Improving hadronic tau lepton reconstruction using machine learning techniques in the ATLAS experiment

Niklas Sachwitz

Bachelorarbeit in Physik
angefertigt im Physikalischen Institut

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

September 2021

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

Bonn, ...

Datum Unterschrift

1. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch
2. Gutachter: Prof. Dr. Florian Bernlochner

Danksagung

Ich möchte mich Herrn Prof. Dr. Klaus Desch für das interessante Thema und die Möglichkeit danken, meine Bachelorarbeit in seiner Gruppe schreiben zu können. Außerdem bedanken möchte ich mich bei Priv.-Doz. Dr. Philip Bechtle, Dr. Christian Grefe und allen anderen, welche im morning-coffee Anregungen und Tipps gegeben haben. Generell möchte ich der gesamten Arbeitsgruppe für die gute Atmosphäre trotz reinem Onlinemodus danken.
Vielen Dank auch an meine Familie und meine Freunde, welche mich verständnisvoll unterstützt und korrekturgelesen haben.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theorie **3**
2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik . . . 3
2.1.1 Fundamentale Wechselwirkungen . . . 3
2.1.2 Die Fermionen . . . 5
2.2 Das τ-Lepton . . . 5

3 Experimentelle Voraussetzungen **7**
3.1 LHC . . . 7
3.2 ATLAS . . . 8
3.2.1 Innerer Detektor . . . 9
3.2.2 Kalorimeter . . . 10
3.2.3 Myonendetektor . . . 10
3.2.4 Trigger . . . 10
3.3 Monte-Carlo-Datensätze . . . 10

4 Identifikation und Rekonstruktion hadronischer τ-Zerfälle **13**
4.1 Identifikation und Rekonstruktion durch *Tau Particle Flow* . . . 13
4.2 Zerfallsidentifikation mit Hilfe eines neuronalen Netzwerks . . . 15
4.2.1 Neuronale Netzwerke und maschinelles Lernen . . . 15

5 Definition des besten π^0-Kandidaten **17**
5.1 Datenschnitte und verwendete Variablen . . . 17
5.1.1 Variablen . . . 17
5.1.2 Datenschnitte . . . 18
5.2 Netzwerk . . . 18
5.3 Aufbau der Rekonstruktion . . . 19
5.3.1 Einführen einer Metrik . . . 22
5.4 Verbessern der Rekonstruktion . . . 24
5.4.1 Optimieren der Metrik . . . 25
5.4.2 Finden der optimalen Skalenparameter . . . 26

6 Rekonstruktion durch Auswahlalgorithmen **31**
6.1 Vergleich mit Auswahl über Metriken . . . 31
6.1.1 Υ als Metrik . . . 31
6.1.2 Winkelabstand der Zerfallsebenen . . . 31

6.2 Vergleich einfacher Auswahlalgorithmen 32
6.3 Photonshots 32
6.4 Verbessern der Rekonstruktion 34
6.4.1 Null photon shots 34
6.4.2 Ein photon shot 35
6.4.3 Zwei photon shots 37
6.5 Ergebnis und Auflösungen 38

7 Fazit und Ausblick **45**

A Anhang **47**
A.1 Verwendete Datensätze 47
A.1.1 Eindimensionale Variation der Skalenparameter 47
A.1.2 Weitere Metriken der Rekonstruktion 52

Literatur **53**

Abbildungsverzeichnis **55**

Tabellenverzeichnis **57**

KAPITEL 1

Einleitung

Die Physik ist eine Wissenschaft, welche versucht, die uns umgebenden Naturphänomene zu erklären und vorhersagbar zu machen. Dabei hat die Neugier des Menschen ihn in Größenordnungen vordringen lassen, welche sich der Vorstellungskraft entziehen. Deshalb müssen Theorien entwickelt werden, welche diese Welt beschreiben. Im Zentrum der Teilchenphysik steht dabei das sogenannte Standardmodell; in ihm werden die grundlegenden Bausteine der Materie kategorisiert. Jedoch muss es ständiger Überprüfung standhalten und im Zweifel einem anderen Modell weichen. Diese Überprüfung findet beispielsweise an einem der größten Wissenschaftsprojekte der Menschheit, dem LHC statt. Tatsächlich konnte dort im Jahr 2012 mit dem Higgs-Boson das letzte noch nicht nachgewiesene Teilchen des Standardmodells nachgewiesen werden. Es ist jedoch weiterhin wichtig, die Grenzen der bekannten Physik und des technisch möglichen kennenzulernen und die bereits betriebene Grundlagenforschung zu präzisieren. Aus diesem Zweck werden laufend neue Methoden entwickelt, mit welchen am LHC und an dem in dieser Arbeit betrachteten ATLAS-Detektor gearbeitet wird.
Teil dessen sind zum Beispiel die Zerfallsmodusidentifikation und Rekonstruktion des τ-Leptons. Dieses stellen den schwersten Vertreter der Leptonen dar und besitzen deshalb nur eine geringe Lebensdauer, weshalb sie nur durch ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen werden können. Der in vorherigen Arbeiten untersuchte Ansatz der Zerfallsmodusidentifikation durch ein neuronales Netz stellt eine vielversprechende Möglichkeit dar, die Auflösung der Eigenschaften des Tauons zu verbessern. Die bisher erreichte Verbesserung über die Kenntnis des Zerfallsmodus geschieht allerdings auf Kosten der Rekonstruktion der einzelnen Leptonen. Daher wird in dieser Arbeit untersucht, wie diese für den einfachsten Fall, den 1p1n-Zerfall (der Zerfall eines Tau-Leptons in ein geladenes **p** und neutrales **n** Pion), verbessert werden kann. Dieser entspricht $\tau^- \rightarrow \pi^0 + \pi^- + \nu_\tau$. Eine solide Kenntnis der τ-Zerfallseigenschaften trägt gleichzeitig zu der Analyse möglicher Erweiterungen zum Standardmodell, wie zum Beispiel der Supersymmetrie, bei.
Nach einem Überblick über die physikalischen Hintergründe und den Detektor in den Kapiteln 2 und 3 wird in Kapitel 4 kurz auf den bisherigen Stand der τ-Rekonstruktion eingegangen. Als Grundlage der weiteren Arbeit werden in Kapitel 5 Hilfsobjekte konstruiert, welche die simulierten Tauonen nachahmen sollen. Grundlage dieser Analyse bilden Monte-Carlo-Datensätze, welche ATLAS-Daten aus dem Jahr 2017, Run 2, nachbilden. Als letzter Schritt werden in Kapitel 6 Wege gesucht, dieselbe Rekonstruktion wie im vorherigen Abschnitt ohne Kenntnis der wahren Zerfälle durchzuführen.

KAPITEL 2

Theorie

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Mitte des 20. Jahrhunderts waren nur wenige elementare Teilchen, wie zum Beispiel das Elektron oder das Pion bekannt. Dies änderte sich rapide durch die Weiterentwicklung von Detektoren und Beschleunigern, sodass bald eine Reihe neuer Teilchen bekannt wurde: der sogenannte Teilchenzoo. Das Standardmodell bringt Ordnung in die Art der Wechselwirkungen und der Elementarteilchen und unterteilt diese gemäß ihrer Eigenschaften. Eine Übersicht ist in Abbildung 2.1 zu sehen. Im Wesentlichen wird zwischen zwei Arten von Teilchen unterschieden: den Fermionen und Bosonen. Fermionen lassen sich weiter in Quarks (farbgeladen) und Leptonen unterteilen. Sie formen die um uns herum sichtbare und unsichtbare Materie. Bei den Bosonen handelt es sich um die Austauschteilchen der elementaren Wechselwirkungen. Sie vermitteln Kräfte zwischen Fermionen, abhängig von ihrer Art der Kopplung.

2.1.1 Fundamentale Wechselwirkungen

Die Wechselwirkung zwischen Fermionen findet nur statt, wenn diese eine entsprechende Ladung tragen. In diesem Fall kann zwischen ihnen eine Kraft wirken, welches durch den Austausch von Vektorbosonen geschieht. Dabei ist ihre Reichweite und Stärke von der Masse des Austauschteilchens abhängig. Es existieren folgende Bosonen:

- Das Photon γ ist uns aus dem Alltag als elektromagnetische Strahlung oder Licht geläufig. Es wirkt als Mediator der elektromagnetischen Wechselwirkung, welche durch die nicht vorhandene Masse des Photons eine unendliche Reichweite besitzt. Sie ist auf geladene Teilchen beschränkt.

- Die Gluonen g vermitteln die starke Wechselwirkung zwischen farbgeladenen Leptonen. Bei der Farbladung handelt es sich um ein Konzept, welches Quarks und Gluonen jeweils eine Farbe beziehungsweise Antifarbe zuweist. Durch das *Confinement* (Beschränkung) müssen freie Teilchen farblos sein, da für das Trennen eines farblosen Zustands so viel Energie nötig wäre, dass stattdessen farblose Paare erzeugt werden würden. Dies erklärt die beschränkte Reichweite der schwachen Wechselwirkung auf circa 10^{-15} m trotz des masselosen Gluons: die farbgeladenen Gluonen wechselwirken mit sich selbst [2]. Insgesamt gibt es ein Oktett mit acht verschiedenen Gluonen mit Farbladung und ein farbloses Singulett, welches in der Natur nicht

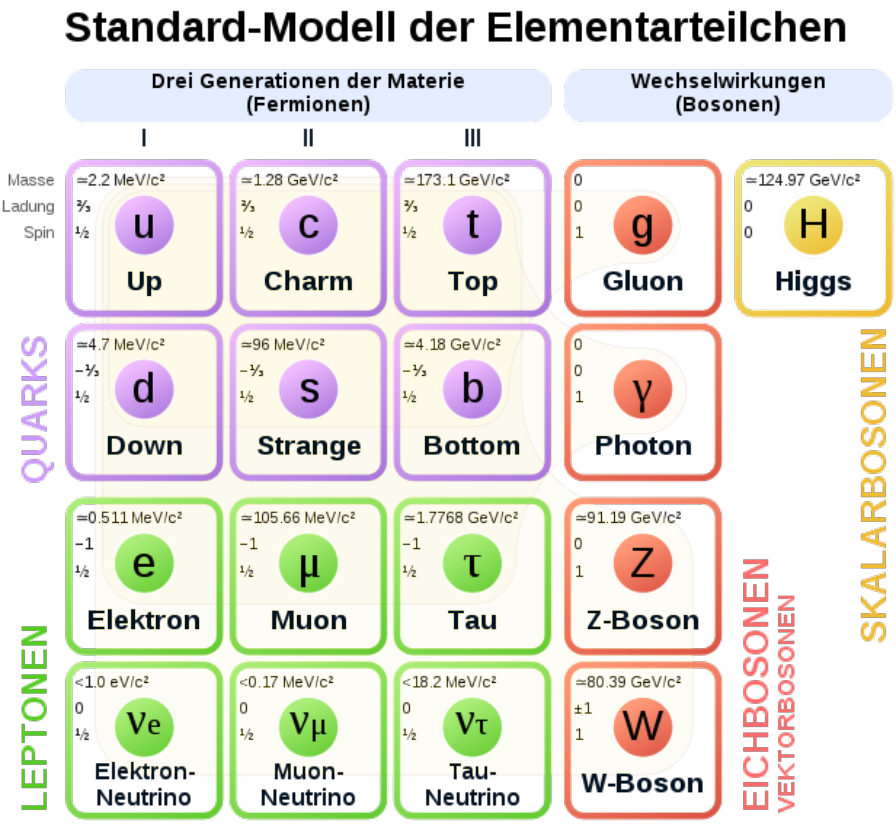


Abbildung 2.1: Eine Übersicht über die Elementarteilchen gemäß dem Standardmodell [1]. Die Fermionen werden von links nach rechts entsprechend ihrer Generationen eingeteilt, gefolgt von den Bosonen. Weitere Eigenschaften wie Masse, Ladung und Spin sind jeweils vermerkt.

existiert. Die Gesamtheit der starken Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik beschrieben.

- Die Bosonen Z^0, W^+ und W^- sind die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung, welche entsprechend in neutrale und geladene Ströme unterteilt werden kann. Durch die Massen[1] $m_Z = (91{,}188 \pm 0{,}002)$ GeV und $m_{W^\pm} = (80{,}379 \pm 0{,}012)$ GeV ist die Reichweite auf circa 10^{-16} m beschränkt [2]. Wegen ihrer geringen Reichweite, welche niedriger als der Radius eines Hadrons ist, werden die schwache und starke Wechselwirkung zu den Kernkräften gezählt. Sie koppelt nur an den sogenannten schwachen Isospin der Leptonen. Im Falle der $W^\pm$-Bosonen spielt allerdings auch die Chiralität[2] eine Rolle, weswegen von einer Verletzung der Paritätserhaltung gesprochen wird.

[1] Dass die Massen in Form einer Energie angegeben werden, liegt an der Verwendung von natürlichen Einheiten. In diesem Einheitensystem gilt $c = \hbar = k_B = \epsilon_0 = 1$, wodurch beispielsweise auch Länge und Zeit dieselben Einheiten besitzen

[2] Händigkeit: Geladene Ströme koppeln nur an linkshändige Leptonen und rechtshändige Antileptonen. Neutrale Ströme koppeln unterschiedlich stark an die verschiedenen Händigkeiten [2]

- Die Gravitation wird im Standardmodell nicht betrachtet, da sie zum einen auf den auftretenden Massen- beziehungsweise Energieskalen schwach ist, andererseits bisher keine theoretische Vereinbarkeit des Standardmodells mit der generellen Relativitätstheorie besteht, welche die Gravitation beschreibt. Das Graviton wäre das Austauschteilchen dieser Wechselwirkung.

- Das Higgs-Boson stellt die Anregung des Higgsfeldes dar, welches den Fermionen und Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung, welche an die schwache Hyperladung des Higgsfelds koppeln, durch Interaktion Masse verleiht. Seine Vorhersage in den Sechzigerjahren und schlussendliche Entdeckung am LHC im Jahr 2012 waren ein Erfolg für das Standardmodell der Teilchenphysik [3].

2.1.2 Die Fermionen

Die anderen durch das Standardmodell beschriebenen Objekte sind die Fermionen, welche sich weiter in Quarks und Leptonen mit jeweils drei Generationen unterteilen lassen. Sie haben stets einen halbzahligen Spin. Zu jedem Fermion existiert außerdem jeweils ein Antiteilchen, welches ihre Zahl auf 24 erhöht. Quarks finden sich aufgrund des *confinements* als farblose Quark-Antiquark Kombination $q\bar{q}$ (Mesonen) oder qqq, beziehungsweise $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ (Baryonen) zusammen. Zu letzteren Zählen beispielsweise die Protonen und Neutronen, welche zusammen mit den Elektronen Atome bilden können. Jede Quarkgeneration hat zwei Mitglieder mit unterschiedlicher Ladung, entweder $\frac{2}{3}$ oder $-\frac{1}{3}$. Der sogenannte *Flavour* (Geschmack) stellt dabei nur unter der starken Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße dar; Übergänge über geladene Ströme finden allerdings bevorzugt innerhalb einer Generation statt.
Die Leptonengenerationen bestehen jeweils aus einem Lepton mit der Ladung $-1\,e$ und einem ungeladenen Leptonneutrino. Da Letztere außerdem eine Masse nahe null besitzen, wechselwirken sie nur schwach mit Materie, weswegen sie in Detektoren kaum nachgewiesen werden können. Die Leptonen jeder Generation unterscheiden sich nur hinsichtlich ihrer Massen und der Leptonenquantenzahl, welche unter jeder Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße ist.

2.2 Das τ-Lepton

Bei dem τ-Lepton handelt es sich um ein Mitglied der dritten Leptonengeneration. Es wurde 1975 am *SPEAR*-Ring, einem Teilchenbeschleuniger in Kalifornien, gefunden [5]. Es hat eine Masse von $(1\,776{,}86 \pm 0{,}12)$ MeV und eine Lebensdauer von $(290{,}3 \pm 0{,}5) \cdot 10^{-15}$ s und ist somit auch das kurzlebigste der Leptonen [6]. Durch seine vergleichsweise hohe Masse ist es dem Taon möglich, über die schwache Wechselwirkung sowohl leptonisch, als auch hadronisch zu zerfallen. Die möglichen Zerfallskanäle sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Dabei sind die leichtesten Zerfallsprodukte die π-Mesonen[3], mit den Massen $m_{\pi^\pm} = 139{,}58$ MeV und $m_{\pi^0} = 134{,}97$ MeV [6]. Neutrale Pionen zerfallen fast ausschließlich in zwei Photonen. Die hadronischen Zerfälle finden meistens in eine Kombination aus Pionen und einem Tauneutrino statt, allerdings können statt der π-Mesonen in seltenen Fällen (3,3%) Kaonen auftreten.
In dieser Arbeit werden die hadronischen Zerfälle nach der Anzahl der geladenen und neutralen Pionen unterteilt. Beispielsweise entspricht der Zerfall $\tau^\pm \to \pi^\pm\pi^0\nu_\tau$ dem Kürzel 1p1n (1 prong, 1 neutral),

[3] Bei den ρ- und a_1-Mesonen handelt es sich um Zwischenzustände, welche fast ausschließlich weiter in Pionen zerfallen [6]

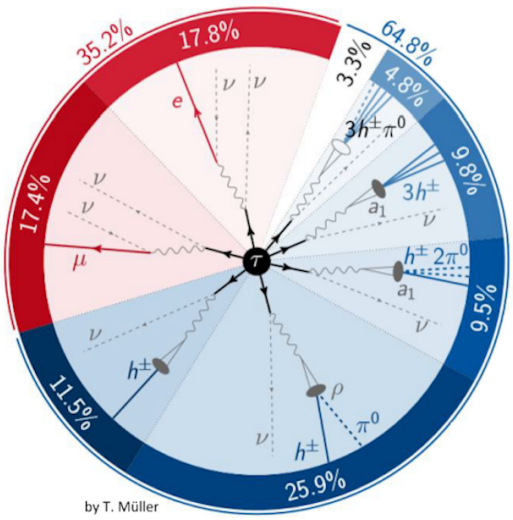


Abbildung 2.2: Mögliche Zerfallskanäle des τ-Leptons, aufgeteilt in leptonische (rot) und hadronische (blau) Zerfälle [4].

der Zerfall $\tau^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{-}\pi^{+}\nu_{\tau}$ 3p0n. Es wird vor allem der 1p1n-Zerfall betrachtet, welcher die größte Zerfallsbreite besitzt.

KAPITEL 3

Experimentelle Voraussetzungen

In diesem Kapitel wird auf den LHC und den ATLAS-Detektor als experimentelle Voraussetzung eingegangen. Außerdem wird der Ursprung der in dieser Arbeit verwendeten Daten erklärt.

3.1 LHC

Bei dem LHC (*Large Hadron Collider*) handelt es sich um einen Teilchenbeschleuniger am CERN (*Conseil européen pour la recherche nucléaire*) bei Genf, welcher am 10.09.2008 in Betrieb genommen wurde. An diesem können sogenannte Kollisionsexperimente sowohl mit Protonen, als auch ionisierten Bleikernen durchgeführt werden. Für die Verwendung von Protonen werden zunächst ionisierte Wasserstoffatome durch den Proton Synchroton Booster, das Proton Synchroton und Super Proton Synchroton auf 450 GeV beschleunigt, ehe diese in zwei einander gegenläufigen Röhren in den Ringtunnel geführt werden [7]. Dabei bewegen sie sich in sogenannten Bunches; dies sind pro Strahl 2 808 einzelne Pakete von circa $1{,}2 \cdot 10^{11}$ Protonen, welche den Ring 11 000 Mal pro Sekunde durchlaufen. Dabei werden die gegenläufigen Strahlen von jeweils acht sogenannten *Radio Frequenz Kavitäten* auf die Zielenergie von 6,5 TeV beschleunigt. Dipolmagneten, die von den Röhren durchlaufen werden, halten die Protonenpakete dabei auf einer Kreisbahn. Dabei ist bemerkenswert, dass das Magnetfeld für die Röhren entgegengesetzt orientiert sein muss, damit sich beide positiv geladenen Strahlen in dieselbe Richtung bewegen. Quadrupolmagneten refokussieren den Strahl, welcher durch Inhomogenitäten im Magnetfeld leicht divergiert. Bei der Betrachtung von *Colliding-Beam-Experimenten* und Teilchenbeschleunigern im Allgemeinen spielt die Luminosität eine zentrale Rolle. Diese setzt sich wie folgt zusammen [8]:

$$L = (N_1 \cdot N_2 \cdot A)/f \tag{3.1}$$

mit den Protonen pro Bunch N_1 und N_2, dem Strahlquerschnitt A und der Frequenz f. Aus ihr lässt sich die Reaktionsrate bei einer Kollision mit dem Wirkungsquerschnitt σ errechnen:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = L \cdot \sigma \tag{3.2}$$

Am LHC wird eine Luminosität von bis zu $10^{34}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ erreicht. Die Protonenstrahlen werden an insgesamt vier Stellen zusammengeführt. An diesen befindet sich jeweils ein Detektor mit

unterschiedlichem Messziel. Diese sind:

- **ATLAS** Der Fokus dieses Detektors liegt auf der Untersuchung des Standardmodells und Phänomenen, welche über dieses hinausgehen. Außerdem wird die Substruktur von Quarks und Leptonen betrachtet.
- **ALICE** Untersuchung des Quark-Gluonen-Plasmas bei Kollisionen von Bleiionen.
- **CMS** Ähnlich wie ATLAS ein Detektor mit vielfältigen Schwerpunkten.
- **LHCb** Untersuchung von hadronischen Zerfällen, in welchen bottom- und charm-Quarks involviert sind.
- Weitere Experimente sind das **LHCf**- und **TOTEM**-Experiment.

