

**Studien der auf Teilchenfluss basierenden  
 $\tau$ -Lepton-Zerfallsmodenklassifikation  
am ATLAS-Experiment**

Larissa von Jasienicki

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

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

Juli 2019

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: Priv. Doz. Dr. Philip Bechtle
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch

# Danksagung

---

Zu Beginn möchte ich Herrn Prof. Dr. Klaus Desch und Herrn Priv. Doz. Dr. Philip Bechtle für die Unterstützung und für die Möglichkeit danken in dieser Arbeitsgruppe meine Bachelorarbeit zu schreiben. Darüber hinaus bedanke ich mich bei der Arbeitsgruppe für das tolle Arbeitsklima. Mein besonderer Dank geht an Peter Wagner und Lara Schildgen für die grandiose Betreuung, die investierte Zeit für die Beantwortung meiner Fragen und für die Geduld, die sie für mich aufbrachten. Weiterhin möchte ich mich ausdrücklich bei meinem Kommilitonen Jan-Eric Heinrichs für seine unvergleichliche Hilfsbereitschaft und für seinen täglichen Beistand während meiner Zeit in der Arbeitsgruppe bedanken. Der Dank gilt auch insbesondere meiner Familie und meinen Freunden für ihre beispiellose Unterstützung. Herausheben möchte ich hierbei Hannah Schmitz, die mich durch ihre loyale Begleitung und ihre Fähigkeit mich stets zu motivieren und aufzubauen unterstützt hat.



# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Standardmodell der Teilchenphysik . . . . .	3
2.2	Das $\tau$ -Lepton . . . . .	4
2.3	Wechselwirkung von Photonen mit Materie . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>7</b>
3.1	Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	7
3.2	ATLAS-Detektor . . . . .	8
3.2.1	Koordinatensystem im Detektor . . . . .	9
3.2.2	Innerer Detektor . . . . .	10
3.2.3	Kalorimeter . . . . .	11
3.2.4	Myonkammer . . . . .	11
<b>4</b>	<b><math>\tau</math>-Rekonstruktion</b>	<b>13</b>
4.1	Monte-Carlo Simulation . . . . .	13
4.2	$\tau$ -Rekonstruktion in Run 1 . . . . .	13
4.2.1	Jets . . . . .	13
4.2.2	Leptonen . . . . .	14
4.2.3	Fehlende transversale Energie . . . . .	15
4.3	$\tau$ -Rekonstruktion in Run 2 . . . . .	15
4.3.1	Rekonstruktion der $\tau$ -Leptonen in ATLAS mit dem Teilchenfluss Konzept . . . . .	15
4.3.2	Zerfallsmodenklassifikation mit PanTau . . . . .	16
<b>5</b>	<b>Methodik zur Zerfallsmodenklassifikation</b>	<b>19</b>
5.1	Boosted Decision Tree . . . . .	19
5.2	BDT-Training und Ergebnisvisualisierung . . . . .	21
5.2.1	Migrations Matrix . . . . .	21
5.3	Arbeitsablauf . . . . .	22
<b>6</b>	<b>Der Teilchenfluss-Algorithmus mit Berücksichtigung von „Shrinking Cone“</b>	<b>23</b>
6.1	Kegel des $\tau$ -Zerfalls . . . . .	23
6.2	Methodik . . . . .	23
6.3	Parametrisierung des „Shrinking Cones“ . . . . .	25
6.4	Einfluss des „Shrinking Cones“ . . . . .	26

<b>7</b>	<b>Explizite Zerfallsmodenklassifikation durch Paarerzeugung</b>	<b>33</b>
7.1	Paarerzeugung-ein Indiz für den $\tau$ -Zerfall . . . . .	33
7.2	Methodik . . . . .	33
7.3	Ergebnisse . . . . .	34
7.3.1	Variablengewichtung . . . . .	34
7.3.2	Erweiterung der Variablengewichtung . . . . .	34
7.3.3	Ereignisse durch die Gewichtung der Variablen . . . . .	34
7.4	Ausblick mit weiteren Variablen . . . . .	38
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>41</b>
	<b>Literatur</b>	<b>43</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>47</b>
A.1	nominelle Konfiguration . . . . .	47
A.2	Shrinking Cone . . . . .	48
A.3	Paarerzeugung . . . . .	49
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>53</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>55</b>

## Einleitung

---

Die Teilchenphysik beschäftigt sich mit den kleinsten Teilchen der Materie, die uns umgibt. Um die Wechselwirkung dieser zu beschreiben, wurden die unterschiedlichsten Modelle und mathematischen Theorien aufgestellt. Das Standardmodell der Teilchenphysik ist bisher das erfolgreichste dieser Theorien. Es beruht auf den experimentellen Beobachtungen, die beispielsweise an Teilchenbeschleunigern erforscht wurden. Der derzeit größte Teilchenbeschleuniger, ein Proton-Proton Beschleuniger, der Large Hadron Collider (LHC) liegt am europäischen Forschungszentrum CERN.

Diese Bachelorarbeit beschäftigt sich mit der Rekonstruktion der  $\tau$ -Leptonen, die bei der Proton-Proton Kollision im LHC-Ring entstehen. Durch ihre hohe Masse und kurze Lebensdauer sind diese die einzigen Leptonen, die nicht direkt im Detektor gemessen werden können. Um diese dennoch zu identifizieren, werden die Zerfallsprodukte der  $\tau$ -Leptonen im Detektor erfasst und als solche klassifiziert. Diese Zerfallsmodenklassifikation stellt eine Herausforderung dar, da durch die hohe Kollisionsrate am LHC sehr viele Teilchen im Detektor detektiert werden. Ungeachtet dessen ist die  $\tau$ -Zerfallsmodenklassifikation ein wichtiges Mittel in der Teilchenphysik. Beispielsweise ist diese essenziell für die Optimierung der Energieauflösung des  $\tau$ -Leptons, Sensitivitätsanalysen bei Kopplungsmessungen oder Polarisationsanalysen von beispielsweise  $Z \rightarrow \tau\tau$  Zerfällen. Auf Grundlage dessen, werden in dieser Arbeit Studien durchgeführt, um die Zerfallsmodenklassifikation zu verbessern.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit und Kapitel 3 der experimentelle Aufbau des Teilchenbeschleunigers LHC und des ATLAS-Detektors dargestellt. Kapitel 4 und 5 zeigen die Algorithmen zur Rekonstruktion von  $\tau$ -Leptonen, sowie deren abgewandten Methodiken. Die Dokumentation der Studien der  $\tau$ -Rekonstruktion, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt worden sind, sind in Kapitel 6 und 7 zusammengefasst.



---

## Theoretische Grundlagen

---

In diesem Abschnitt wird vorab eine kurze Einführung in das Standardmodell der Teilchenphysik gegeben. Darüber hinaus werden die Prozesse für die Wechselwirkungen zwischen Photonen und Materie aufgeführt.

### 2.1 Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell fasst die physikalischen Erkenntnisse der Teilchenphysik in einem Modell zusammen. Auf Basis des Modells konnten Annahmen über die Existenz weiterer Teilchen gemacht werden. Ein bahnbrechendes Beispiel hierfür ist die Entdeckung des Higgs-Bosons, des Austauschteilchens des Higgs-Feldes. So konnten die Voraussagen der Theoretiker Robert Brout, François Englert und Peter Higgs über besagtes Teilchen 2012 am Beschleuniger Large Hadron Collider (LHC) am CERN experimentell nachgewiesen werden [1].

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist ein Modell, welches die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den uns bekannten Teilchen beschreibt. Es umfasst die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung, deren Austausch durch Vektorbosonen stattfindet, durch Photonen ( $\gamma$ ) für die elektromagnetische, Gluonen ( $g$ ) für die starke und  $W^\pm Z^0$ -Bosonen für die schwache Wechselwirkung.

Weitere bekannte Teilchen im Standardmodell sind die Fermionen mit einem Spin von  $\frac{1}{2}$ , die sich in Quarks und Leptonen unterteilen, welche jeweils mit aufsteigender Masse noch einmal 3 Familien, bzw. Generationen bilden. In der ersten Familie befinden sich die leichtesten Teilchen, aus denen die stabile Materie besteht. Pro Familie existiert jeweils ein Quark mit einer Ladung von  $+\frac{2}{3}$  (up, charme, top) und eines, welches eine Ladung von  $-\frac{1}{3}$  trägt (down, strange, bottom). Quarks interagieren als einziges mit allen drei Wechselwirkungen. Bei den Leptonen existieren in einer Familie jeweils ein geladenes Lepton (Elektron  $e$ , Myon  $\mu$ , Tau  $\tau$ ), das über elektromagnetische und schwache Wechselwirkung interagieren kann, sowie auch ein ungeladenes Neutrino ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ), das ausschließlich über schwache Wechselwirkung agiert. Zu jedem Fermion existiert auch ein Antifermion mit entgegengesetzter Ladung, aber mit gleicher Masse [2, 3, S.178]. In Abbildung 2.1 ist diese Unterteilung graphisch dargestellt.

Obwohl das Standardmodell viele Phänomene der Teilchenphysik erklärt, bleiben trotzdem noch viele Fragen offen. Beispielsweise berücksichtigt das Standardmodell die Gravitationskraft nicht, oder es erklärt nicht was, mit der Antimaterie nach dem Urknall passiert ist, was für diese Studienarbeit

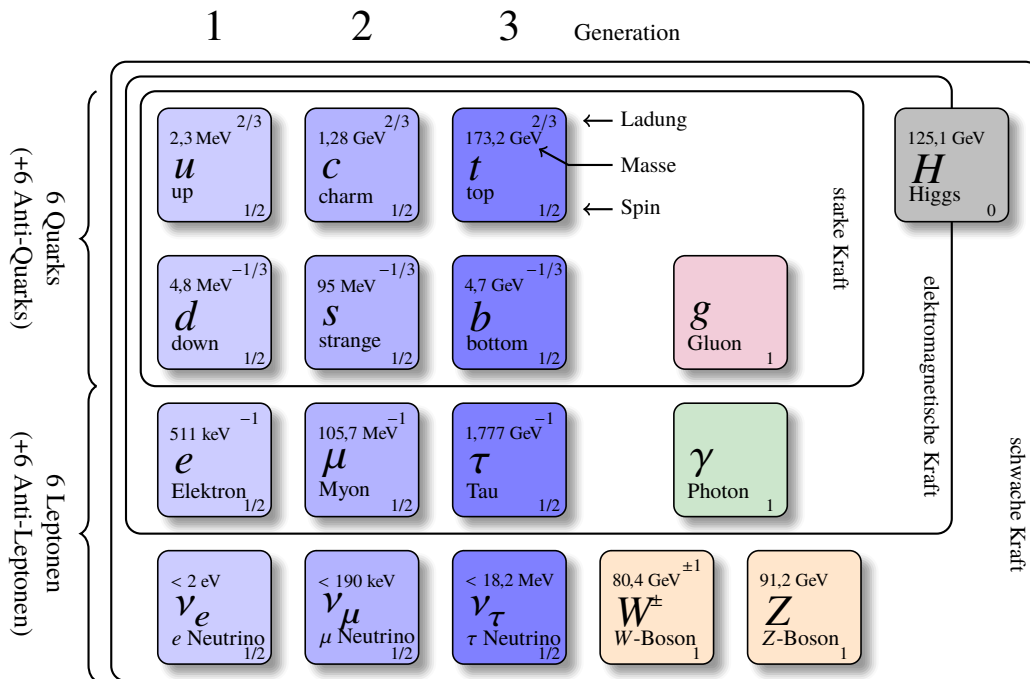


Abbildung 2.1: Das Standardmodell ( [4] in der Überarbeitung von [5] ins deutsche übersetzt)

nicht von Relevanz ist.

## 2.2 Das $\tau$ -Lepton

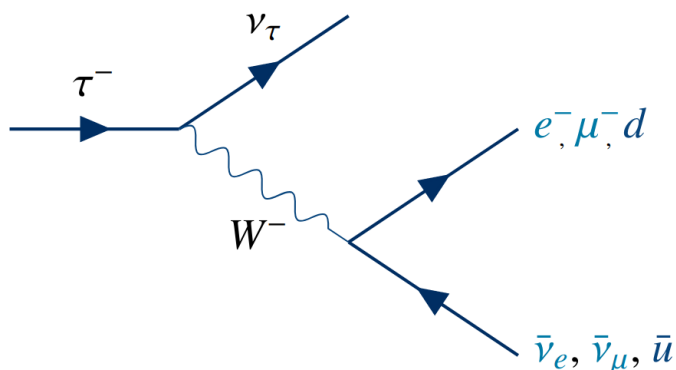
Das  $\tau$ -Lepton wurde erstmals im Jahre 1975 mit Hilfe von  $e^+e^-$ -Kollisionen am Speicherring SPEAR<sup>1</sup> des SLAC<sup>2</sup> entdeckt [6].

Mit einer Masse von  $m_\tau = 1,777 \text{ GeV}$  ist das  $\tau$ -Lepton das schwerste Lepton und somit das einzige, welches sowohl leptonische ( $\tau \rightarrow x\nu_x\nu_\tau$ ,  $x = e, \mu$ ) als auch hadronische ( $\tau \rightarrow \text{Hadronen } \nu_\tau$ ) Zerfallsprodukte besitzt. Hadronen sind Quarks und Antiquarks, welche mittels starker Wechselwirkung zusammengehalten werden. Der Zerfall ist in Abbildung 2.2 in einem Feynman-Graphen dargestellt.

Aufgrund seiner geringen Lebensdauer von  $\tau_\tau = 290 \cdot 10^{-15} \text{ s}$  fliegt das  $\tau$ -Lepton nur eine kleine Strecke von  $c\tau_\tau = 87 \mu\text{m}$  bis es zerfällt. Somit kann es nur durch seine Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen werden. In circa 65% aller Zerfälle kommt es zu einem hadronischen Zerfall [7]. In Tabelle 2.1 sind die wahrscheinlichsten Zerfallsmode mit der zugehörigen Nomenklatur [9] aufgelistet. Diese wird in der Form  $A p B n$  dargestellt, mit der Anzahl  $A$  der geladenen und der Anzahl  $B$  der neutralen Teilchen im Zerfall.

<sup>1</sup> Stanford Positron Electron Asymmetric Ring

<sup>2</sup> Stanford Linear Accelerator Center


 Abbildung 2.2: Der  $\tau$ -Zerfall [8]

	Zerfall	Nomenklatur	Zerfallswahrscheinlichkeit
leptonisch	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$		$(17,82 \pm 0,04) \%$
	$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$		$(17,39 \pm 0,04) \%$
hadronisch	$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$	1p0n	$(10,82 \pm 0,05) \%$
	$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0$	1p1n	$(25,49 \pm 0,09) \%$
	$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- > 1\pi^0$	1pXn	$(10,30 \pm 0,09) \%$
	$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+$	3p0n	$(9,81 \pm 0,05) \%$
	$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ > 0\pi^0$	3pXn	$(4,62 \pm 0,05) \%$
	andere hadronische Zerfälle		12,76 %
	Summe hadronische Zerfälle		64,8 %

 Tabelle 2.1: Zerfälle des  $\tau$ -Leptons [7] und Nomenklatur (übernommen aus [9])

## 2.3 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Das neutrale Hadron  $\pi^0$  zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von circa 98,8 % in 2 Photonen, wobei es mit einer Lebenszeit von circa  $\tau_{\pi^0} = 8,5 \cdot 10^{-17} \text{ s}$  nach einer Strecke von  $c\tau_{\pi^0} = 25,5 \text{ nm}$ , zerfällt [7]. Somit ist es sehr wahrscheinlich, dass im Detektor statt dem  $\pi^0$ , 2 Photonen detektiert werden. Aufgrund dessen ist das Verhalten von Photonen in Materie bedeutsam für die Untersuchung von Zerfällen des  $\tau$ -Leptons.

Kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen einem Photon und Materie, so interagiert dieses mit den Elektronen der Atomhülle im wesentlichen über drei unterschiedliche Prozesse, die in Abhängigkeit der Photonenenergie eintreten.

- Bei dem *Compton-Effekt* werden die Photonen an freien Elektronen gestreut, wobei das Photon einen Teil seines Impulses an das Elektron übergibt.
- Der *Photoeffekt* tritt ein, sobald die Energie des Photons groß genug ist um die Bindungsenergie des Elektrons auf der äußersten Schale aufzubringen, sodass das Photon als Energiequant absorbiert und das Elektron aus dem Material emittiert wird.

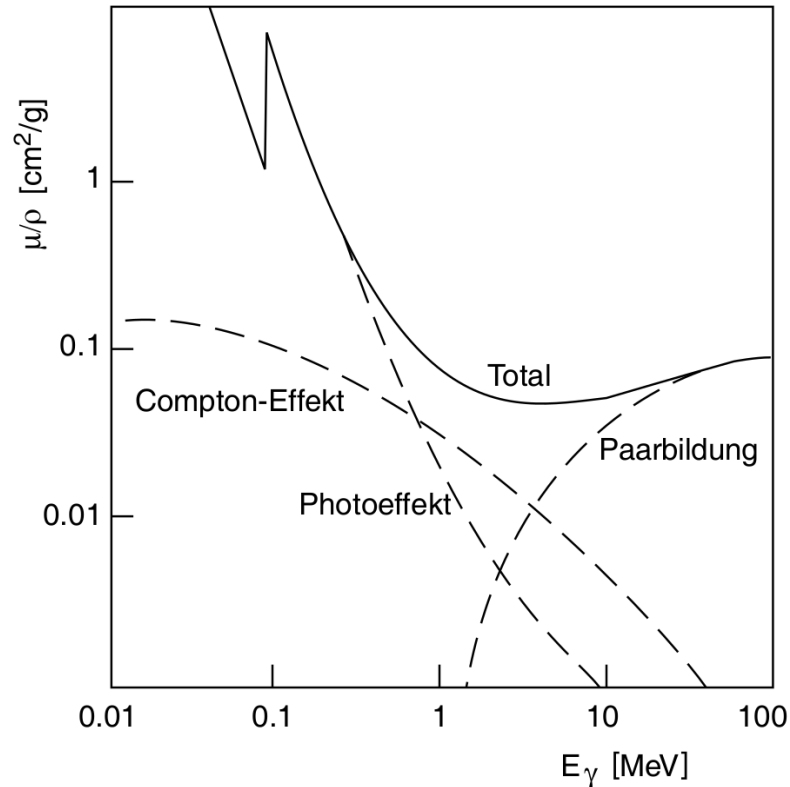


Abbildung 2.3: Die in Blei bestehenden Wechselwirkungsprozesse werden wie folgt dargestellt: der auf die Dichte  $\rho$  normierte Photonenabsorptionskoeffizient  $\mu$  in Abhängigkeit der Energie der Photonen  $E_\gamma$  [3, S.369]

- Von der *Paarbildung* wird gesprochen, wenn das Photon im Coulombpotentials eines Kerns in ein Elektron-Positron Paar konvertiert. Hierfür muss das Photon eine höhere einer Energie  $E_\gamma$  besitzen als die zweifache Masse des Elektrons  $m_e$ :  $E_\gamma \geq 2m_e c^2$ . Dieser Prozess tritt also für Photonen mit der Energie von einigen MeV auf und ist somit der überwiegende Prozess bei Hochenergieexperimenten.

In Abb. 2.3 wird der Photonenabsorptionskoeffizient  $\mu$  normiert auf die Dichte  $\rho$  in Abhängigkeit der Photonenenergie  $E_\gamma$  für die drei Prozesse am Beispiels des Materials Blei dargestellt. An der Abbildung wird erneut deutlich, dass schon ab wenigen MeV die Paarbildung überwiegt [3, S.369].

---

## Experimenteller Aufbau

---

Dieses Kapitel erschafft einen Überblick über den experimentellen Aufbau des Teilchenbeschleunigers LHC, sowie dem ATLAS-Detektor. Die wichtigsten Aspekte technischer Grundlagen, die zum Verständnis der Analyse essenziell sind, werden hierbei aufgeführt.

### 3.1 Large Hadron Collider (LHC)

Der Hadron-Hadron Beschleuniger Large Hadron Collider (LHC), wurde im Jahre 2008 in der Forschungseinrichtung der Europäischen Organisation für Kernforschung CERN in Meyrin in Betrieb genommen. Mit seinen circa 27 km Umfang in durchschnittlich 100 Metern Tiefe ist dieser bisher der größte Beschleuniger [10].

Er besteht aus zwei Strahlröhren, in denen in entgegengesetzte Richtungen Protonen beschleunigt werden, welche aus einer Serie von Vorbeschleunigern, zuletzt dem Super Proton Synchrotron (SPS) bereits mit einer Energie von 450 GeV eingespeist werden. Die Teilchenstrahlen werden in beiden Richtungen auf eine Energie von bis zu 6,5 TeV gebracht, sodass sie bei den Proton-Proton Kollisionen eine Schwerpunktsenergie von 13 TeV besitzen. In den Vakuum Röhren werden die Teilchenstrahlen durch Dipolmagneten auf ihrer Bahn zusammen gehalten und durch Quadrupolmagneten fokussiert. In supraleitenden Resonatoren werden die Teilchen durch Radiowellen, welche ihre Energie über das elektrische Feld an die Teilchen abgeben, beschleunigt.

