125 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,025$



(b) $0,05 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,0625$

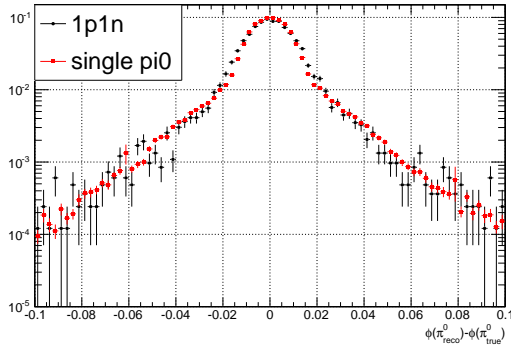


(c) $0,1 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,1125$

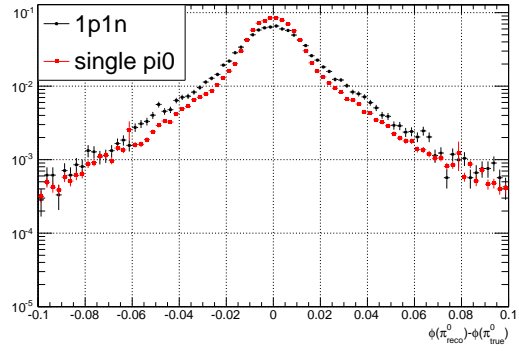


(d) $0,15 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,1625$

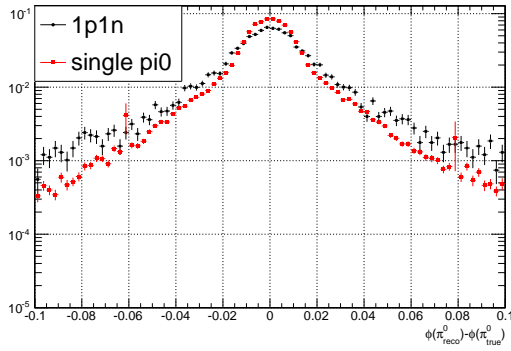
Abb. A.4: Zu sehen ist die Überlagerung der gewichteten $\Delta\eta$ -Verteilung der isolierten π^0 s mit der Verteilung der π^0 s aus dem 1p1n-Tauzerfall für verschiedene Bereiche von ΔR_{calo} .



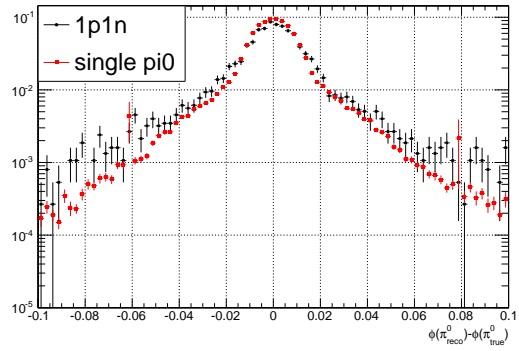
(a) $0,0125 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,025$



(b) $0,05 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,0625$



(c) $0,1 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,1125$



(d) $0,15 < \Delta R_{\text{calo}} < 0,1625$

Abb. A.5: Zu sehen ist die Überlagerung der gewichteten $\Delta\phi$ -Verteilung der isolierten π^0 s mit der Verteilung der π^0 s aus dem 1p1n-Tauzerfall für verschiedene Bereiche von ΔR_{calo} .

Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\eta$ -, $\Delta\phi$ - und p_T^{res} -Verteilungen der π^0 s beider Samples

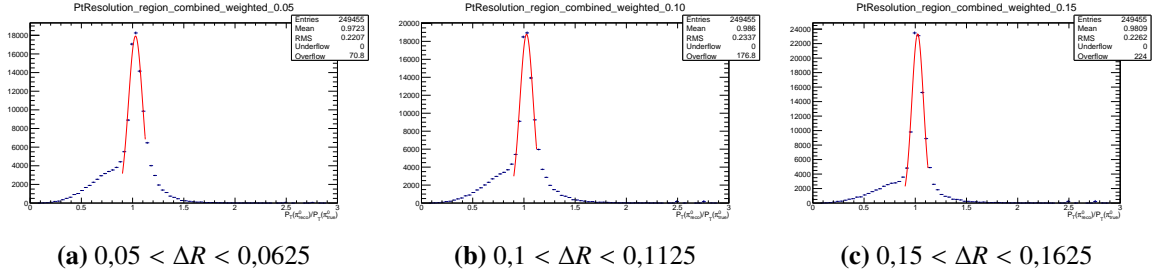


Abb. A.6: Beispielhaft ist die Anpassung von Gaußfunktionen an die p_T -Auflösung der gewichteten isolierten π^0 für drei verschiedene ΔR_{calo} -Bereiche dargestellt.