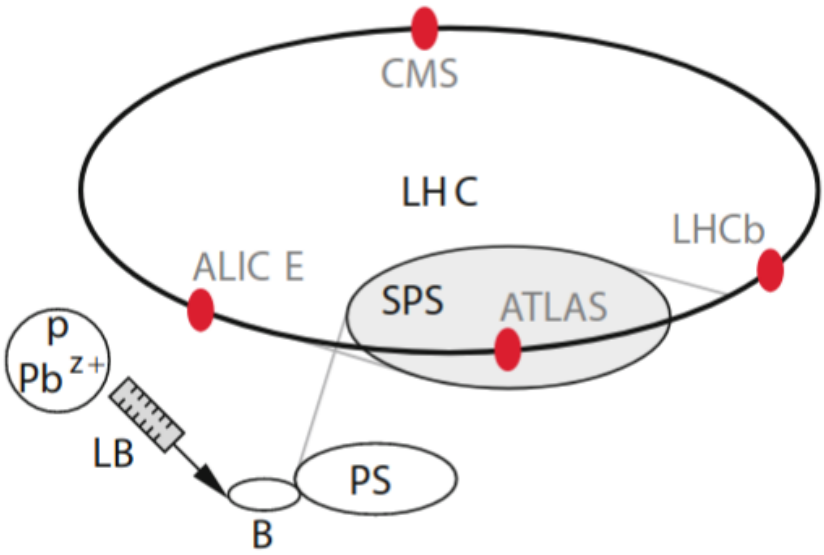


Abbildung 3.1: Der schematische Aufbau des LHC. Die unterschiedlichen Detektoren werden durch die roten Punkte dargestellt. Es werden Protonen **p** und Bleikerne **Pb** (**Z+** steht für Kerne anderer Elemente) in einen Linearbeschleuniger **LB** gespeist, von welchem aus sie über den Booster **B** und das Protonensynchroton **PS** in das Super-Protonensynchroton **SPS** und von dort schließlich in die Strahlenröhre geleitet werden. Bildquelle: [8]

3.2 ATLAS

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben hat der ATLAS-Detektor zum Ziel, Physik innerhalb des Standardmodells und darüber hinaus zu untersuchen. Außerdem soll das Verständnis über die Grundbausteine der Materie verbessert werden. Der Detektor ist 46 m lang, hat einen Durchmesser von 25 m und wiegt circa 7000 Tonnen. Ein schematischer Aufbau befindet sich in Abbildung 3.2. In seinem Inneren werden Proton-Proton und Bleikernkollisionen durchgeführt. Erstere haben eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 7$ TeV und finden bis zu einer Milliarde mal pro Sekunde statt [7].

Er lässt sich in drei Teilsysteme unterteilen, die in Schichten um die Strahlachse aufgebaut sind. Die innerste ist der innere Detektor, gefolgt von Kalorimeter und Myonendetektor. Außerdem ist um den inneren Detektor ein Solenoidmagnet verbaut, welcher ein Magnetfeld von 2 T erzeugt und die Trajektorie von geladenen Teilchen krümmt. Zusätzlich existieren drei weitere Toroidmagnete, die ein Magnetfeld von 3,5 T erzeugen, welches das Solenoidfeld aufhebt. Somit ist außerhalb dieser Magneten wiederum eine unabhängige Messung des Myonenimpulses möglich.

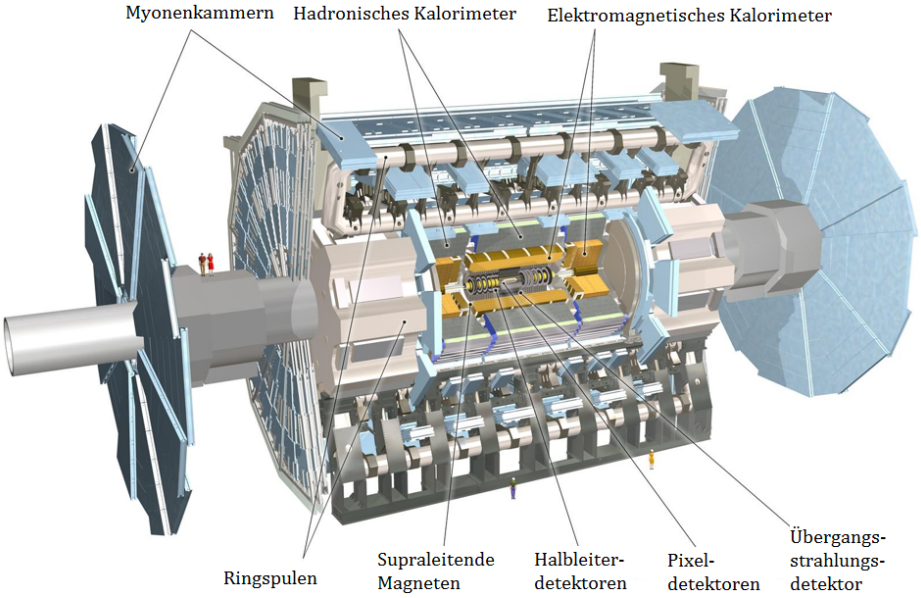


Abbildung 3.2: Der schematische Aufbau des ATLAS-Detektors. Die Strahlrichtung verläuft von links nach rechts entlang des 44 m langen Aufbaus [9].

3.2.1 Innerer Detektor

Dieser Detektor befindet sich am nächsten an der Strahlachse und wird als erster von Kollisionsprodukten getroffen. Durch das Magnetfeld ist er in der Lage, Impuls und Ladung der Teilchen durch den Bahnkrümmungsradius zu messen. Dazu werden drei verschiedene Detektorsysteme angewandt:

- **Pixeldetektor** Hier befinden sich vier Lagen aus Silizium-Halbleiterdetektoren, die durch ihre Feinheit eine gute Ortsauflösung zulassen. Insgesamt sind circa $9{,}2 \cdot 10^7$ Pixel mit jeweils $0{,}4\,\mathrm{mm} \times 0{,}05\,\mathrm{mm}$ Messbereich vorhanden.

- **Halbleiterdetektor** Diese Silizium-Halbleiterstreifen sind gegenüber dem Pixeldetektor leicht angewinkelt, um eine bessere Ortsbestimmung der Teilchen zu ermöglichen.

- **Übergangsstrahlungsspurdetektor** In diesem Detektorteil sind gasgefüllte Driftkammern verbaut, die von Polymeren umschlossen sind. In Letzteren kann Übergangsstrahlung angeregt werden, welche als Stromimpuls in den Kammern gemessen werden kann. Da dieser Effekt für $\pi^{\pm}$ und weitere geladene Teilchen unterschiedlich stark ist, lässt dies außerdem eine Teilchenidentifikation zu [10].

3.2.2 Kalorimeter

Das Kalorimeter hat die Aufgabe, die Energie zu messen, die ein Teilchen im Detektor deponiert. Dabei werden seine Schauerteilchen idealerweise zum Stillstand gebracht und es wird seine gesamte Energie abgegeben. Es wird in ein elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter unterteilt. Die erste Schicht besteht aus dem elektromagnetischen Kalorimeter. Um die Teilchen zu stoppen, treffen sie auf sich wiederholende Schichten von Metall und einer mit flüssigem Argon gefüllten Kammer, in der Schauerteilchen durch Ionisation des Argons einen Strom erzeugen. Dieser ist proportional zu ihrer Initialenergie. Da π^0 hauptsächlich in zwei Photonen zerfallen, ist diese Detektorschicht zur Identifikation und Rekonstruktion besonders wichtig, da hier Elektronen und Photonen mit einer guten Ortsauflösung detektiert werden können. Im hadronischen Kalorimeter werden hadronische Teilchen vollständig gestoppt und ihre Energie gemessen. Dadurch wird verhindert, dass diese in das Myonensystem gelangen. Auch hier werden Teilchen gestoppt, indem an einem Material hoher Dichte (in diesem Fall Stahl) Schauerteilchen ausgelöst werden, welche in einem dahinterliegenden Szintillationsdetektor vermessen werden können.

3.2.3 Myonendetektor

Da es sich bei Myonen um Teilchen handelt, die nur schwach durch Stöße interagieren, hinterlassen diese nur wenig Energie im Kalorimetersystem. Daher wird der ATLAS-Detektor durch eine Myonenkammer abgeschlossen, welche mit weiteren Magneten versehen ist. Diese lenken die geladenen Myonen ab und lassen so eine Impulsbestimmung zu. Außerdem können Informationen gesammelt werden, die wichtig für die Vorauswahl der Ereignisse durch den Trigger sind.

3.2.4 Trigger

All diese Detektorsysteme produzieren gemeinsam eine Datenmenge von circa 60 Millionen Megabytes pro Sekunde. Da diese technisch nicht alle verwertet werden können, werden nur bestimme Ereignisse ausgewählt, die den Anforderungen entsprechen. Zuerst entscheidet der Level-1-Trigger basierend auf Myonendetektor- und Kalorimeterinformationen, welche Ereignisse zu speichern sind. Dies geschieht mit einer Latenz von 2,5 µs. So ausgewählte Ereignisse werden an den *High-Level-Trigger* weitergegeben, welcher die Datenrate softwarebasiert auf circa 1000 Ereignisse pro Sekunde reduziert. Diese werden schlussendlich gespeichert.

3.3 Monte-Carlo-Datensätze

Eine Möglichkeit zur Modellierung physikalischer Prozesse ist die sogenannte Monte-Carlo-Simulation. Dabei handelt es sich um zufallsbasierte, computergenerierte Datensätze. Diese hat gegenüber experimentellen Daten den Vorteil, dass sowohl auf dem *truth*- als auch auf dem Rekonstruktionsniveau gearbeitet werden kann. Im Bezug auf diese Arbeit bedeutet das, dass nicht nur die Detektorinformation genutzt werden kann, sondern auch Informationen wie der wahre Zerfallsmodus oder der wahre Impuls des τ. Außerdem ermöglicht dies die Durchführung von *supervised learning* an einem neuronalen Netz, mehr dazu in Abschnitt 4.2.1. Die Datensätze werden in mehreren Schritten erzeugt. Zuerst wird die Parton-Parton-Wechselwirkung bei einer Protonenkollision simuliert. Bei Partonen handelt

es sich um eine zusammenfassende Bezeichnung der Bausteine des Protons, also Gluonen und See- beziehungsweise Valenzquarks.
Die Impulse der Partonen werden über die Partonenverteilungsfunktion des Protons bei der jeweiligen Energieskala berechnet, da sie jeweils nur einen Bruchteil des Protonenimpulses tragen. Bei einer $p-p$-Kollision wird davon ausgegangen, dass tatsächlich nur zwei Partonen kollidieren. Diesen Schritt nennt man *hard scattering process* und er wird durch die führende Ordnung der Störungstheorie simuliert. Danach geschieht die Simulation der Partonenschauer, welche durch abgestrahlte farbgeladene Gluonen entstehen, die im letzten Schritt wegen des *confinements* zu farblosen Zuständen hadronisieren. Das in diesem Schritt vorliegende Energieregime lässt die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung groß werden, weshalb kein störungstheoretischer Ansatz möglich ist [11]. Dieser Ablauf ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Nach der Simulation der Ereignisse simuliert ein detektorspezifisches

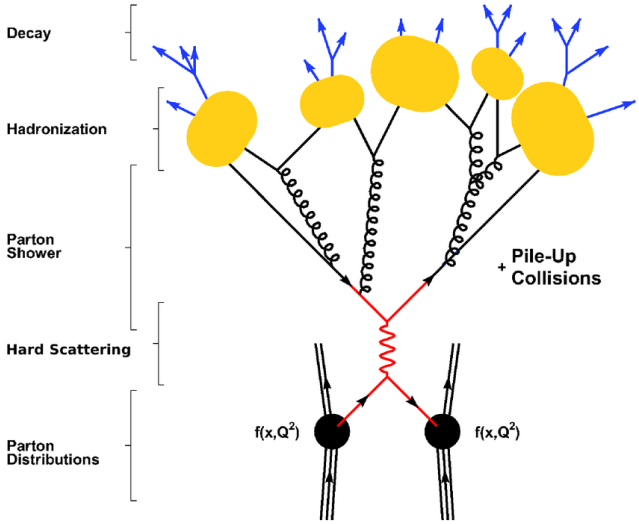


Abbildung 3.3: Der Inhalt eines Protons wird durch die Partonverteilungsfunktion $f(x, Q^2)$ beschrieben. Dabei ist x der Anteil des Partons am Gesamtimpuls und Q die vorhandene Energieskala. Die Kollision wird durch das *hard scattering* simuliert und die Partonenschauer durch Gluonen werden hinzugefügt. Diese hadronisieren (gelbe Kreise) und zerfallen. Außerdem werden *pile-ups* betrachtet, welche berücksichtigen, dass abhängig von der Luminosität mehr als eine Kollision pro Bunch-Crossing stattfinden können [12].

Programm die Messung im Detektor. Dabei werden der Aufbau, bekannte Ineffizienzen und weitere Effekte durch Interaktion mit dem Detektormaterial beachtet. Die so erzeugten Daten werden weiterhin gewichtet, um tatsächlichen Ereignissen möglichst genau zu entsprechen.

KAPITEL 4

Identifikation und Rekonstruktion hadronischer τ-Zerfälle

Die Identifikation von τ-Zerfallsmodi und die Rekonstruktion der Zerfallsprodukte liefert unter anderem einen wichtigen Beitrag zur Verbesserung der mit ATLAS-Daten durchgeführten Analysen zum Standardmodell und Higgs-Boson. Daher soll in diesem Abschnitt auf das aktuelle Identifikations- und Rekonstruktionsverfahren eingegangen werden und ein Ausblick auf eine mögliche Alternative, welche Methoden des maschinellen Lernens verwendet, gegeben werden.

4.1 Identifikation und Rekonstruktion durch *Tau Particle Flow*

Derzeit geschieht die Untersuchung von τ-Zerfällen am ATLAS-Experiment durch das Verfahren *Tau Particle Flow* [13]. Dazu werden geladene und neutrale Hadronen einzeln identifiziert. Diese Informationen können genutzt werden, um den Zerfallsmodus und die Rekonstruktion durchzuführen. Das Verfahren ist auf die Untersuchung von τ mit p_{T} zwischen 15 GeV und 100 GeV ausgelegt, in welchem Fall die Zerfallsprodukte üblicherweise einen p_{T} unter 20 GeV besitzen.
Dabei werden die geladenen $\pi^{\pm}$ an ihrer Spur im Spursystem erkannt, während neutrale Hadronen an ihren Energierückständen im Kalorimeter zu Clustern zusammengefasst werden. Kaonen werden von dieser Methode nicht betrachtet. In beiden Fällen kommt es zu Schauern im Kalorimeter, welche voneinander unterschieden werden müssen. Dabei macht man sich die unterschiedliche Form dieser zu Nutze: Während die deponierte Energie der geladenen Hadronen in den Kalorimeterschichten unregelmäßig ist, hinterlassen die neutralen Teilchen ihre Energie in den ersten drei Schichten mit einer Aufteilung von circa 10%, 30% und 60%. Daher entstammt die in weiteren Teilen des Detektors abgegebene Energie größtenteils den geladenen Hadronen. Mit dem Entfernen der geladenen hadronischen Schauer ist also bereits eine Identifizierung der neutralen Cluster möglich. Dies geschieht, indem die Energie, welche im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert wird, durch

$$E_{em} = E_{spur} + E_{had} \tag{4.1}$$

abgeschätzt wird. Sie wird also als die Energiedifferenz zwischen der berechneten Energie im Spursystem und der im hadronischen Kalorimeter angenommen. Die nach Abzug der so abgeschätzten hadronischen Energie vorhandene Restenergie im Kalorimeter wird den π^0 zugerechnet. Diese können

allerdings auch weiterhin eine Folge von Resten geladener Schauer und *pile-up* sein. Dabei handelt es sich um über mehrere Kollisionen integrierte Energierückstände im Kalorimeter [14]. Um diese zu entfernen wird ein mindest-p_{T} von 2,1-2,7 GeV gefordert und die Objekte im Nachhinein in einen auf die Unterscheidung trainierten *Boosted-Decision-Tree* (BDT) gegeben [13].

Aus der Anzahl der identifizierten geladenen und neutralen Hadronen wird der Zerfallsmodus erstellt. Dazu verwertet ein weiterer BDT die Kinematiken der Zerfallsprodukte und der Photonen. Außerdem werden weitere BDTs zur Unterscheidung von Zerfällen mit unterschiedlicher Anzahl an π^0 angewandt, da diese schwer zu unterscheiden sind. Das Ergebnis dieser Zuordnung lässt sich in Abbildung 4.1 betrachten. An der Matrix fällt auf, dass sich die Werte in zwei Untermatrizen anhäufen. Für τ-Zerfälle

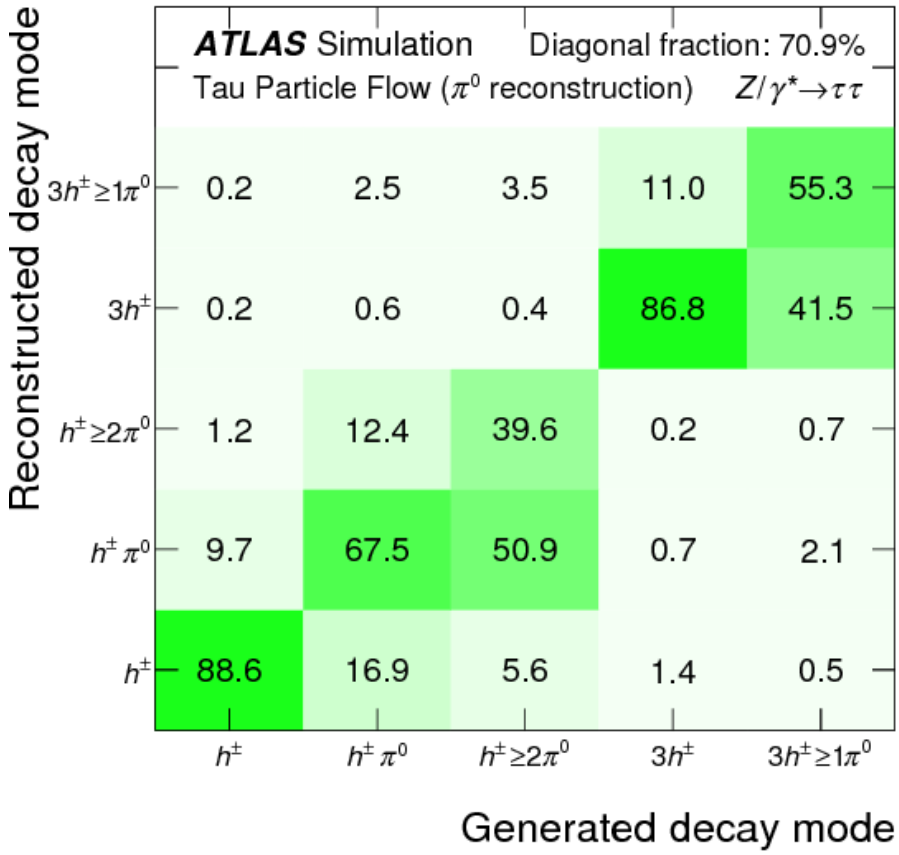


Abbildung 4.1: Diese Matrix stellt die Effizienz dar, mit der verschiedene Zerfallsmodi durch den Tau Particle Flow identifiziert werden. Betrachtet wurden simulierte $Z \to \tau\tau$ Zerfälle. Auf der x-Achse befindet sich dabei der wahre Zerfallsmodus der Simulation, auf der y-Achse der rekonstruierte Zerfallsmodus. Beispielsweise wurden τ mit dem wahren Zerfallsmodus $h^\pm$ in 88,6% der Fälle als solche erkannt, in 9,7% der Fälle wurden sie fälschlicherweise als $h^\pm \pi^0$ identifiziert. Die *Diagonal fraction* gibt den Anteil der insgesamt richtig identifizierten Zerfallsmodi an [13]

.

mit einem geladenen Teilchen befindet sich unten links eine 3×3-Matrix, für Zerfälle mit drei $h^\pm$ eine 2×2-Matrix oben rechts. Daran lässt sich erkennen, dass trotz der BDTs Fehlidentifikationen vor

allem an der Anzahl der π^0 liegen, nicht an den geladenen Hadronen.