Es gibt vier Kollisionspunkte an dem sich die Strahlen kreuzen, die jeweils von einem Detektor umgeben sind. Das ALICE<sup>1</sup>-Experiment an einem Knotenpunkt ist spezialisiert auf die Kollisionsprozesse von schweren Ionen, während das LHCb<sup>2</sup>-Experiment die Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie in Wechselwirkungen von b-Teilchen studiert. Das ATLAS<sup>3</sup>-Experiment, sowie das CMS<sup>4</sup>-Experiment sind Vielteilchendetektoren; sie sind für ein breites Spektrum an Messungen ausgelegt. Der Unterschied zwischen den beiden Detektoren ist im wesentlichen der technische Aufbau. Oft werden die Ergebnisse, untereinander zur Kontrolle verglichen [11]. In Abb. 3.1 ist der Beschleunigerring LHC mit den vier Kollisionspunkten und den jeweiligen Experimenten, sowie auch der Vorbeschleuniger SPS dargestellt.

---

<sup>1</sup> engl.: A Large Ion Collider Experiment

<sup>2</sup> engl.: the Large Hadron Collider beauty

<sup>3</sup> engl.: A Toroidal LHC Apparatus

<sup>4</sup> engl.: Compact Muon Solenoid

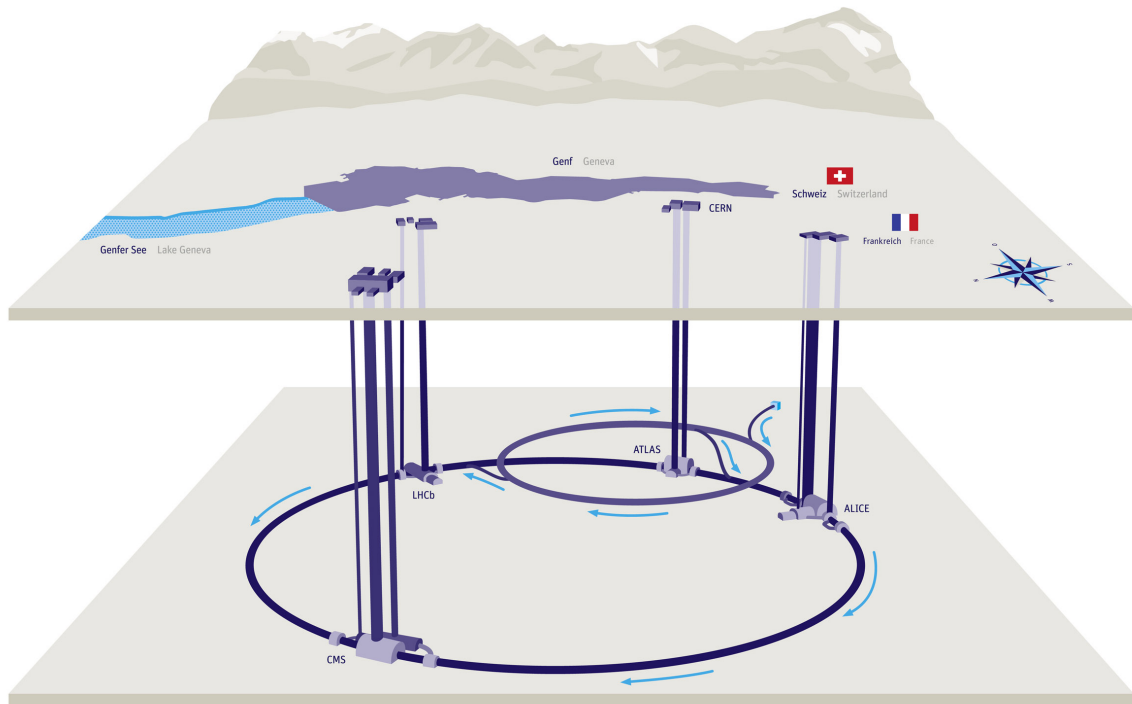


Abbildung 3.1: geographische Lage des LHC Rings mit vier Experimenten [12]

Um eine möglichst hohe Produktionsrate für eine optimale Beobachtung von beispielsweise seltenen Ereignissen zu erzeugen, muss der Beschleuniger idealerweise eine hohe Luminosität  $\mathcal{L}$  erzielen, d.h. eine hohe Anzahl an Ereignissen pro Zeit  $\dot{N}_E$  bei einem gegebenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , welcher experimentell sowie auch theoretisch bestimmt werden kann.

$$\dot{N}_E = \mathcal{L} \cdot \sigma \quad (3.1)$$

Eine hohe Luminosität führt aber auch zu ungewollten Effekten. Eine höhere Kollisionsrate bewirkt mehr Wechselwirkungen pro Kollision. Allerdings sind die meisten Ereignisse nicht von Interesse, sodass es zu Überlappungen von den gewünschten Ereignissen kommt, welche die Rekonstruktion interessanter Teilchen deutlich erschweren können. Dieser Effekt wird Pile-Up genannt [13].

### 3.2 ATLAS-Detektor

Der ATLAS-Detektor ist mit 7000 Tonnen Gewicht und einer Höhe von 25 Metern der größte Detektor. Mit Hilfe des Detektors kann eine weite Spanne von Studien durchgeführt werden, wie beispielsweise die Entdeckung des Higgs-Bosons. Der Detektor besteht im Wesentlichen aus drei Schichten, dem inneren Detektor, den Kalorimetern und der Myonkammer, die in einer zylindrischen Form um den Kollisionspunkt aufgebaut sind. Ein Magnetsystem sorgt dafür, dass die Spuren der Teilchen für die bessere Beobachtung in den verschiedenen Schichten zur Bestimmung der Ladung und der Energie der Teilchen gekrümmt werden [14]. Eine Übersicht über die verschiedenen Komponenten im Detektor ist

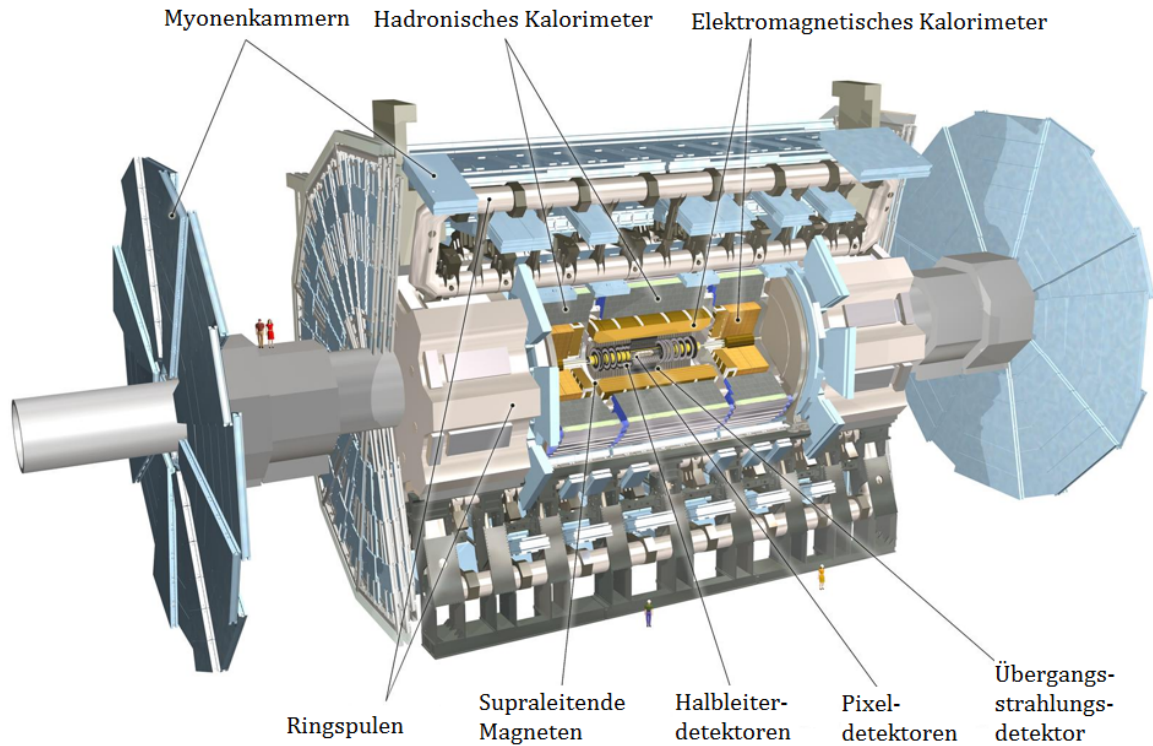


Abbildung 3.2: Aufbau des ATLAS-Detektors [15]

in Abb. 3.2 zu finden.

### 3.2.1 Koordinatensystem im Detektor

Für die Bestimmung der Richtung von Teilchen, sowie deren Energien, Impulse und Massen wird ein Koordinatensystem im Detektor definiert. Der Ursprung liegt im Kollisionspunkt der Strahlen des LHC Ringes. In Richtung des LHC Tunnels wird die  $z$ -Achse, zum Mittelpunkt des LHC Rings die  $x$ -Achse und in Richtung Erdoberfläche die  $y$ -Achse definiert. Aufgrund der verschiedenen Impulse der Protonenkonstituenten (Quarks und Gluonen), kann nur der transversale Impuls  $p_T$  gemessen werden. Der transversale Impuls ist definiert durch:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (3.2)$$

In der transversalen  $xy$ -Ebene, um die Strahlachse herum, liegt der Azimuthwinkel  $\phi$ , wobei dieser auf der  $x$ -Achse zum Mittelpunkt des LHC-Rings den Wert 0 annimmt. Der Polarwinkel  $\Theta$  wird von der Strahlrichtung aus gesehen, definiert. Häufig wird statt dem Winkel  $\Theta$ , die Pseudorapidität  $\eta$  verwendet [16].

$$\eta = -\ln \left( \tan \left( \frac{\Theta}{2} \right) \right) \quad (3.3)$$

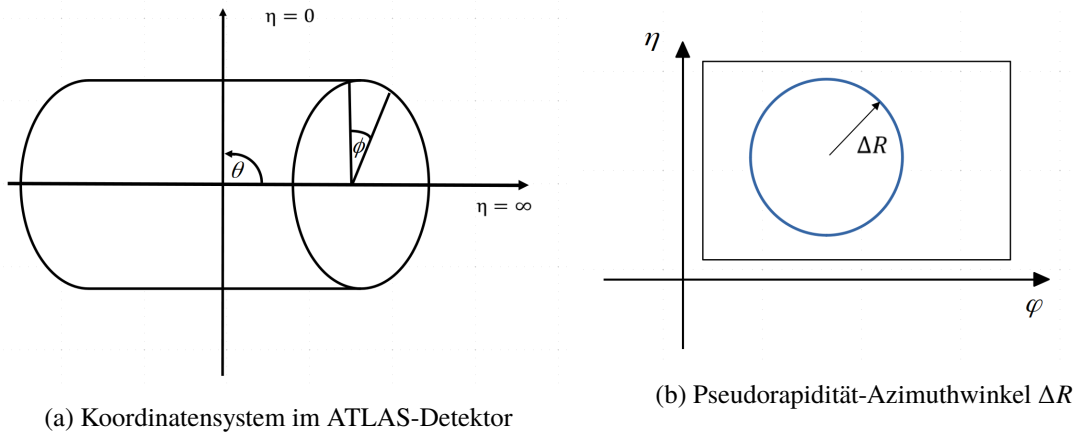


Abbildung 3.3: Koordinatensystem im ATLAS-Detektor und Veranschaulichung des Pseudorapidität-Azimuthwinkels  $\Delta R$

Dabei hat die Pseudorapidität in der  $y$ -Achse Richtung Erdoberfläche einen Wert von 0. Je näher diese Richtung Strahlachse also  $z$ -Achse kommt, desto größer wird der Wert.

In Abb. 3.3(a) sind die Winkel  $\Theta$ ,  $\phi$  sowie auch die Pseudorapidität  $\eta$  in dem zylindrischen Detektor anschaulich dargestellt.

Der Pseudorapidität-Azimuthwinkel  $\Delta R$  ist definiert mit [17]:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (3.4)$$

Mit Hilfe des Pseudorapidität-Azimuthwinkels können Winkelabstände angegeben werden. Er beschreibt den Radius eines Kreises in der  $\eta\phi$ -Ebene, siehe Abb. 3.3(b).

### 3.2.2 Innerer Detektor

Der innere Detektor ist die erste sehr kompakte Schicht, durch den nur die gekrümmte Spur von geladenen Teilchen sichtbar gemacht werden kann, indem ein Magnetfeld eines supraleitenden Solenoid Magnetes angelegt wird. Aus der Richtung der gekrümmten Spuren kann die Ladung und aus den Radien die Energie und der Impuls der Teilchen bestimmt werden. Im Innersten befindet sich ein Pixelhalbleiterdetektor, der von einem Siliziumstreifendetektor (SCT<sup>5</sup>) und einem Übergangsstrahlendetektor (TRT<sup>6</sup>) umgeben ist. Sobald geladene Teilchen die Pixel Schichten passieren, werden Atome ionisiert. Die in Pixelgeometrie angeordneten Elektroden, erlauben dann eine genaue Ortsbestimmung der eingehenden Teilchen. Der Siliziumstreifenhalbleiterdetektor, welcher aus acht Streifenlagen und neun Scheiben senkrecht zur Strahlachse besteht, liefert ergänzende Ortsinformationen. Zusammen bilden die beiden inneren Schichten eine sehr gute räumliche Auflösung. Der in der äußeren Schicht befindliche Übergangsstrahlendetektor besteht aus Gas gefüllten Röhren, welches beim Durchgang von geladenen Teilchen ionisiert wird. Der Übergangsstrahlendetektor wird

<sup>5</sup> engl.: Semiconductor Tracker

<sup>6</sup> engl.: Transition Radiation Tracker

benutzt um Elektronen zu identifizieren. [17, 18]

### 3.2.3 Kalorimeter

Kalorimeter messen die Energie, die ein Teilchen verliert wenn es durch das Kalorimetermaterial fliegt, indem es die Teilchen stoppt. Es gibt zwei Arten von Kalorimetern. Das elektromagnetische Kalorimeter misst die Energie der Elektronen und Photonen, während das hadronische Kalorimeter die Energie von Hadronen bestimmt. Die Kalorimeter können fast alle Teilchen absorbieren bis auf Neutrinos und Myonen [14].

#### Elektromagnetisches Kalorimeter

Das elektromagnetische Kalorimeter (EM-Kalorimeter) besteht aus Bleilagern mit einer Edelstahl-Beschichtung, zur Absorbierung und zwischen den Schichten aus flüssigem Argon, welches beim eingehen von geladenen Teilchens ionisiert wird und ein elektrisches Signal erzeugt [18, 19]. Der Aufbau des elektromagnetischen Kalorimeters besteht aus drei Schichten. Die erste Schicht (EM1), durch die sich die Teilchen bewegen, ist aufgrund ihrer feinen Granularität ideal für die Pseudorapiditäts-Auflösung um beispielsweise zwei Photonen aus dem der Zerfall  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  zu detektieren. Die nächste Schicht (EM2) absorbiert die Energien von Elektronen- und Protonenschauern. Die letzte Schicht (EM3) ist für die Detektion von hochenergetischen Schauern gedacht [20].

#### Hadronisches Kalorimeter

Das hadronische Kalorimeter ist das schwerste Bauteil des ATLAS-Detektors, dass die schwersten Zerfallsprodukte misst. Es besteht aus Eisenschichten mit Szintillatorplättchen. Wichtig für die spätere Zerfallsrekonstruktion ist, dass Hadronen nicht ihre gesamte Energie im hadronischen Kalorimeter deponieren, sondern bereits welche im elektromagnetischen Kalorimeter verlieren [18].

### 3.2.4 Myonkammer

Wie auch Neutrinos, werden Myonen nicht von den Kalorimetern absorbiert. Diese werden, entsprechend des Driftkammer-Prinzips, durch die sogenannte Myonkammern, welche den äußeren größten Teil des Detektors ausmachen, detektiert. Es wird erneut Gas ionisiert, wodurch ein elektrisches Signal erzeugt wird [18]. Zur Messung des Impulses der Myonen wird ein torodiales Luftspulen-Magnetsystem eingesetzt, das sich dadurch auszeichnet, dass es keinen Magnetkern besitzt [19].



---

## $\tau$ -Rekonstruktion

---

Mit Hilfe von Rekonstruktionsalgorithmen, werden die Daten des Detektors ausgewertet. Als Erstes erfolgt die Vorstellung der ersten Periode der Datennahme (Run 1, siehe Abschnitt 4.2). Anschließend wird in Abschnitt 4.3 auf das Teilchenflusskonzept in der zweiten Periode (Run 2), gefolgt von dem PanTau-Algorithmus, der die Präzision der Rekonstruktion erhöht, eingegangen. Die Algorithmen werden mit Hilfe simulierter Daten getestet (siehe Abschnitt 4.1).

### 4.1 Monte-Carlo Simulation

Um die Genauigkeit der Rekonstruktion festzustellen und zu evaluieren wird mit einem Monte-Carlo generierten Datensatz gearbeitet. Dieser simuliert die Datensätze der im Detektor gemessenen Einträge. Der Vorteil ist, dass somit die wahren Zerfallsprodukte nach der Rekonstruktion mit den rekonstruierten Zerfallsmoden verglichen werden können. Für diese Bachelorarbeit wird ein  $\gamma \rightarrow \tau\tau$  (GammaTauTau) Trainingsdatensatz, auch xAOD genannt, verwendet.

### 4.2 $\tau$ -Rekonstruktion in Run 1

Mit Hilfe der Detektoren können nun die meisten Teilchen bis auf die Neutrinos ausfindig gemacht werden. In Abbildung 4.1 ist schematisch dargestellt, in welchen Bereichen die Teilchen im Detektor sichtbar werden.

#### 4.2.1 Jets

Von einem QCD-Jet spricht man, wenn aufgrund einer Hadronisierung viele Teilchen in eine Richtung fliegen. Bei diesem Vorgang werden Quark-Antiquark-Paare und Gluonen bei einer Kollision im Rahmen einer starken Wechselwirkung erzeugt, welche wiederum, da Quarks aufgrund des „Confinement“-Effekts nicht frei existieren können, eine neue Verbindung eingehen. Zur Rekonstruktion eines Jets, werden zunächst die Objekte anhand ihres Energieverlustes in Gruppen eingeteilt. Es wird jedes Objekt in Betracht gezogen, das von einem sogenannten Anti-Kt Algorithmus [22], der die Abstände der Teilchen untereinander auswertet, als ein Jet identifiziert wurde. Dabei spielt der Abstand zur intermediären Achse eine Rolle, welche aus dem Schwerpunkt des Systems und den rekonstruierten Impuls des Jets abgeschätzt werden kann [13] (vgl. auch 4.2.2).

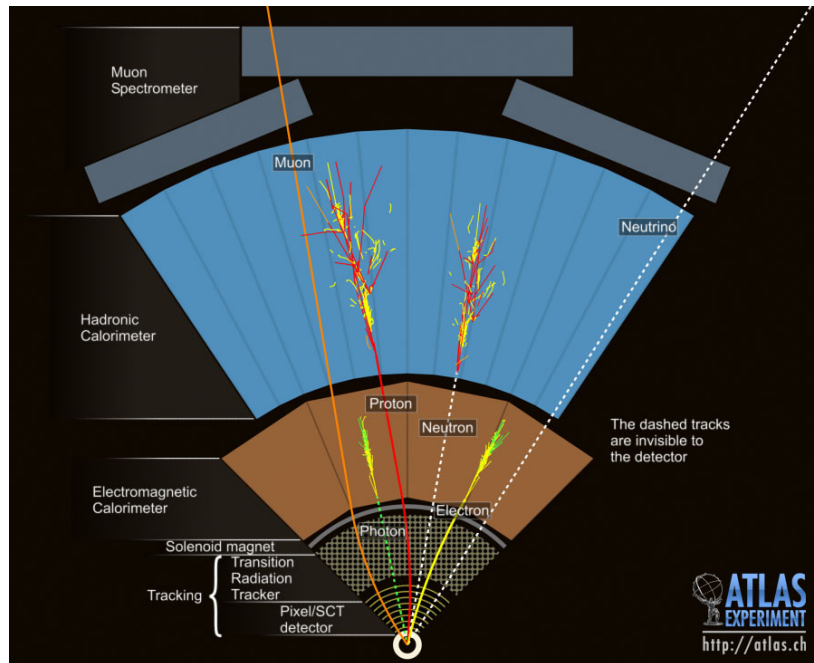


Abbildung 4.1: Querschnitt des ATLAS-Detektors [21]: Teilchen des Standardmodells wechselwirken mit unterschiedlichen Schichten des Detektors und hinterlassen zum Teil Spuren, dabei wird das Neutrino nicht detektiert

#### 4.2.2 Leptonen

Für die Detektion von Leptonen, wird zwischen den leichteren Leptonen, dem Myon und dem Elektron, sowie dem schweren  $\tau$ -Leptonen unterschieden. Die Rekonstruktion von leichteren Leptonen wird hier nicht weiter betrachtet. Diese ist bezüglich Elektronen in [23] beschrieben, während [24] auf die Rekonstruktion von Myonen näher eingeht.