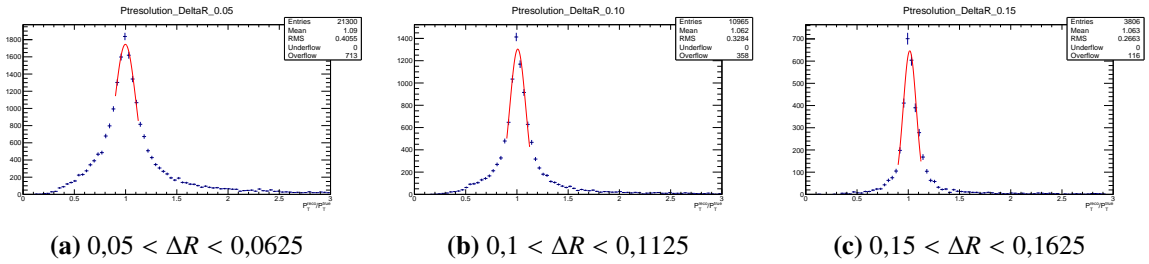


Abb. A.7: Beispielhaft ist die Anpassung von Gaußfunktionen an die p_T -Auflösung der dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden π^0 für drei verschiedene ΔR_{calo} -Bereiche dargestellt.

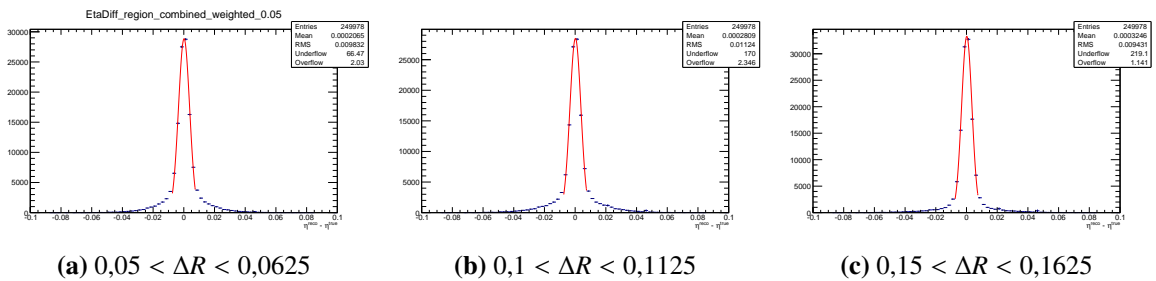
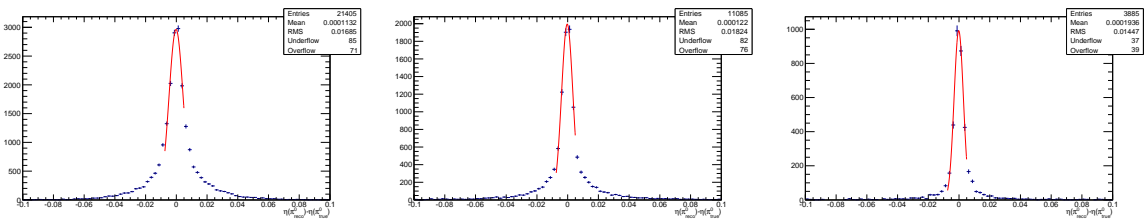


Abb. A.8: Beispielhaft ist die Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\eta$ -Verteilung der gewichteten isolierten π^0 s für drei verschiedene ΔR_{calo} -Bereiche dargestellt.