4.2 Zerfallsidentifikation mit Hilfe eines neuronalen Netzwerks

Diese Arbeit soll vor allem auf einer alternativen Identifikationsmethode basieren, welche ein neuronales Netzwerk verwendet. Daher wird in Abschnitt 4.2.1 zunächst ein kurzer Überblick über die Arbeitsweise gegeben, gefolgt von der Anwendung in Abschnitt 5.2.

4.2.1 Neuronale Netzwerke und maschinelles Lernen

Kerngedanke eines neuronalen Netzwerks ist, menschliche Entscheidungsprozesse durch ein dem Gehirn nachempfundenes System aus Zellen nachzuahmen. Fortgeschrittene Netzwerke eignen sich daher hervorragend zur Analyse sequentieller Eingaben, wie zum Beispiel Wetter-, Börsen- und Kollisionsdaten oder zur Bild- und Spracherkennung. Die einfachste Form eines neuronalen Netzwerks stellt das Perzeptron dar, welches 1957 von Frank Rosenblatt vorgestellt wurde [15]. Eine Skizze dessen befindet sich in Abbildung 4.2. Am Anfang des Perzeptrons befindet sich die Eingabeschicht.

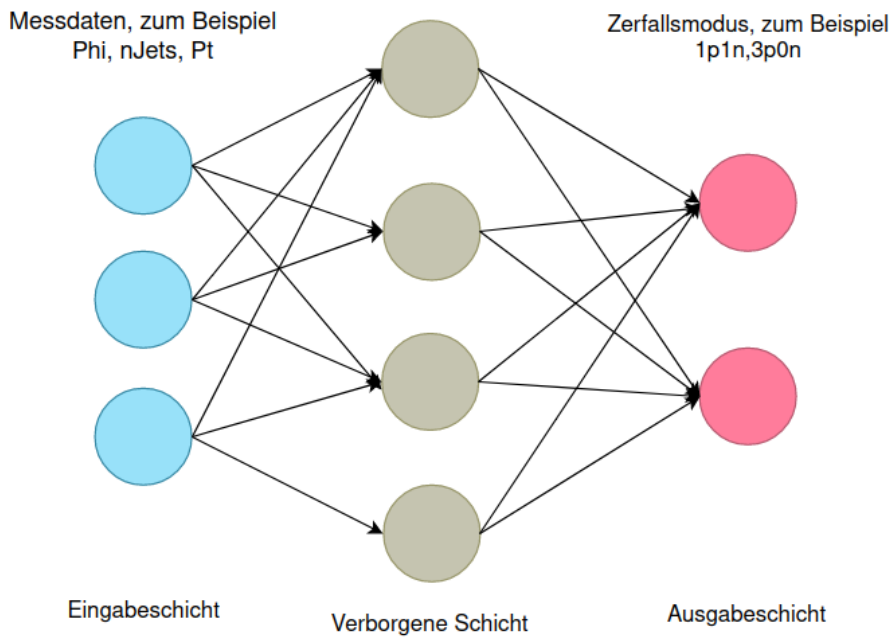


Abbildung 4.2: Das Perzeptron nach Frank Rosenblatt, beispielhaft zur Zerfallsidentifikation

.

Diese gibt die in ihr gespeicherten Variablen an die nächste Schicht, die verborgene Schicht, weiter. Dabei werden die Eingaben mit vorgegebenen Gewichten und Unsicherheiten (fortan *Bias*) versehen. Aufgabe dieser Schicht ist es, alle an ihr zusammenlaufenden Informationen zu sammeln und diese

wiederum über eine Aktivierungsfunktion f an die Ausgabeschicht weiterzureichen.

$$y = f\left(\sum_{i=0}^{N}(w_i \cdot x_i) + b\right) \tag{4.2}$$

Mit den Gewichten w_i, dem Input x_i, dem Bias b und der Ausgabe y.
Dort wird aufgrund der einkommenden Ströme eine (in diesem Fall) binäre Entscheidung getroffen. Daraus wird auch der Name der verborgenen Schicht ersichtlich; wie die Knotenpunkte dieser Schicht die Informationen genau verarbeiten, ist von außen nicht einsehbar. Wird mehr als eine versteckte Schicht verwendet, können komplexere Entscheidungen getroffen werden. Dann spricht man von einem *deep network*. Der Lernprozess des Netzwerks besteht nun daraus, die für jeden Knotenpunkt individuellen Gewichte und Unsicherheiten so anzupassen, dass ein bestmögliches Ergebnis erzielt wird. Dieser Prozess ist nur möglich, wenn von Beginn an ein Trainingsdatensatz zur Verfügung steht, an welchem die Ausgaben auf ihre Richtigkeit überprüft werden können. Dies wird durch die Verlustfunktion L quantifiziert, welche auf vielfältige Art optimiert werden kann. In diesem Fall spricht man von *supervised learning*.
Beim Perzeptron handelt es sich um ein sogenanntes *feedforward*-Netzwerk, da der Informationsfluss nur von links nach rechts stattfindet. Um seine Leistung zu verbessern, kann es zu einem RNN (*Recurrent Neural Network*) erweitert werden. Dann ist auch Rückpropagation der Informationen möglich, das heißt, ein Knotenpunkt kann als zusätzliche Eingabe zum Beispiel seine eigene Ausgabe des vorherigen Rechenschritts erhalten. Erst dann eignet sich ein Netzwerk zur Analyse von sequentiellen Daten, da hier aus vorherigen Entscheidungen gelernt werden kann. Als letzten Schritt kann das neuronale Netz zu einem LSTM-Netzwerk (*Long Short-Term Memory*) erweitert werden. Dadurch können auch Entscheidungen, die viele Zeitschritte zurückliegen, gespeichert und verwertet werden. So können längerfristige Entwicklungen in Datensätzen besser genutzt werden.
Die Entscheidung über die einzelnen Eigenschaften des Netzwerks wie Aktivierungsfunktion, Verlustfunktion und Anzahl der Schichten nennt sich Hyperparameteroptimisierung und entscheidet über die Architektur des Netzwerks. Detailliertere Angaben zu der Architektur des hier verwendeten neuronalen Netzes lassen sich in [16] finden.
In diesem Zusammenhang hat das Netzwerk die Aufgabe, den Zerfallsmodus eines τ-Leptons zu bestimmen. Es liefert allerdings keine Informationen über die genauen Eigenschaften der Zerfallsteilchen, wie zum Beispiel den Impuls des neutralen Pions. Da diese allerdings für viele Messungen von Interesse sind (siehe 6.1), müssen sie auf anderem Wege bestimmt werden. Dies soll in den folgenden Kapiteln geschehen.

KAPITEL 5

Definition des besten π^0-Kandidaten

Ziel war es zuerst, die π^0_{true} aus den zur Verfügung stehenden nPFOs zu rekonstruieren. Dies ist nötig, da es für die von Tau Particle Flow erstellten nPFOs konstruktionsbedingt keine Information darüber gibt, welcher dem π^0_{true} entspringt. Daher müssen aus diesen durch den Vergleich untereinander die besten Kandidaten gefunden werden, welche am wahrscheinlichsten dem wahren neutralen Pion entsprechen. Dabei ist nie eine genaue Zuordnung möglich, da es sich um unterschiedliche Objekte handelt. Tatsächliche π^0 -Zerfälle führen wie in Abschnitt 3 beschrieben zu Schauern im Kalorimeter. Da die nPFOs durch Zusammenfassung der Schauer zu Clustern erstellt werden, ist es möglich, dass Informationen verloren gehen. Dies ist eine Eigenschaft des Kalorimeters und der Rekonstruktion. Die so unter Verwendung von *truth*-Informationen ausgewählten nPFOs sollen später durch einen Algorithmus, welcher nur Rekonstruktionsgrößen enthält, nachgeahmt werden. Auf diese Weise sollten Informationen darüber erlangt werden, welche Eigenschaften die ausgewählten nPFOs teilen. Dabei wurden vorerst 1p1n-Zerfälle, also $\tau^\pm \rightarrow \pi^0 + \pi^\pm + \nu_\tau$ betrachtet. Diese machen circa 39% der hadronischen Zerfälle aus [6].

5.1 Datenschnitte und verwendete Variablen

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Variablen erklärt. Außerdem wird kurz auf die angewandten Datenschnitte eingegangen und diese begründet.

5.1.1 Variablen

In der Geometrie des Detektors entspricht die z-Achse der Strahlachse, während die x-Achse in den Mittelpunkt des LHC und die y-Achse nach oben zeigt. Die Position eines Ereignisses wird durch die Kugelkoordinaten r, θ und ϕ angegeben, wobei θ den Winkel eines Teilchens zu der z-Achse und ϕ den Winkel der Projektion auf die x-y-Ebene darstellt. Ausgehend davon wird die Pseudorapidität verwendet, welche den Winkel θ parametrisiert.

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$

Gegenüber der Verwendung des Winkels bietet sie den Vorteil, dass der Teilchenfluss innerhalb eines η-Intervalls näherungsweise konstant ist. Außerdem ist die Differenz zweier Pseudorapiditäten

$\eta_1 - \eta_2$ lorentzinvariant unter Boosts entlang der z-Achse [17]. Durch sie kann der Winkelabstand $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ definiert werden.
Eine weitere wichtige Größe ist der Transversalimpuls p_T.

$$p_\mathrm{T} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad p_\mathrm{T} = |p| \cdot \sin\theta \tag{5.1}$$

Da in jedem Kollisionsexperiment ein unbekannter Teil der Energie entlang der Strahlröhre verschwindet und der Impuls der kollidierenden Teilchen unbekannt ist, werden stattdessen Energie und Impuls in der x-y-Ebene betrachtet.
Im Laufe der Arbeit wird zwischen verschiedenen π^0-Objekten unterschieden. π^0_{true} entspricht dem wahren, durch die Monte-Carlo-Simulation erzeugtem neutralen Pion. Die in diesem Kapitel untersuchten π^0_{best} stellen die beste Auswahl aus nPFOs der Simulation dar, welche durch truth-Informationen erreicht werden kann. In Kapitel 6 werden aus Rekonstruktionsgrößen π^0_{recon} erstellt.

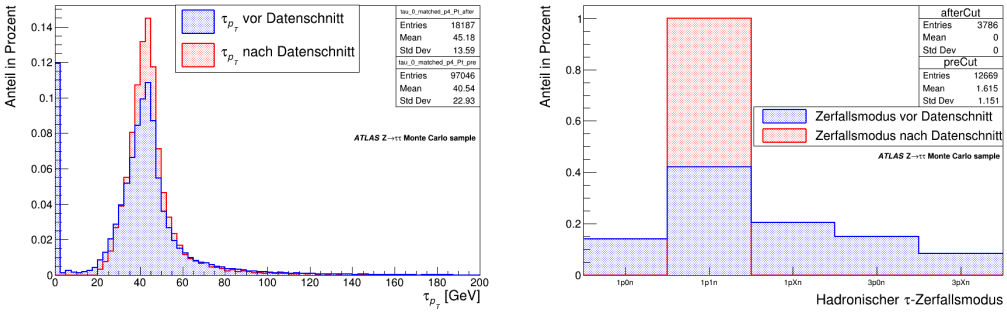
5.1.2 Datenschnitte

Ausgewählte Eigenschaften des Taus nach dem Datenschnitt sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 dargestellt. Wie zu sehen ist, wurden rund 80% der Ereignisse herausgefiltert.

- **tau_0_matched_isHadTau** Da in dieser Arbeit nur hadronische Zerfälle betrachtet werden, muss der Datensatz auf diese eingeschränkt werden.
- **tau_0_matched_decay_mode==1** Der wahre Zerfallsmodus entspricht 1p1n.
- **tau_0_decay_mode==1** Der rekonstruierte Zerfallsmodus entspricht 1p1n.
- **100>tau_0_p4.Pt()>20** Der rekonstruierte $\tau^0_{p_\mathrm{T}}$ liegt zwischen 20 GeV und 150 GeV.
- **100>tau_0_matched_p4.Pt()>20** Der wahre $\tau^0_{p_\mathrm{T}}$ liegt zwischen 20 GeV und 150 GeV. Dies stellt den typischen Impulsbereich der τ-Erzeugung aus Higgszerfällen dar [13].
- **not 1.35<abs(tree.tau_0_matched_vis_neutral_p4.Eta())<1.55** In diesem Pseudorapiditätsbereich geht die Detektortonne in die Endkappen über und die Winkelauflösung ist vergleichsweise schlecht. Daher werden keine Ereignisse verwendet, deren π^0 in diesem Intervall liegen.

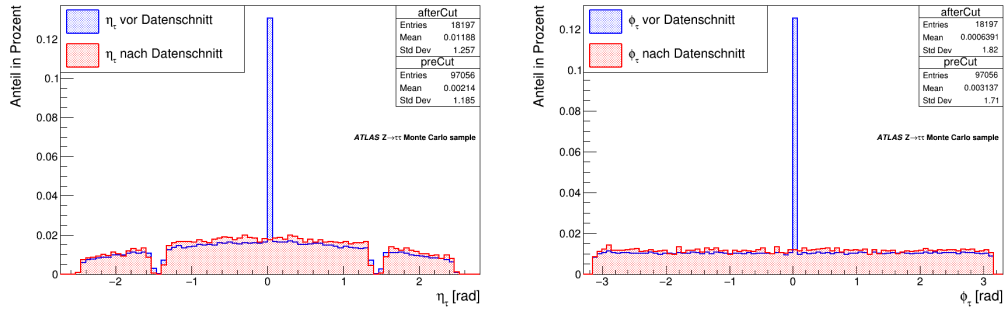
5.2 Netzwerk

Um diese für das Training des Netzwerks verwenden zu können, mussten die Monte-Carlo-Datensätze an die Messdaten angepasst werden. Zum einen muss dazu die Gesamtzahl der Ereignisse gewichtet werden, außerdem wird der Signalprozess $Z \to \tau\tau$ im Vergleich zu Hintergrundprozessen anhand der Wirkungsquerschnitte skaliert. Dabei spielen auch Korrekturen aus der Berücksichtigung höherer Ordnungen der Prozesse und aus der QCD eine Rolle. Die Berechnung und Darstellung der Skalierungsfaktoren sollte mit den Softwarepaketen `sif` und `HAPPy` geschehen. Da die Verwendung des Ersteren zu Problemen führte, welche im Laufe der Arbeit nicht behoben werden konnten, mussten andere



(a) Vergleich des τ_{p_T} vor und nach dem Datenschnitt (b) Vergleich des hadronischen Zerfallsmodus vor und nach dem Datenschnitt

Abbildung 5.1



(a) Vergleich des τ_η vor und nach dem Datenschnitt (b) Vergleich des τ_ϕ vor und nach dem Datenschnitt

Abbildung 5.2

Datensätze verwendet werden. In Abbildung 5.3 ist das eigentlich gewünschte Ergebnis beispielhaft dargestellt.
Die Datensätzen wurden zunächst in das Dateiformat HDF5 konvertiert und in Trainings- und Testsätze unterteilt, anhand derer das Netzwerk trainiert werden konnte. Die resultierende migration-matrix mit Auswertung auf dem Testdatensatz ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Dabei fällt im Vergleich zu Abbildung 4.1 zuerst dieselbe Aufteilung in zwei Untermatrizen auf. Es konnte jedoch in allen Diagonalelementen außer Zerfällen ohne neutrales Pion eine signifikante Verbesserung der Rekonstruktionseffizienz der Zerfallsmodi erreicht werden. Die Diagonaleffizienz beläuft sich auf 78,7% im Vergleich zu 70,9% durch Tau Particle Flow.

5.3 Aufbau der Rekonstruktion

Zu Beginn wurde als π^0_{best} der nPFO mit dem höchsten p_T , im Folgenden `leading` genannt, verwendet. Dabei ist zu beachten, dass es sich stets um τ^0, also das führende Tau des Prozesses, handelt. Dieser wurde sowohl mit dem nPFO verglichen, dessen p_T dem des π^0_{true} am nächsten kam, als auch mit dem, dessen ΔR zu π^0_{true} am kleinsten war. Die Vergleiche lassen sich in den Abbildungen 5.5 und 5.6 betrachten.

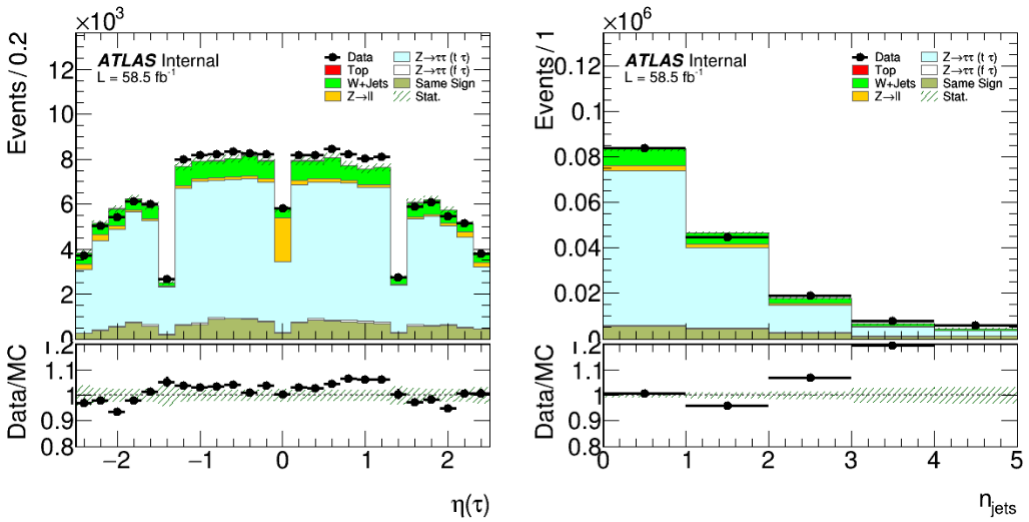


Abbildung 5.3: Beispielhafte Darstellung der Tau-Pseudorapidität und der Jets pro Zerfallsereignis. Die farbigen Flächen zeigen die Aufteilung der Monte-Carlo-Daten nach Zerfallsprozess im Vergleich zu echten Daten. Dazu die Übereinstimmung beider Verteilungen pro Bin. $Z \rightarrow \tau\tau$ ist wie erwünscht der dominante Prozess. Abbildung aus [16]

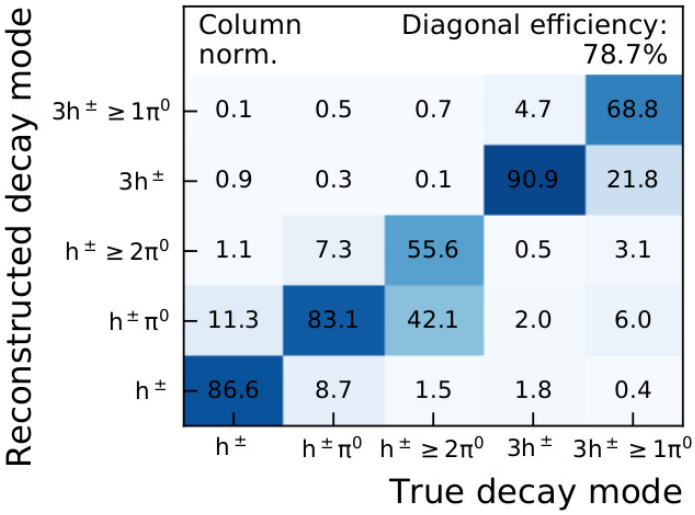


Abbildung 5.4: Die durch Evaluation des RNN auf dem Testdatensatz resultierende migration-matrix