Da das  $\tau$ -Lepton, wie in Abschnitt 2.2 schon beschrieben, eine zu kurze Lebenszeit besitzt um als solches im Detektor detektiert zu werden, werden Jet ähnliche Schauer der hadronischen Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Leptons beobachtet. Um diese zu rekonstruieren wird zu aller erst erneut der Anti-Kt Algorithmus verwendet. Hierbei werden nur noch Objekte in Betracht gezogen, die in einem Abstand von  $\Delta R \leq 0,2$  zur intermediären Achse liegen, einem transversalen Mindestimpuls von 1 GeV besitzen, sowie weitere Bedingungen bezüglich der Anzahl der angesprochenen Pixel und Abständen zu dem vorher aus der Richtung der detektierten Energieeinträgen bestimmten  $\tau$ -Vertex erfüllen [25]. Dazu werden sowohl die Energieeinträge aus dem hadronischen Kalorimeter, sowie auch die Spuren des Spurdetektors ausgewertet.

Eine größere Schwierigkeit bei der Rekonstruktion stellt die Unterscheidung zwischen den hadronisch zerfallenden  $\tau$ -Leptonen und den QCD-Jets dar, da sie beide aus einem Bündel geladener und neutraler Hadronen bestehen. Dabei sind Jets eines hadronischen zerfallenden  $\tau$ -Leptons deutlich kollimierter. Dies wird in der Abbildung 4.2 deutlich, wobei der Isolationsbereich in einem Kegel von  $0,2 \leq \Delta R \leq 0,4$  um die intermediäre Achse liegt. Somit wird ein Entscheidungsbaum (Boosted Decision Tree BDT, vergl. 5.1) verwendet, der durch Parameter, wie der konzentrierten Energie in einem Kegel von  $\Delta R \leq 0,1$  und die Isolierung des  $\tau$ -Zerfalls abwägt ob der betrachtete Jet ein QCD induzierter Jet oder

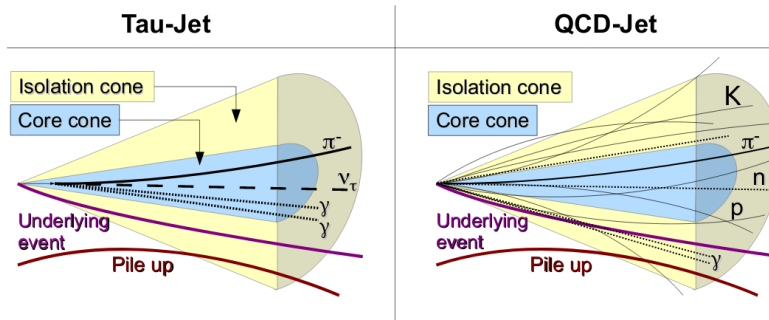


Abbildung 4.2: Jet eines hadronisch Zerfallendes  $\tau$ -Lepton im Vergleich zu einem QCD-Jet, in der Kernregion (blau) werden für Tau-Jets die meisten Events erwartet [9]

ein Zerfall eines  $\tau$ -Leptons ist [9].

### 4.2.3 Fehlende transversale Energie

Neutrinos können den Detektor unbemerkt durchlaufen (siehe Abbildung 4.1). Um trotzdem eine Aussage über diese Teilchen machen zu können, wird die fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  betrachtet. Bei einer Kollision der Protonen gibt es keinen Impuls orthogonal zu ihrer Strahlrichtung. Demzufolge wird eine gesamte transversale Energie von 0 erwartet. Die fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  setzt sich aus der fehlenden Energie bei der Messung am Kalorimeter und im Myondetektor zusammen, wobei nur der absolute Wert der Energien hier interessant ist, da nicht alle Energien der einzelnen Teilchen nach der Kollision bekannt sind [13].

$$E_{x,y}^{\text{miss}} = E_{x,y}^{\text{miss,Kalorimeter}} + E_{x,y}^{\text{miss,Myon}} \quad (4.1)$$

$$E_T^{\text{miss}} = \sqrt{(E_x^{\text{miss}})^2 + (E_y^{\text{miss}})^2} \quad (4.2)$$

Diese fehlende transversale Energie ist eine interessante Größe und wird für die  $\tau$ -Rekonstruktion verwendet.

## 4.3 $\tau$ -Rekonstruktion in Run 2

### 4.3.1 Rekonstruktion der $\tau$ -Leptonen in ATLAS mit dem Teilchenfluss Konzept

Im Gegensatz zu geladenen sind neutrale Pionen nicht im Spurdetektor sichtbar, weshalb in der zweiten Periode der Datennahme (Run 2) mit Hilfe des sogenannten „particle flow“ Konzepts, d.h. dem Teilchenflusskonzepts, im CellBased-Algorithmus die Energiedeposition der neutralen Pionen im Kalorimeter abgeschätzt wird. Dabei muss beachtet werden, dass neutrale Pionen ihre gesamte Energie im EM Kalorimeter verlieren, während geladene nur einen Teil verlieren bis sie im hadronischen Kalorimeter ihre gesamte Energie abgeben, wie es in Abb. 4.3 dargestellt ist.

Entsprechend besteht der CellBased-Algorithmus aus zwei Teilen. Zunächst wird durch Subtraktion die Energiedeposition geladener Pionen im EM-Kalorimeter  $E_{\text{EM},\pi^\pm}$  abgeschätzt, indem

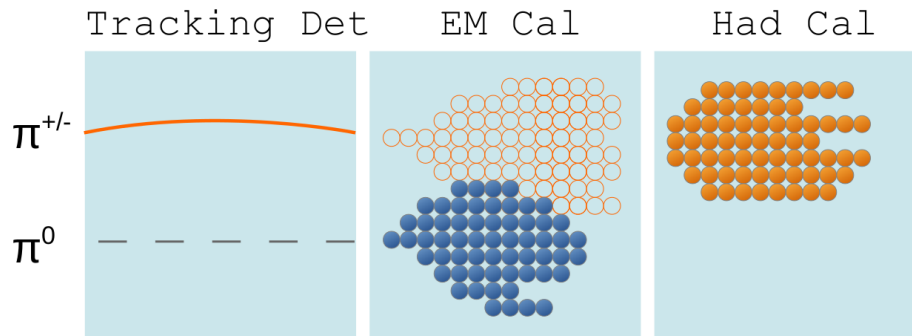


Abbildung 4.3: Spur und Energiedeposition von neutralen und geladenen Pionen [26]

die deponierte Energie im hadronischen Kalorimeter  $E_{\text{HAD},\pi^\pm}$  von der im Spurdetektor gemessenen Energie  $E(p_{\text{Spur},\pi^\pm})$  abgezogen wird.

$$E_{\text{EM},\pi^\pm} = E(p_{\text{Spur},\pi^\pm}) - E_{\text{HAD},\pi^\pm} \quad (4.3)$$

Mit Hilfe von Gewichtungen wird der Energieanteil der geladenen Pionen in den einzelnen Schichten des EM Kalorimeters berechnet und es wird eine genauere Energieverteilung für die einzelnen Detektorzellen abgeschätzt. Im zweiten Teil des Algorithmus werden aus den übrigen Energiedepositionen im EM Kalorimeter neutrale Cluster, also angesprochene Detektorzellen mit detektierter Energie gebildet. Neutrale Pionen können drei Arten von Clustersignaturen erzeugen:

- Dies sind Cluster eines Photons aus einem  $\pi^0$ -Zerfall,
- sowie auch Cluster welche beide Photonen aus dem Zerfall beinhalten.
- Bei der dritten Alternative enthalten Cluster verschiedene Photonen, die aus verschiedenen  $\pi^0$ -Zerfällen kommen.

Allerdings besteht die Möglichkeit, dass die neutralen Clustersignaturen auch durch Interaktionen anderer neutralen Teilchenpakete, die ihre Energie zufällig in der Region des  $\tau$ -Zerfalls deponierten, die „Pile Ups“ oder durch andere Effekte zustande kommen [9].

### 4.3.2 Zerfallsmodenklassifikation mit PanTau

Mit Hilfe der gewonnenen Informationen werden nachdem die intermediäre Achse berechnet worden ist, Zerfallsprodukte außerhalb eines Radius von  $\Delta R = 0,2$  ausgeschlossen, da sich Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Lepton meist nicht außerhalb dieser Kegelregion befinden. Somit wird der  $\tau$ -Zerfall von möglichen Untergründen<sup>1</sup> und anderen Jets unterschieden. Es wird eine erste Klassifikation von den Teilchen durchgeführt. Die Funktionsweise dieser Klassifikation ist in Abb. 4.4 dargestellt. Befindet sich das Teilchen innerhalb des Radius  $\Delta R$ , so wird zunächst überprüft ob die Teilchen geladen oder neutral auftreten. Besitzen die geladenen Teilchen einen transversalen Impuls über 1 GeV, so werden diese als geladene Teilchenflussobjekt (PFO<sup>2</sup>) bezeichnet. Sobald die in Frage kommenden Teilchen neutral

<sup>1</sup> engl.: background

<sup>2</sup> engl.: particle flow object

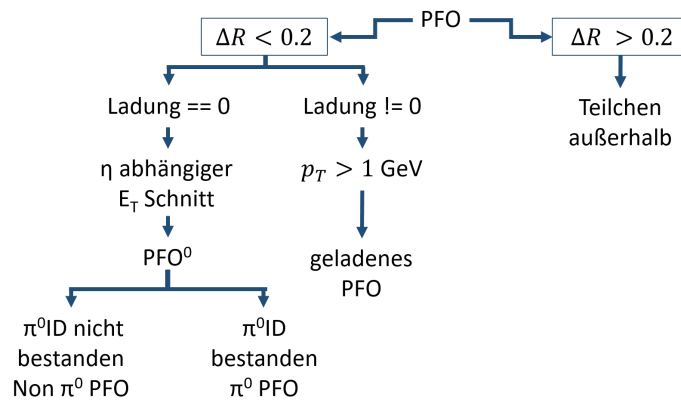


Abbildung 4.4: Klassifikation eines Teilchens durch Betrachtung des Abstands  $\Delta R$  von der intermediären Achse [9]

sind, werden diese nach ihrer transversalen Energie in Abhängigkeit des Ortes  $\eta$  aussortiert, sodass weitere Teilchen ausgeschlossen werden, die nicht zum  $\tau$ -Zerfall gehören können. Zuletzt wird ein Identifikationstest zur Überprüfung, ob es sich bei den neutralen Teilchen, in diesem Fall neutralen PFO, um  $\pi^0$ -Teilchen handelt, ausgeführt. Hierfür wird ein Entscheidungsbaum (Boosted Decision Tree, BDT) hinzugezogen (siehe Abschnitt 5.1).

Nach dieser Klassifikation des Substruktur<sup>3</sup>-Algorithmus kommt der PanTau-Algorithmus zum Einsatz, der die Kinematik des  $\tau$ -Zerfalls berücksichtigt. Dieser vergleicht mögliche Zerfallsmoden miteinander und korrigiert somit etwaige Missklassifikationen. Solche falsche Annahmen können durch unterschiedliche Effekte zustande kommen:

- Die Subtraktion zum Erhalt der Energie des neutralen Pions kann im EM-Kalorimeter, aufgrund von größeren Fluktuationen von Energiedepositionen der geladenen Pionen im elektromagnetischen Kalorimeter ungenau erfolgen. Somit kann beispielsweise die Anzahl an neutralen Pionen fälschlicher Weise überschätzt oder unterschätzt werden.
- Eine weitere Überschätzung der markierten  $\pi^0$  kann durch mögliche „Pile Ups“ erfolgen.
- Darüber hinaus könnten wahre neutrale Pionen nicht genügend Energie besitzen um als solche klassifiziert zu werden.
- Von diesen Effekten abgesehen, muss auch berücksichtigt werden, dass  $\tau$ -Zerfälle häufig sehr kollimiert stattfinden und dies zur Überlappung von Clustereinträgen in Abhängigkeit ihrer transversalen Impulsen führen kann. Demzufolge kann die Zahl der neutralen Pionen mit zunehmenden Impuls unterschätzt werden.

Infolgedessen führt der PanTau-Algorithmus Zerfallsmodentests durch, um Missklassifikationen zu reduzieren. Hierfür werden drei Tests,  $1p0n$ -vs- $1p1n$ ,  $1p1n$ -vs- $1pXn$  und  $3p0n$ -vs- $3pXn$  ausgeführt. Aktuell werden 5 Variablen pro Zerfallsmodentest verwendet, darunter fällt beispielsweise der höchste  $\pi^0$ -BDT Score aus allen neutralen PFOs oder die Anzahl der erwarteten Photonen im  $\tau$ -Zerfall.

<sup>3</sup> engl.: Substructure

Im Anhang in Tabelle A.1 werden die einzelnen Variablen für die jeweiligen Zerfallsmodentests aufgelistet.

Für jeden Test wird ein Entscheidungsbaum (BDT) hinzugezogen, welcher in Abhängigkeit von kinematischen Variablen entscheidet. Hierfür muss der Entscheidungsbaum vorher trainiert werden und Variablen müssen für die etwaigen Tests ausgewählt werden [9]. Dies wird in Abschnitt 5.1 beschrieben.

Nicht jedes Ereignis durchläuft jeden Zerfallsmodentest. Stattdessen berücksichtigt der PanTau-Algorithmus auch die Anzahl, der nicht durch die Substruktur markierten  $\pi^0$ -PFOs. Um die Ereignisse, die für den Zerfallsmodentest zugeführt werden zu beschreiben, wird die Notation  $R_{ijk}$  für jedes Ereignis eingeführt. Dabei ist  $i$  die Anzahl der geladenen PFOs,  $j$  die Anzahl der von der Substruktur als  $\pi^0$ -PFO markierten Ereignisse und  $k$  die Anzahl der nicht als  $\pi^0$  markierten PFO in der Kernregion. Gemäß Tabelle 4.1 werden die unterschiedlichen Ereignisse  $R_{ijk}$  für den jeweiligen Zerfallsmodentest, separiert [9].

Ereignis $R_{ijk}$	Zerfallsmodentest
R10X R110	1p0n-vs-1p1n
R11X R1XX	1p1n-vs-1pXn
R30X R3XX	3p0n-vs-3pXn

Tabelle 4.1: Sortierung der Ereignisse  $R_{ijk}$  in den jeweiligen Zerfallsmodentest [9]

---

## Methodik zur Zerfallsmodenklassifikation

---

In diesem Kapitel wird auf die Methodiken zur Zerfallsmodenklassifikation näher eingegangen. Dabei werden zum einen die Entscheidungsbäume (Boosted Decision Trees, BDT), siehe Abschnitt 5.1, die essenziell für die Zerfallsmodenklassifikation sind, sowie auch auf der Arbeitsablauf zum Trainieren, d.h. zum Generieren neuer Einstellungen, des BDTs (Abschnitt 5.3), berücksichtigt.

### 5.1 Boosted Decision Tree

Entscheidungsbäume, so genannte Boosted Decision Trees (kurz: BDT), kommen hier zur Anwendung um zwischen Signal und Untergrund oder zwischen bestimmten Zerfallsmoden zu separieren. BDTs sind eine Art des Machine Learnings zur Klassifikation von multivariaten Ereignissen. Es wird also ein Satz von Daten rekursiv aufgeteilt. Dabei benutzt man das Prinzip von Entscheidungsfragen, die mit Hilfe eines Schwellenwerts an einem Knoten<sup>1</sup> getroffen werden. In Abb. 5.1 ist dieser Vorgang dargestellt. Ein einzelner Baum<sup>2</sup> besteht zunächst aus einer Wurzel<sup>3</sup>. An den Knotenpunkten werden solange Entscheidungen getroffen, bis sie ein Blatt<sup>4</sup> erreichen, welches die eine Klasse, z.B. Signal oder Untergrund darstellt [27].

In dieser Bachelorarbeit wird die BDT-Implementation aus dem TMVA<sup>5</sup> verwendet. Hierbei handelt es sich um ein Softwarepaket aus der multivariaten Analysetechnik, welches im Framework ROOT enthalten ist [28]. Für weitere Details kann im Handbuch (TMVA User Guide [27]) nachgelesen werden.

Wurde ein Datensatz mit Hilfe eines BDT's analysiert, so kann in einem Histogramm die BDT-Verteilung graphisch dargestellt werden, wie auch in Abb. 5.2 dargestellt. Dabei wird jedem Ereignis einen Wert, auch BDT-Score genannt, zwischen  $-1$  und  $1$  zugeteilt. Je höher dieser Wert, desto eher ist das Ereignis dem Signal zugeordnet. Im Histogramm befinden sich die Anzahl der Ereignisse ( $dN/dx$ ) in Abhängigkeit des BDT-Scores aufgetragen. Als Schwellenwert, welcher auch als BDT-Cut Value bezeichnet wird, soll nun der Wert festgelegt werden, der möglichst wenige Untergrundeignisse, aber möglichst viele Signalereignisse beinhaltet. Dieser Schwellenwert wird beispielsweise für die

---

<sup>1</sup> engl.: Node

<sup>2</sup> engl.: Tree

<sup>3</sup> engl.: Root

<sup>4</sup> engl.: Leaf

<sup>5</sup> Toolkit for Multivariate Analysis

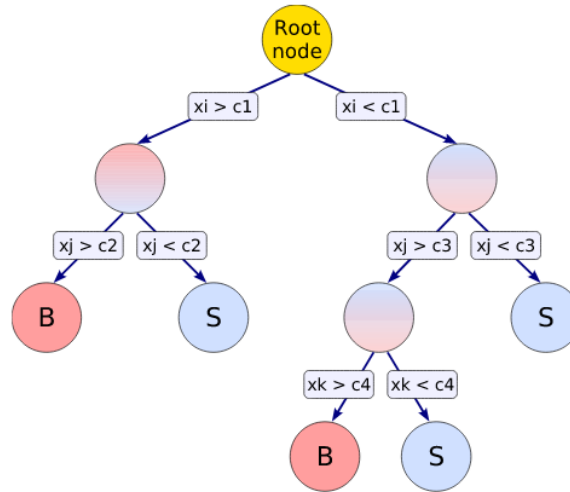


Abbildung 5.1: Schema eines Decision Trees [27]

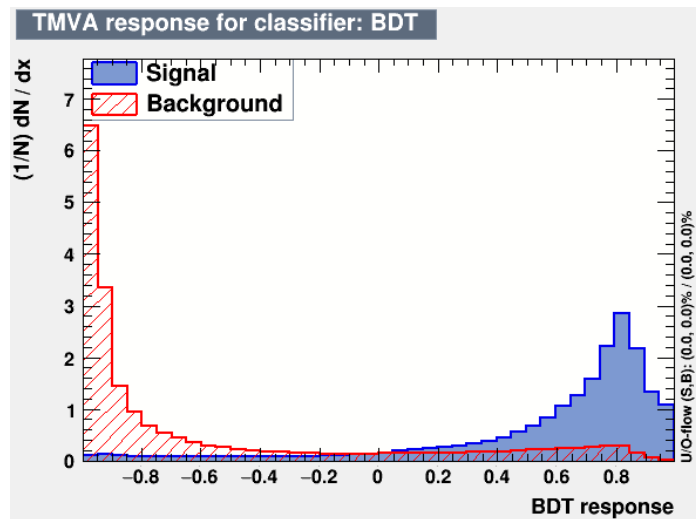


Abbildung 5.2: Beispiel BDT-Verteilung eines  $1p0n$ -vs- $1p1n$  Zerfallsmodentests der nominellen Konfiguration mit dem  $1p0n$ -Zerfall als Signal und dem  $1p1n$ -Zerfall als Untergrund gekennzeichnet

Zerfallsmodentests in PanTau verwendet. Für eine mathematisch genauere Beschreibung der BDTs können in Quelle [29] weitere Informationen erhalten werden.

Für das so genannte BDT-Training wird solange das Blatt in einen Knoten umgewandelt, bis die maximale Tiefe des Decision Trees erreicht wurde. Mit Hilfe eines Trainingsdatensatzes wird nach jedem Durchlauf das Resultat mit der tatsächlichen Klasse verglichen.

Um die Aufteilung von Signal und Untergrund, bzw. zweier Zerfallsmoden zu untersuchen, wird die sogenannte  $ROC^6$ -Curve verwendet. Dafür wird die Signaleffizienz gegen die Untergrundunterdrückung aufgetragen. Je größer die Fläche der Kurve, d.h. je eher die Kurve eine Stufe beschreibt, desto besser

<sup>6</sup> Receiver Operation Characteristic

Reco Tau Decay Mode	<b>ATLAS</b> Simulation Internal					Diagonal: 73.1% Efficiency
	1p0n	1p1n	1pXn	3p0n	3pXn	
3pXn	0.0	0.5	0.5	5.6	58.5	
3p0n	0.1	0.1	0.1	91.2	36.1	
1pXn	1.9	11.1	40.1	0.5	1.7	
1p1n	17.7	77.7	56.6	1.5	3.3	
1p0n	80.3	10.5	2.8	1.2	0.4	
	1p0n	1p1n	1pXn	3p0n	3pXn	

True Tau Decay Mode

Abbildung 5.3: Migration Matrix der nominellen Konfiguration

ist die Aufgliederung zwischen den zwei Klassen [29].

