Studie zur Messung der τ-Polarisation mit dem ATLAS-Experiment

Bachelorarbeit in Physik

von Oliver Berghoff

angefertigt im Physikalischen Institut
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Bonn

18. Juni 2013

Referent: Prof. Dr. Klaus Desch
Koreferent: Dr. Peter Wagner

"I don't want to believe. I want to know."

—

"Extraordinary claims require extraordinary evidence."

—

Carl Sagan

"Sollte auch einer einst die vollendete Wahrheit finden, so wüßte er es doch nicht.
Es ist alles durchsetzt von Vermutung."

—

Karl R. Popper
(übersetzt aus dem Altgriechischen
nach Xenophanes von Kolophon)

Hiermit danke ich meinen Betreuern
Dr. Peter Wagner, Dr. Philip Bechtle
und Professor Dr. Klaus Desch
sowie den Mitgliedern seiner Arbeitsgruppe
für die angenehme Zusammenarbeit
und ihr großzügiges Verständnis

Diese Arbeit widme ich:

meiner Mutter Waltraud,
welche meine Begeisterung für die Wissenschaft weckte,
meiner Frau Angela,
welche es mir ermöglichte Physik zu studieren,
und meinem Sohn Felix,
welcher zeitgleich zu dieser Arbeit zur Welt kam
und der die Zukunft bedeutet

Inhaltsverzeichnis

1 Einführung **4**

2 τ-Leptonen **5**
2.1 Standardmodell 5
2.1.1 Fermionen 5
2.1.2 Bosonen 6
2.2 Eigenschaften τ-Lepton 6
2.3 Zerfälle τ-Lepton 7
2.4 Helizität und Polarisation 7
2.5 Kriterium für die Analyse der Polarisation 8

3 Datensätze & τ-Selektion **9**
3.1 Beschreibung der Datensätze 9
3.2 Selektion von Top-, W-, H- und τ-Teilchen 12

4 Studie Polarisation der τ-Leptonen **18**
4.1 Zerfallsverhältnisse der τ-Zerfallskanäle 18
4.2 1p0n Zerfallskanal 20
4.2.1 $\cos(\theta)$ Verteilung der τ-/π-Flugrichtung 20
4.3 1p1n Zerfallskanal 21
4.3.1 $\cos(\theta)$-Verteilung zwischen ρ und τ 21
4.3.2 ΔR-Verteilung zwischen $\pi^{\pm}$ und π^{0} 21
4.3.3 E/P-Verteilung zwischen Pionen 23
4.3.4 Energieverteilung Υ zwischen $\pi^{\pm}$ und π^{0} 23
4.4 1p2n Zerfallskanal 25
4.4.1 E/P-Verteilung zwischen Pionen 25
4.4.2 Energieverteilung Υ zwischen $\pi^{\pm}$ und π^{0} 26

5 Zusammenfassung **27**

6 Literatur **28**

1 Einführung

Die grundlegende Problemstellung dieser Studie besteht darin, durch observable Größen verschiedene Kriterien zu finden anhand derer durch das ATLAS-Experiment die Polarisation von τ-Leptonen unterschieden werden kann.

ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) ist das bisher größte und komplexeste Experiment der Teilchenphysik und ein Bestandteil des Teilchen-Beschleunigers LHC (Large Hadron Collider) des CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) bei Genf. An der ATLAS-Kollaboration sind über 3000 Wissenschaftler und 1000 Studenten von 177 Universitäten aus 38 Ländern beteiligt. CERN ist die Europäische Organisation für nukleare Forschung mit dem Hauptsitz bei Genf in der Schweiz.
Der ATLAS-Detektor ist 25 x 25 x 46 Meter groß, besitzt eine zylindrische Form, wiegt 7000 Tonnen, befindet sich 92 Meter unter Erdboden und ist von Innen nach Außen aus den Detektorschichten Halbleiter-Spurdetektoren, Übergangstrahlungsspurdetektor, elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter sowie Myon-Detektoren aufgebaut.
Der LHC ist ein kreisförmiger Beschleuniger mit 26,7 km Umfang, der Protonen oder Bleikerne beschleunigt und zu Kollisionen bringt, welche in verschiedenen Detektoren, darunter dem ATLAS, registriert werden. Der LHC wurde für eine Schwerpunktenergie der Kollisionsteilchen von 14 TeV geplant, momentan erreicht er eine Schwerpunktenergie von 8 TeV und soll 13 TeV im Jahr 2015 erreichen. Zielsetzung ist es, neue Teilchen und eine neue Physik zu untersuchen. Im Juli 2012 wurde am CERN bekannt gegeben, dass ein Higgs-Boson mit einer Masse von 125-126 GeV/c^2 bei einer Kollision bei ca. 8 TeV entdeckt wurde. Dabei wurde durch ATLAS die Signifikanz auf 5,9 σ bei einer Masse von 126 $\pm$ 0,4 (stat) $\pm$ 0,4 (sys) GeV/c^2 bestimmt.

In dieser Studie zur Untersuchung der Polarisation von τ-Leptonen werden zwei verschiedene Datensätze ($t\bar{t}$- & W-Datensatz) analysiert, welche simulierte Monte-Carlo Daten von Kollisionen enthalten, wie sie im ATLAS-Detektor des LHC stattfinden. Ein Datensatz enthält rechtshändige τ^--Leptonen ($t\bar{t}$-Datensatz), der andere linkshändige τ^--Leptonen (W-Datensatz). Zunächst werden die relevanten Zerfallsketten (Top-Quark $\rightarrow$ Higgs-Boson $\rightarrow$ τ-Lepton, bzw. W$^\pm$-Boson $\rightarrow$ τ-Lepton) in den Datensätzen bestimmt und charakteristische Daten wie Anzahl der gefundenen Top-Quarks, W$^\pm$-Boson, τ-Lepton sowie deren η- und P$_T$-Verteilung bestimmt. Dies dient der Überprüfung der Eignung der Datensätze. Anschließend werden die Zerfallsverhältnisse der verschiedenen Zerfallskanäle des τ-Leptons bestimmt und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen. Danach werden für ausgewählte Zerfallskanäle Kriterien ermittelt, nach denen die Polarisation der zerfallenen τ-Leptonen unterschieden werden können, was der Vorbereitung weiterer Datenanalysen für ATLAS dienen soll.

1995 wurde am DELPHI-Detektor des LEP (Large Electron-Positron Collider, der Vorgänger des LHC am CERN) bei Untersuchungen von e$^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$-Reaktionen der Wert der Polarisation zu P$_\tau$ = (0.1359$\pm$0.0096) bestimmt [6]. Am ALEPH-Detektor des LEP wurde 1995 in Z-Zerfällen die Polarisation des τ zu P$_\tau$ = (0.1451$\pm$0.0059) ermittelt [7]. Ebenfalls 1995 wurde durch den L3-Detektor am LEP die Polarisation des τ in $\tau^- \rightarrow h^-\nu_\tau$ (h=$\pi, \rho, a1$) Zerfällen zu P$_\tau$ = (0.1476$\pm$0.0088(stat)$\pm$0.0062(syst)) bestimmt [8]. Am OPAL-Detektor des LEP-Speichering des CERN wurde 2001 bei der Untersuchung von e$^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$-Reaktionen die Polarisation zu P$_\tau$ = (-0.1410$\pm$0.0073(stat)$\pm$0.0055(syst)) bestimmt [9]. Das ATLAS-Experiment ermittelte 2010 durch die Untersuchung von hadronischen τ-Zerfällen von W$\rightarrow$ $\tau_h\nu_\tau$ Ereignissen den Wert P$_\tau$ = (-1.06$\pm$0.04(stat)+0.05/-0.06(syst)) [12].