Wie zu sehen ist, entspricht die Auswahl des π^0_{best} über den kleinsten p_T-Abstand besser den π^0_{true} als die Auswahl des leading-Kandidaten. Dies lässt vor allem an dem Schwerpunkt der Gaußverteilung erkennen, welcher näher an null liegt. An der flacheren auslaufenden Kante entgegen negativer Werte lässt sich erkennen, dass der Transversalimpuls durch die Auswahl des besten p_T seltener überschätzt wird. Währenddessen folgt der p_T-Verlauf der Auswahl über die kleinste R-Differenz grob dem Verlauf der leading-Auswahl, es werden allerdings häufiger kleine p_T-Werte gewählt. Außerdem ist eine Anhäufung bei einer relativen Abweichung von eins zu erkennen. Diese liegt darin

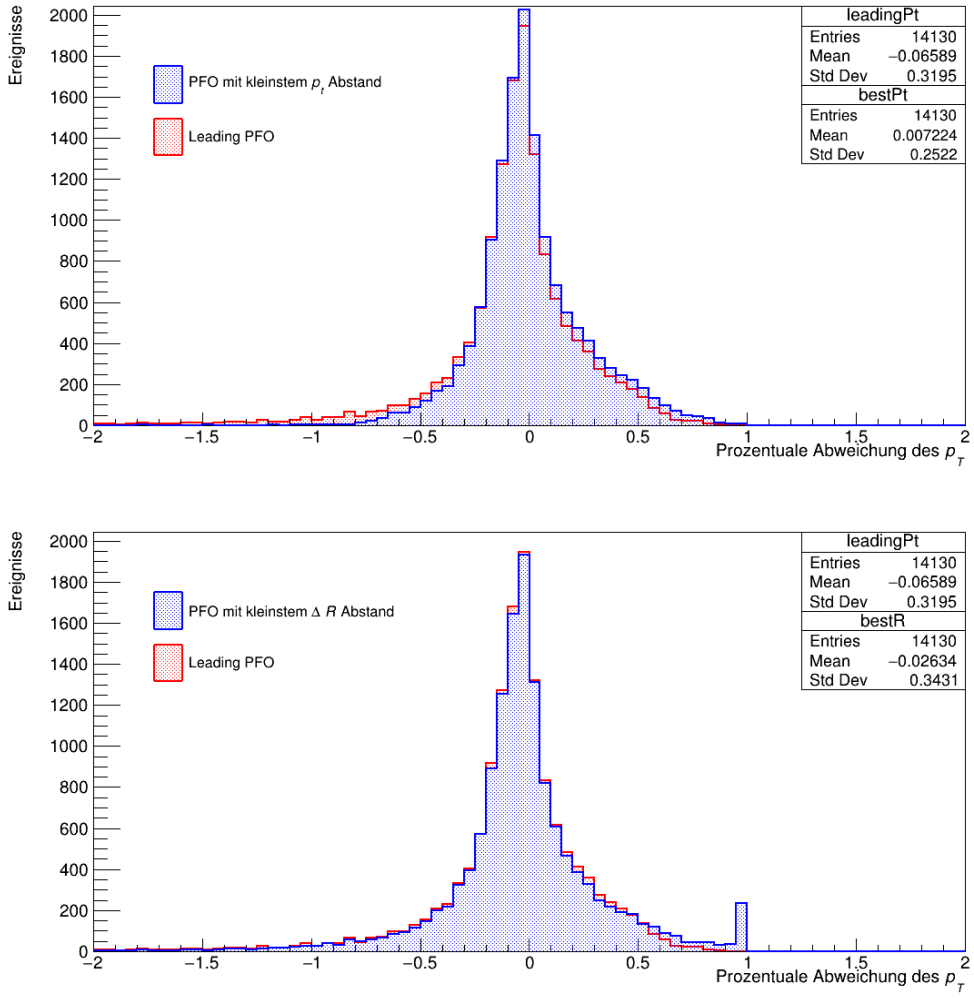
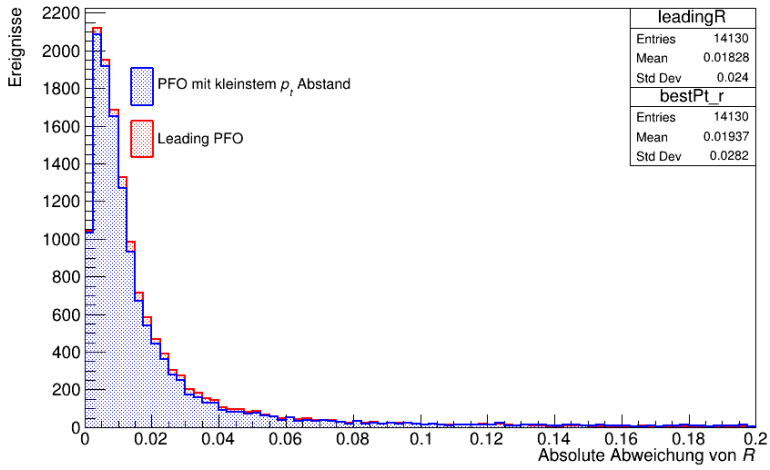


Abbildung 5.5: Vergleich der relativen p_T -Abweichung der beiden Rekonstruktionen zu π^0

begründet, dass π^0_{best} ausgesucht werden, deren p_T nahe bei null liegen, allerdings im Winkel gut mit π^0 übereinstimmen. Dabei handelt es sich wahrscheinlich vor allem um nPFOs, welche durch pile-up zustandekommen und nur zufällig entlang des wahren π^0 liegen. Derselbe Vergleich wurde für die Auswahl nach bestem R-Wert vorgenommen. Die so entstandenen Abweichungen zu π^0_{true} befinden sich in Abbildung 5.6. Hier ist zu sehen, dass die Auswahl nach bestem R nur leicht näher an π^0_{true} liegt als die leading-Auswahl. Dafür werden große Abweichungen vermehrt ausgeschlossen. Die Auswahl nach bestem p_T ist wiederum leicht schlechter. Insgesamt ist daran bereits zu erkennen, dass der führende nPFO in dieser Hinsicht bereits eine gute Annäherung sowohl in Winkel als auch p_T darstellt. Daraufhin wurde die Auswahl der nPFOs für den π^0_{best} so verändert, dass eine beliebige Kombination aus nPFOs zu einem Objekt zusammengefasst werden konnte. Die Auswahl fand erneut nach p_T und ΔR statt. Der Vergleich der so entstandenen Objekte ist in den Abbildungen 5.7 und 5.8 zu sehen.



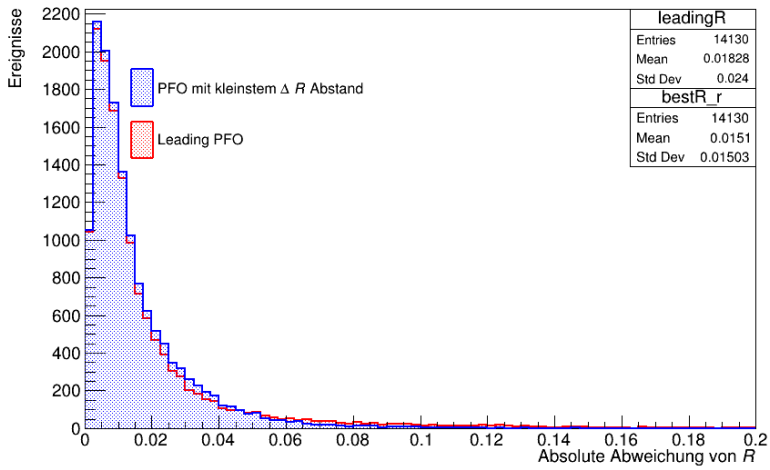


Abbildung 5.6: Vergleich der R-Abweichung der beiden Rekonstruktionen zu π^0

Dabei lässt sich beobachten, dass die Verteilung nach bestem R-Abstand weiter von dem π^0_{true} entfernt ist als die Auswahl des leading nPFOs. Auch die p_T-Verteilung hat sich unter der Auswahl eines zweiten neutralen Objektes verschlechtert und weist nun eine Verschiebung entgegen negativer Werte auf. Beide Effekte weisen darauf hin, dass die Rekonstruktion durch die Auswahl eines beliebigen zweiten nPFOs verschlechtert wird, da allein der leading nPFO in manchen Fällen ausreichend ist. Um eine gleichzeitige Betrachtung von p_T und R zuzulassen und den hier aufgetretenen Problemen bei der Auswahl mehrerer nPFOs entgegenzuwirken, wird die Auswahl der neutralen Objekte in den weiteren Abschnitten verfeinert.

5.3.1 Einführen einer Metrik

Um die Auswahl weiter zu verbessern wurde zuerst eine Metrik eingeführt, welche sowohl p_T als auch ΔR miteinbezieht, da ein Objekt, welches räumlich eng an π^0_{true} liegt, trotzdem kein Teil des π^0_{best}

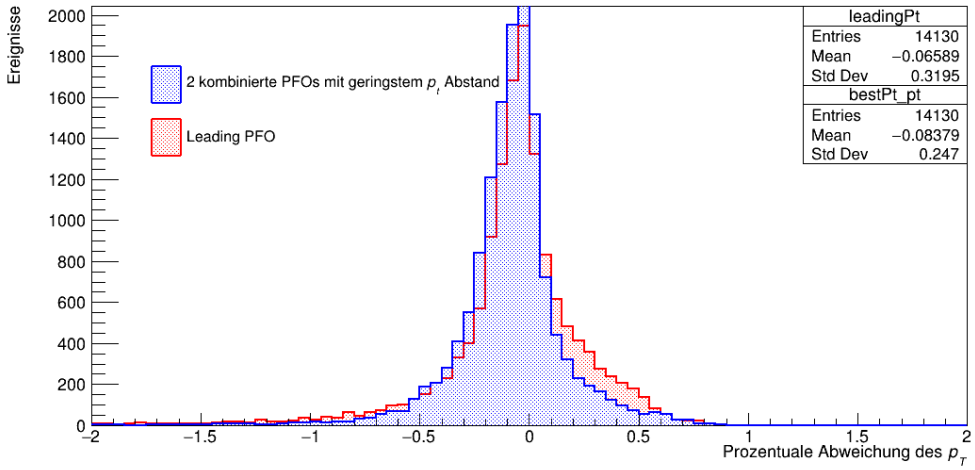


Abbildung 5.7: Verlauf des p_T für zwei kombinierte nPFOs, ausgewählt nach dem geringsten Δp_T zu π^0_{true}

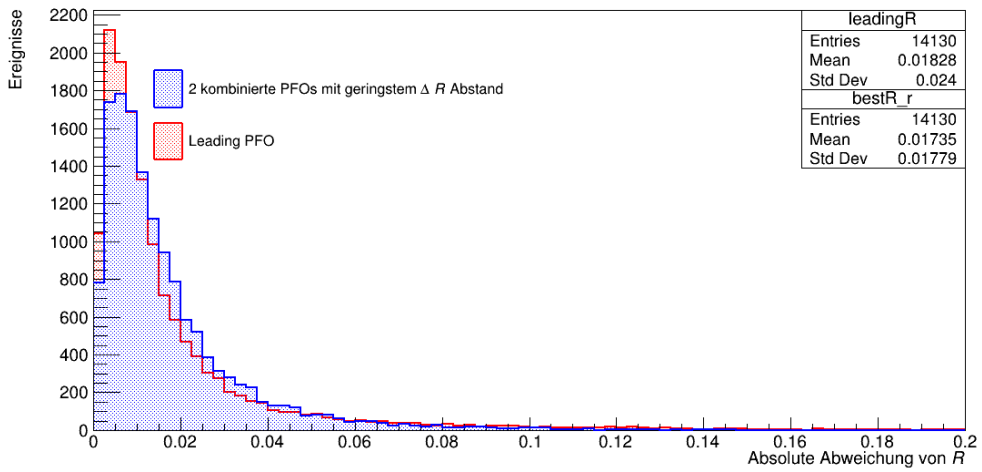


Abbildung 5.8: Verlauf von R für zwei kombinierte nPFOs, ausgewählt nach dem geringsten ΔR zu π^0_{true}

sein muss. Selbiges gilt natürlich auch für p_T und andere Größen.

Als einfache Metrik wurde

$$M(\Delta\phi, \Delta\eta, \Delta p_T) = s_1 \cdot \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} + s_2 \cdot \sqrt{\Delta p_\mathrm{T}{}^2} \tag{5.2}$$

mit den Proportionalitätskonstanten s_1 und s_2 gewählt. Die ersten Ergebnisse dieser Metrik befinden sich in Abbildung 5.9. Dabei erleiden sowohl die p_T - als auch die R-Verteilung mit den Skalenparametern $s_1 = 1$ und $s_2 = 1$ vorerst eine Verschlechterung ihrer Nähe zu π^0_{true} , dies soll jedoch durch die Auswahl besserer Werte für s_1 und s_2 in Abschnitt 5.4.2 behoben werden.

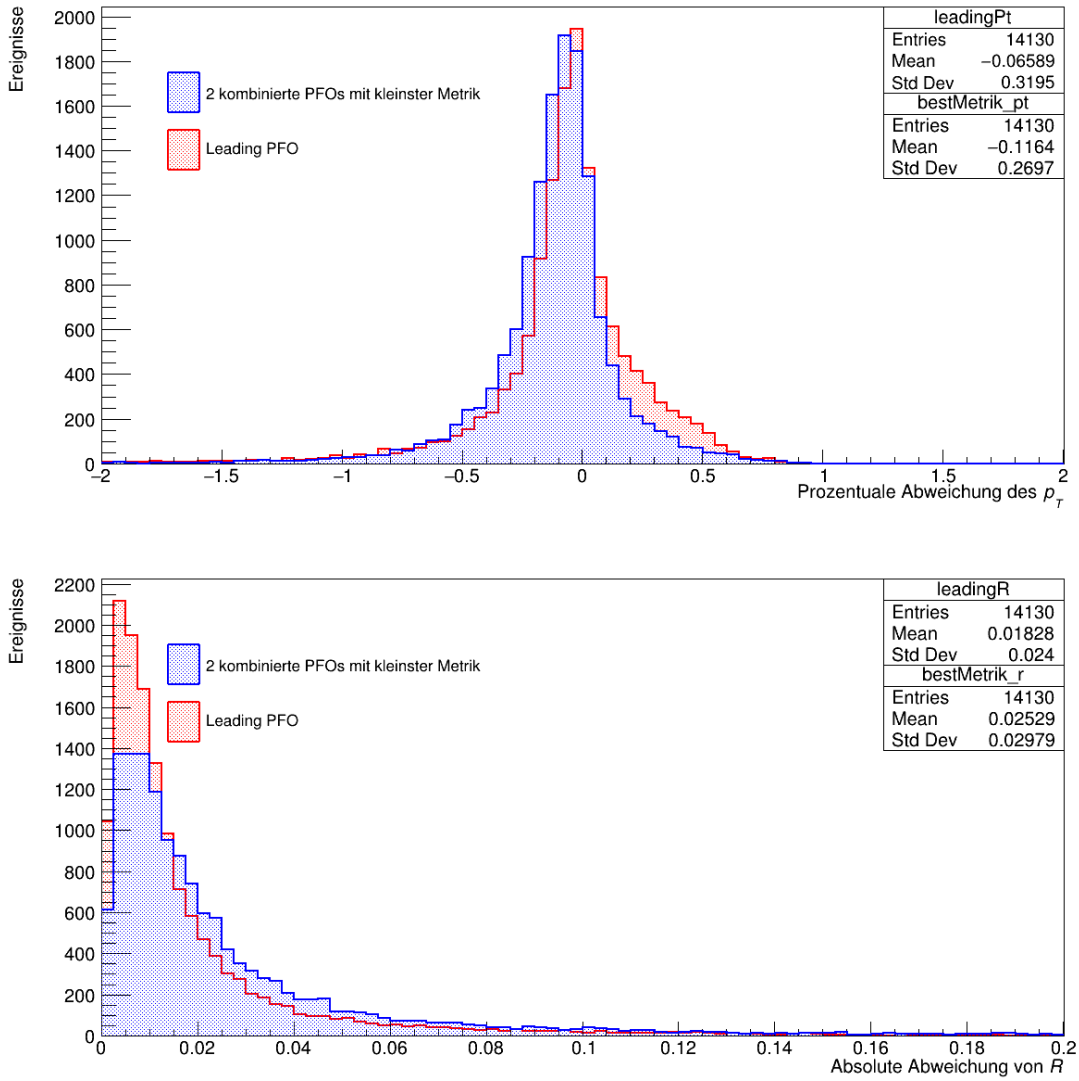


Abbildung 5.9: Vergleich von p_T und R für durch die Metrik ausgewählte Objekte. Skalenparameter: $s_1 = 1$, $s_2 = 2$

5.4 Verbessern der Rekonstruktion

Da eine präzise Auswahl des π^0_{best} im späteren Verlauf die Grundlage dafür bilden soll, rekonstruktionsbasierte Auswahlkriterien zu finden, sollte diese die realen π^0_{true} möglichst genau nachbilden. Daher wird in diesem Abschnitt darauf eingegangen, wie die Rekonstruktion durch Veränderungen an der Metrik verbessert werden konnte.

5.4.1 Optimieren der Metrik

Das bisherige Verfahren, jeden π^0_{best} aus genau zwei nPFOs zu rekonstruieren ist zu simpel, um den tatsächlichen Begebenheiten zu entsprechen. So können sich in den nPFOs trotz Auswahl durch Tau Particle Flow weiterhin Artefakte von hadronischen Schauern und pile up befinden. Außerdem kann das π^0_{best} im Zweifel auch nur aus einem nPFO bestehen, falls die Photonen, in welche das π_0 zerfällt, nicht getrennt aufgelöst werden.

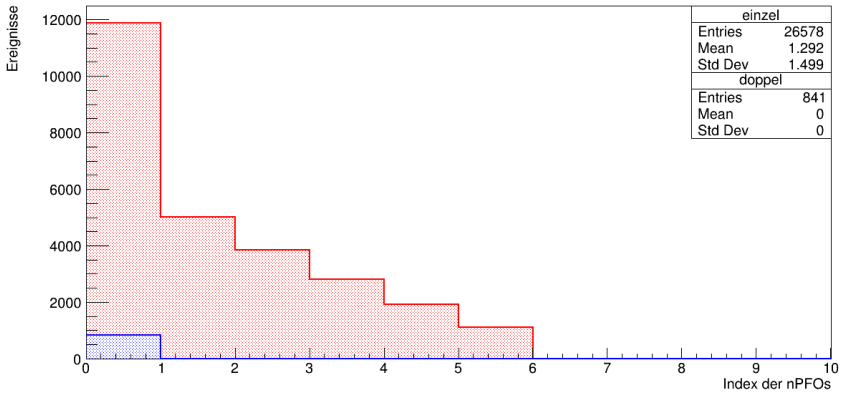


Abbildung 5.10: Auswahl der nPFOs mit den Skalenparametern $s_1 = 1$ und $s_2 = 1$

Die bisherige Auswahl der nPFOs nach Index lässt sich in Abbildung 5.10 betrachten. Einzelne nPFOs wurden bisher nur ausgewählt, wenn nur ein einziges neutrales Objekt vorlag. Wie zu sehen ist, wird für fast jedes π^0_{best} unter anderem der `leading`-nPFO ausgewählt. Dies spricht dafür, dass diese in der Rekonstruktion eine wichtige Rolle spielen. Weiterhin sollte die Auswahl so geschehen, dass auch einzelne beziehungsweise mehr als zwei Objekte ausgewählt werden können. Der finale Ablauf ist in Abbildung 5.11 als Entscheidungsbaum dargestellt. Zu Beginn wird für jedes neutrale Objekt die Metrik gemäß 5.2 berechnet. Sollte sich dabei nur ein neutrales Objekt finden, wird dieses als π^0_{best} ausgewählt. Weiterhin werden die Metrikwerte untereinander verglichen. Dabei traten drei charakteristische Verteilungen auf, welche in Abbildung 5.12 zu sehen sind.

1. Einzig die Metrik des `leading` nPFOs hat einen niedrigen Wert. Diese Objekte liegen häufig sowohl in p_T als auch R nahe an π^0_{true} und sind leicht zu rekonstruieren. In diesen Fällen wird fast die gesamte Energie zweier Photonen in einem einzelnen Cluster wiedergefunden. Dies tritt vor allem für höherenergetische π^0 auf, da die Photonen in diesem Fall stark kollimiert sind.