## 5.2 BDT-Training und Ergebnisvisualisierung

Das BDT-Training wird innerhalb des LOKI-Frameworks ausgeführt. Dies ist ein Assistenz-Algorithmus zum trainieren des Boosted Decision Trees. Darüber hinaus kann das Framework die Ergebnisse visualisieren und grafische Auswertungen erstellen. Für das BDT-Training werden die Inputdatensätze zunächst auf die benötigten Daten reduziert und in drei Teile, bzw. Listen, auch n-Tuple genannt, für die drei Zerfallsmodentests in PanTau eingeteilt. Dabei werden erneut, wie im PanTau-Algorithmus die Ereignisse gemäß Tabelle 4.1 separiert (siehe Abschnitt 4.3.2). Für jeden Zerfallsmodentest wird separat ein BDT-Training ausgeführt. Daraus ergeben sich die BDT-Cut Values und die sogenannten „weight“-Dateien, die den Aufbau des Boosted Decision Trees enthalten.

### 5.2.1 Migrations Matrix

Die sogenannte „Migration Matrix“<sup>7</sup> ist ein wichtiges Mittel um die Effizienz der Zerfallsmodenklassifikation zu erhalten. Hiermit wird aufgezeigt welcher Anteil von  $\tau$ -Zerfallsprodukten richtig bzw. falsch rekonstruiert worden ist. In Abb. 5.3 ist die Migrations Matrix eines rekonstruierten Datensatzes dargestellt. Die rekonstruierten Einträge sind auf der y-Achse und die wahren Zerfallsmoden auf der x-Achse aufgetragen. Um einen wahren 1p1n-Zerfall einem 1pXn-Zerfall falsch zuzuordnen, liegt die Effizienz bei 11,2 % (siehe Abb. 5.3). Die Matrix ist normalisiert, d.h. jeder Eintrag in einer Spalte summiert ergibt jeweils 100 %. Je höher die Diagonaleinträge sind, desto effizienter ist die Zerfallsmodenklassifikation [9]. Die Diagonaleffizienz in der Abb. 5.3 oben rechts, gibt einen Gesamtüberblick über die Gesamteffizienz der momentanen Konfiguration.

<sup>7</sup> deutsch.: Migrations Matrix

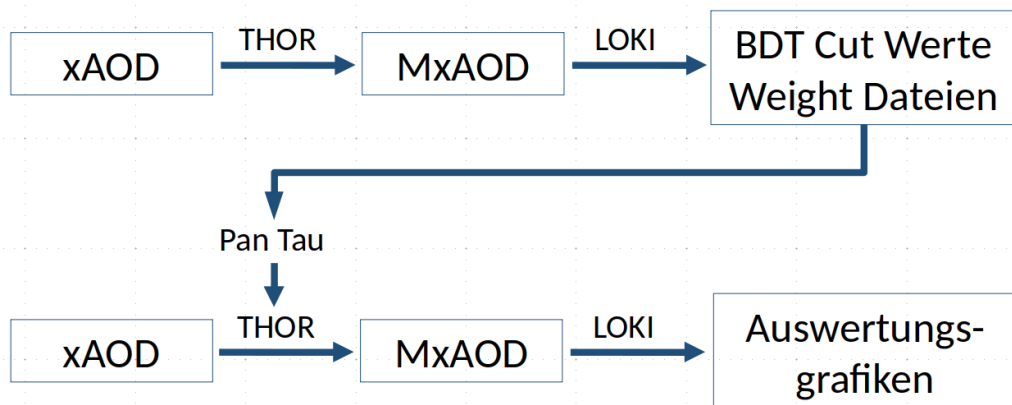


Abbildung 5.4: Arbeitsprozess der Implementierung einer neuen Konfiguration, in der ein neues BDT-Training durchgeführt wird; dafür müssen neue BDT-Cut Values in PanTau implementiert werden

### 5.3 Arbeitsablauf

Soll ein Datensatz einem neuen BDT-Training unterzogen werden, so wird der in Abb. 5.4 gezeigte Arbeitsablauf durchgeführt. Zuallererst wird der in 4.1 aufgeführte Trainingssatz, die `xAOD`, verwendet und in das Framework THOR eingespeist. THOR enthält alle in 4.3.1 und 4.3.2 beschriebenen Vorgänge. Sind diese abgeschlossen, wird eine ROOT-Datei namens `MxAOD` produziert, die alle nötigen Informationen und Ereignisse enthält. Diese Datei dient als Input für das LOKI-Framework (siehe Abschnitt 5.2). Hier wird das BDT-Training durchgeführt. Sobald die BDT Cut Werte und die „weight“-Dateien erstellt worden sind, müssen diese in den PanTau Code implementiert werden. Daraufhin muss der THOR-Maschinencode erneut, jetzt mit der neuen Konfiguration ausgeführt werden. Dafür wird wieder der GammaTauTau Trainingssatz verwendet. Die entstandene `MxAOD` kann nun in der grafischen Auswertungsfunktion des LOKI-Frameworks visualisiert werden.

---

## Der Teilchenfluss-Algorithmus mit Berücksichtigung von „Shrinking Cone“

---

Bisher konnten nicht alle Zerfallsmoden mit einer hohen Effizienz richtig klassifiziert werden. In der Migrations Matrix (vgl. Abb. 5.3) wird deutlich, dass beispielsweise die Wahrscheinlichkeit einen  $1pXn$ -Zerfalls richtig zu rekonstruieren bei unter 50% liegt. Um diese Zerfallsmodenklassifikation zu optimieren, werden weitere Anhaltspunkte gesucht. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Auswahleinschränkung durch den sogenannten „Shrinking Cones“<sup>1</sup> beschrieben.

### 6.1 Kegel des $\tau$ -Zerfalls

In einem  $\tau$ -Zerfall bildet sich ein Teilchenbündel von Zerfallsprodukten, die sich aufgrund ihrer Flugbahn in Abhängigkeit ihrer Energie kegelförmig ausbreiten. Mit Hilfe des Pseudorapidität-Azimuthwinkel  $\Delta R$ , also dem Radius zur intermediären Achse, wird im Teilchenfluss-Algorithmus entschieden ob es sich um Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Zerfalls oder ob es sich um andere Teilchen von außerhalb handelt (siehe Abschnitt 4.3.2). Hierfür wird ein fester Radius von  $\Delta R = 0,2$  verwendet. Da sich die Zerfallsprodukte in Abhängigkeit ihrer Energie ausbreiten, wurde eine Parametrisierung  $\Delta R_{pcone}(p, \eta)$  in Abhängigkeit des Impulses der Teilchen definiert. Dementsprechend können mehr Teilchen aussortiert werden, nachdem sie als neutrales Teilchenflussobjekt eingeteilt wurden. Dieser energieabhängige Aussonderung nennt man „Shrinking Cone“. Der veränderte Teilchenfluss-Algorithmus ist in Abb. 6.1 abgebildet.

### 6.2 Methodik

Zunächst wurde die Parametrisierung des „Shrinking Cones“, im PanTau-Algorithmus implementiert, sodass im Anschluss der Algorithmus mit einem Trainingsdatensatz  $\gamma \rightarrow \tau\tau$  (siehe Abschnitt 4.1) mit dieser Konfiguration ausgeführt werden kann. Anschließend wird mit dem LOKI-Framework ein BDT-Training vollzogen. Nachdem die Informationen der BDT-CutValues in PanTau eingebettet wurden, wird der Algorithmus erneut ausgeführt.

---

<sup>1</sup> deutsch.: Schrumpfkegel

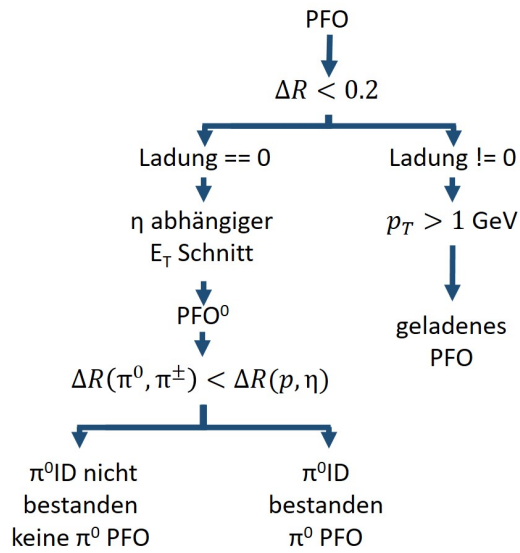


Abbildung 6.1: Teilchenfluss-Algorithmus mit Berücksichtigung des energieabhängigen Kegels des „Shrinking Cones“

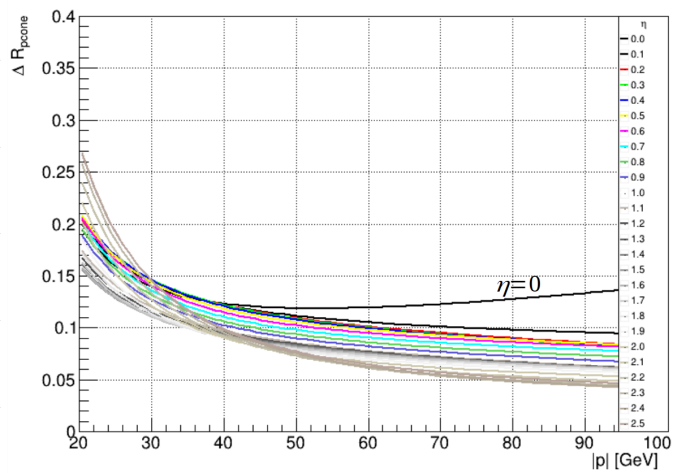


Abbildung 6.2: Parametrisierung des Shrinking Cones mit der Pseudorapidität  $0 \leq |\eta| \leq 2,5$  für die Zerfallsmode  $1p1n$

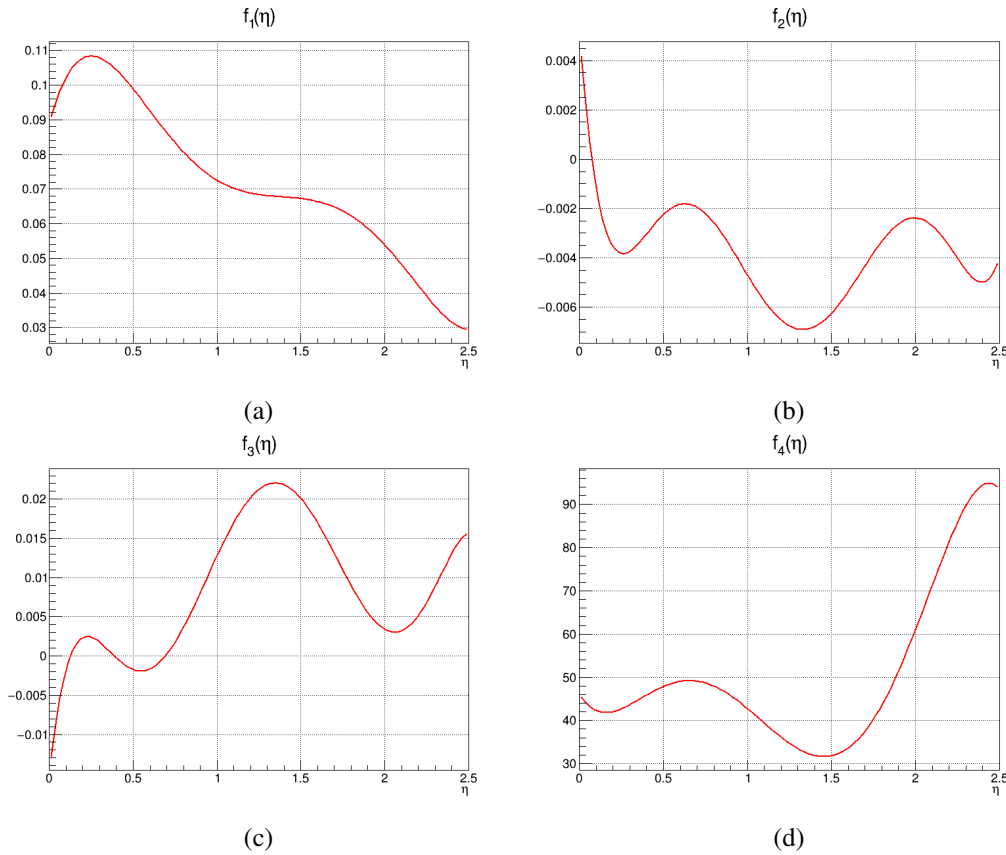


Abbildung 6.3: Polynome 9ten Grades, die für die Parametrisierung  $\Delta R_{pcone}(p, \eta)$  verwendet werden für den 1p1n Zerfall

### 6.3 Parametrisierung des „Shrinking Cones“

Die Parametrisierung für den Pseudorapidität-Azimuthwinkel  $\Delta R_{pcone}(p, \eta)$  zwischen den geladenen und den neutralen Teilchen in Abhängigkeit des Betrags des Impulses wurde eine Regression mit folgender Form festgelegt, so dass 99% der detektierten neutralen PFO's berücksichtigt werden [30]:

$$\Delta R_{pcone}(p, \eta) = f_1(\eta) \cdot e^{(f_2(\eta) \cdot p)} + f_3(\eta) + \frac{f_4(\eta)}{p^2} \quad (6.1)$$

Dabei ist  $p$  der Betrag des Impulses mit:

$$p = p_T \cosh(\eta) \quad (6.2)$$

Die Funktionen  $f_i(\eta)$  mit ( $i = 1,2,3,4$ ) beschreiben Polynome 9 Grades in Abhängigkeit des Winkels  $\eta$ , das heißt in Abhängigkeit des Ortes im Detektor. Die Parametrisierung ist für den 1p1n Zerfall in Abb. 6.2 dargestellt, wobei die Farben der Kurve den Ort des Kegels von  $0 \leq |\eta| \leq 2,5$  in 0,1er Schritten darstellt. Wird die Parametrisierung in dem PFO-Klassifikationsalgorithmus berücksichtigt,

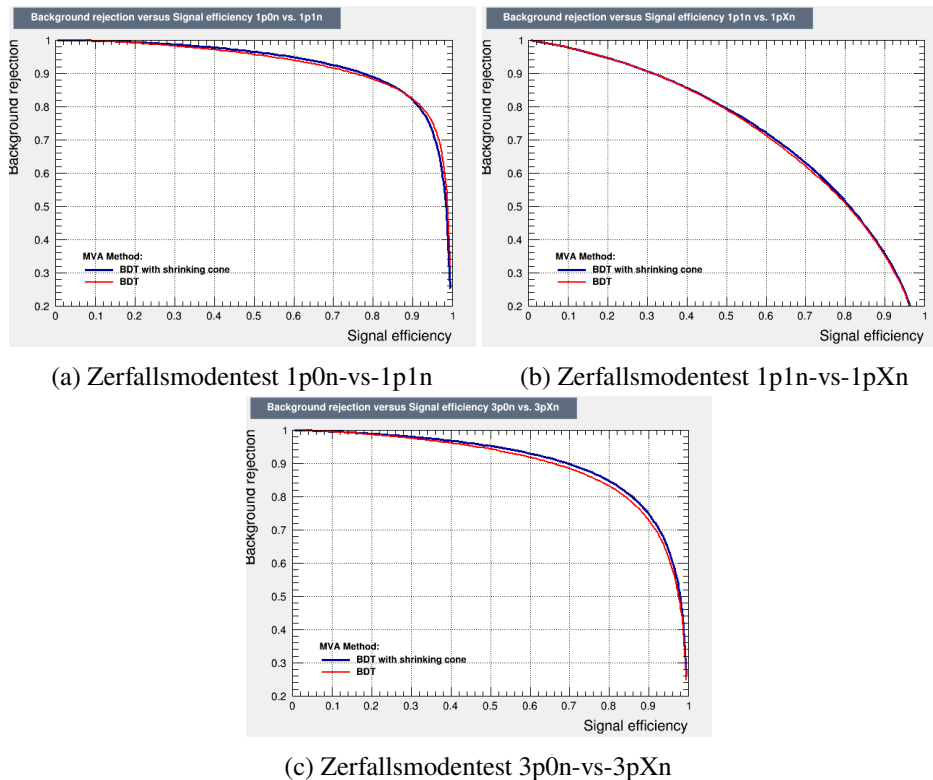


Abbildung 6.4: ROC-Curve Signaleffizienz gegen Untergrundunterdrückung

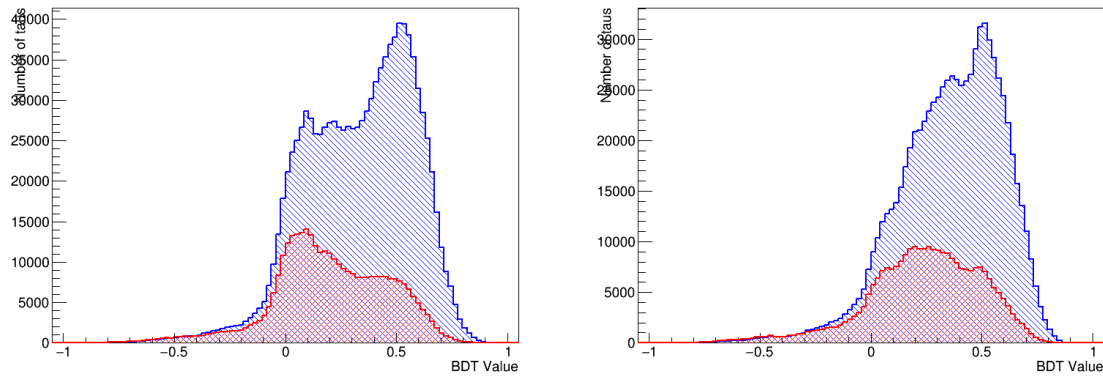
so werden alle Ereignisse oberhalb der Kurve aussortiert.

Die Parametrisierung für den Fall  $\eta = 0$  konvergiert in diesem Fall nicht gegen die Konstante sondern nimmt für größere  $x$ -Werte einen immer größer werdenden Wert an. Somit werden neutrale PFO mit hohen Impulsen und einem Pseudorapiditätswinkel  $\eta = 0$  trotzdem weiterhin als mögliche  $\pi^0$ -Kandidaten markiert. Des weiteren werden die 4 Polynome 9ten Grades näher betrachtet, um das Verhalten der Parametrisierung für  $\eta = 0$  nachzuvollziehen. In Abbildung 6.3 sind alle Polynome in Abhängigkeit von  $\eta$  aufgetragen. Auffällig ist, dass das  $f_2(\eta)$  Polynom für  $\eta = 0$  einen positiver Wert annimmt. Somit überwiegt die Exponentialfunktion in diesem Fall für hohe Impulse.

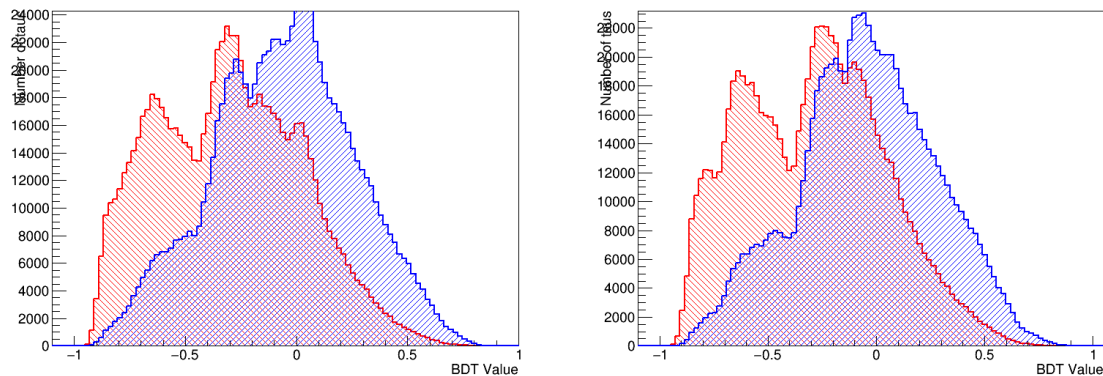
### 6.4 Einfluss des „Shrinking Cones“

Zunächst wird die ROC-Curve (Abb. 6.4) der einzelnen Zerfallsmodentests nach dem BDT-Training betrachtet. Es konnten in den Fällen des 1p1n-vs-1pXn und 3p0n-vs-3pXn Zerfallstests eine bessere Separation zwischen Signal und Untergrund durchgeführt werden, als in der nominellen Konfiguration.

In Abb. 6.5 sind BDT-Verteilungen für den Fall 1p1n-vs-1pXn, nach ihren eingehenden Zerfallsmoden, aufgeteilt und für die nominelle und die neue Konfiguration im Vergleich anschaulich dargestellt. Für den Fall der R11X Zerfälle (siehe Abb. 6.5(b)) kann eine größere Überlappung des wahren 1pXn- und 1p1n-Zerfalls beobachtet werden. Allerdings konnten die R11X Zerfälle des 1p1n Zerfalls besser zugeordnet werden, da keine Abflachung bei einem BDT Wert von circa 0 mehr beobachtet werden kann. Im Fall des R1XX Zerfalls, Abb. 6.6(a), scheint das mittlere Maximum der



(a) wahre  $lp1n$  und wahre  $lpXn$ , die als  $lp1n$  rekonstruiert worden sind, vorherige Konfiguration (b) wahre  $lp1n$  und wahre  $lpXn$ , die als  $lp1n$  rekonstruiert worden sind, Konfiguration mit Shrinking Cone



(c) wahre  $lp1n$  und wahre  $lpXn$ , die als  $lpXn$  rekonstruiert worden sind, vorherige Konfiguration (d) wahre  $lp1n$  und wahre  $lpXn$ , die als  $lpXn$  rekonstruiert worden sind, Konfiguration mit Shrinking Cone

Abbildung 6.5: BDT-Distributionen des  $lp1n$ -vs- $lpXn$  Zerfallsmodentests

$lpXn$ -Verteilung der neuen Konfiguration (Abb. 6.5(b)) weiter in Richtung  $lp0n$  Verteilung verschoben zu sein. Trotzdem ändert sich die überlagerte Fläche zwischen den Zerfallsmodenverteilungen kaum. Aus Übersichtsgründen sind die Verteilungen der anderen Zerfallsmodentests im Anhang in Abbildung A.3 für die neue Konfiguration und im Anhang in Abbildung A.1 für die originale Konfiguration aufgelistet.