2 τ-Leptonen

2.1 Standardmodell

Die momentan gültige und experimentell bisher nicht falsifizierte Theorie zur Beschreibung der Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen ist das Standardmodell. Dieses wurde in den 1960er Jahren entwickelt um die kleinsten bekannten Teilchen, die sogenannten Elementarteilchen, zu beschreiben und um die elektromagnetische Kraft mit der schwachen Kernkraft zu kombinieren. In den darauf folgenden zwei Jahrzehnten wurde das Standardmodell erweitert um die starke Kernkraft und den Higgs-Mechanismus zu integrieren. Die Berechnung des Standardmodells beruht auf der Quantenfeld-Theorie, welche eine Kombination aus der Einstein'schen speziellen Relativitätstheorie und den elektromagnetischen Maxwell'schen Gleichungen ist, sowie auf der Quantenchromodynamik, welche die starke Kernkraft und deren Farbladungen (für Quarks und Gluonen) beschreibt. In der aktuell gültigen Version beschreibt das Standardmodell sogenannte Fermionen (Materie-Teilchen) und Bosonen (Austauschteilchen der Wechselwirkungen).

2.1.1 Fermionen

Ferminonen bilden die uns bekannte Materie. Ihr Spin beträgt $\frac{1}{2}$. Als Spin $\vec{s}$ eines Teilchens wird sein Eigendrehimplus verstanden. Bei den punktförmigen Elementarteilchen ist $\vec{s}$ nur quantenmechanisch zu verstehen und kann halbzahlige oder ganzzahlige Werte annehmen. Fermionen werden in zwei Gruppen zu jeweils drei Generationen aufgeteilt (siehe Abbildung 1):

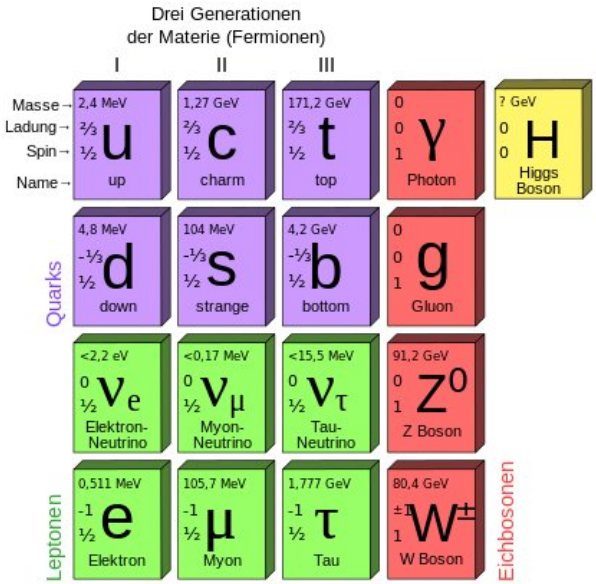

Abbildung 1: Schema der Einteilung der Elementarteilchen Standardmodell [17]

Leptonen sind: Elektron e & Elektron-Neutrino ν_e, Myon μ & Myon-Neutrino ν_μ, Tau τ & Tau-Neutrino ν_τ. Leptonen unterliegen der elektromagnetischen und schwachen Kraft.
Quarks werden unterschieden nach: Up **u** & Down **d**, Charme **c** & Strange **s**, Top **t** & Bottom **b**. Sie unterscheiden sich in der Ladung (u, c, t: $+\frac{2}{3}$e[1]/ d, s, b: -$\frac{1}{3}$e) und Masse. Sie sind der starken, schwachen und elektromagnetischen Kraft unterworfen. Sie kommen nie einzeln vor sondern als Hadronen (sind starker Wechselwirkung unterworfen):
Mesonen (Quark q + Anti-Quark $\overline{q}$) oder Baryonen (qqq, $\overline{qqq}$ - z.B. Protonen, Neutronen).