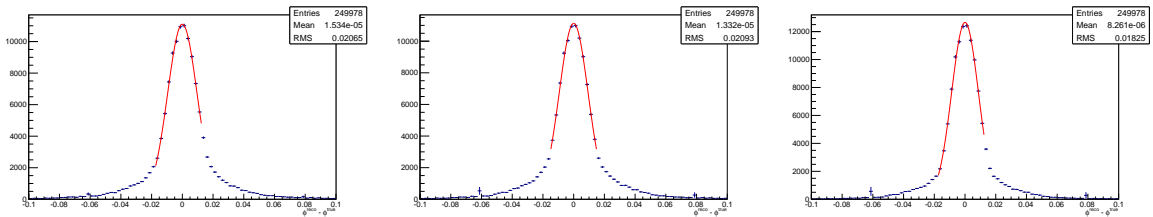


(a) $0,05 < \Delta R < 0,0625$

(b) $0,1 < \Delta R < 0,1125$

(c) $0,15 < \Delta R < 0,1625$

Abb. A.9: Beispielhaft ist die Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\eta$ -Verteilung der dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden π^0 s für drei verschiedene ΔR_{calo} -Bereiche dargestellt.

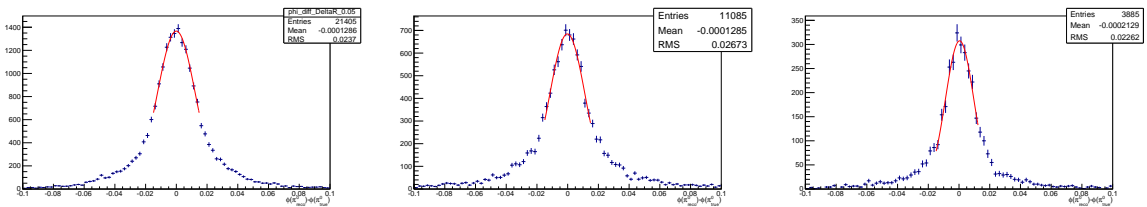


(a) $0,05 < \Delta R < 0,0625$

(b) $0,1 < \Delta R < 0,1125$

(c) $0,15 < \Delta R < 0,1625$

Abb. A.10: Beispielhaft ist die Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\phi$ -Verteilung der gewichteten isolierten π^0 s für drei verschiedene ΔR_{calo} -Bereiche dargestellt.



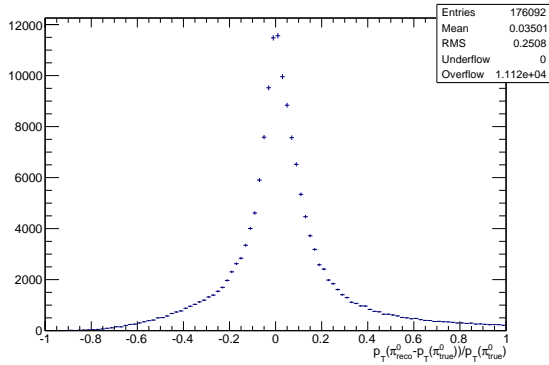
(a) $0,05 < \Delta R < 0,0625$

(b) $0,1 < \Delta R < 0,1125$

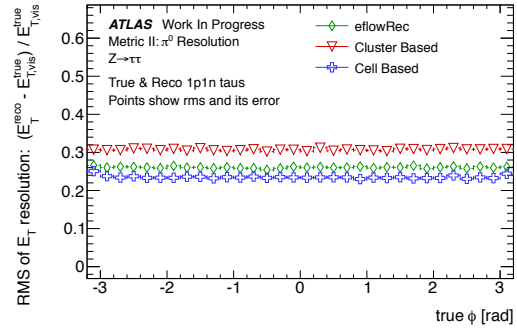
(c) $0,15 < \Delta R < 0,1625$

Abb. A.11: Beispielhaft ist die Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\phi$ -Verteilung der dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden π^0 s für drei verschiedene ΔR_{calo} -Bereiche dargestellt.