Darüber hinaus kann die Gesamt-BDT-Verteilung für diesen Zerfallsmodentest in Abb. 6.6 untersucht werden. Es scheint insgesamt eine Umverteilung zwischen den BDT-Werten der beiden Zerfallsmoden zu entstehen, da das Maximum der  $lp1n$ -Verteilung, welches vorher bei einem BDT Wert von 0,1 lag deutlich nach links verschoben wurde. Im Vergleich zur nominellen Funktion (vgl. Abb. im Anhang A.2 und A.1) weisen die BDT-Verteilungen der weiteren Zerfallsmodenests für die Konfiguration mit Shrinking Cone (vgl. Abb. im Anhang A.3 und A.4) keine größeren Unterschiede auf.

Wird nun die Migrations Matrix der bisherigen Konfiguration mit der des eingebundenen Shrinking Cones gegenübergestellt (siehe Abb. 6.7(a) und 6.7(b)), kann ein Abnehmen der diagonalen Effizienz um 1 % entgegen der ursprünglichen Konfiguration festgestellt werden. In den Fällen der richtig

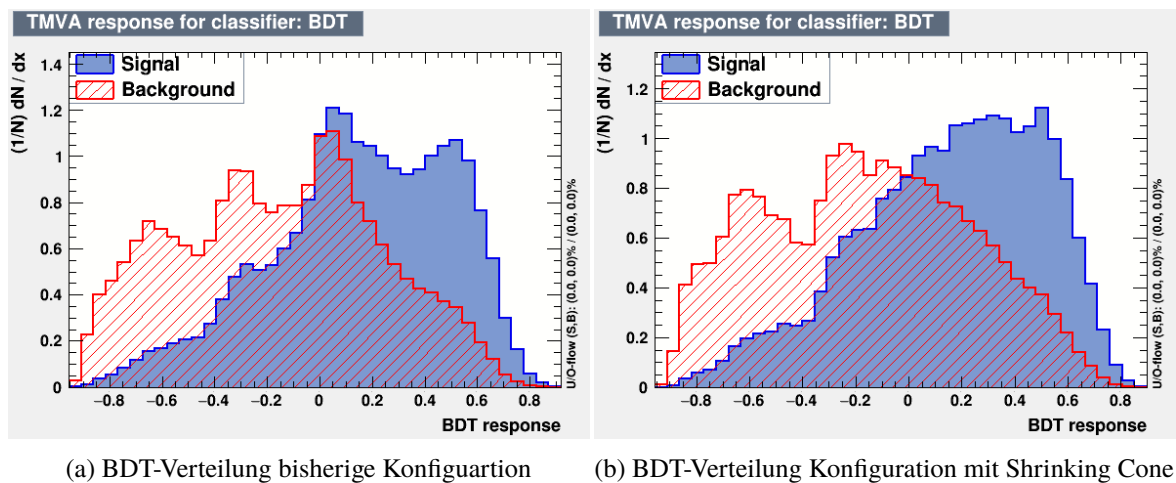


Abbildung 6.6: BDT-Verteilungen des  $1p1n$ -vs- $1pXn$  Zerfallsmodentests mit Signal für den  $1p1n$  und Untegrand für den  $1pXn$  Zerfall

rekonstruierten  $1p0n$ - und  $3p0n$ -Zerfallsmoden konnte die Konfiguration mit dem Shrinking Cone zu einem besseren Ergebnis führen. Alle anderen Zerfallsmoden wurden schlechter als zuvor rekonstruiert. Besonders auffällig sind in Abb. 6.7(b) die Einträge der wahren  $1p1n$ - und  $1pXn$ -Zerfallsmoden, die deutlich häufiger als zuvor als  $1p0n$ -Zerfall rekonstruiert worden sind. Beispielsweise wurde der wahre  $1pXn$ -Zerfall vorher nur in 2,8 % aller Fälle als  $1p0n$ -Zerfall klassifiziert. Nun tritt dieses Ereignis in 7,3 % aller Fälle auf. Dies kann zusätzlich in dem Graphen in Abb. 6.8(a) beobachtet werden, indem das Verhältnis des rekonstruierten und des wahren transversalen Impulses aufgetragen ist. Im idealen Fall ist das Verhältnis 1. Im Vergleich zur vorherigen Konfiguration werden mehr Ereignisse bei einem niedrigeren Verhältnis eingeordnet, d.h. es wurden somit mehr rekonstruierte  $1p0n$ -Zerfälle falsch nachvollzogen. Darüber hinaus sinkt die Effizienz einen wahren  $1p1n$ -Zerfall als einen solchen zu rekonstruieren, im Vergleich zur bisherigen Konfiguration, um einen Faktor von 3,3 % (siehe Abbildungen 6.7(a) und 6.7(b)). Wird nun erneut das Verhältnis des rekonstruierten und wahren transversalen Impulses, in diesem Fall mit wahren  $1p1n$ -Zerfallsereignissen, betrachtet, vergl. Abb. 6.8(b), bestätigt sich folglich die Annahme, da mehr Zerfälle ein schlechteres Verhältnis in der Konfiguration mit dem Shrinking Cone aufweisen und dementsprechend die Anzahl richtig rekonstruierter wahrer  $1p1n$ -Zerfälle vermindert wurde.

In den Abbildungen 6.9(a) und 6.9(b) wird die Effizienz der einzelnen Zerfallsmoden gegen den wahren transversalen Impuls  $p_T$  aufgetragen. Bei höheren transversalen Impulsen, ist der Einfluss des Shrinking Cones höher, da die Parametrisierung für höhere Impulse mehr Ereignisse aussortiert (siehe Abb. 6.2). Es bestätigt sich die Beobachtung in den Migration Matrizen, denn einige Zerfallsmodenklassifikationseffizienzen sinken bei hohen Impulsen im Vergleich zu vorher. Hierbei sticht besonders der  $3pXn$ -, sowie der  $1p1n$ -Zerfallsmodus hervor. Lediglich die  $1p0n$  und die  $3p0n$ -Zerfälle konnten zu einem besseren Ergebnis führen. Dies deckt sich mit den Veränderungen, die in der Migrations Matrix untersucht worden sind.

Zur Plausibilitätsüberprüfung der Werte, dem sogenannten Sanity Check, werden die wahren transversalen Impulse mit und ohne Shrinking Cone subtrahiert. Ergeben die Ereignisse null, so ist der Wert annehmbar, da die wahren Werte sich durch Veränderung des Rekonstruktionsalgorithmus nicht

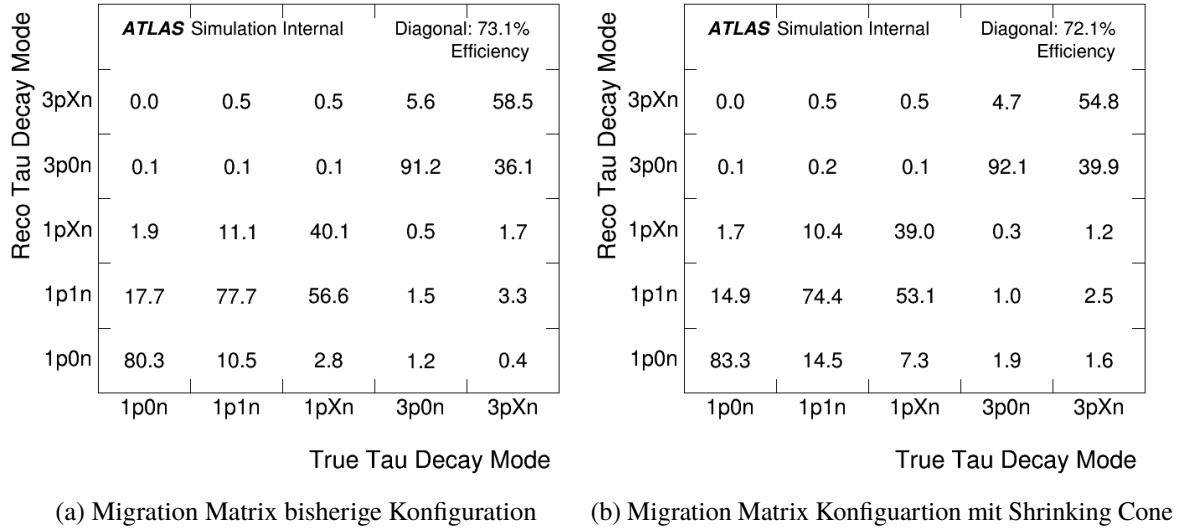


Abbildung 6.7: Migration Matrices

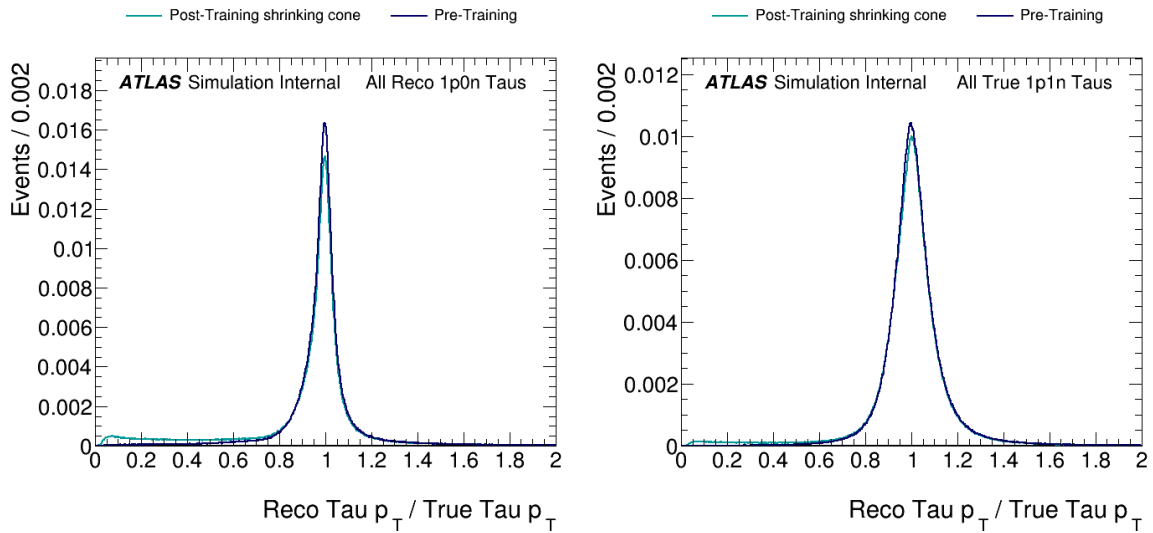


Abbildung 6.8: Verhältniss des rekonstruierten transversalen Impulses und des wahren transversalen Impulses

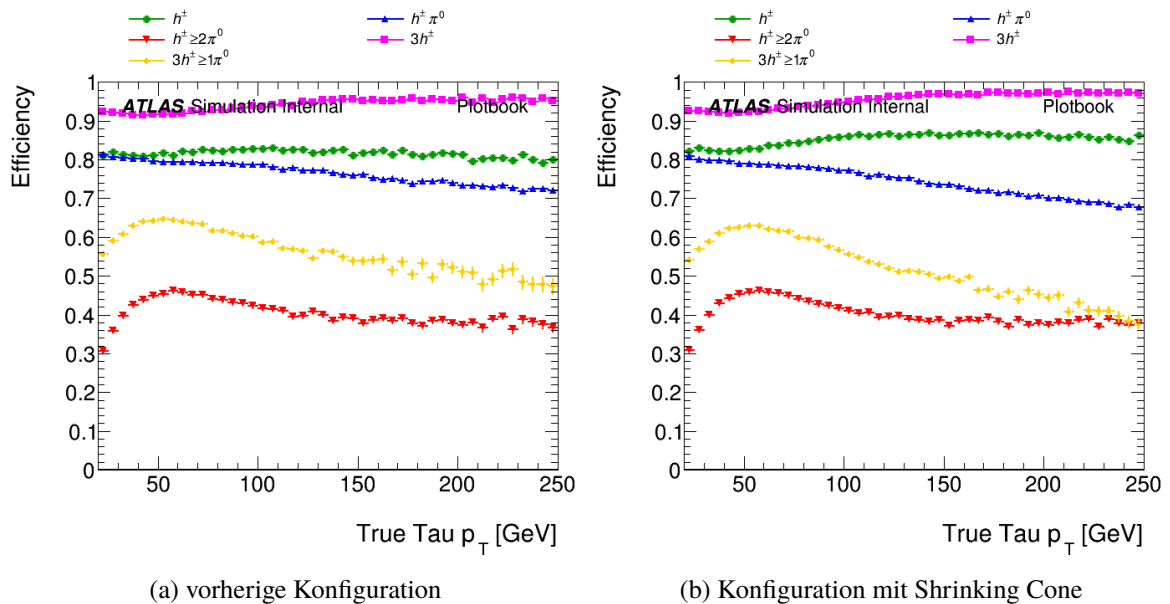
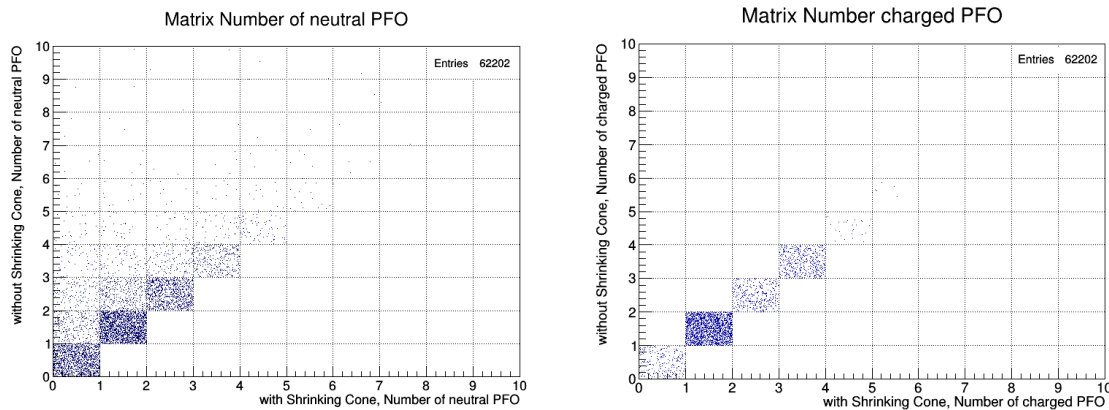


Abbildung 6.9: Effizienz der einzelnen Zerfallsmoden in Abhängigkeit des transversalen Impuls  $p_T$ , dabei steht  $h^\pm$  für die geladenen Teilchen

verändern sollten. Anhand des Sanity Checks wurde deutlich, dass das Ergebnis nur für die ersten circa 40 000 von rd. 1,5 Mio. Ereignissen plausibel ist. Untersucht wurde dabei der erste Teil des MxAOD Datensatzes. Stichprobenartig wurde das Verhalten weiterer Teile überprüft, für die ähnliche oder sogar eine bessere Plausibilität erreicht werden konnte. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass durch den Shrinking Cone  $\tau$ -Kandidaten aussortiert werden, die in der nominellen Konfiguration noch eingelesen wurden. Allerdings sollte die Auswahl der neutralen PFOs durch den Shrinking Cone nichts an der Anzahl der  $\tau$ -Kandidaten ändern. Somit werden im weiteren nur noch die ersten 40 000 Ereignisse betrachtet um die vorherige Konfiguration mit der diesigen vergleichen zu können.

Wird die Anzahl der neutralen rekonstruierten PFOs mit Shrinking Cone gegen die Anzahl der rekonstruierten neutralen PFOs mit konstantem  $\Delta R$  für die ersten 40 000 Ereignisse aufgetragen (Abb. 6.10(a)), so wird deutlich, dass die Konfiguration ohne Shrinking Cone einige neutrale PFO als solche rekonstruiert, die von der Konfiguration mit Shrinking Cone nicht als solche identifiziert werden. Die Konfiguration mit dem Shrinking Cone sortiert folglich wie erwartet Ereignisse von neutralen PFOs aus. Trägt man außerdem die geladenen PFO mit und ohne Konfiguration mit Shrinking Cone für die ersten 40 000 Ereignisse auf, so werden wie auch erwartet die gleiche Anzahl an geladenen Teilchen rekonstruiert (vergl. Abb. 6.10(b)). In den beiden Abbildungen unterscheidet sich die Anzahl von 40 000 Ereignissen mit der Zahl der Einträge, die in der Grafik dargestellt ist. Dies ist damit verbunden, dass sich die Anzahl der Ereignisse aus den Elementen des Datensatzes (MxAOD) ergeben. Stellen wir allerdings  $\tau$  bezogene Variablen dar, so kommt es, durch eine größere Anzahl vorhandener  $\tau$ -Leptonen, pro Ereignis zu mehreren Einträgen. Zuletzt kann der energieabhängige Radius  $\Delta R$  zur intermediären Achse berechnet werden, indem der Winkel und der Ort zwischen rekonstruierten neutralen und geladenen Pionen betrachtet wird. Dieser wird, für alle rekonstruierten Zerfallsmoden, in Abhängigkeit des Betrags des rekonstruierten Impulses aufgetragen. Dabei wurde sichergestellt, dass das Ereignis nur ein neutrales PFO besitzt, welches auch als  $\pi^0$  markiert wurde. Im Fall der nominellen



(a) Matrix in der rekonstruierte neutrale PFO mit und (b) Matrix in der rekonstruierte geladene PFO mit und ohne Berücksichtigung des Shrinking Cones gegeneinander aufgetragen sind

Abbildung 6.10: Matrizen zum Vergleich der nominellen Konfiguration mit der Konfiguration mit Shrinking Cone

Konfiguration wird deutlich, dass wie erwartet  $\tau$ -Kandidaten aussortiert werden, die nicht in einem Bereich von  $\Delta R \leq 0,2$  liegen (vgl. Abb. 6.11(a)). Bei der Analyse fiel außerdem auf, dass  $\pi^0$ -Teilchen im Datensatz enthalten sind, die einen Viererimpuls von 0 besitzen und nicht in dem Bereich von  $\Delta R \leq 0,2$  liegen. Diese wurden dementsprechend für die Grafiken ausgeschlossen. Wird dies für die Konfiguration mit dem Shrinking Cone unter Nutzung der definierten Parametrisierung aufgetragen, so wird deutlich, dass entgegen der Erwartung nicht alle Ereignisse oberhalb der Parametrisierung aussortiert wurden (vgl. Abb. 6.11(b)).

In Abbildung 6.12 werden für die nominelle Konfiguration die Werte fett rot markiert, die in der neuen Konfiguration nicht anders rekonstruiert wurden. Dabei werden nur die wahren 1p1n-Zerfälle aufgetragen, die richtig rekonstruiert wurden im Fall der nominellen Konfiguration. Alle weiteren Bedingungen bleiben hier gleich.

Es ist zu sehen, dass auch Ereignisse unterhalb der Parametrisierung anders rekonstruiert worden sind. Dies widerspricht der Erwartung, dass nur oberhalb der Parametrisierungskurve Teilchen anders rekonstruiert werden können. Außerdem fiel bei der Analyse auf, dass alle Ereignisse von markierten  $\pi^0$  Teilchen in der nominellen Konfiguration, auch in der Konfiguration mit Shrinking Cone als solche markiert wurden. Folglich hat der Shrinking Cone in dieser Implementierung einen allgemeinen Einfluss auf das Ergebnis, aber dieser scheint scheinbar, nicht wie es gewollt war,  $\pi^0$  Kandidaten auszusortieren.

Insgesamt fielen einige Unstimmigkeiten bezüglich der Auswertung zum Einfluss des Shrinking Cones auf. Es könnte ein Fehler bei der Implementierung im Teilchenfluss-Algorithmus vorliegen, da die Teilchen offensichtlich nicht nach der Parametrisierung aussortiert werden. Es erscheint sinnvoll dies in der näheren Zukunft zu untersuchen, da trotz der zum Teil widersprüchlichen Ergebnisse die Einteilung auf Basis des Shrinking Cones nach wie vor vielversprechend scheint. Dies ist in der Aufgrund der Ausdünnung des Auftretens der Teilchen mit zunehmenden Impuls anzunehmen, vergleiche auch Abb. 6.11(a).