2. Die Metrik des `leading`-Objektes ist hoch. Dieses Verhalten kommt vor allem durch Ereignisse zustande, in welchen der p_T des `leading` nPFO sehr viel höher als der des π^0_{true} lag. In diesen Fällen gibt es häufig einen oder zwei weniger energiereiche nPFOs, welche ausgewählt werden können.

3. Die Metriken aller oder mehrerer Objekte liegen dicht beieinander. Diese entsprechen wahrscheinlich getrennt voneinander aufgelösten Photonen und Produkten der Paarerzeugung.

Findet sich ein nPFO mit einem Metrikwert, welcher niedriger als der des führenden Objektes liegt, wird dieser ausgewählt. Andernfalls werden alle Objekte gewählt, deren Metriken weniger als 50% von

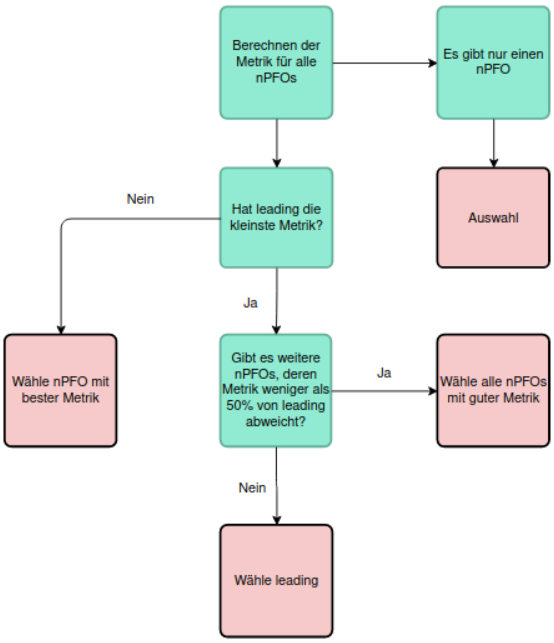


Abbildung 5.11: Entscheidungsbaum der Auswahl der bestgeeigneten nPFOs

der niedrigsten Metrik abweichen. Dabei bilden 50% einen Kompromiss daraus, eine möglichst gute Rekonstruktion zu erreichen, dem rekonstruierten Objekt aber keine überflüssigen Objekte anzuhängen. Vor allem Letzteres tritt bei großzügigeren Schwellen häufig auf, sodass die Rekonstruktion eigentlich gut aufgelöster Objekte verschlechtert wird. Weiterhin benötigt diese Methode weniger Rechenzeit, da nicht mehr $n \cdot (n-1)$, sondern nur noch n Metriken berechnet werden müssen.

5.4.2 Finden der optimalen Skalenparameter

Nachdem die Metrik flexibler gestaltet wurde, um auf verschiedene Fälle zu reagieren, wurden die Werte für s_1 und s_2 gesucht, durch welche nPFOs möglichst nahe bei π^0_{true} ausgewählt wurden. Dazu durchlief ein Programm alle möglichen Skalenkombinationen, für welche Gaußkurven der Form[1]

$$f(x) = A \cdot \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{5.3}$$

mittels der *binned likelihood*-Methode an die relativen Abweichungen der Variablen p_T, η und ϕ zu π^0_{true} angepasst wurden, beispielhaft für p_T in Abbildung 5.13. Die so erhaltenen Breiten und Schwerpunkte wurden für gleichzeitige Variation beider Skalenparameter in eine Heatmap eingetragen, die in den Abbildungen 5.14 bis 5.16 zu sehen sind. Darstellungen unter Variation jeweils eines einzelnen Skalenparameters befinden sich in den Abbildungen A.1 bis A.4 im Anhang.

[1] A Amplitude der Gaußkurve
μ Schwerpunkt der Gaußkurve
σ Standardabweichung der Gaußkurve

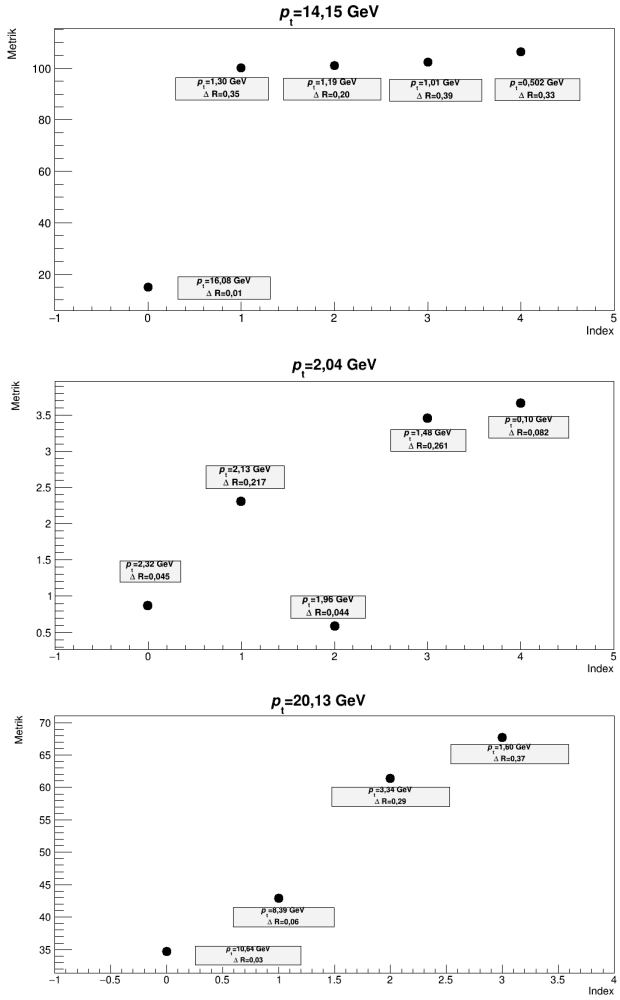


Abbildung 5.12: Fallunterscheidungen bei der Auswahl der nPFOs

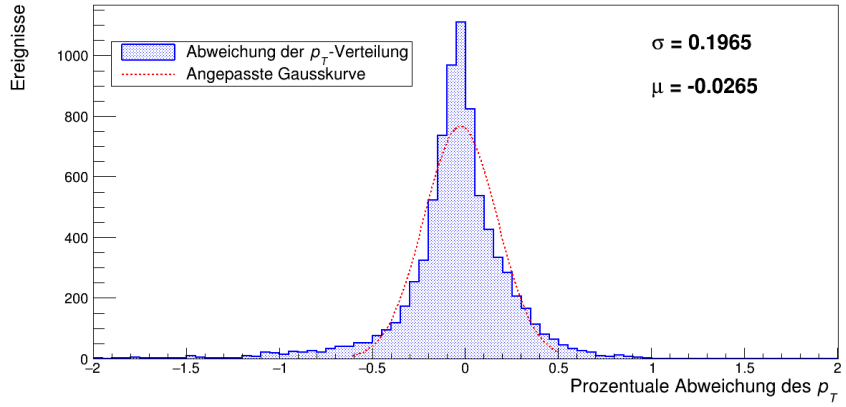


Abbildung 5.13: Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung der Abweichung des p_T

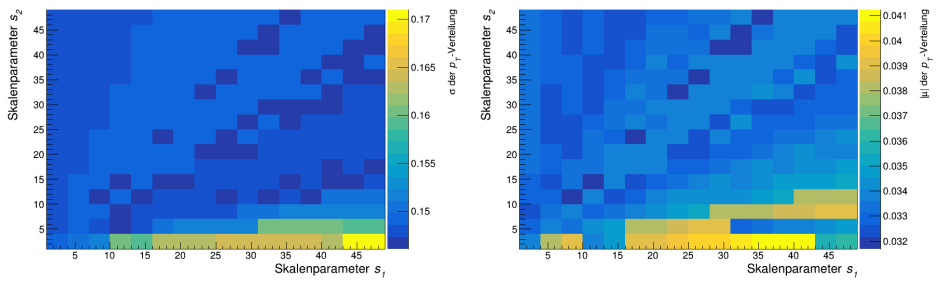


Abbildung 5.14: Breiten der Gaußkurven (links) und Schwerpunkte (rechts) der Verteilung des p_T unter Variation beider Skalenparameter

Diese entsprechen zunächst den Erwartungen. Für große Werte von s_2, welcher p_T skaliert, weisen η und ϕ die größten Abweichungen auf. Entsprechende Auswirkungen finden sich auf die p_T Verteilung für große Werte von s_1. Sprünge in den Verteilungen entstehen durch die Auswahl anderer Objekte durch die neuen Parameter. Dabei reagieren vor allem ϕ und p_T sensibel auf Veränderungen, während vor allem die Breite der η-Verteilung nur eine schwache Schwankung aufweist. Das Parameterpaar, welches bei allen drei Variablen zu der geringsten Verschlechterung im Vergleich zum besten Wert führte, wurde als $s_1 = 35$ und $s_2 = 10$ identifiziert.
Die aus dieser Metrik entstanden Auswahl der π^0_{best} ist in 5.17 dargestellt. Dabei ist bemerkenswert, dass die Auswahl einzelner nPFOs mit 85% weiterhin deutlich häufiger geschieht.
Der Vergleich der auf diese Weise ausgewählten Objekte mit dem führenden nPFO lässt sich in Abbildung 5.18 betrachten. Dabei wird sichtbar, dass sich sowohl die p_T -Auflösung als auch die R-Auflösung vergleichsweise verbessert haben. Der kleine Anstieg im p_T lässt sich wieder auf rekonstruierte Objekte zurückführen, deren R-Wert eine gute Übereinstimmung mit π^0_{true} hat. Dafür ist der Ausläufer entgegen größerer Winkelabweichungen zurückgegangen. Während der führende nPFO durchschnittlich 2,97 GeV von π^0_{true} abweicht, beträgt dieser Wert für durch die Metrik ausgewählte Objekte 2,70 GeV. Für R betragen die durchschnittlichen Abweichungen 0,024 für leading und 0,017 für π^0_{best} .

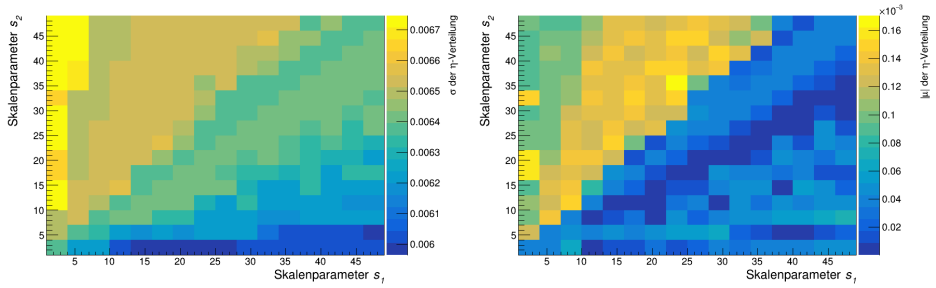


Abbildung 5.15: Breiten der Gaußkurven (links) und Schwerpunkte (rechts) der Verteilung von η unter Variation beider Skalenparameter

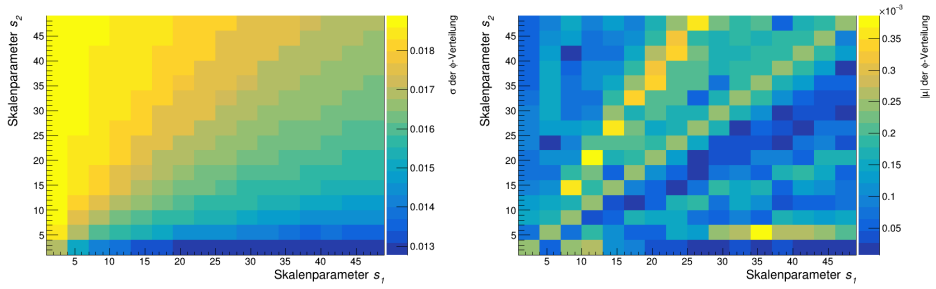


Abbildung 5.16: Breiten der Gaußkurven (links) und Schwerpunkte (rechts) der Verteilung von ϕ unter Variation beider Skalenparameter

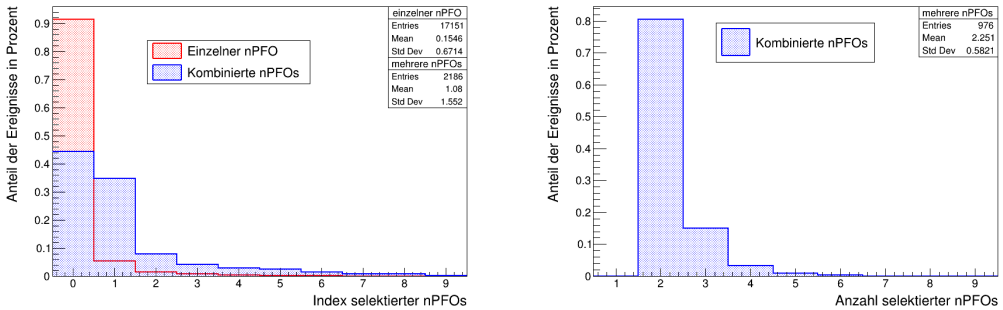


Abbildung 5.17: Auswahl der nPFOs nach Index und Anzahl

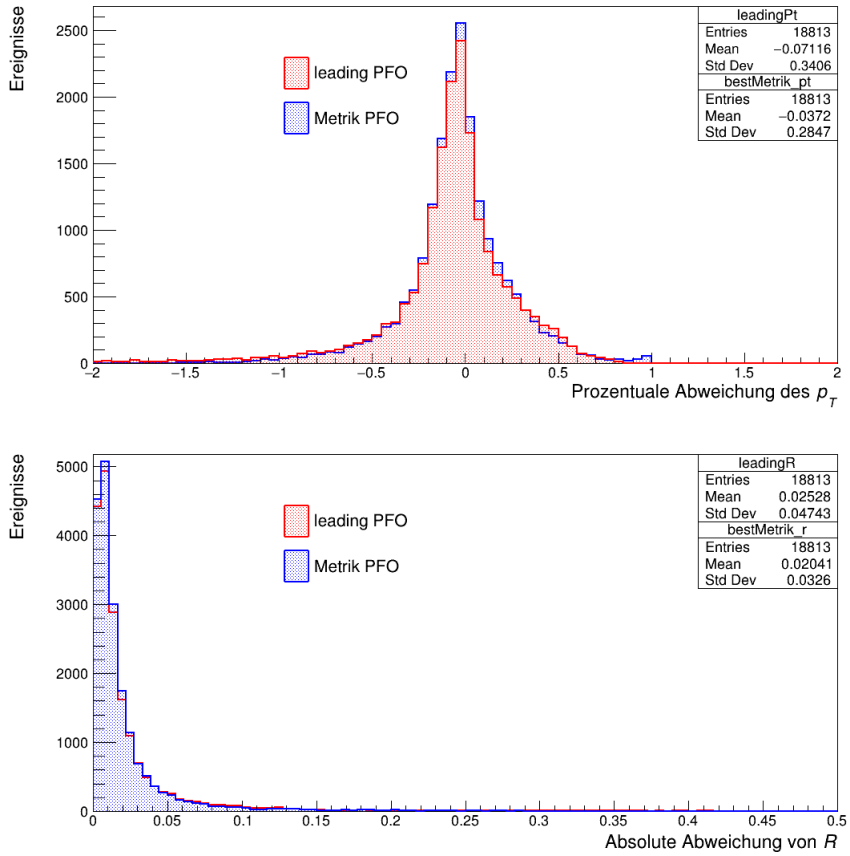


Abbildung 5.18: Vergleich der Verteilungen von p_T und R nach Ändern der Metrik

KAPITEL 6

Rekonstruktion durch Auswahlalgorithmen

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Frage, wie durch Rekonstruktionsrößen π^0_{cand} selektiert werden können. Dazu werden verschiedene Auswahlentscheidungen getroffen, welche wiederum über verschiedene Größen mit der im vorherigen Kapitel gefundenen optimalen Auswahl verglichen werden. Dies stellt den eigentlichen Schritt der Rekonstruktion dar, da hier nur noch Informationen zur Verfügung stehen, welche auch im Anwendungsfall vorhanden wären.

6.1 Vergleich mit Auswahl über Metriken

Um die Auswahlalgorithmen mit dem π^0_{cand} zu vergleichen, wurden zusätzlich zum Metrikwert zwei weitere Größen genutzt, nämlich die Energieasymmetrie Υ und der Winkelabstand der Zerfallsebenen, im Folgenden α genannt. Die Verwendung dieser Größen ist interessant, da sie gebraucht werden, um die Spinkorrelation der τ-Leptonen aus einem Higgszerfall zu messen. Diese Größe wird wiederum für die Untersuchung der Helizität des Higgsboson verwendet.

6.1.1 Υ als Metrik

Bei Υ handelt es sich um die sogenannte Energieasymmetrie. Sie ist eine konstruierte Größe für 1p1n-Zerfälle und ist beschrieben durch

$$\Upsilon^{\pm} = \frac{E_{\pi^{\pm}} - E_{\pi^0}}{E_{\pi^{\pm}} + E_{\pi^0}} \tag{6.1}$$

6.1.2 Winkelabstand der Zerfallsebenen

Dabei handelt es sich um den Raumabstand der beiden Normalenvektoren der Zerfallsebenen, die durch zwei ρ-Zerfälle aufgespannt werden. Dies ist in Abbildung 6.1 dargestellt. In diesem Fall wird allerdings der Normalenvektor des π^0_{best} mit dem des π^0_{recon} verglichen. Diese Winkeldifferenz wird $\Delta\alpha$ genannt.

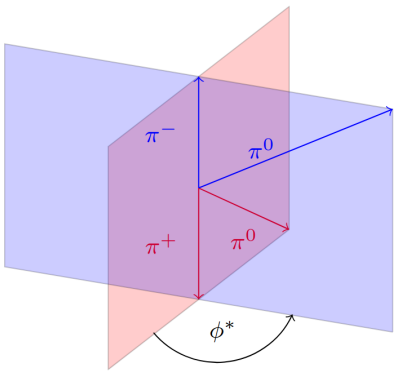


Abbildung 6.1: Darstellung des Winkelabstands zweier Zerfallsebenen [18]

6.2 Vergleich einfacher Auswahlalgorithmen

Über die in den vorherigen Abschnitten vorgestellten und die in Kapitel 5.3.1 erarbeitete Metrik werden nun drei einfache Auswahlalgorithmen miteinander verglichen, welche nur Informationen auf Rekonstruktionsniveau verwenden. Diese stellen natürlich nur eine beliebige Auswahl dar und können beliebig erweitert werden. Zu Beginn wurden sie jedoch bewusst simpel gehalten. Zum einen wurden die Objekte nach dem geringsten Abstand zum $\pi^{\pm}$ ausgewählt. Außerdem wurde die bereits bekannte leading-Auswahl, also die des nPFOs mit höchstem p_{T}, verwendet. Die direkten Vergleiche befinden sich in Abbildung 6.2 Diese Histogramme werden von dem Peak dominiert, in welchem Ereignisse liegen, deren Zusammensetzung genau π^0_{best} entsprechen, also deren Metrikabstand exakt null ist. Dieser Anteil trifft schlussendlich eine Aussage darüber, wie gut die simplen Algorithmen die beste Auswahl nachbilden. Im späteren Verlauf werden die Auswahlen auch direkt mit π^0_{true} verglichen, da die Metrik zwar eine gute Rekonstruktion darstellt, sie jedoch bei weitem nicht fehlerfrei ist. So soll vermieden werden, die Auswahl nur auf eine Nachbildung der Rekonstruktion zu beschränken, wenn diese trotzdem näher an dem wahren Cluster liegen könnte.
Da sich die leading-Auswahl in allen Vergleichen als überlegen herausstellt, wird im Folgenden versucht, diese auf die Fälle zu optimieren, welche noch außerhalb des Peaks liegen. Dazu werden nicht nur die bereits bekannten nPFOs verwendet, sondern auch die eingangs erläuterten *photon-shots* und *conversion-tracks*.

6.3 Photonshots

Als Selektionskriterium für die nPFOs wurden im Folgenden die photon shots betrachtet. Dabei handelt es sich um Photonen, welche aus dem Zerfall des π^0 in zwei Photonen stammen. Daher kann die Anzahl und die Verteilung Aufschluss darüber geben, wie viele und welche neutrale Objekte zusammengefasst werden müssen. Dabei kommen folgende Situationen zustande:

- Null photon shots: Entweder keines der Photonen hat die Grenze von 100 MeV passiert, oder das π^0 ist nicht zerfallen. Ersteres spricht für sehr niedrigen $\tau_{p_{\mathrm{T}}}$, letzteres für stark geboostete Pionen. Außerdem regen rund 50% der Photonen durch Wechselwirkung mit dem Detektor Paarerzeugung an [13]. Daher muss untersucht werden, wie stark der Zusammenhang zwischen Ereignissen mit null photon shots und den sogenannten conversion tracks ist.