[1](e = -1,602·10^{-19} C, Elementarladung)

2.1.2 Bosonen

Bosonen besitzen ganzzahligen Spin. Die Austauschteilchen der grundlegenden Wechselwirkungen (=Kräfte) sind Bosonen, wie Abbildung 2 zeigt:

El. Ladung	Name	Masse	Kraft	Spin=1
0	g	0	stark	
0	γ	0	EM	
0	Z^0	91.2	schwach	
-1	W^-	80.4		
+1	W^+	80.4		

0	h	0	Gravitation	Spin=2

Abbildung 2: Schema der Bosonen und Kräfte im Standardmodell [19]

g steht für Gluon, γ für Photon. Das Higgs-Boson nimmt eine Sonderrolle ein. Es erzeugt die Massen für Quarks, Leptonen, Z^0- und $W^\pm$ über den Higgs-Mechanismus. Mesonen sind Bosonen, da sie ganzzahligen Spin besitzen, z.B. Pionen π^+: (u$\overline{d}$), π^-: (d$\overline{u}$)

Die Gravitation wird im Standardmodell nicht weiter berücksichtigt, weil für sie bisher keine konsistente Beschreibung in der Quantenmechanik gefunden wurde.

2.2 Eigenschaften τ-Lepton

Spin $\vec{s}$	Masse	Ladung	mittlere Lebensdauer τ	mittlere Weglänge
$\frac{1}{2}$	(1776.82 ± 0.16) $\frac{MeV}{c^2}$	-1 e	(290,6 ± 1.0)·10^{-15} s	87.11 μm

Tabelle 1: Eigenschaften des τ-Lepton, [5]

Die Polarisation des τ-Leptons (auch Tauon genannt), welches nach dem Standardmodell der III. Generation der Fermionen angehört, wird in dieser Studie untersucht. Es ähnelt dem Elektron, ist aber rund 3479 mal schwerer als dieses und unterliegt der elektromagnetischen und der schwachen Kraft (sowie der Gravitation). Entdeckt wurde das τ-Lepton 1975 von Martin L. Perl am e^+e^--Speicherring SPEAR des SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, Kalifornien, USA) bei der Untersuchung von Elektron-Myon-Paaren, welche bei den e^+e^--Kollisionen entstandenen sind. Deren Energien waren wesentlich niedriger als die Schwerpunktsenergie der Reaktion. Somit wurde vermutet, dass die Energie aufgrund der Entstehung neuer Teilchen fehlte. Es wurde das Ereignis als Entstehung eines schweren Lepton-Antilepton-Paares interpretiert, ein $\tau^-\tau^+$-Paar, welches anschließend in die Myonen und Elektronen zerfiel ([18]):

$$e^+ + e^- \rightarrow \tau^- + \tau^+ \rightarrow \mu^\pm + e^\pm (+Neutrinos) \tag{1}$$

Dafür erhielt M.L. Perl 1995 den Nobelpreis für Physik.

2.3 Zerfälle τ-Lepton

Da das τ-Lepton im Vergleich zu den anderen Leptonen sehr schwer ist, zerfällt es nicht nur in Leptonen (mit einer Wahrscheinlichkeit von 35%) sondern auch in Hadronen (mit 65% Wahrscheinlichkeit, diese wiederum in verschiedene Zerfallskanäle: 50% Zerfälle in ein geladenes und 15% in drei geladene Teilchen, siehe 4.1: Zerfallsverhältnisse der τ-Zerfallskanäle).

τ-Leptonen zerfallen schwach über ein virtuelles $W^{\pm}$-Boson, wie die beiden Feynman-Diagramme in Abbildung 3 zeigen.

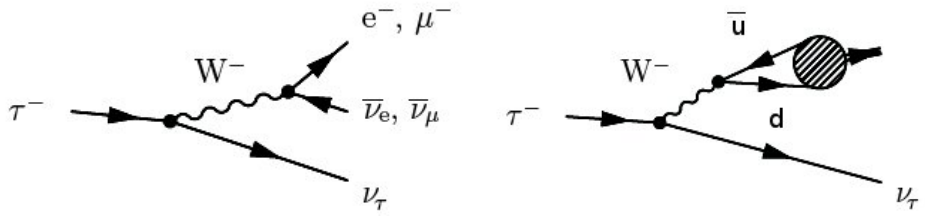

Abbildung 3: Leptonischer (links) und hadronischer (rechts) τ-Zerfall

Die im hadronischen Zerfall erzeugten Paare von leichten Quarks können mesonische Resonanzen formen, hauptsächlich $\rho^{\pm}$ und $a_1^{\pm}$, zusätzlich zu den Pionen $\pi^{\pm}$.