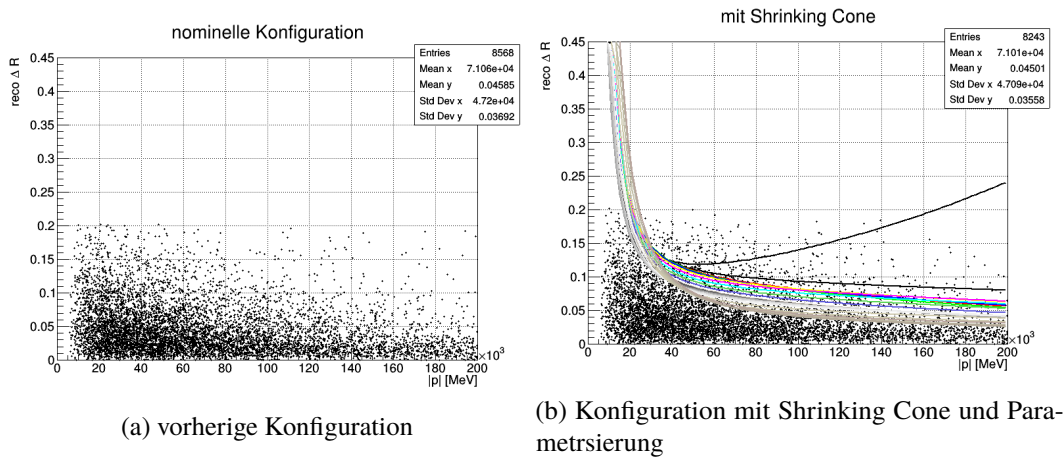


Abbildung 6.11: rekonstruiertes  $\Delta R$  gegen rekonstruierten Betrag des Impulses aufgetragen, dabei werden nur die ersten 40 000 Ereignisse aufgetragen; des weiteren werden nur Ereignisse aufgetragen, die nur ein neutrales Element besitzen, welches als  $\pi^0$  rekonstruiert wurde und keinen Viererimpuls mit dem Wert 0 besitzen

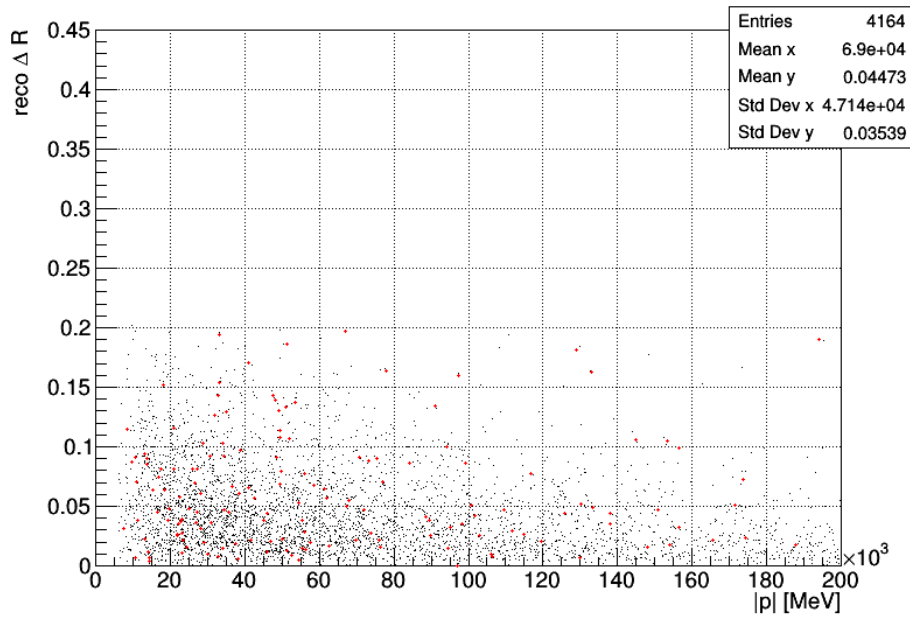


Abbildung 6.12: rekonstruiertes  $\Delta R$  richtig rekonstruierter Ereignisse gegen rekonstruierten Betrag des Impulses für den 1p1n Zerfall mit nomineller Konfiguration aufgetragen, dabei sind in fett rot die im Shrinking Cone anders rekonstruierten Ereignisse eingefärbt; es werden nur die ersten 40 000 Ereignisse eingetragen, die nur ein neutrales Element besitzen, welches als  $\pi^0$  markiert wurde und keinen Viererimpuls mit dem Wert 0 besitzen

---

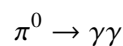
## Explizite Zerfallsmodenklassifikation durch Paarerzeugung

---

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Paarerzeugung im BDT-Training untersucht und dargelegt.

### 7.1 Paarerzeugung-ein Indiz für den $\tau$ -Zerfall

Wie schon in Abschnitt 2.3 diskutiert spielt die Wechselwirkung von Photonen mit Materie bei der Detektion von Zerfallsprodukten eine Rolle. Das Augenmerk sollte auf die Paarerzeugung gelegt werden, da diese durch die hoch energetischen Teilchen, welche durch die hoch energetische Kollision zustande kommen, die dominante Wechselwirkung ist. Für die Rekonstruktion des  $\tau$ -Zerfalls ist dies von Bedeutung, da es mit einer Wahrscheinlichkeit von circa 36 % in ein oder mehrere  $\pi^0$ -Teilchen zerfallen kann, das dann mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,82 % in zwei Photonen zerfällt [7]:



Diese Photonen können mit der Materie des Detektors wechselwirken. So sind Elektron-Positron-Paare ( $e^-e^+$ ) möglicherweise ein Indiz für einen  $\tau$ -Zerfall.

### 7.2 Methodik

Diese Arbeit konzentriert sich zunächst auf die detektieren der Paarerzeugungsspuren. Hierbei ist die Gewichtung der neuen BDT-Variable für die neue Konfiguration essenziell. Dafür wurde eine Gewichtung der Variablen durchgeführt (vgl. Abschnitt 7.3.1). Die 5 am besten gewichteten Variablen wurden in das BDT-Training eingefügt. Die resultierenden BDT Schwellenwerte wurden in den PanTau-Algorithmus eingebettet.

## 7.3 Ergebnisse

### 7.3.1 Variablengewichtung

Bei dem sogenannten BDT-Ranking wird gezählt, wie oft eine Variable benutzt wird, um die Daten an einem Knotenpunkt zu teilen und wie viele Ereignisse dort vorkommen. Zusätzlich wird gewertet, wie gut die Separation der Klassen durch die Variable ausgeführt wird [27]. Somit gibt die BDT-Variablengewichtung an, wie effektiv die Diskriminierungsleistung der Variable ist.

Im Zerfallsmodentest  $1p1n$ -vs- $1pXn$ , konnte die Variable der Anzahl von detektierten Paarerzeugungsspuren den fünften Rang erhalten, wie in Tabelle 7.1 gezeigt ist. Die nominelle Variablengewichtung ist im Anhang in Tabelle A.1 aufgeführt. Werden nicht 5 Variablen sondern 6 Variablen in das BDT-Training eingefügt, so kommt es nicht zu einer Verbesserung, da die Hyperparameter nicht im Rahmen dieser Bachelorarbeit angepasst worden sind. Hyperparameter sind Einstellungen, die vor einem BDT-Training angepasst werden müssen, wenn beispielsweise mehr BDT-Variablen verwendet werden. Ein Hyperparameter wäre zum Beispiel die Tiefe des BDTs. Deswegen wurden nur die 5 am besten gewichteten Variablen in das Training eingefügt und in den PanTau-Algorithmus implementiert. Somit wurde im Zerfall  $1p1n$ -vs- $1pXn$  die Variable der Anzahl aller neutralen PFOs gegen die Anzahl der Paarerzeugungsspuren eingetauscht.

Rang	Variable	Gewichtung
1	zweithöchster $\pi^0$ -BDT Score aus den neutralen PFO's	$2,277 \cdot 10^{-1}$
2	Verhältnis der $E_t$ aller neutralen PFO's	$2,258 \cdot 10^{-1}$
3	invariante Masse aller neutralen PFO's	$1,946 \cdot 10^{-1}$
4	Anzahl Photonen die im $\tau$ -Zerfall erwartet werden	$1,474 \cdot 10^{-1}$
5	Anzahl der Paarerzeugungsspuren	$1,245 \cdot 10^{-1}$
6	Anzahl aller neutralen PFO's	$8,005 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 7.1:  $1p1n$ -vs- $1pXn$  Variablen Gewichtung, mit Anzahl der Paarerzeugungsspuren auf dem 5 Rang

### 7.3.2 Erweiterung der Variablengewichtung

Um die Effizienz der BDT-Entscheidungen zu verbessern können, könnte eine Gewichtung der Variablen mit viel mehr Variablen und Informationen durchgeführt werden. Für dieses Projekt müssen viele Variablen in das BDT-Training eingefügt werden. Leider konnte dies aus zeitlichen Gründen nicht weiter in Rahmen dieser Bachelorarbeit untersucht werden. Dieses Vorhaben könnte die Effizienz der Zerfallsmodenklassifikation erhöhen.

### 7.3.3 Ergebnisse durch die Gewichtung der Variablen

Vergleicht man die Migrations Matrizen der vorherigen Konfiguration mit der aktuellen (siehe Abb. 7.1(a) und 7.1(b)), so wird deutlich, dass die Einbindung der Paarerzeugungsspuren kaum

Reco Tau Decay Mode	ATLAS Simulation Internal					Diagonal: 73.1% Efficiency
	1p0n	1p1n	1pXn	3p0n	3pXn	
3pXn	0.0	0.5	0.5	5.6	58.5	
3p0n	0.1	0.1	0.1	91.2	36.1	
1pXn	1.9	11.1	40.1	0.5	1.7	
1p1n	17.7	77.7	56.6	1.5	3.3	
1p0n	80.3	10.5	2.8	1.2	0.4	

(a) Migration Matrix bisherige Konfiguration

Reco Tau Decay Mode	ATLAS Simulation Internal					Diagonal: 73.0% Efficiency
	1p0n	1p1n	1pXn	3p0n	3pXn	
3pXn	0.0	0.5	0.5	5.4	58.1	
3p0n	0.1	0.1	0.1	91.4	36.5	
1pXn	1.9	11.2	39.7	0.5	1.6	
1p1n	17.1	77.4	56.9	1.5	3.3	
1p0n	80.9	10.8	2.8	1.2	0.4	

(b) Migration Matrix Konfiguration mit Berücksichtigung der Anzahl von Paarerzeugungsspuren

Abbildung 7.1: Vergleich der Migration Matrices

einen Einfluss auf das Rekonstruktionsergebnis hat. Die diagonale Effizienz sinkt sogar um 0,1 %. Die Effizienzen der richtigen Rekonstruktion wurden nur für zwei Zerfallsmoden erhöht, der 1p0n- und 3p0n- Zerfallsmode. Alle anderen Zerfallsmodenrekonstruktionseffizienzen sinken um einen kleinen Anteil. Dies entspricht nicht den Erwartungen, da die hinzugefügte Variable eine bessere Gewichtung im BDT-Training erzielen konnte. Betrachtet man die Effizienzen der einzelnen Zerfallsprodukte in Abhängigkeit des wahren transversalen Impulses, siehe Abb. 7.2(a) und 7.2(b), so kann kaum ein Unterschied erkannt werden.

Eine Auffälligkeit dieser Gesamtveränderungen aller Zerfallsmodeneffizienzen ist, dass nur im Zerfallsmodentest 1p1n-vs-1pXn die Konfiguration angepasst wurde. Die BDT-Cut Values der anderen Zerfallsmodentests blieben unverändert. Trotzdem verändern sich die Effizienzen der anderen Zerfallsmoden.

Ein Vergleich der BDT-Verteilungen, Abbildungen 7.4(a) und 7.4(b), für die einzelnen Zerfallsmodentests macht deutlich, dass sich der Erwartung entsprechend nur die Verteilung des 1p1n-vs-1pXn Zerfalls ändert. In den Abbildungen A.5(a) bis A.5(b) im Anhang befinden sich die Verteilungen für die des 1p0n-vs-1p1n und 3p0n-vs-3pXn Zerfallsmodentests. Auffällig hierbei ist, dass die Verteilungen im Vergleich sogar eine bessere Separation vermuten lassen. Dies bestätigt sich beim Betrachten der *ROC-Curve* des 1p1n-vs-1pXn Zerfallsmodentests. Hier ist eine Verbesserung des Verhältnisses des Signals zum Untergrund, bzw. in diesem Fall zwischen den beiden Zerfallsmoden zu erkennen (vergl. Abb. 7.3). Dies widerspricht der vorherigen Beobachtungen eine schlechtere Zerfallsmodenklassifikationseffizienz zu erhalten. Die *ROC-Curven* der Zerfallsmodentest 1p0n-vs-1p1n und 3p0n-vs-3pXn verändern sich wie erwartet nicht (siehe im Anhang Abbildungen A.7).

Für die nähere Betrachtung kann diese BDT-Verteilung auch für die einzelnen Variablen in diesem Zerfall genauer angeschaut werden. Alle Verteilungen für die einzelnen Variablen, der vorherigen und aktuellen Konfiguration, sind identisch. Der Vergleich der BDT-Verteilungen der Variablen, die

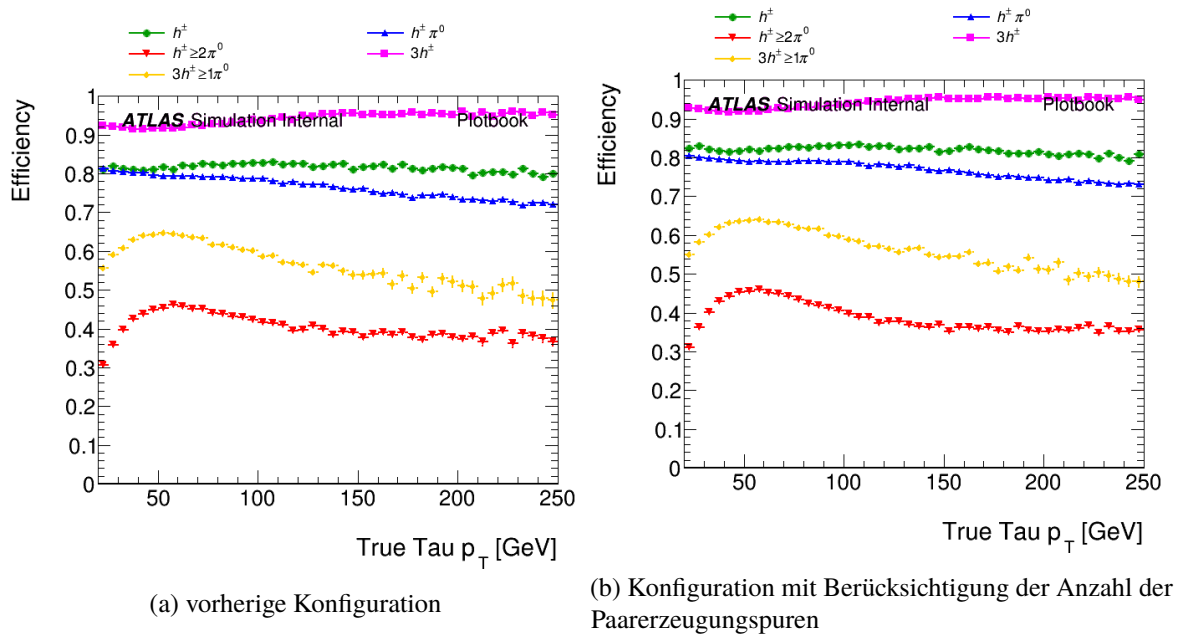


Abbildung 7.2: Effizienz der einzelnen Zerfallsmoden in Abhängigkeit des transversalen Impuls  $p_T$ , dabei steht  $h^\pm$  für die geladenen Teilchen

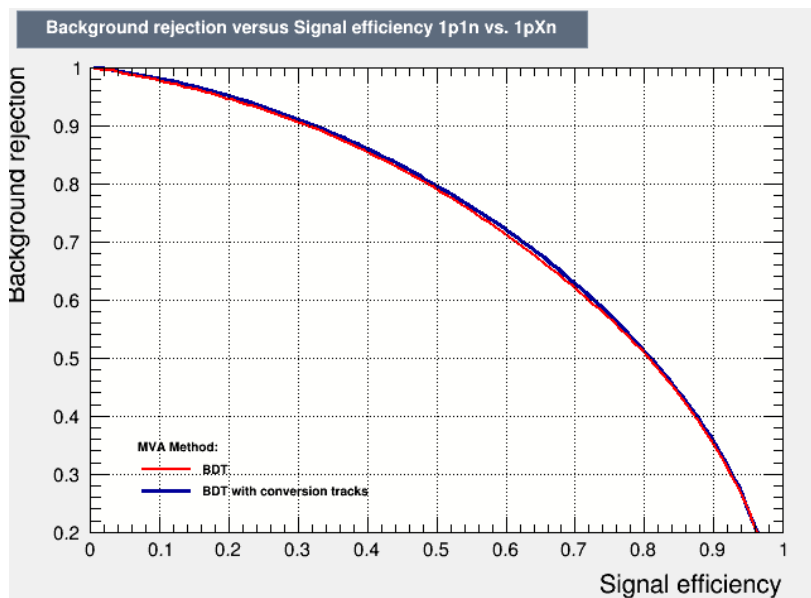
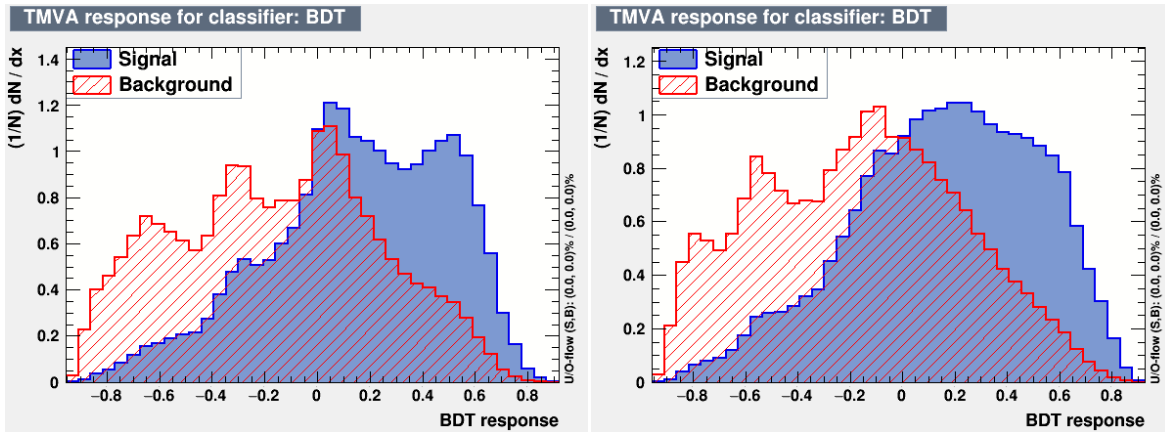


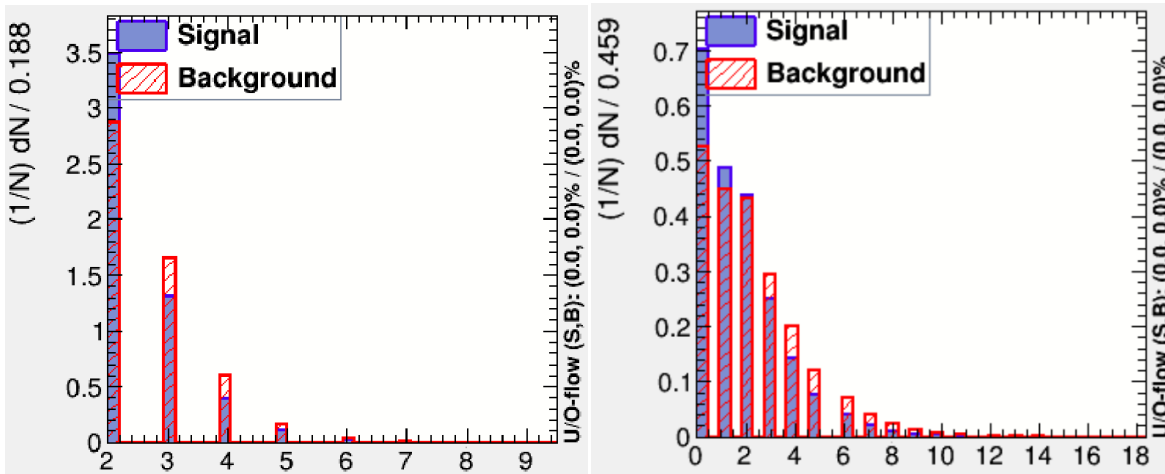
Abbildung 7.3: ROC-Curve Signaleffizienz gegen Untergrundunterdrückung des Zerfallsmodentests 1p1n-vs-1pXn



(a) vorherige Konfiguration

(b) Konfiguration mit Anzahl der Paarerzeugungsspuren

Abbildung 7.4: BDT-Score gegen Anzahl der Ereignisse für den  $1p1n$ -vs- $1pXn$  Zerfallstest mit Signal für den  $1p1n$ -Zerfall und Untergrund für den  $1pXn$ -Zerfall



(a) Anzahl der neutralen PFO's in vorheriger Konfiguration

(b) Anzahl der Paarerzeugungsspuren in aktueller Konfiguration

Abbildung 7.5: Variable in BDT-Verteilung für den  $1p1n$ -vs- $1pXn$  Zerfallstest mit der  $1p1n$ -Zerfallsmode als Signal und der  $1pXn$ -Zerfallsmode als Untergrund

im  $1p1n$ -vs- $1pXn$  Zerfallstest eingetauscht worden sind, die Anzahl aller neutralen PFO's und die Anzahl der Paarerzeugungsspuren ist in Abbildungen 7.5(b) und 7.5(a) zu sehen. Die Anzahl der Paarerzeugungsspuren ist höher als die Anzahl der neutralen PFO's. Insgesamt sind die Verteilungen allerdings ähnlich. Im Anhang (Abbildungen A.6(a) bis A.6(d)) werden die übrigen Variablen, die im BDT verwendet werden aufgeführt.