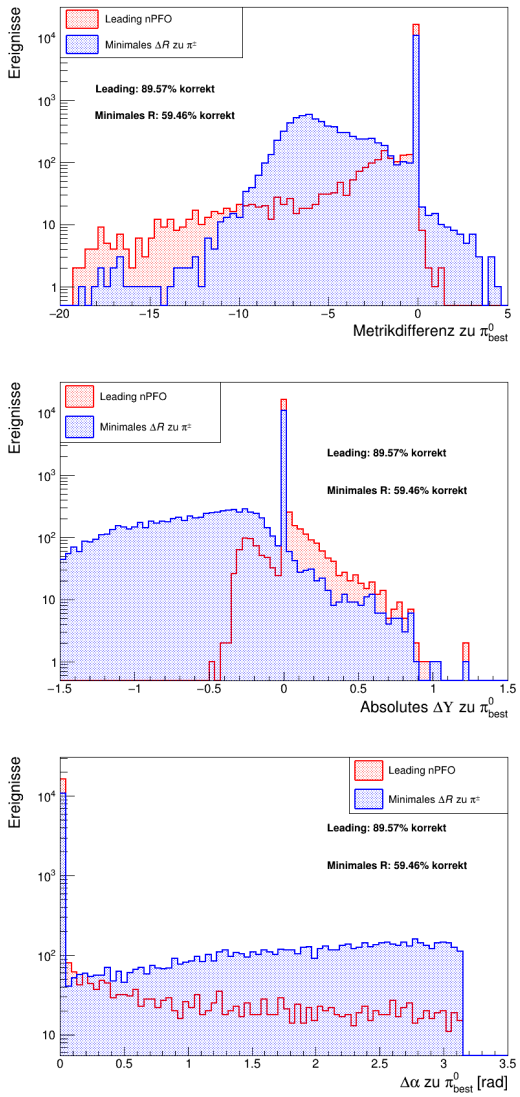


Abbildung 6.2: Vergleich der Auswahl: über die bekannte Metrik, die Energieasymmetrie Υ und $\Delta\alpha$.

- Ein photon-shot: Ereignisse mit nur einem photon shot machen circa 50% der Gesamtereignisse aus. Daher ist es wichtig, ihre Herkunft zu verstehen. Wie in [13] und [19] genauer beschrieben, besitzt das Kalorimeter eine gute Auflösung in η ($\Delta\eta = 0{,}0031$), allerdings nicht in ϕ ($\Delta\phi = 0{,}00245$). Daher werden Photonen, welche in ϕ auseinanderliegen, nicht zwangsläufig getrennt aufgelöst und als ein Cluster interpretiert. Außerdem kann ein Photon als conversion track vorliegen.
- Zwei photon shots: Beide Photonen wurden als solche erkannt. Auch hier kann es allerdings vorkommen, dass beide wahren Photonen in einem Cluster liegen, während der zweite photon shot durch einen anderen Effekt verursacht wird.

Die Folgende Tabelle soll einen Überblick über den Zusammenhang an ausgewählten nPFOs und den

photon-shots geben. In diesem Zusammenhang wurde der in Abschnitt 5.1.2 diskutierte Schnitt auf

Anzahl der *photon-shots*	1 nPFO	2 nPFOs	2+ nPFOs
0	85,5%	7,2%	7,3%
1	91,6%	5,6%	2,7%
2	91,3%	5,5%	3,3%
2+	87%	7%	6,1%

Tabelle 6.1: Zusammenhang zwischen ausgewählten nPFOs und Photonenzahl

die η-Verteilung eingeführt. Die Auswirkung des Datenschnitts auf die photon shots und das Verhalten der Pseudorapidität ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

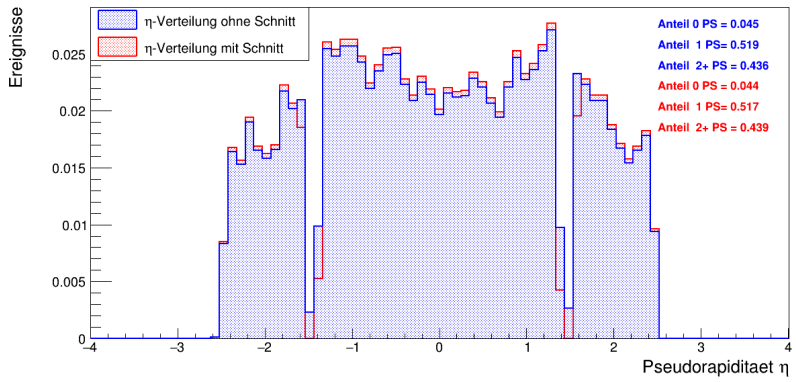


Abbildung 6.3: Verlauf der η-Verteilung der π^0 vor und nach dem Datenschnitt

6.4 Verbessern der Rekonstruktion

In diesem Abschnitt wird abhängig von der Zahl der photon shots eine Rekonstruktion eingeführt. Diese wird mit der leading-Auswahl über die eingangs vorgestellten Metriken verglichen.

6.4.1 Null photon shots

Für Ereignisse, bei denen weder photon-shots noch conversion-tracks vorlagen, wurde π^0_{recon} nach seiner Nähe zu $\pi^{\pm}$ ausgewählt, da im Durchschnitt $\Delta R \approx 0{,}07$ erwartet wird [13]. Falls conversion tracks vorlagen, wurde das Ereignis ausgewählt, was ihnen am nächsten lag.

Das Ergebnis der Rekonstruktion ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Es konnte gegenüber der leading-Auswahl eine Verbesserung von 70,13% auf 76,27% erreicht werden. Außerdem wurde im Vergleich mit π^0_{true} folgende durchschnittliche Abweichungen der Metrik M erreicht:

$$\Delta M_{best} = 3{,}08 \quad \Delta M_{leading} = 4{,}66 \quad \Delta M_{recon} = 4{,}07$$

Diese und die Grafik zu $\Delta\alpha$ befinden sich in Abbildung A.5 im Anhang.

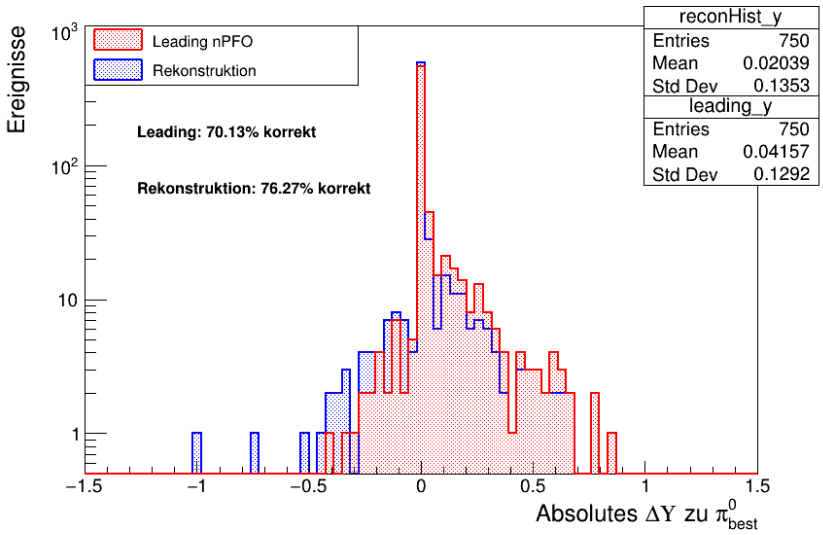
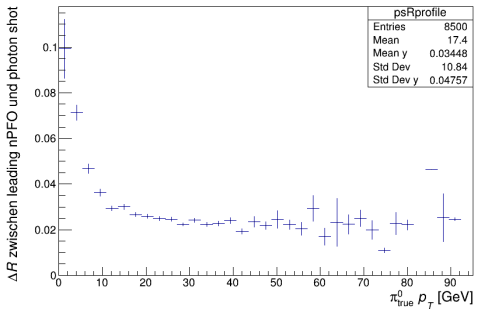


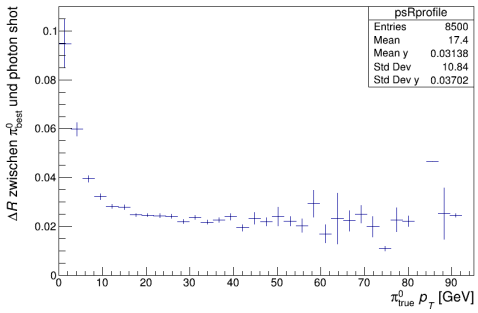
Abbildung 6.4: ϒ-Vergleich für Ereignisse ohne photon-shot

6.4.2 Ein photon shot

Wie in Abbildung 6.7 zu sehen ist, stellt die Rekonstruktion durch die Auswahl des Objektes mit höchstem p_{T} bereits in 91,24% der Fälle eine zufriedenstellende Auswahl dar. Um zunächst qualitativ zu untersuchen, wie diese weiter verbessert werden kann, wurden Abbildungen wie in 6.6 erstellt. Dort sind alle relevanten neutralen Objekte ausgewählter Ereignisse räumlich aufgetragen und markiert. Daraus wurde ersichtlich, dass die führenden nPFOs häufig den geringsten R-Abstand zu dem Photon aufwiesen. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 6.5 quantifiziert. Dabei entspricht der Fehler auf der y-Achse der Streuung der Verteilung für den entsprechenden Impulsbereich.



(a) ΔR zwischen dem leading nPFO und den photon shots in Abhängigkeit des $p_T(\pi^0)$



(b) ΔR zwischen π^0_{best} und den photon shots in Abhängigkeit des $p_T(\pi^0)$

Abbildung 6.5

Es lässt sich erkennen, dass die führenden Objekte hauptsächlich in einem Korridor zwischen $\Delta R \approx 0{,}01$ und $\Delta R \approx 0{,}04$ liegen. Dabei ist bei Ereignissen ab einem p_{T} von 60 GeV durch die niedrigere Anzahl an Einträgen eine starke Schwankung zu erkennen, während sich ΔR bei kleineren

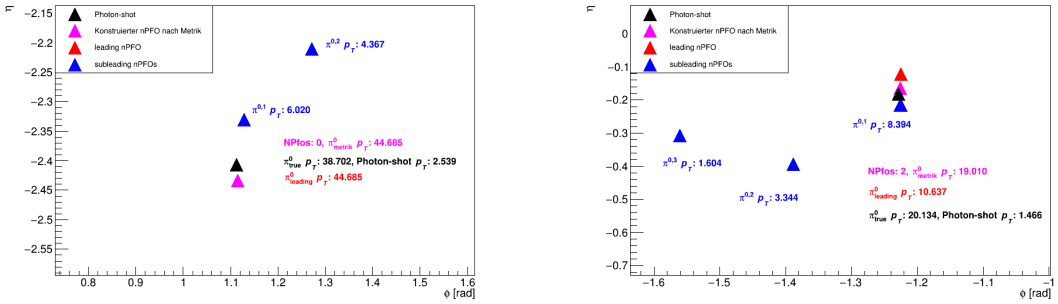


Abbildung 6.6: Zu sehen ist die räumliche Darstellung der neutralen Objekte eines Ereignisses. Links ist ein Ereignis mit einem ausgewählten nPFO zu sehen, welcher dem leading-nPFO entspricht. Rechts ist die Zusammenfassung zweier nPFOs dargestellt.

Transversalimpulsen vergleichsweise stabil bei $\Delta R \approx 0{,}025$ befindet. Für π^0 mit einem p_T unter 10 GeV steigt der Abstand wiederum rapide an. Dabei könnte es sich um Ereignisse handeln, deren Photonen zu wenig Energie hatten, um als solche erkannt zu werden. In diesem Fall wäre ein anderes Objekt fälschlicherweise als photon shot identifiziert worden. Insgesamt weisen π^0_{best} und leading eine ähnliche Verteilung auf. Daher wurde die Rekonstruktion so gestaltet, dass der leading nPFO ausgewählt wurde, falls ΔR weniger als 0,045 betrug. War dies nicht der Fall, wurden alle weiteren Objekte unterhalb dieser Grenze zusammengefasst. Falls conversion tracks vorlagen, wurden diese mit dem photon shot gemäß ihrem Anteil an der Gesamtenergie gewichtet und zu einem neuen Objekt zusammengefasst. Der nPFO, welcher diesem am nächsten lag, wurde gewählt. Für den Fall, dass der Abstand zwischen photon shot und einem conversion track weniger als $\Delta R = 0{,}03$ betrug, wurden die ihnen jeweils nächsten nPFOs ausgewählt.

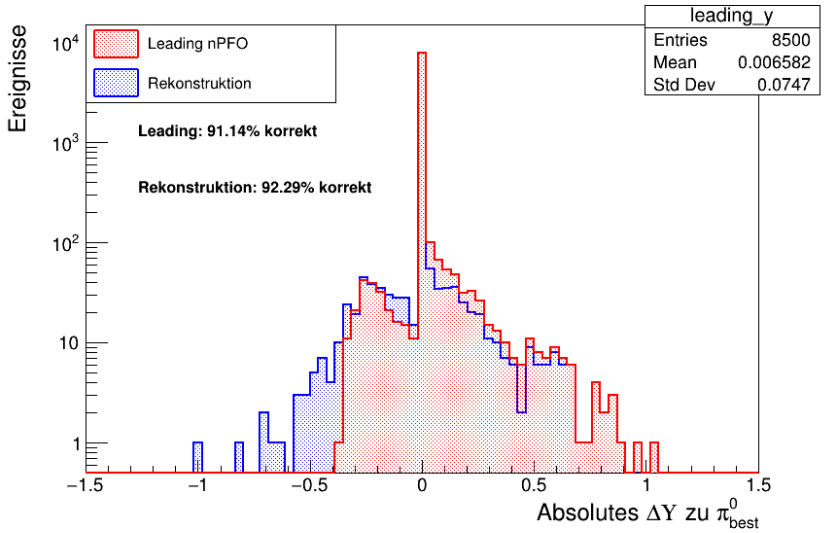


Abbildung 6.7: ϒ-Vergleich für Ereignisse mit einem photon-shot

Das Ergebnis dieser Art der Rekonstruktion ist in Abbildung 6.7 zu sehen. Der Vergleich über die

anderen Metriken befindet sich in Abbildung A.6 im Anhang. Die Rekonstruktion konnte so von 91,24% auf 92,29% gesteigert werden.

6.4.3 Zwei photon shots

Auch im Falle zweier photon shots war die Rekonstruktion durch die Auswahl des leading nPFO bereits zu 89,94% korrekt. Der Vergleich über Υ befindet sich in Abbildung 6.8, die übrigen Metriken befinden sich in Abbildung A.7 im Anhang. Wie zuvor wurden die neutralen Objekte zusammen mit

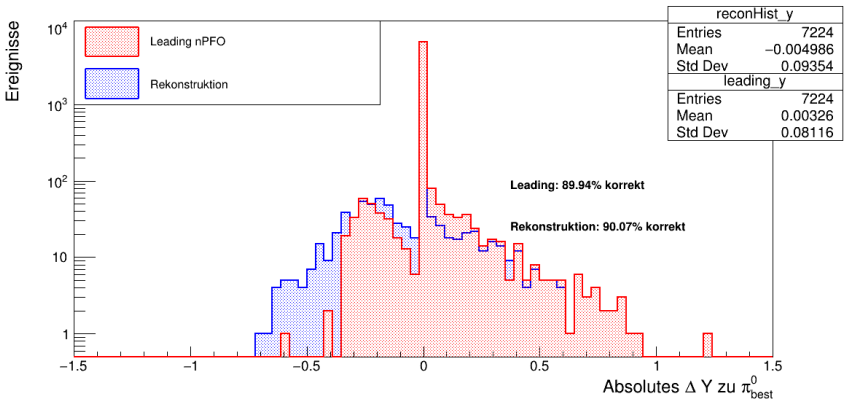


Abbildung 6.8: Υ-Vergleich für Ereignisse mit zwei photon-shots

den photon shots räumlich dargestellt, zu sehen in Abbildung 6.9. Wie bereits Tabelle 6.1 ersichtlich war, werden für zwei photon shots nur in 8,8% der Fälle mehrere nPFOs in π^0_{best} zusammengefasst. Somit bestehen die Möglichkeiten, dass zwei Photonen häufig zu einem einzigen neutralen Cluster führen, oder einer der photon shots durch pile up oder andere Effekte zustandekommt. Der Abstand der Photonen untereinander ist in Abbildung 6.10 dargestellt, der Abstand des leading nPFO und des π^0_{best} in Abbildung 6.11

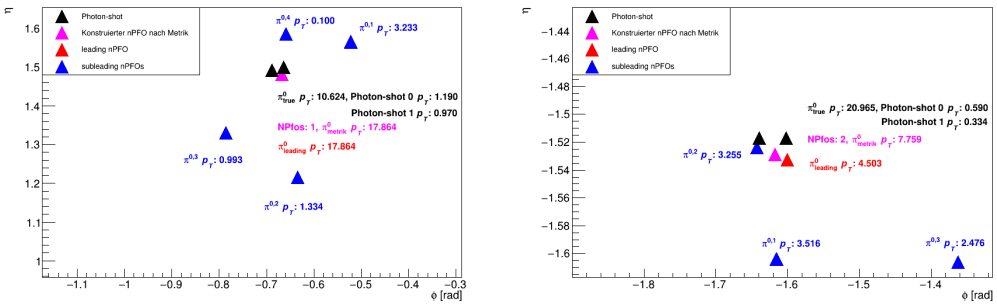


Abbildung 6.9: Zu sehen ist die räumliche Darstellung der neutralen Objekte eines Ereignisses. Links ist ein Ereignis mit einem ausgewählten nPFO zu sehen, welcher dem leading-nPFO entspricht. Rechts ist die Zusammenfassung zweier nPFOs dargestellt.

Da die R-Differenz für den Zerfall eines π^0 in zwei Photonen zwischen 0,01 und 0,03 erwartet wird, werden nur für photon shots mehrere nPFOs ausgewählt, die diese Bedingung erfüllen [13]. Für alle

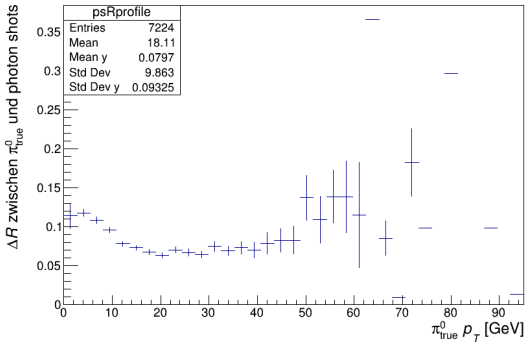
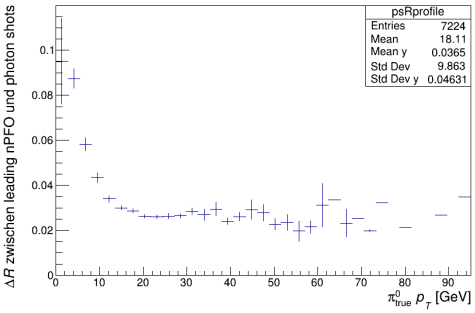
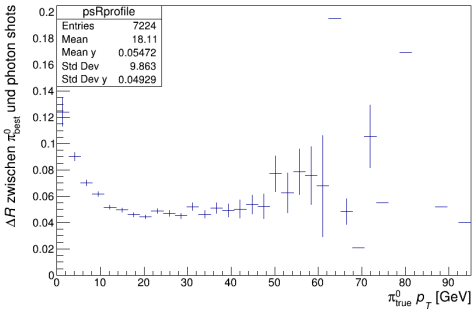


Abbildung 6.10: ΔR zwischen zwei photon-shots in Abhängigkeit des $\pi^0 - p_T$

anderen wird der dem energiereichsten Photon nächstgelegene nPFO gewählt.



(a) ΔR zwischen dem leading nPFO und den photon shots in Abhängigkeit des $p_T(\pi^0)$



(b) ΔR zwischen π^0_{best} und den photon shots in Abhängigkeit des $p_T(\pi^0)$

Abbildung 6.11

Für Ereignisse mit mehr als zwei photon shots konnte keine Rekonstruktion durchgeführt werden, die besser als die Auswahl des führenden nPFO war, weshalb dieser als π^0_{recon} verwendet wird.