Vergleich mit dem Plotbook vom Juli 2013

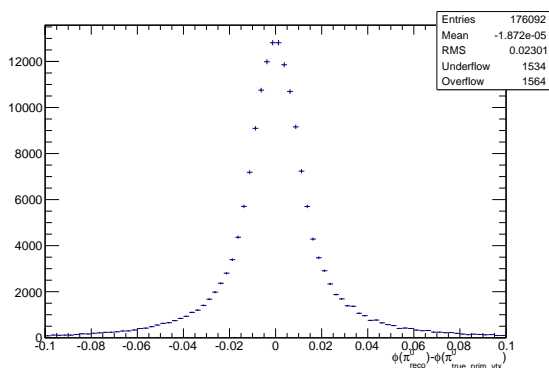


(a) p_T -Auflösung des 1p1n- π^0

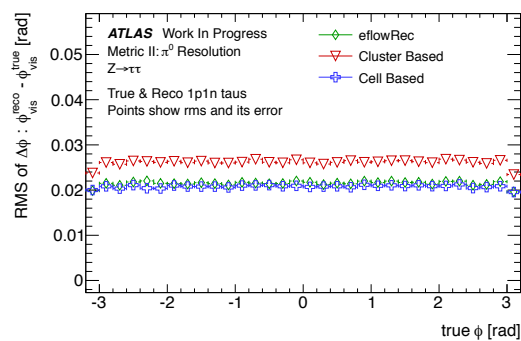


(b) RMS der p_T -Auflösung als Funktion von ϕ im Plotbook

Abb. A.12: Zu sehen ist die p_T -Auflösung des dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden π^0 und die im Plotbook von Juli 2013 [1] bestimmten RMS-Werte der p_T -Auflösung neutraler Pionen im 1p1n-Tauzerfall für drei Rekonstruktionsalgorithmen als Funktion von ϕ .

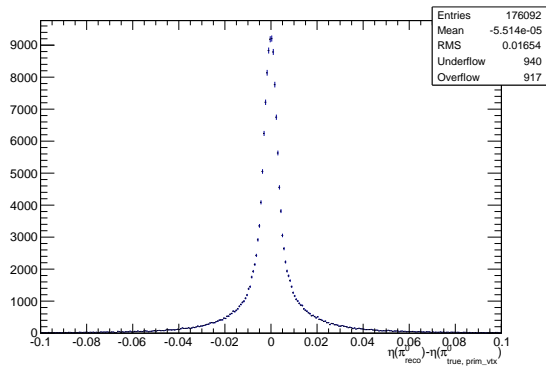


(a) $\Delta\phi$ -Verteilung des 1p1n- π^0

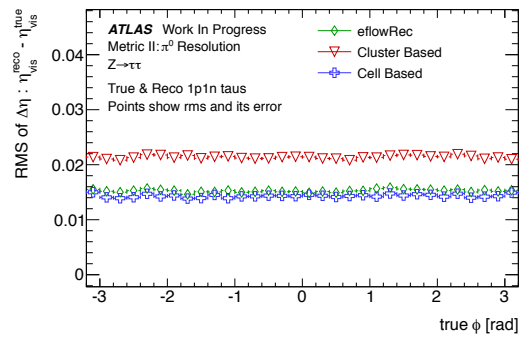


(b) RMS der $\Delta\phi$ -Verteilung als Funktion von ϕ im Plotbook

Abb. A.13: Zu sehen ist die $\Delta\phi$ -Verteilung des dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden π^0 und die im Plotbook von Juli 2013 [1] bestimmten RMS-Werte der $\Delta\phi$ -Verteilung neutraler Pionen im 1p1n-Tauzerfall für drei Rekonstruktionsalgorithmen als Funktion von ϕ .



(a) $\Delta\eta$ -Verteilung des 1p1n- π^0



(b) RMS der $\Delta\eta$ -Verteilung als Funktion von ϕ im Plotbook

Abb. A.14: Zu sehen ist die $\Delta\eta$ -Verteilung des dem 1p1n-Tauzerfall entstammenden π^0 und die im Plotbook von Juli 2013 [1] bestimmten RMS-Werte der $\Delta\eta$ -Verteilung neutraler Pionen im 1p1n-Tauzerfall für drei Rekonstruktionsalgorithmen als Funktion von ϕ .

Verwendete Samples

Art des Samples	Name
Z → $\tau\tau$	user.pwagner:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.D3PDwSubstruct_v06-00.Ztautau0.TauPolStudy_Had.v3 user.pwagner:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.D3PDwSubstruct_v06-00.Ztautau1.TauPolStudy_Had.v3 user.pwagner:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.D3PDwSubstruct_v06-00.Ztautau2.TauPolStudy_Had.v3 user.pwagner:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.D3PDwSubstruct_v06-00.Ztautau3.TauPolStudy_Had.v3 user.pwagner:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.D3PDwSubstruct_v06-00.Ztautau4.TauPolStudy_Had.v3 user.pwagner:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.D3PDwSubstruct_v06-00.Ztautau5.TauPolStudy_Had.v3
isolierte π^0	user.bwinter:shotAnalysisInput_ParticleGenerator_pi0_logE0p2to2000.recon.ESD.e1189_s1479_s1470_r3578.v00.00.130417181306
(Z → $\tau\tau$)*	user.mhodgkin:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.recon.ESD.e1176_s1479_s1470_r3553_tid778651_00.v06-00/ user.mhodgkin:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.recon.ESD.e1176_s1479_s1470_r3553_tid00999072_00.v06-00/ user.mhodgkin:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.recon.ESD.e1176_s1479_s1470_r3553_tid00999073_00.v06-00/ _VersionA/ user.mhodgkin:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.recon.ESD.e1176_s1479_s1470_r3553_tid00999074_00.v06-00/ user.mhodgkin:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.recon.ESD.e1176_s1479_s1470_r3553_tid00999075_00.v06-00/ user.mhodgkin:TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.recon.ESD.e1176_s1479_s1470_r3553_tid00999076_00.v06-00/