Eine weitere Möglichkeit die BDT-Verteilungen zu betrachten ist, diese in die jeweiligen  $R_{ijk}$  Ereignisse und wahren Zerfallsmoden aufzuteilen. In den Abbildungen 7.6(a) und 7.6(b) wird für die  $R_{11X}$  Zerfälle die BDT-Verteilung der wahren  $1p1n$  und wahren  $1pXn$  im Vergleich zur vorherigen

Distribution dargestellt. Weiterhin ist in den Abbildungen 7.6(c) und 7.6(d) die BDT-Verteilung für wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$  illustriert, die als  $1pXn$ -Zerfall eingeordnet worden sind. Es kann eine Umverteilung der Werte beobachtet werden. Zum Beispiel wird der kleine Peak des wahren  $1pXn$  Zerfalls in Abb. 7.6(c) in der Größenordnung des Wertes 0 herum in Abb. 7.6(d) deutlich größer. Das Maximum der wahren  $1pXn$  Verteilung bei einem BDT-Score bei einem Wert von circa -0,3 verschiebt sich in der neuen Konfiguration deutlich weiter zu einem Wert von circa -0,5. Die Effekte der Umverteilungen scheinen sich auszugleichen.

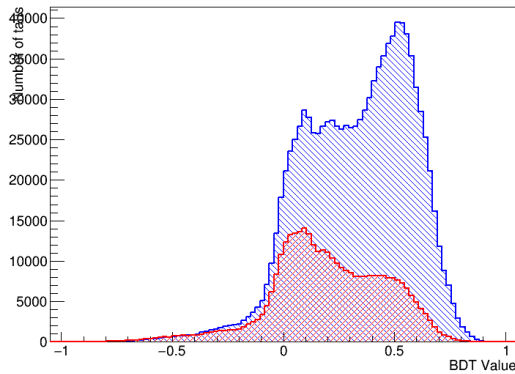
Hieraus ergibt sich, dass die Variable der Paarerzeugungsspuren wenig Einfluss auf das Ergebnis der Zerfallsmodentests aufweist. Des weiteren lassen sich Unstimmigkeiten bei der Produktion der Migration Matrix finden, da sich, wie oben beschrieben, Effizienzen, der richtig rekonstruierten  $1p0n$ ,  $3p0n$  und  $3pXn$ -Zerfallsmoden, verändern, obwohl die Einstellung diese Zerfallsmodentests nicht modifiziert wurden. Eine weitere Untersuchung dieses nicht nachvollziehbaren Effektes ist lohnenswert.

## 7.4 Ausblick mit weiteren Variablen

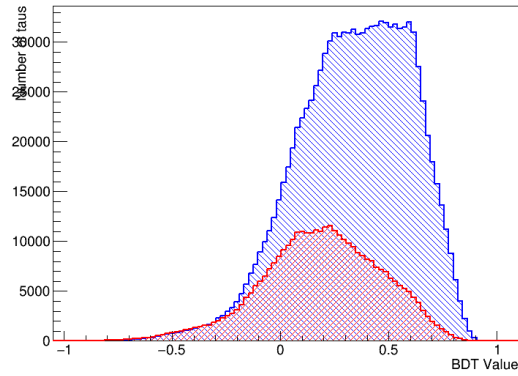
Es gibt noch weitere Variablen bezüglich der Paarerzeugung, die interessant im Rahmen der Zerfallsmodenklassifikation sind. Beispielsweise wurden in dem PanTau-Algorithmus weitere Variablen definiert:

- das Verhältnis der transversalen Impulse  $p_{T,e^\pm}/p_{T,\pi^0}$
- der Winkel  $\Delta R$  zwischen der Paarerzeugungsspur und  $\pi^0$
- das Verhältnis des transversalen Impulses der Paarerzeugungsspuren gegenüber dem höchstem  $p_{T,\pi^0}$ -BDT Score
- das Verhältnis des transversalen Impulses der Paarerzeugungsspuren gegenüber dem zweit höchstem  $p_{T,\pi^0}$ -BDT Score
- der Winkel  $\Delta R$  zwischen der Paarerzeugungsspur und dem höchstem  $p_{T,\pi^0}$ -BDT Score
- der Winkel  $\Delta R$  zwischen der Paarerzeugungsspur und dem zweit höchstem  $p_{T,\pi^0}$ -BDT Score
- die Summe aller  $\Delta R$  der Spuren gewichtet mit der transversalen Energie
- die Summe aller  $\Delta R$  der  $\pi^0$  Spuren gewichtet mit der transversalen Energie

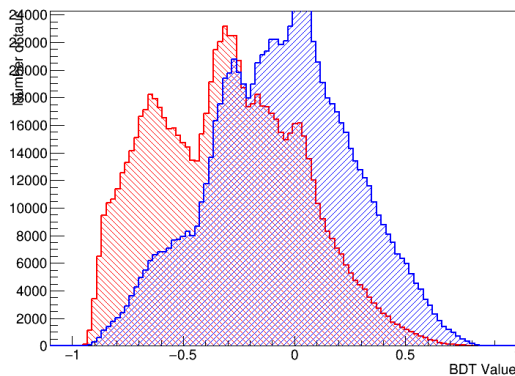
Diese neuen Variablen im BDT-Training zu gewichten, könnte zu einer Verbesserung der Zerfallsmodenklassifikation führen. Darüber hinaus wäre es aufschlussreich alle Variablen in ein BDT-Training einzufügen um herauszufinden, welche Variablen vorwiegend zur Verbesserung der Zerfallsmodenklassifikation beitragen.



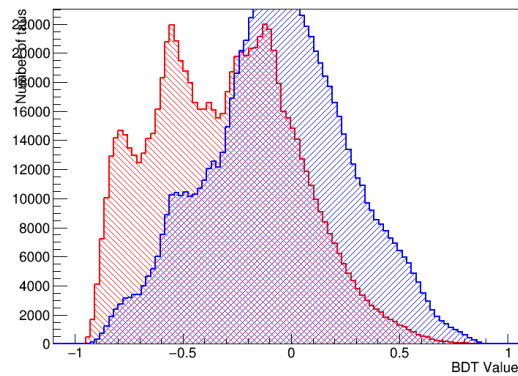
(a) wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1p1n$  rekonstruiert worden sind, vorherige Konfiguration



(b) wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1p1n$  rekonstruiert worden sind, Konfiguration mit Paarerzeugungsspuren



(c) wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1pXn$  rekonstruiert worden sind, vorherige Konfiguration



(d) wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1pXn$  rekonstruiert worden sind, Konfiguration mit Paarerzeugungsspuren

Abbildung 7.6: BDT-Distributionen des  $3p0n$  vs.  $3pXn$  Zerfallsmodentests



---

## Zusammenfassung und Ausblick

---

Im Zuge dieser Arbeit wurde der Einfluss der Mitberücksichtigung der Paarerzeugung, sowie auch des Shrinking Cones zur Zerfallsmodenklassifikation des  $\tau$ -Leptons untersucht. Dabei lag der Fokus speziell auf hadronischen Zerfällen im ATLAS-Detektor.

Zunächst wurde, nachdem ein abgestimmtes BDT-Training erfolgte, welches in den Zerfallsmodenklassifikationsalgorithmus implementiert werden konnte, die BDT-Verteilungen, sowie auch die Klassifikationseffizienz mit den vorherigen BDT-Verteilungen verglichen.

Für die Konfiguration mit dem Shrinking Cone, wurden Unstimmigkeiten festgestellt. Eine bessere Separation zwischen den beiden Zerfallsklassen konnte in der *ROC-Curve* beobachtet werden. Trotzdem konnte keine bessere Klassifikationseffizienz durch die Implementierung des Shrinking Cones erzielt werden. Weiterhin wurde festgestellt, dass nicht nur die  $\pi^0$ -Kandidaten außerhalb der Parametrisierung anders rekonstruiert wurden, sondern auch die innerhalb der Parametrisierung, wo eigentlich keine Änderung zu erwarten gewesen wären. Hinzu konnten Viererimpulse der  $\pi^0$ -Kandidaten identifiziert werden, die keine Einträge besitzen, also den Wert 0 haben; wie auch, dass alle zuvor als  $\pi^0$  markierten Ereignisse auch nach der Implementierung als dergleichen markiert wurden. Dementsprechend zeigt sich, dass der Shrinking Cone bisher nicht die erwarteten Effekte aufweist. Im Zusammenhang mit den Shrinking Cone stehen noch einige Fragezeichen offen. Vermutlich könnte ein Fehler bei der Implementierung im Teilchenfluss-Algorithmus vorliegen, da die Teilchen offensichtlich nicht nach der Parametrisierung aussortiert werden. Leider konnten im Rahmen der Bachelorarbeit keine weitere Untersuchungen durchgeführt werden. Jedoch ist der Effekt des Shrinking Cones noch immer eine für die Zerfallsmodenklassifikation interessante Größe, die es weiter zu untersuchen lohnt.

Die Implementierung der Variable der Anzahl der Paarerzeugungsspuren schien keinen einen großen Einfluss auf die Zerfallsmodenklassifikation zu haben. Allerdings konnten auch hier in Rahmen der Untersuchungen Unstimmigkeiten festgestellt werden. Die Anzahl der Paarerzeugungsspuren konnte innerhalb der Variablenengewichtung nur für den  $1p1n$ -vs- $1pXn$  Zerfallsmodentest überzeugen. Somit wurde nur innerhalb dieses BDTs ein neues Training durchgeführt. Trotzdem konnten Veränderungen der Effizienzen anderer Zerfallsmoden festgestellt werden. Darüber hinaus ergab sich eine bessere Separation zwischen den Zerfallsmoden. Dennoch veränderte sich die Effizienz um einen geringfügigen Wert ins schlechtere. Insgesamt konnten durch weitere Informationen, die durch die Paarerzeugungsspuren gewonnen werden, weitere interessante Variablen für die Zerfallsmodenklassifikation definiert werden. Es wäre sinnvoll, die Untersuchung durch eine Variablenengewichtung mit weiteren Variablen, mit dem Ziel fortzuführen, den Einfluss durch die Paarerzeugungsspuren weiter zu untersuchen.



# Literatur

---

- [1] G. Aad u. a., *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, *Phys. Lett.* **B716** (2012) 1, arXiv: 1207.7214 [hep-ex] (siehe S. 3).
- [2] CERN, *The Standard Model*, aufgerufen am 01.07.2019, URL: <https://home.cern/science/physics/standard-model> (siehe S. 3).
- [3] B. Povh u. a., *Teilchen und Kerne: eine Einführung in die physikalischen Konzepte*, 8. Aufl., Springer-Verlag, 2009 (siehe S. 3, 6).
- [4] C. Burgard und D. Galbraith, *UX: Standard Model of the Standard Model*, aufgerufen am 03.07.2019, URL: <http://davidgalbraith.org/portfolio/ux-standard-model-of-the-standard-model/> (siehe S. 4).
- [5] J. Heinrichs, *Feasibility of Using Boosted Trees to Measure Higgs CP in  $H \rightarrow \tau\tau$  Decays at the LHC*, (2017) (siehe S. 4).
- [6] M. L. Perl u. a., *Evidence for Anomalous Lepton Production in  $e^+ - e^-$  Annihilation*, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1489 (siehe S. 4).
- [7] M. Tanabashi u. a., *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev. D* **98** (3 2018) 030001, URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001> (siehe S. 4, 5, 33).
- [8] L. Schildgen, *Measurement of the tau Lepton Polarisation in  $Z \rightarrow \tau_{lep}\tau_{had}$  Decays with the ATLAS Detector*, (2015) (siehe S. 5).
- [9] C. Limbach, *A new method for tau lepton reconstruction and its application in the ATLAS detector*, (2015) (siehe S. 4, 5, 15–18, 21).
- [10] CERN, *The Large Hadron Collider*, aufgerufen am 04.07.2019, URL: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider> (siehe S. 7).
- [11] CERN, *LHC the guide*, (2017), URL: <https://home.cern/sites/home.web.cern.ch/files/2018-07/CERN-Brochure-2017-002-Eng.pdf> (siehe S. 7).
- [12] Weltmaschine, aufgerufen am 04.07.2019, URL: [https://www.weltmaschine.de/service\\_\\_material/mediathek/lhc/](https://www.weltmaschine.de/service__material/mediathek/lhc/) (siehe S. 8).

- [13] O. Ricken, *Development and Analysis of Simplified Models in the Search for Supersymmetry with Tau Leptons in the Final State at the ATLAS Experiment*, (2013), URL: <https://web.physik.uni-bonn.de/group/view.php?&group=1&lang=de&c=t&id=44> (siehe S. 8, 13, 15).
- [14] ATLAS, *aufgerufen am 05.07.2019*, URL: <https://atlas.cern/discover/detector> (siehe S. 8, 11).
- [15] K. Jende u. a., *aufgerufen am 05.07.2019*, URL: <https://atlas.physicsmasterclasses.org/de/atlas.htm> (siehe S. 9).
- [16] H. Kolanoski und N. Wermes, *Teilchendetektoren*, Springer, 2016 (siehe S. 9).
- [17] ATLAS u. a., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *Journal of Instrumentation* **3** (2008) S08003, URL: <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F3%2F08%2Fs08003> (siehe S. 10, 11).
- [18] A. Millington, *The Large Hadron Collider: The greatest adventure in town and ten reasons why it matters as illustrated by the ATLAS experiment*, World Scientific, 2017 (siehe S. 11).
- [19] *ATLAS Experiment aufgerufen am 07.07.2019*, URL: <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=atlas> (siehe S. 11).
- [20] ATLAS u. a., *Reconstruction of hadronic decay products of tau leptons with the ATLAS experiment*, *The European Physical Journal C* **76** (2016) 295, ISSN: 1434-6052, URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4110-0> (siehe S. 11).
- [21] *ATLAS Experiment aufgerufen am 19.07.2019*, URL: <http://www.teilchen.at/images/b360/CE0155M.jpg> (siehe S. 14).
- [22] M. Cacciari, G. P. Salam und G. Soyez, *The anti- $k_t$  jet clustering algorithm*, *JHEP* **04** (2008) 063, arXiv: 0802.1189 [hep-ph] (siehe S. 13).
- [23] G. Aad u. a., *Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data*, *Eur. Phys. J.* **C74** (2014) 2941, arXiv: 1404.2240 [hep-ex] (siehe S. 14).
- [24] S. Hassani u. a., *A muon identification and combined reconstruction procedure for the ATLAS detector at the LHC using the (MUONBOY, STACO, MuTag) reconstruction packages*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A572** (2007) 77 (siehe S. 14).
- [25] *Identification of the Hadronic Decays of Tau Leptons in 2012 Data with the ATLAS Detector*, Techn. Ber. ATLAS-CONF-2013-064, CERN, 2013, URL: <https://cds.cern.ch/record/1562839> (siehe S. 14).
- [26] L. Schildgen, *PanTau Particle Flow Vortrag, DPG Spring Meeting 2018* (siehe S. 16).
- [27] Hoecker, A., Speckmayer, P., Stelzer, J., Therhaag, J., von Toerne, E., and Voss, H., *TMVA 4*, *aufgerufen am 14.07.2019*, 2007, URL: <https://root.cern/download/doc/tmva/TMVAUsersGuide.pdf> (siehe S. 19, 20, 34).
- [28] *ROOT Framework, aufgerufen am 22.7.19*, URL: <https://root.cern.ch/> (siehe S. 19).

- 
- [29] T. Hastie, R. Tibshirani und J. Friedman, *The Elements of Statistical Learning*, Springer Series in Statistics, Springer New York Inc., 2001 (siehe S. 20, 21).
- [30] B. B. CERN Robert Clarke, *TauTrackFilterUtils*, 2014,  
URL: <https://gitlab.cern.ch/atlas/athena/blob/master/Reconstruction/tauRecTools/Root/TauTrackFilterUtils.cxx#L199> (siehe S. 25).



## Anhang

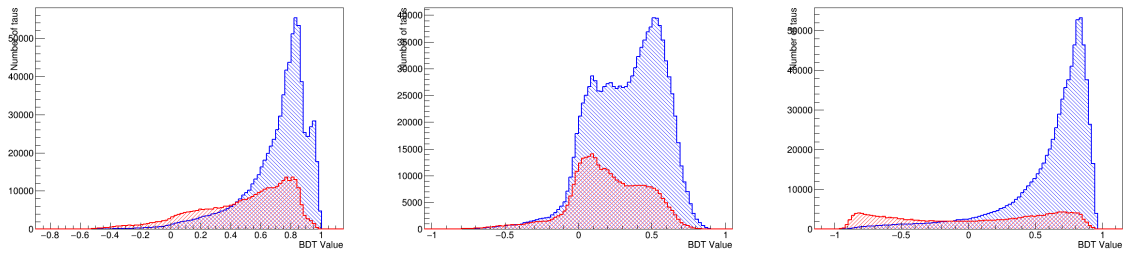
### A.1 nominelle Konfiguration

In Tabelle A.1 befinden sich die kinematischen Variablen, die für das BDT im PanTau-Algorithmus verwendet werden.

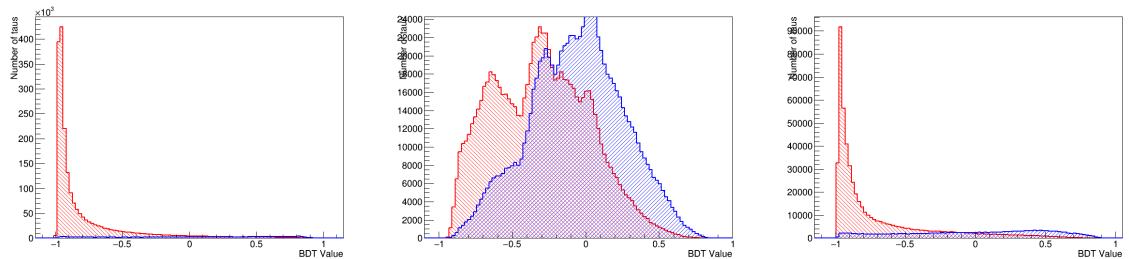
Rang	1p0n-vs-1p1n	1p1n-vs-1pXn	3p0n-vs-3pXn
1	höchster $\pi^0$ -BDT Score aus den neutralen PFO's	zweit höchster $\pi^0$ -BDT Score aus den neutralen PFO's	höchster $\pi^0$ -BDT Score aus den neutralen PFO's
2	Verhältnis des $E_T$ des höchsten $\pi^0$ BDT-Score und $p_T$ aller Teilchen in der Kernregion	Verhältnis des $E_T$ des höchsten $\pi^0$ -BDT Score und $p_T$ aller Teilchen in der Kernregion	Masse des geladenen Systems
3	Summe aller, der mit dem Abstand der PFO $^\pm$ s zur $\tau$ -Achse gewichteten $E_T$	invariante Masse aller PFO $^0$	Verhältnis des $E_T$ im höchsten $\pi^0$ BDT-Score und $p_T$ alle Teilchen in der Kernregion
4	Abstand $\Delta R$ zwischen neutralem und geladenen PFO	Anzahl neutrale PFOs	Verhältnis Standardabweichung von $E_T$ der PFO $^\pm$ und der aller PFO in der Kernregion
5	Anzahl Photonen, die im $\tau$ -Zerfall erwartet werden	Anzahl Photonen, die im $\tau$ -Zerfall erwartet werden	Anzahl Photonen, die im $\tau$ -Zerfall erwartet werden

Tabelle A.1: kinematische Variablen die für den jeweiligen Zerfallsmodentest verwendet werden mit zugehörigen Rang im BDT-Training

Darüber hinaus werden in den Abbildungen A.1 die BDT-Verteilungen der nominellen Konfiguration, nach den Ereignissen  $R_{ijk}$  aufgespalten, dargestellt. Weiterhin befinden sich in Abbildung A.2 die BDT-Wert Verteilungen für die einzelnen Zerfallsmoden.