6.5 Ergebnis und Auflösungen

Die so rekonstruierten π^0_{recon} werden in den folgenden Abbildungen 6.12 bis 6.17 dargestellt. Dabei sind die Streuungen der Metriken als Fehler auf der y-Achse in Abhängigkeit der Variablen p_T, η und ϕ dargestellt. Wie gewünscht verlaufen diese für Υ nahezu konstant bei null. Die Auflösung in Abhängigkeit des p_T ist dabei allerdings besser, während bei den Winkel eine größere Schwankung zu sehen ist. Auch die anderen Metriken verlaufen bis auf den Schnitt in η recht gerade.

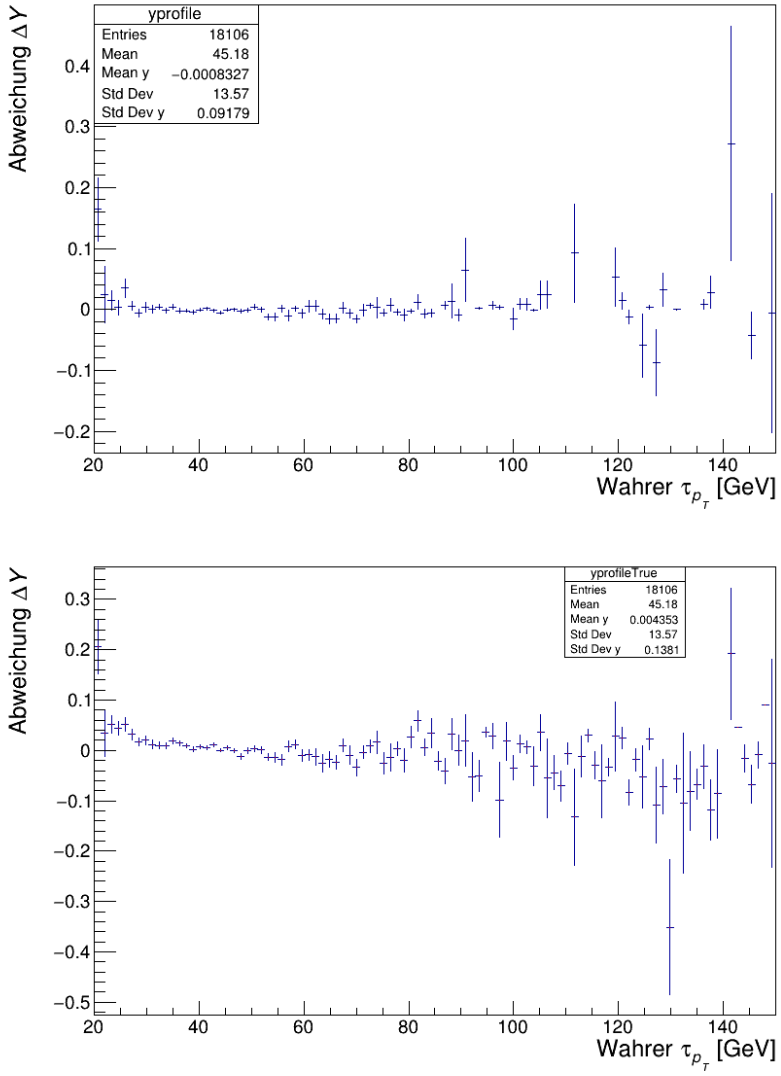


Abbildung 6.12: Oben: Vergleich zu bestem Tau, unten: Vergleich zu wahrem Tau

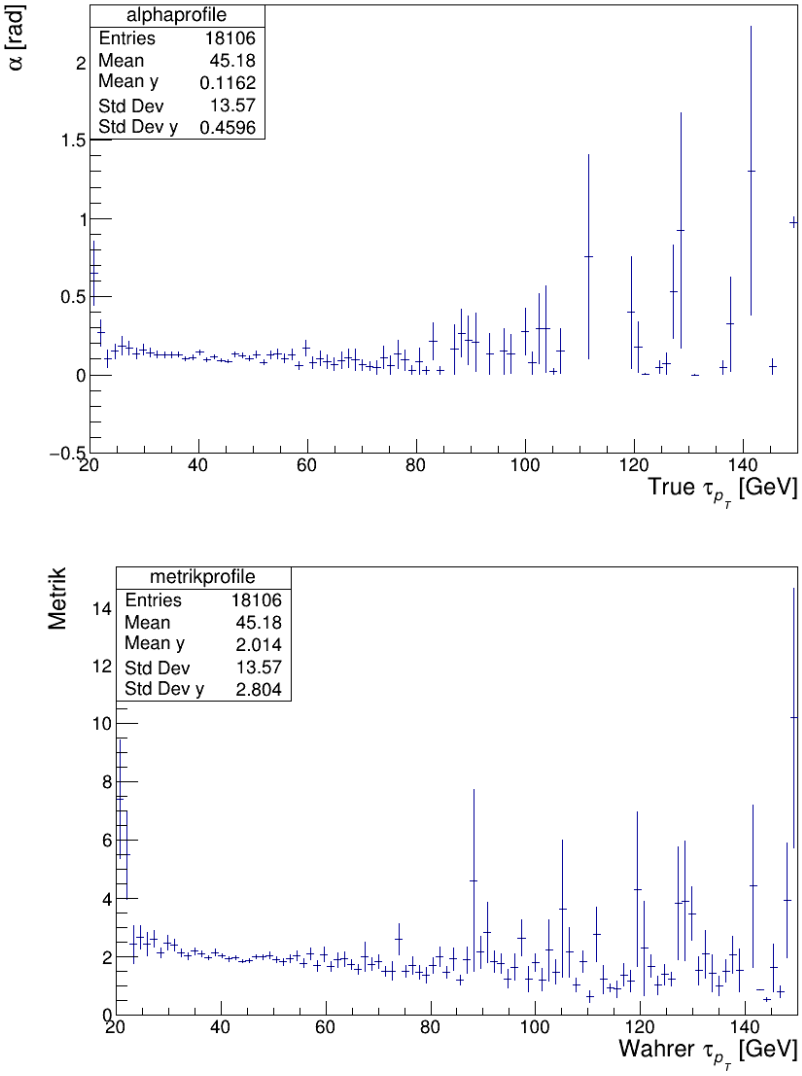


Abbildung 6.13: Oben: Vergleich Winkeldifferenz, unten: Vergleich Metrik

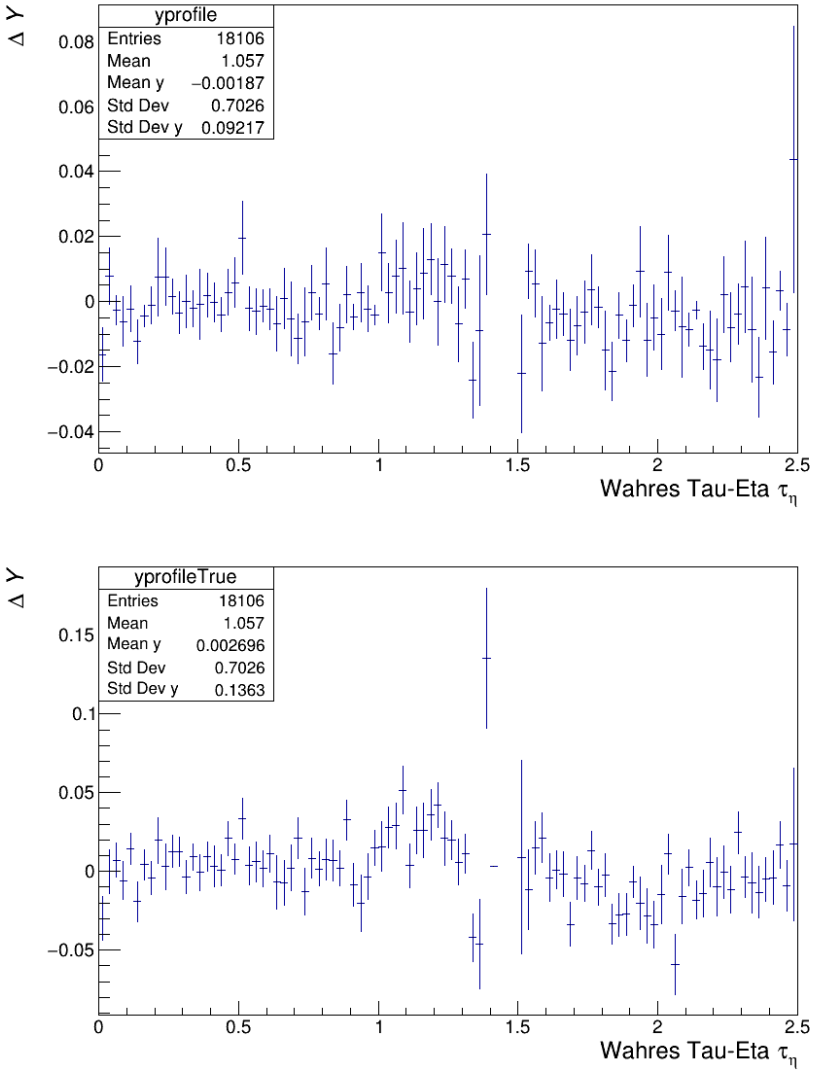


Abbildung 6.14: Oben: Vergleich zu bestem Tau, unten: Vergleich zu wahrem Tau

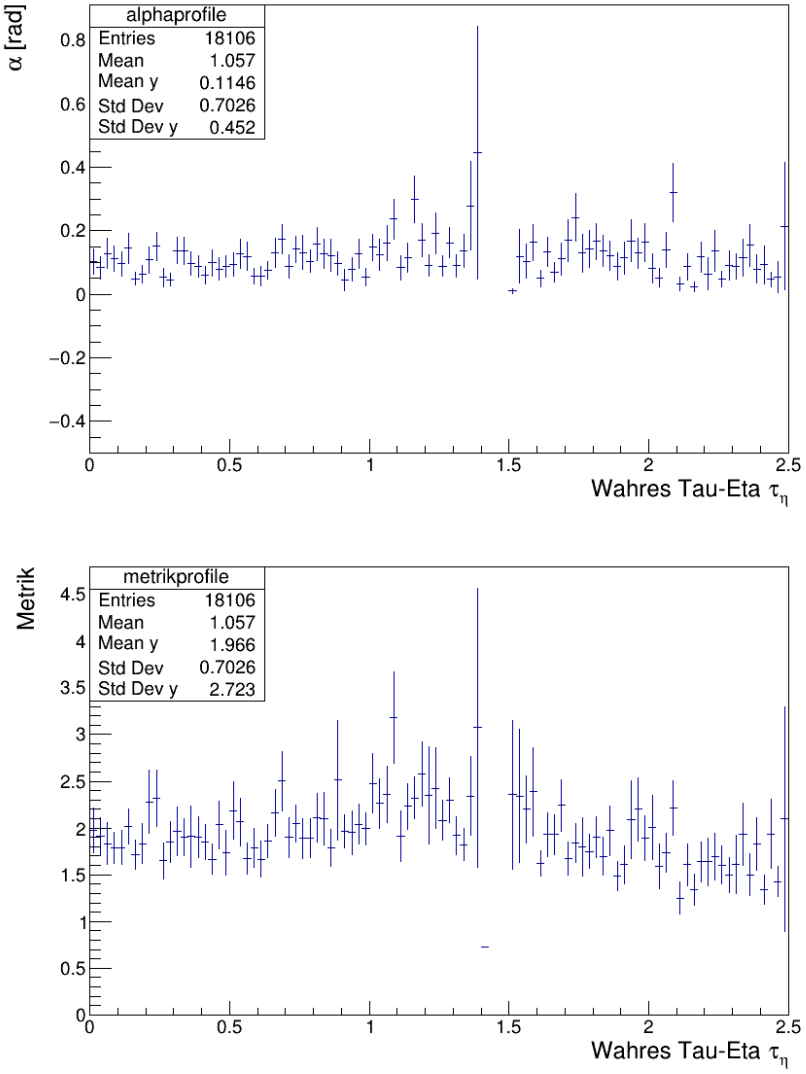


Abbildung 6.15: Oben: Vergleich Winkeldifferenz, unten: Vergleich Metrik

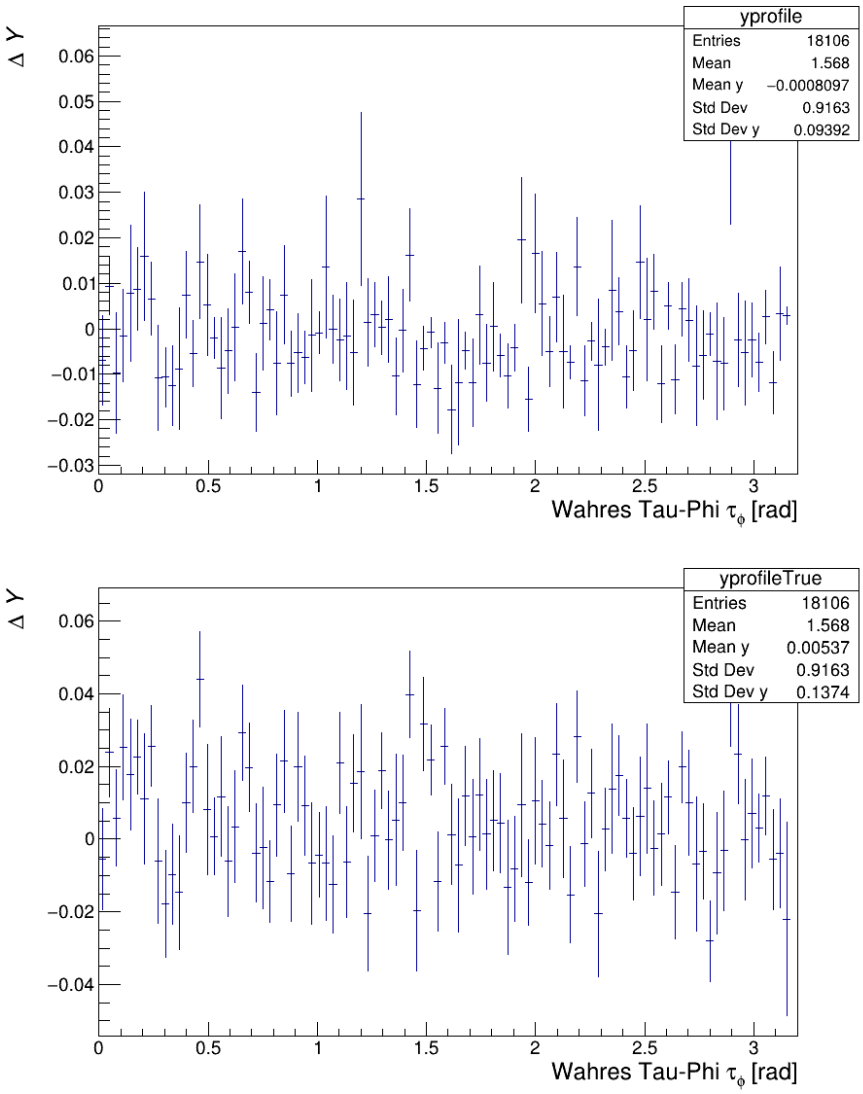


Abbildung 6.16: Oben: Vergleich zu bestem Tau, unten: Vergleich zu wahrem Tau

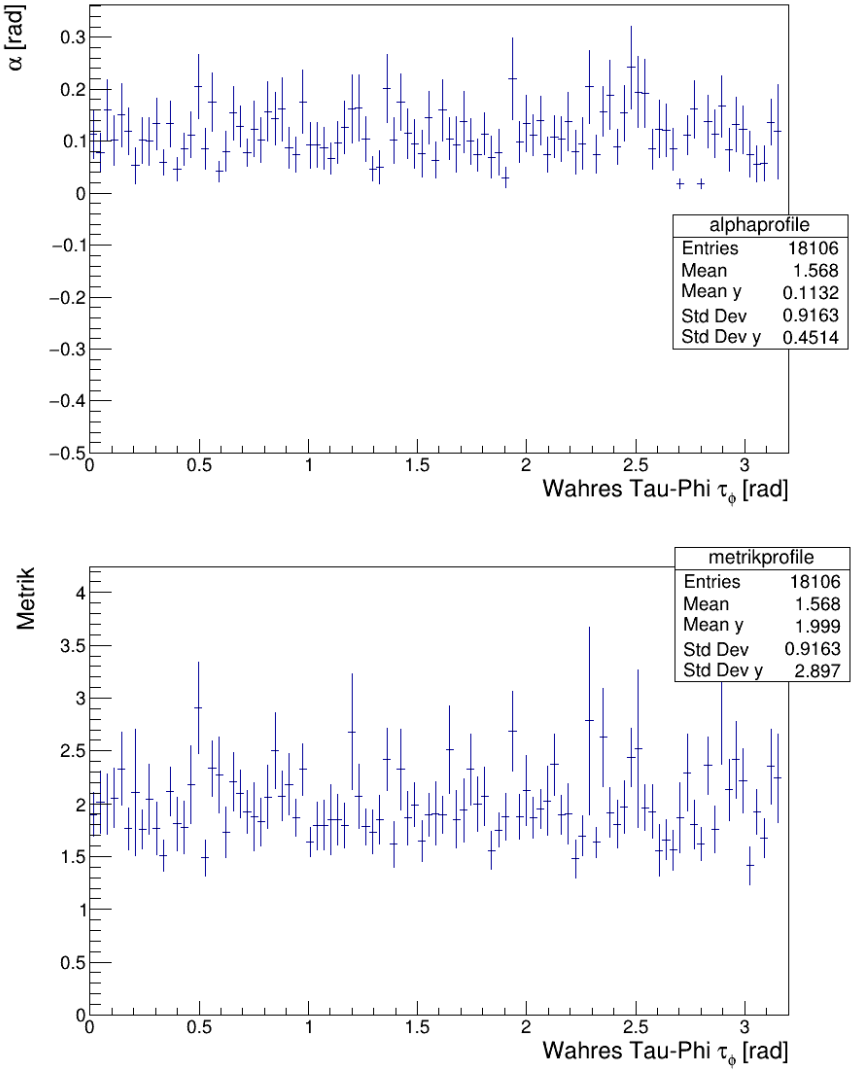


Abbildung 6.17: Oben: Vergleich Winkeldifferenz, unten: Vergleich Metrik

KAPITEL 7

Fazit und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, die Rekonstruktion des π^0 für den 1p1n-Zerfall des τ-Leptons zu verbessern. Dazu wurden zunächst Monte-Carlo-Datensätze untersucht, welche zur weiteren Verwendung vorbereitet werden sollten. Da die Berechnung der dafür benötigten Skalenfaktoren wegen technischer Schwierigkeiten nicht durchgeführt werden konnte, wurde stattdessen ein anderer Datensatz verwendet. Mit diesem wurde erfolgreich ein neuronales Netzwerk trainiert, und es konnte gezeigt werden, dass sich dieses unter Umständen besser für die Zerfallsidentifikation eignet als das bisherige Verfahren des Tau Particle Flow.
Daraufhin wurden unter Verwendung von truth-Informationen eine Metrik erstellt, welche nPFOs selektiert und aus diesen das Objekt π^0_{best} erzeugt, welches dem wahren Pion am ähnlichsten ist. Dieses stellte im Folgenden die Vergleichsbasis für andere Auswahlalgorithmen dar, welche nur Rekonstruktionsgrößen verwendeten. Dieser Vergleich fand über die weiter ausgewählten Metriken Υ und $\Delta\alpha$ statt.
Die Rekonstruktion der Pionen wurde nach der Anzahl der photon shots der Ereignisse aufgeteilt. Dabei konnte im Vergleich zu der naiven leading-Auswahl in fast jeder Region die Zahl der richtig selektierten Objekte leicht verbessert werden. Vor allem mit zunehmender Anzahl der Photonen erwies es sich allerdings als schwierig, signifikant bessere Ergebnisse zu erzielen. Daher kann letztlich die Aussage getroffen werden, dass die Auswahl des neutralen Objektes mit dem höchsten p_{T} eines Ereignisses durchaus eine solide Rekonstruktion darstellt.
Ein weiterer interessanter Aufgabenbereich wäre die Anpassung des neuronalen Netzwerks auf die Rekonstruktion, zum Beispiel durch die Verwendung weiterer Variablen oder anderer Hyperparameter, gewesen. Weiterhin wäre es möglich, andere Rekonstruktionswege als die Betrachtung der photon shots zu wählen und mit diesen möglicherweise eine bessere Auflösung zu erzielen.