Tab. A.1: Dargestellt sind die in dieser Arbeit verwendeten Data-Samples.

Literaturverzeichnis

- [1] *Substructure Comparison - Plotbook produziert für Tau-Miniworkshop Juli 2013.* – <https://indico.cern.ch/event/252804/contribution/1/material/slides/0.pdf>, zuletzt aufgerufen am 30. Juli 2014
- [2] BERINGER, J. u. a.: Review of Particle Physics. In: *Phys. Rev. D* 86 (2012), S. 010001
- [3] BRUN, Rene ; RADEMAKERS, Fons: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework.* – Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996
- [4] CERN: *LHC-Statistics.* – <https://lhc-statistics.web.cern.ch/LHC-Statistics>, zuletzt aufgerufen am : 20. Juli 2014
- [5] COLLABORATION, Atlas u. a.: The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3. In: *S08003* (2008)
- [6] EVANS, Lyndon ; BRYANT, Philip: LHC Machine, JINST 3. In: *S08003* (2008)
- [7] HAYES, K.G.: τ BRANCHING FRACTIONS. 2013. – <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-tau-branching-fractions.pdf>, zuletzt aufgerufen am: 30. Juli 2014
- [8] LAMPL, W. ; LAPLACE, S. ; LELAS, D. ; LOCH, P. ; MA, H. u. a.: Calorimeter clustering algorithms: Description and performance. (2008)
- [9] LEFEVRE, C: *LHC: the guide.* Jan 2008
- [10] LIMBACH, Christian: *Titel noch nicht bekannt*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2014
- [11] M HODGKINSON, D T. ; DUXFIELD, R: Energy Flow Reconstruction with the eflowRec Combined Reconstruction Software in Athena 15.6.9.8 / CERN. Geneva, 2011 (ATL-PHYS-INT-2011-031). – Forschungsbericht
- [12] NATTERMANN, Till: *Search for Supersymmetry with Tau Leptons, Muons, Missing Transverse Momentum and Jets with the ATLAS Experiment at the Large Hadron Collider*, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Diss., 2013
- [13] ROE, B. P. ; YANG, H.-J. ; ZHU, J. ; LIU, Y. ; STANCU, I. ; MCGREGOR, G.: Boosted decision trees as an alternative to artificial neural networks for particle identification. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 543 (2005), Mai, S. 577–584. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2004.12.018>. – DOI 10.1016/j.nima.2004.12.018

- [14] WIKIPEDIA: *Feynman diagram of decay of tau lepton*. 2008. –
[http://commons.wikimedia.org/wiki/File:
Feynman_diagram_of_decay_of_tau_lepton.svg](http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Feynman_diagram_of_decay_of_tau_lepton.svg), zuletzt aufgerufen am: 25. Juni 2014
- [15] WINTER, Benedict T.: *Reconstruction of neutral pions in hadronic tau lepton decays in the ATLAS detector*. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Masterarbeit, 2013