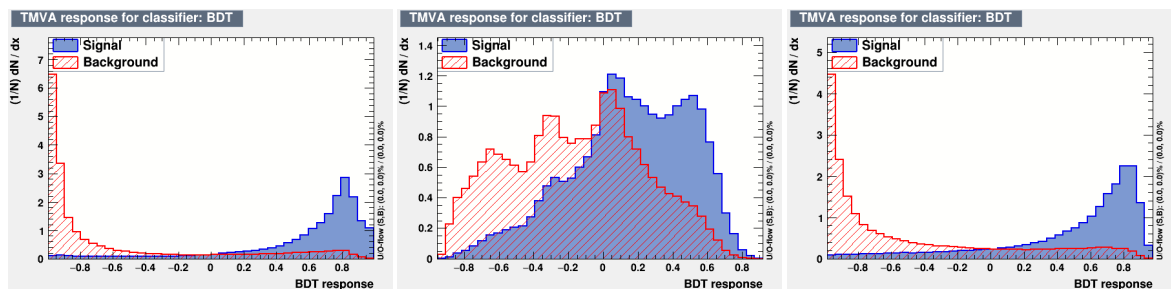


(a) wahre  $1p0n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1p0n$  rekonstruiert worden sind (b) wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1p1n$  rekonstruiert worden sind (c) wahre  $3p0n$  und wahre  $3pXn$ , die als  $3p0n$  rekonstruiert worden sind



(d) wahre  $1p0n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1p1n$  rekonstruiert worden sind (e) wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1pXn$  rekonstruiert worden sind (f) wahre  $3p0n$  und wahre  $3pXn$ , die als  $3pXn$  rekonstruiert worden sind

Abbildung A.1: BDT-Verteilungen der nominellen Konfiguration für die verschiedenen Zerfallsmoden



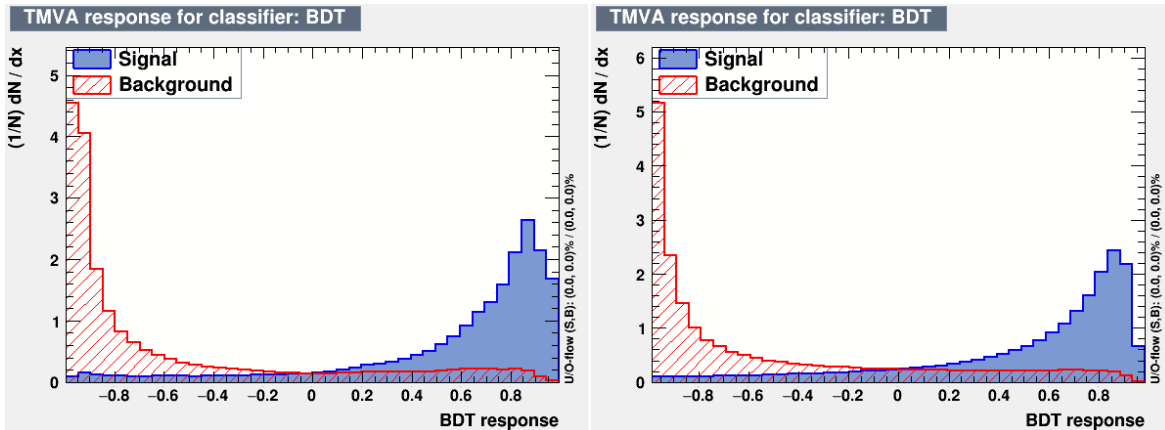
(a)  $1p0n$ -vs- $1p1n$ , mit  $1p0n$  als Signal und  $1p1n$  als Untergrund gekennzeichnet (b)  $1p1n$ -vs- $1pXn$ , mit  $1p1n$  als Signal und  $1pXn$  als Untergrund gekennzeichnet (c)  $3p0n$ -vs- $3pXn$ , mit  $3p0n$  als Signal und  $3pXn$  als Untergrund gekennzeichnet

Abbildung A.2: BDT-Score Verteilungen, nominelle Konfiguration

## A.2 Shrinking Cone

In den Abbildungen A.3, werden die BDT-Score Verteilungen des Zerfallsmodentests  $1p0n$ -vs- $1p1n$  und  $3p0n$ -vs- $3pXn$  dargestellt.

Zusätzlich dazu werden in den Abbildungen A.4 die BDT-Werte Verteilungen, nach den  $R_{ijk}$  Ereignissen aufgeteilt, aufgetragen.



(a) 1p0n-vs-1p1n, mit 1p0n als Signal und 1pXn als Untergrund gekennzeichnet  
 (b) 3p0n-vs-3pXn, mit 3pXn als Signal und 3p0n als Untergrund gekennzeichnet

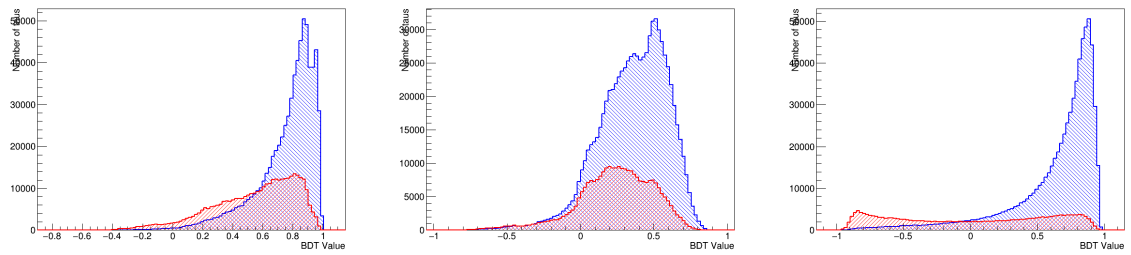
Abbildung A.3: BDT-Score Verteilungen, Konfiguration mit Shrinking Cone

### A.3 Paarerzeugung

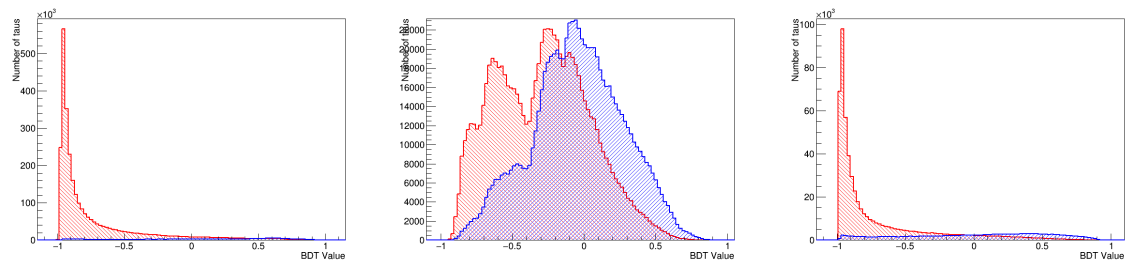
In den Abbildungen A.5(a) bis A.5(b), sind die BDT-Score Verteilungen der Zerfallsmodentests 1p0n-vs-1p1n und 3p0n-vs-3pXn, wobei diese identisch für die Konfigurationen vorher und nachher sind, dargestellt.

Weiterhin befinden sich in den Abbildungen A.6(a) bis A.6(d) die BDT-Verteilungen der übrigen 4 Variablen des 1p1n-vs-1p0n, ergänzend zu Abb. 7.5(b). Dabei sind diese identisch für die Konfiguration mit und ohne Paarerzeugungsspuren.

Zusätzlich sind in den Abbildungen A.7 die übrigen *ROC-Curven* der Konfiguration als Ergänzung zur Abbildung 7.3 hinzugefügt.

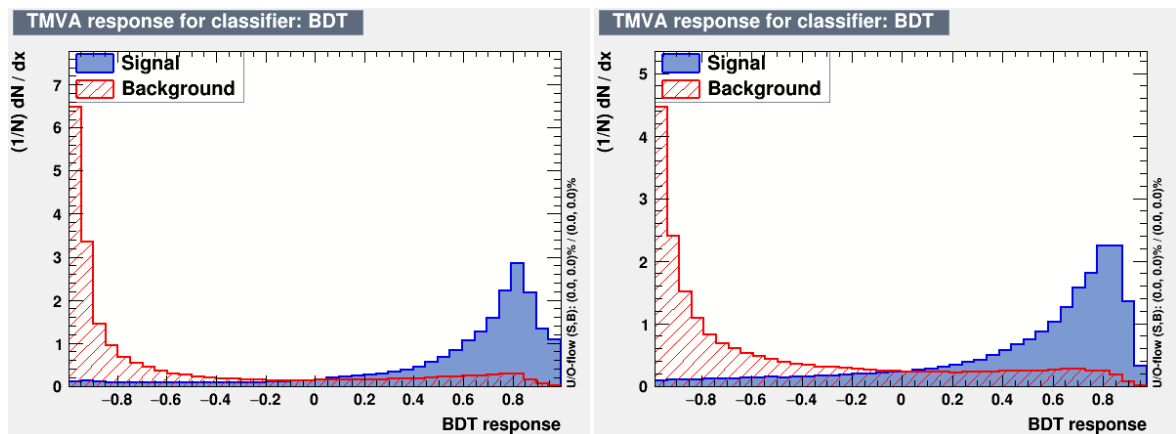


(a) wahre  $1p0n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1p0n$  rekonstruiert worden sind (b) wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1p1n$  rekonstruiert worden sind (c) wahre  $3p0n$  und wahre  $3pXn$ , die als  $3p0n$  rekonstruiert worden sind



(d) wahre  $1p0n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1p1n$  rekonstruiert worden sind (e) wahre  $1p1n$  und wahre  $1pXn$ , die als  $1pXn$  rekonstruiert worden sind (f) wahre  $3p0n$  und wahre  $3pXn$ , die als  $3pXn$  rekonstruiert worden sind

Abbildung A.4: BDT-Verteilungen der Konfiguration mit Shrinking Cone für die verschiedenen Zerfallsmoden



(a)  $1p0n$ -vs- $1p1n$ , mit  $1p0n$  als Signal und  $1p1n$  als Untergrund (b)  $3p0n$ -vs- $3pXn$ , mit  $3p0n$  als Signal und  $3pXn$  als Untergrund

Abbildung A.5: BDT-Score Verteilungen, Konfiguration mit Paarerzeugung

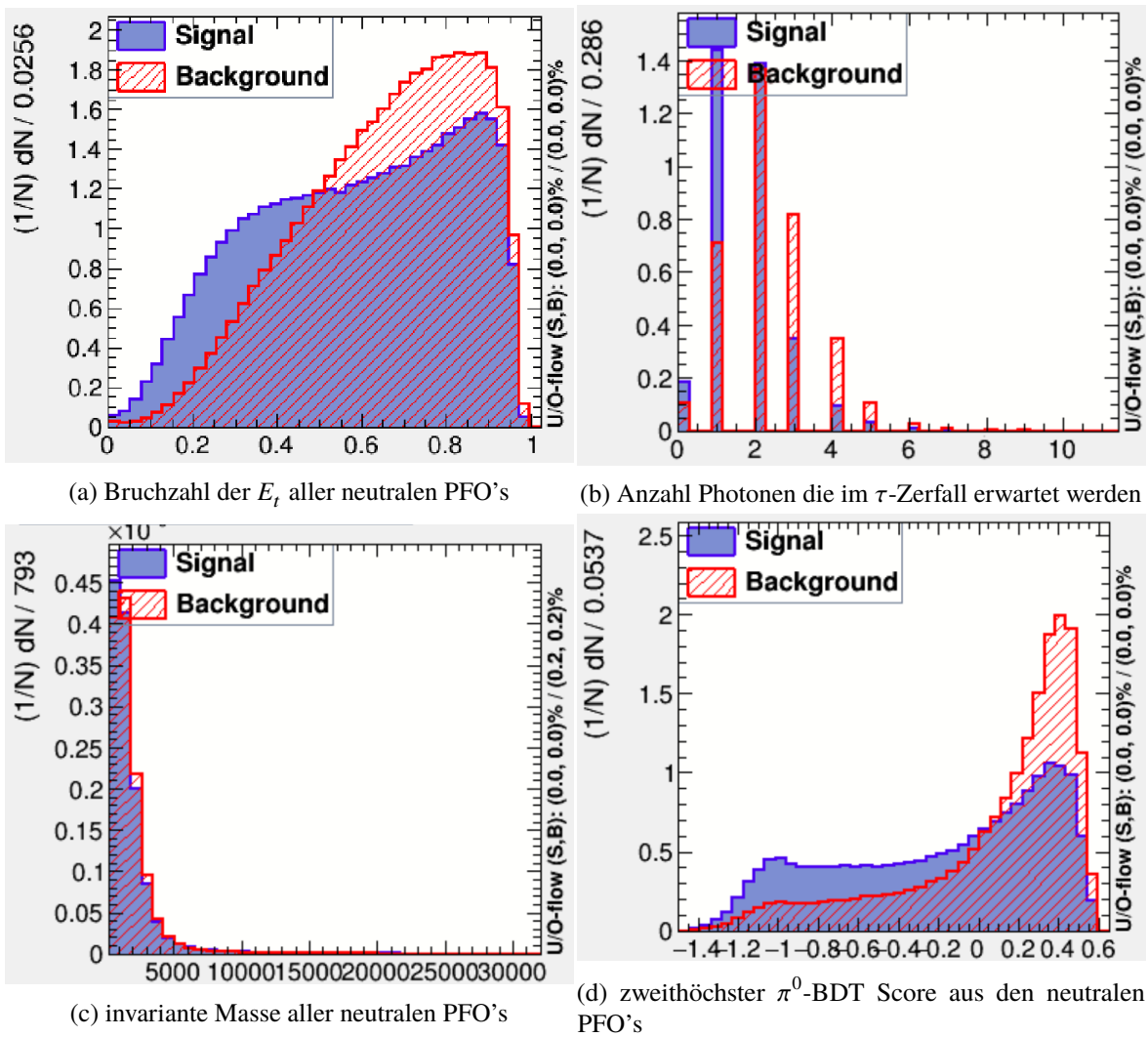
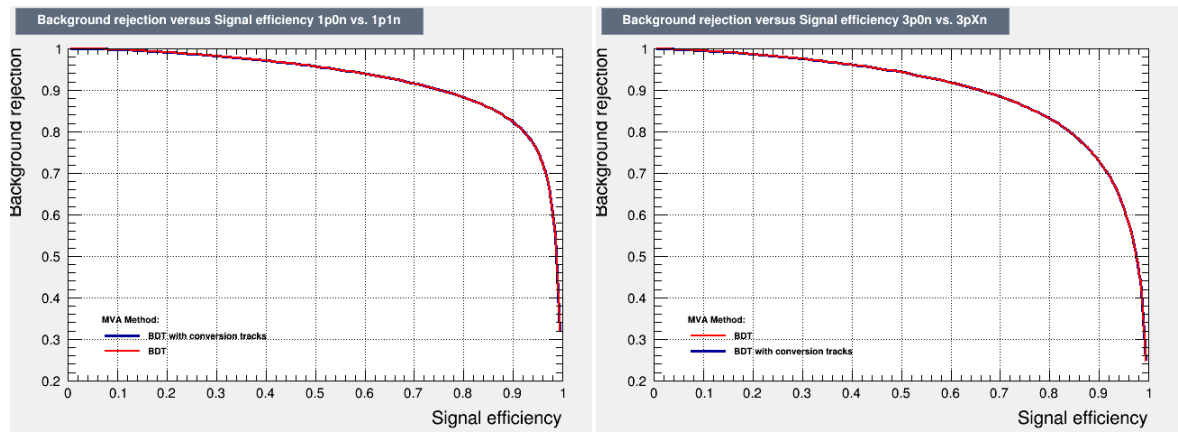


Abbildung A.6: Variablen in BDT-Verteilung für den  $1p1n$ -vs- $1pXn$  Zerfallstest



(a) 1p0n-vs-1p1n, ROC-Curve

(b) 3p0n-vs-3pXn, ROC-Curve

Abbildung A.7: ROC-Curven der Konfiguration mit Paarerzeugung

# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Das Standardmodell ( [4] in der Überarbeitung von [5] ins deutsche übersetzt) . . . . .	4
2.2	Der $\tau$ -Zerfall [8] . . . . .	5
2.3	Die in Blei bestehenden Wechselwirkungsprozesse werden wie folgt dargestellt: der auf die Dichte $\rho$ normierte Photonenabsorptionskoeffizient $\mu$ in Abhängigkeit der Energie der Photonen $E_\gamma$ [3, S.369] . . . . .	6
3.1	geographische Lage des LHC Rings mit vier Experimenten [12] . . . . .	8
3.2	Aufbau des ATLAS-Detektors [15] . . . . .	9
3.3	Koordinatensystem im ATLAS-Detektor und Veranschaulichung des Pseudorapidität-Azimuthwinkels $\Delta R$ . . . . .	10
4.1	Querschnitt des ATLAS-Detektors [21]: Teilchen des Standardmodells wechselwirken mit unterschiedlichen Schichten des Detektors und hinterlassen zum Teil Spuren, dabei wird das Neutrino nicht detektiert . . . . .	14
4.2	Jet eines hadronisch Zerfallendes $\tau$ -Lepton im Vergleich zu einem QCD-Jet, in der Kernregion (blau) werden für Tau-Jets die meisten Events erwartet [9] . . . . .	15
4.3	Spur und Energiedeposition von neutralen und geladenen Pionen [26] . . . . .	16
4.4	Klassifikation eines Teilchens durch Betrachtung des Abstands $\Delta R$ von der intermediären Achse [9] . . . . .	17
5.1	Schema eines Decision Trees [27] . . . . .	20
5.2	Beispiel BDT-Verteilung eines 1p0n-vs-1p1n Zerfallsmodentests der nominellen Konfiguration mit dem 1p0n-Zerfall als Signal und dem 1p1n-Zerfall als Untergrund gekennzeichnet . . . . .	20
5.3	Migration Matrix der nominellen Konfiguration . . . . .	21
5.4	Arbeitsprozess der Implementierung einer neuen Konfiguration, in der ein neues BDT-Training durchgeführt wird; dafür müssen neue BDT-Cut Values in PanTau implementiert werden . . . . .	22
6.1	Teilchenfluss-Algorithmus mit Berücksichtigung des energieabhängigen Kegels des „Shrinking Cones“ . . . . .	24
6.2	Parametrisierung des Shrinking Cones mit der Pseudorapidität $0 \leq  \eta  \leq 2,5$ für die Zerfallsmode 1p1n . . . . .	24
6.3	Polynome 9ten Grades, die für die Parametrisierung $\Delta R_{pcone}(p, \eta)$ verwendet werden für den 1p1n Zerfall . . . . .	25
6.4	ROC-Curve Signaleffizienz gegen Untergrundunterdrückung . . . . .	26
6.5	BDT-Distributionen des 1p1n-vs-1pXn Zerfallsmodentests . . . . .	27

6.6	BDT-Verteilungen des 1p1n-vs-1pXn Zerfallsmodentests mit Signal für den 1p1n und Untergrund für den 1pXn Zerfall . . . . .	28
6.7	Migration Matrices . . . . .	29
6.8	Verhältniss des rekonstruierten transversalen Impulses und des wahren transversalen Impulses . . . . .	29
6.9	Effizienz der einzelnen Zerfallsmoden in Abhängigkeit des transversalen Impuls $p_T$ , dabei steht $h^\pm$ für die geladenen Teilchen . . . . .	30
6.10	Matrizen zum Vergleich der nominellen Konfiguration mit der Konfiguration mit Shrinking Cone . . . . .	31
6.11	rekonstruiertes $\Delta R$ gegen rekonstruierten Betrag des Impulses aufgetragen, dabei werden nur die ersten 40 000 Ereignisse aufgetragen; des weiteren werden nur Ereignisse aufgetragen, die nur ein neutrales Element besitzen, welches als $\pi^0$ rekonstruiert wurde und keinen Viererimpuls mit dem Wert 0 besitzen . . . . .	32
6.12	rekonstruiertes $\Delta R$ richtig rekonstruierter Ereignisse gegen rekonstruierten Betrag des Impulses für den 1p1n Zerfall mit nomineller Konfiguration aufgetragen, dabei sind in fett rot die im Shrinking Cone anders rekonstruierten Ereignisse eingefärbt; es werden nur die ersten 40 000 Ereignisse eingetragen, die nur ein neutrales Element besitzen, welches als $\pi^0$ markiert wurde und keinen Viererimpuls mit dem Wert 0 besitzen . . . . .	32
7.1	Vergleich der Migration Matrices . . . . .	35
7.2	Effizienz der einzelnen Zerfallsmoden in Abhängigkeit des transversalen Impuls $p_T$ , dabei steht $h^\pm$ für die geladenen Teilchen . . . . .	36
7.3	<i>ROC-Curve</i> Signaleffizienz gegen Untergrundunterdrückung des Zerfallsmodentests 1p1n-vs-1pXn . . . . .	36
7.4	BDT-Score gegen Anzahl der Ereignisse für den 1p1n-vs-1pXn Zerfallstest mit Signal für den 1p1n-Zerfall und Untergrund für den 1pXn-Zerfall . . . . .	37
7.5	Variable in BDT-Verteilung für den 1p1n-vs-1pXn Zerfallstest mit der 1p1n-Zerfallsmode als Signal und der 1pXn-Zerfallsmode als Untergrund . . . . .	37
7.6	BDT-Distributionen des 3p0n vs. 3pXn Zerfallsmodentests . . . . .	39
A.1	BDT-Verteilungen der nominellen Konfiguration für die verschiedenen Zerfallsmoden	48
A.2	BDT-Score Verteilungen, nominelle Konfiguration . . . . .	48
A.3	BDT-Score Verteilungen, Konfiguration mit Shrinking Cone . . . . .	49
A.4	BDT-Verteilungen der Konfiguration mit Shrinking Cone für die verschiedenen Zerfallsmoden . . . . .	50
A.5	BDT-Score Verteilungen, Konfiguration mit Paarerzeugung . . . . .	50
A.6	Variablen in BDT-Verteilung für den 1p1n-vs-1pXn Zerfallstest . . . . .	51
A.7	<i>ROC-Curven</i> der Konfiguration mit Paarerzeugung . . . . .	52

# Tabellenverzeichnis

---

2.1	Zerfälle des $\tau$ -Leptons [7] und Nomenklatur (übernommen aus [9]) . . . . .	5
4.1	Sortierung der Ereignisse $R_{ijk}$ in den jeweiligen Zerfallsmodentest [9] . . . . .	18
7.1	1p1n-vs-1pXn Variablen Gewichtung, mit Anzahl der Paarerzeugungsspuren auf dem 5 Rang . . . . .	34
A.1	kinematische Variablen die für den jeweiligen Zerfallsmodentest verwendet werden mit zugehörigen Rang im BDT-Training . . . . .	47