ANHANG A

Anhang

A.1 Verwendete Datensätze

Für die Analyse beider Kapitel wurde der Datensatz
group/perf-tau/e4/73/group.perftau.21405815._000001.TauTauLepHad.root verwendet.

A.1.1 Eindimensionale Variation der Skalenparameter

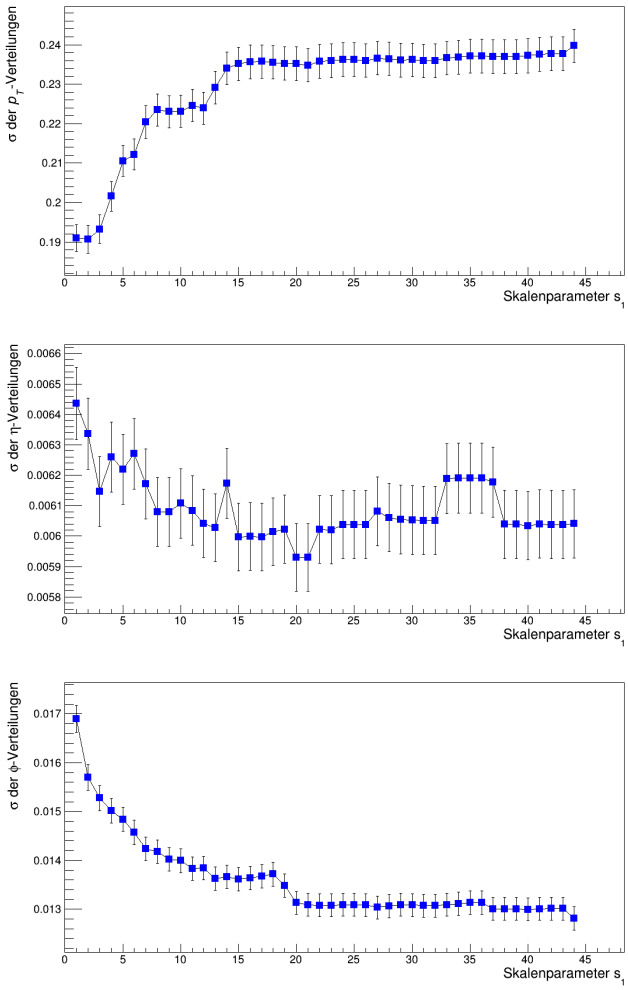


Abbildung A.1: Breiten der Gaußkurven für verschiedene Variablen unter Variation des Skalenparameters s_1, $s_2 = 1$

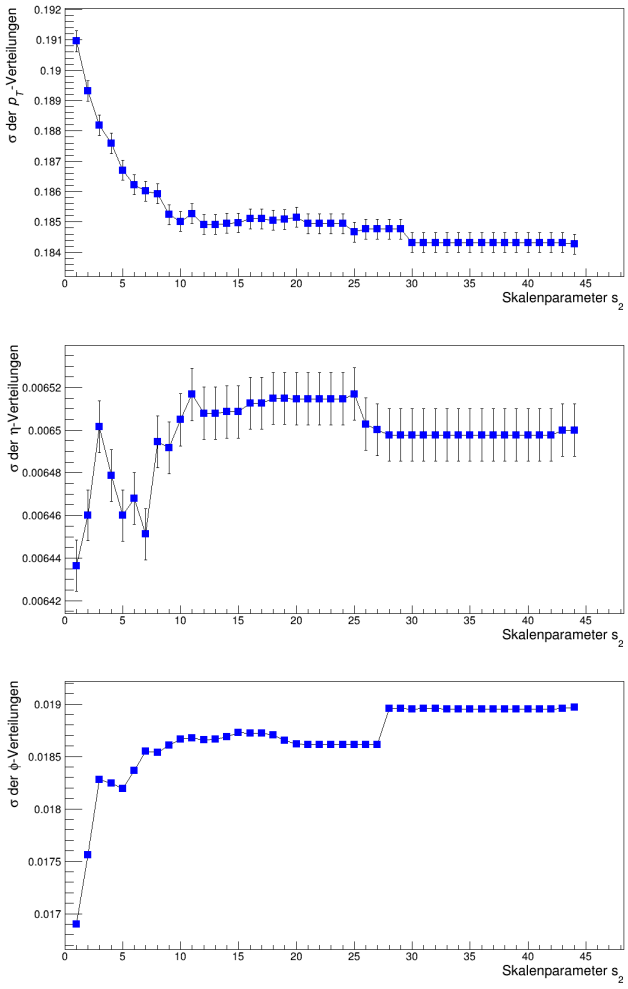


Abbildung A.2: Breiten der Gaußkurven für verschiedene Variablen unter Variation des Skalenparameters s_2, $s_1 = 1$

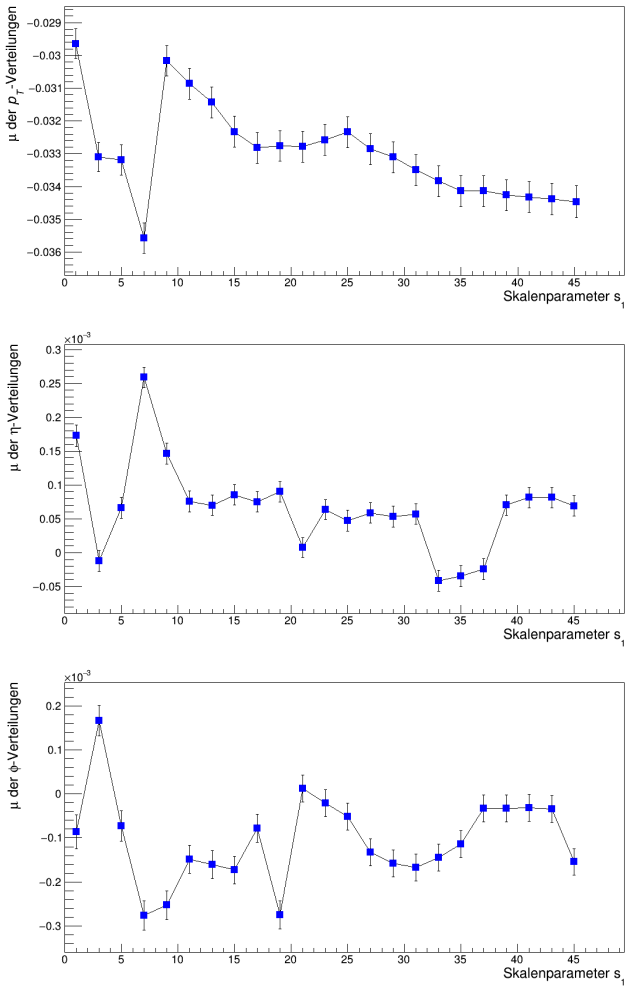


Abbildung A.3: Schwerpunkt der Gaußkurven für verschiedene Variablen unter Variation des Skalenparameters s_1, $s_2 = 1$

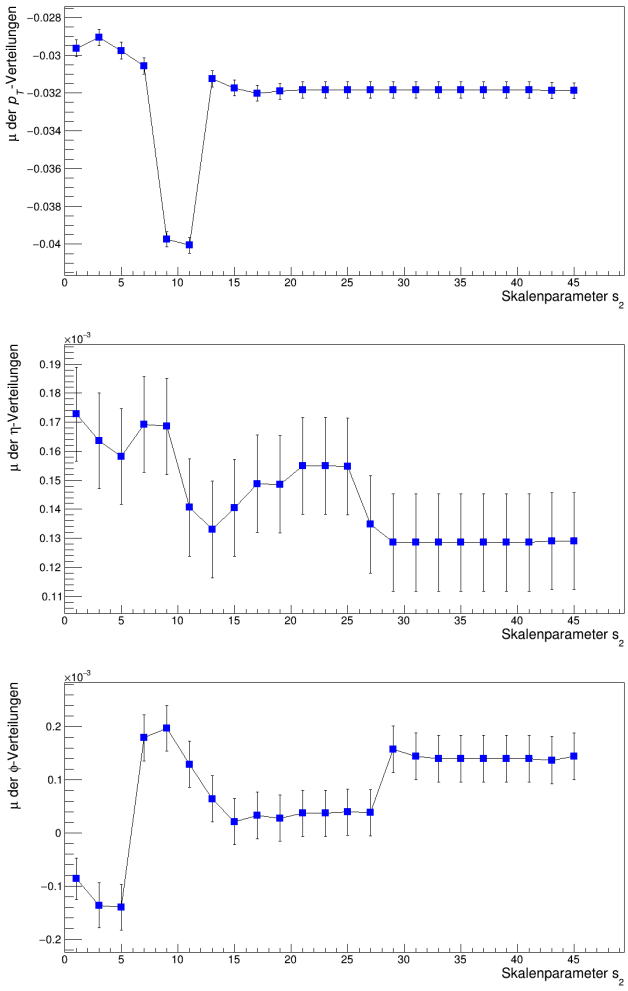
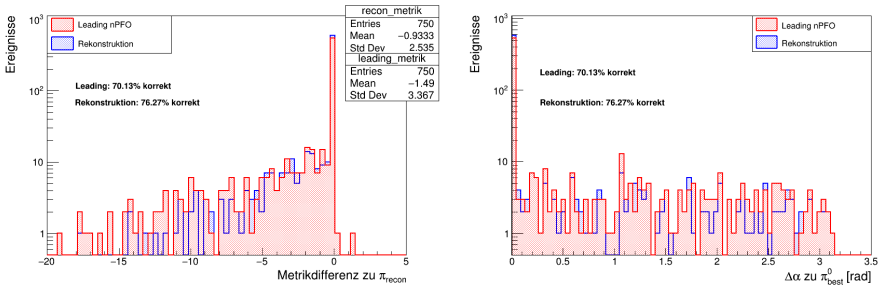


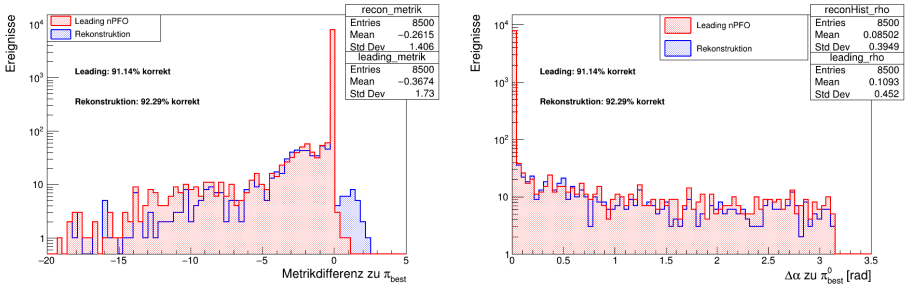
Abbildung A.4: Schwerpunkt der Gaußkurven für verschiedene Variablen unter Variation des Skalenparameters s_2, $s_1 = 1$

A.1.2 Weitere Metriken der Rekonstruktion



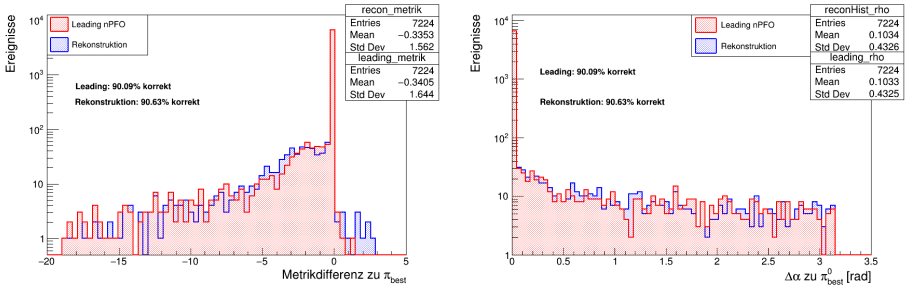
(a) Die konstruierte Metrik M (b) Die Metrik $\Delta\alpha$

Abbildung A.5: Verteilungen der Metriken für null photon shots



(a) Die konstruierte Metrik M (b) Die Metrik $\Delta\alpha$

Abbildung A.6: Verteilungen der Metriken für einen photon shot



(a) Die konstruierte Metrik M (b) Die Metrik $\Delta\alpha$

Abbildung A.7: Verteilungen der Metriken für zwei photon shots

Literatur

[1] Abbildung erhältlich unter:
URL: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/archive/1/1c/20190917150049%21Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg (besucht am 01. 09. 2021).

[2] Povh, Rith, Scholz und Zetsche, *Teilchen und Kerne*, 8. Aufl., Springer-Lehrbuch, 2009, ISBN: 978-3-540-68075-8.

[3] 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*, Physics Letters B **716** (2012) 1, ISSN: 0370-2693, URL: http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020.

[4] V. Cherepanov, *International Workshop on e+e- collisions from Phi to Psi*, Grafik von: Thomas Müller,
URL: https://indico.inp.nsk.su/event/15/contributions/659/ (besucht am 26. 08. 2021).

[5] M. L. Perl u. a., *Evidence for Anomalous Lepton Production in e+ - e- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489.

[6] P. Zyla u. a., *Review of Particle Physics*, PTEP **2020** (2020) 083C01.

[7] T. A. collaboration, *CERN Homepage*,
URL: https://atlas.cern/discover/detector (besucht am 23. 08. 2021).

[8] Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Atomphysik*, 5. Aufl., Springer Spektrum, 2017, ISBN: 0937-7433.

[9] *Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors*,
URL: https://atlas.physicsmasterclasses.org/exercises/ATLAS-translate/wpath_files/img/ATLAS/ATLAS_detector_alles_mittel.png (besucht am 23. 08. 2021).

[10] A. Vogel,
ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT): Straw Tube Gaseous Detectors at High Rates, Techn. Ber., CERN, 2013, URL: http://cds.cern.ch/record/1537991.

[11] B. Webber, *Parton shower Monte Carlo event generators*, Scholarpedia **6** (2011) 10662, revision #128236.

[12] J. Bauer und T. Muller,
Prospects for the Observation of Electroweak Top Quark Production with the CMS Experiment, (2021).

[13] G. Aad u. a.,
Reconstruction of hadronic decay products of tau leptons with the ATLAS experiment,
The European Physical Journal C **76** (2016), ISSN: 1434-6052,
URL: http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4110-0.

[14] Z. M. and, *Simulation of Pile-up in the ATLAS Experiment*,
Journal of Physics: Conference Series **513** (2014) 022024,
URL: https://doi.org/10.1088/1742-6596/513/2/022024.

[15] F. Rosenblatt, *The perceptron - A perceiving and recognizing automaton*, Techn. Ber. 85-460-1, Cornell Aeronautical Laboratory, 1957.

[16] H. Nguyen,
Improving hadronic tau decay mode reconstruction at ATLAS using neural networks,
Universität Bonn, 2020.

[17] *Simple relativistic kinematics*, URL: https://www.ippp.dur.ac.uk/~krauss/Lectures/QuarksLeptons/Basics/Kin_2.html (besucht am 07. 09. 2021).

[18] M. C. Hansen, *Studies into measuring the Higgs CP-state in $H \to \tau\tau$ decays at ATLAS*, Universität Bonn, 2020.

[19] T. A. C. et al., *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*,
Journal of Instrumentation **3** (2008) S08003,
URL: https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08003.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Grafik zum Standardmodell 4
2.2 Mögliche Zerfallskanäle des τ-Leptons, aufgeteilt in leptonische (rot) und hadronische (blau) Zerfälle [4]. 6

3.1 Schematischer Aufbau des LHC 8
3.2 Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors 9
3.3 Schematische Darstellung einer Hadronenkollision 11

4.1 Tau Particle Flow Rekonstruktions-Effizienz-Matrix 14
4.2 Das Perzeptron nach Frank Rosenblatt 15

5.1 Vergleich der Tau-Eigenschaften vor und nach dem Datenschnitt 19
5.2 Vergleich der Tau-Eigenschaften vor und nach dem Datenschnitt 19
5.3 Beispielhafte Darstellung der Tau-Pseudorapidität und der Jets pro Zerfallsereignis. Die farbigen Flächen zeigen die Aufteilung der Monte-Carlo-Daten nach Zerfallsprozess im Vergleich zu echten Daten. Dazu die Übereinstimmung beider Verteilungen pro Bin. $Z \rightarrow \tau\tau$ ist wie erwünscht der dominante Prozess. Abbildung aus [16] 20
5.4 Die durch Evaluation des RNN auf dem Testdatensatz resultierende migration-matrix 20
5.5 Vergleich der relativen p_{T} -Abweichung der beiden Rekonstruktionen zu π^0 21
5.6 Vergleich der R-Abweichung der beiden Rekonstruktionen zu π^0 22
5.7 Verlauf des p_{T} für zwei kombinierte nPFOs, ausgewählt nach dem geringsten Δp_{T} zu π^0_{true} 23
5.8 Verlauf von R für zwei kombinierte nPFOs, ausgewählt nach dem geringsten ΔR zu π^0_{true} 23
5.9 Vergleich von p_{T} und R für durch die Metrik ausgewählte Objekte. Skalenparameter: $s_1 = 1, s_2 = 2$ 24
5.10 Auswahl der nPFOs mit den Skalenparametern $s_1 = 1$ und $s_2 = 1$ 25
5.11 Entscheidungsbaum der Auswahl der bestgeeigneten nPFOs 26
5.12 Fallunterscheidungen bei der Auswahl der nPFOs 27
5.13 Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung der Abweichung des p_{T} 28
5.14 Breiten der Gaußkurven (links) und Schwerpunkte (rechts) der Verteilung des p_{T} unter Variation beider Skalenparameter 28
5.15 Breiten der Gaußkurven (links) und Schwerpunkte (rechts) der Verteilung von η unter Variation beider Skalenparameter 29
5.16 Breiten der Gaußkurven (links) und Schwerpunkte (rechts) der Verteilung von ϕ unter Variation beider Skalenparameter 29
5.17 Auswahl der nPFOs nach Index und Anzahl 29

5.18 Vergleich der Verteilungen von p_{T} und R nach Ändern der Metrik 30

6.1 Darstellung des Winkelabstands zweier Zerfallsebenen [18] 32
6.2 Vergleich der Auswahl über Metriken 33
6.3 Verlauf der η-Verteilung der π^0 vor und nach dem Datenschnitt 34
6.4 Υ-Vergleich für Ereignisse ohne photon-shot 35
6.5 R-Abhängigkeit des leading nPFOs und π^0_{best} von $p_T(\pi^0)$ für einen photon shot . . . 35
6.6 Räumliche Darstellung der neutralen Objekte für einen photon shot 36
6.7 Υ-Vergleich für Ereignisse mit einem photon-shot 36
6.8 Υ-Vergleich für Ereignisse mit zwei photon-shots 37
6.9 Räumliche Darstellung der neutralen Objekte für zwei photon shots 37
6.10 ΔR zwischen zwei photon-shots in Abhängigkeit des $\pi^0 - p_T$ 38
6.11 R-Abhängigkeit des leading nPFOs und π^0_{best} von $p_T(\pi^0)$ für zwei photon shots . . . 38
6.12 Oben: Vergleich zu bestem Tau, unten: Vergleich zu wahrem Tau 39
6.13 Oben: Vergleich Winkeldifferenz, unten: Vergleich Metrik 40
6.14 Oben: Vergleich zu bestem Tau, unten: Vergleich zu wahrem Tau 41
6.15 Oben: Vergleich Winkeldifferenz, unten: Vergleich Metrik 42
6.16 Oben: Vergleich zu bestem Tau, unten: Vergleich zu wahrem Tau 43
6.17 Oben: Vergleich Winkeldifferenz, unten: Vergleich Metrik 44

A.1 Breiten der Gaußkurven für verschiedene Variablen unter Variation des Skalenparameters s_1, $s_2 = 1$ 48
A.2 Breiten der Gaußkurven für verschiedene Variablen unter Variation des Skalenparameters s_2, $s_1 = 1$ 49
A.3 Schwerpunkt der Gaußkurven für verschiedene Variablen unter Variation des Skalenparameters s_1, $s_2 = 1$ 50
A.4 Schwerpunkt der Gaußkurven für verschiedene Variablen unter Variation des Skalenparameters s_2, $s_1 = 1$ 51
A.5 Verteilungen der Metriken für null photon shots 52
A.6 Verteilungen der Metriken für einen photon shot 52
A.7 Verteilungen der Metriken für zwei photon shots 52

Tabellenverzeichnis

6.1 Zusammenhang zwischen ausgewählten nPFOs und Photonenzahl 34