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung des LHC mit seinen Vorbeschleunigern und Detektoren . . .	3
2.2	Übersicht über den Aufbau des ATLAS Detektors	4
2.3	Auflösung des transversalen Impulses des Spur- und Kalorimetersystems	6
2.4	Skizze eines Moduls im Barrel-Bereich des EM-Kalorimeters	7
3.1	Zerfallsschema des Tau Leptons	9
3.2	Schematische Darstellung des 1p1n-Tauzerfalls im Kalorimeter	11
3.3	π^\pm -Energieabschätzung für niedrige und hohe transversale Impulse	12
3.4	Effizienz-Migrationsmatrizen des CellBased-Algorithmus mit und ohne PanTau . . .	14
5.1	Effizienz-Migrationsmatrix des Tau-Zerfalls	18
5.2	p_T -Auflösung des 1p1n-Taus	19
5.3	p_T -Auflösung des geladenen und neutralen Pion im 1p1n-Tauzerfall	19
5.4	Schematische Darstellung der verfügbare Variablen im $Z \rightarrow \tau\tau$ -Sample	20
5.5	Schematische Darstellung der Extrapolation des π^0 -Ortsvektors bis zum EM-Kalorimeter	21
5.6	Validierung der Extrapolation	22
5.7	p_T -Verteilung für vier verschiedene ΔR_{calo} Bereiche	23
5.8	Mittelwert der p_T -Verteilung beider Pionen als Funktion von ΔR_{calo}	23
6.1	ΔR_{calo} -Verteilung der 1p1n-Tauzerfälle	25
6.2	Effizienz der 1p1n-Rekonstruktion des Taus als Funktion von ΔR_{calo}	26
6.3	Positionsauflösung der 1p1n- π^0 s als Funktion von ΔR_{calo}	27
6.4	RMS von $\Delta\eta$ und $\Delta\phi$ als Funktion von ΔR_{calo}	27
6.5	Standardabweichung der $\Delta\eta$ -Verteilung beider Samples und ihre quadratische Differenz als Funktion von ΔR_{calo}	29
6.6	Standardabweichung der $\Delta\phi$ -Verteilung beider Samples und ihre quadratische Differenz als Funktion von ΔR_{calo}	30
6.7	p_T -Auflösung der 1p1n- π^0 s als Funktion von ΔR_{calo}	30
6.8	RMS der p_T -Auflösung als Funktion von ΔR_{calo}	31
6.9	Überlagerung der p_T -Auflösungen beider Samples für $\Delta R > 0,17$	32
6.10	Überlagerung der p_T -Auflösungen beider Samples für $\Delta R_{\text{calo}} > 0,17$ mit und ohne Pho- tonen in 2 Clustern	32
6.11	Überlagerung der p_T -Auflösung der isolierten π^0 s mit und ohne Konvertierung des Pho- tons im Bereich $\Delta R_{\text{calo}} > 0,17$	32
6.12	Standardabweichungen der p_T -Auflösungen beider Samples und ihre quadratische Dif- ferenz $\Delta\sigma$ als Funktion von ΔR_{calo}	33

A.1	η -Gewichtungshistogramm und Überlagerung der normierten gewichteten Verteilung vor und nach der Gewichtung	37
A.2	p_T -Gewichtungshistogramm und Überlagerung der normierten gewichteten Verteilung in einem ausgewählten ΔR_{calo} -Bereich	38
A.3	Überlagerung der p_T -Auflösung für Pionen beider Samples	39
A.4	Überlagerung der $\Delta\eta$ -Verteilung für Pionen beider Samples in verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen	40
A.5	Überlagerung der $\Delta\phi$ -Verteilung für Pionen beider Samples in verschiedenen ΔR_{calo} -Intervallen	41
A.6	Anpassung von Gaußfunktionen an die p_T -Auflösung der isolierten neutralen Pionen .	42
A.7	Anpassung von Gaußfunktionen an die p_T -Auflösung der neutralen Pionen aus dem 1p1n-Tauzerfall	42
A.8	Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\eta$ -Verteilung der isolierten neutralen Pionen .	42
A.9	Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\eta$ -Verteilung der neutralen Pionen aus dem 1p1n-Tauzerfall	43
A.10	Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\phi$ -Verteilung der isolierten neutralen Pionen .	43
A.11	Anpassung von Gaußfunktionen an die $\Delta\phi$ -Verteilung der neutralen Pionen aus dem 1p1n-Tauzerfall	43
A.12	Vergleich der p_T -Auflösung des 1p1n- π^0 mit der des Plotbooks	44
A.13	Vergleich des RMS der $\Delta\phi$ -Verteilung des 1p1n- π^0 mit dem des Plotbooks	44
A.14	Vergleich des RMS der $\Delta\eta$ -Verteilung des 1p1n- π^0 mit dem des Plotbooks	45

Tabellenverzeichnis

3.1	Tau Zerfallskanäle	10
3.2	η -abhängige E_T -Cuts neutraler Cluster	12
4.1	Tau Cuts	15
A.1	Verwendete Samples	46