τ-Leptonen selbst haben eine zu kurze Lebensdauer, um im ATLAS-Detektor registriert zu werden. Sie zerfallen bevor die ersten Detektor-Schichten erreicht werden. Daher besteht die analytische Aufgabe darin, Eigenschaften wie die Polarisation des τ-Lepton anhand der Eigenschaften der Tochterteilchen zu rekonstruieren. Alle Zerfallsprodukte des τ-Zerfalls werden als Jet bezeichnet, die im Detektor registrierbaren τ-Zerfallsprodukte als Tau-Jet.
In dieser Studie werden nur hadronische Zerfälle untersucht, da bei leptonischen Zerfällen die Polarisation nur schwer messbar ist. Die Energierekonstruktion ist beim leptonischen Zerfall erschwert, da die zwei entstehenden Neutrinos einen Anteil der Energie davon tragen aber nicht detektiert werden. Zusätzlich ist es schwer auszusagen, ob detektierte Myonen oder Elektronen aus einem τ-Zerfall oder einem anderem Prozess stammen.

2.4 Helizität und Polarisation

Die Helizität wird als Quotient aus dem Produkt eines Axialvektor (Spin) und eines Vektors (Implus) und dem Produkt ihrer Beträge definiert. Dies entspricht der Projektion des Spins auf die Richtung des Impulses:

$$h = \frac{\overrightarrow{s} \cdot \overrightarrow{p}}{|\overrightarrow{s}| \cdot |\overrightarrow{p}|} \tag{2}$$

Damit haben Teilchen mit Spin in Bewegungsrichtung die Helizität h = +1, dies wird Rechtshändigkeit genannt. Teilchen mit Spin gegen die Bewegungsrichtung haben eine Helizität von h = -1 und sind somit linkshändig.
Bei einer Raumspiegelung würde der Spin seine Richtung beibehalten, während sich die Richtung des Impulses invertiert. Deswegen handelt es sich bei der Helizität um einen Pseudoskalar, der bei Spiegelung (Anwendung des Paritätsoperators) das Vorzeichen ändert. Eine von der Helizität abhängige Wechselwikung ist damit nicht invariant gegenüber Spiegelung im Raum.

Der Begriff Polarisation und der Begriff Helizität werden synonym verwendet und sind in

ihrer Bedeutung identisch (h $\hat{=}$ P).

Für eine gegebene Polarisation wird die kinematische Verteilung der Zerfallsprodukte für τ^+ und τ^- identisch sein, die Verteilung für ein linkshändiges τ^- ist die gleiche wie die für ein rechtshändiges τ^+, deshalb besteht kein Grund die Analyse in τ^- und τ^+ zu unterscheiden.

Tabelle 2 gibt die Polarisationen für verschiedene Elementarteilchen an, wie sie durch das Standardmodell vorhergesagt werden:

Zerfall	Polarisation
W $\rightarrow \tau_h\ \nu_\tau$	- 1
Z $\rightarrow \tau\ \tau$	$\approx$ - 0.15
H $\rightarrow \tau\ \tau$	0
H$^-$ $\rightarrow \tau\ \nu$	+ 1

Tabelle 2: Vorhergesagte Polarisationen P für verschiedene Zerfälle

Beim ATLAS-Experiment ist die Polarisation ein Maß, welches durch die relativen Wirkungsquerschnitte der rechts- und linkshändigen τ-Produktion definiert wird:

$$P_\tau = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \tag{3}$$

Beim ATLAS wird die Polarisation durch die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte gemessen.

2.5 Kriterium für die Analyse der Polarisation

Wenn ein Lepton schwer genug ist um in Quarks zu zerfallen, kann wegen der maximalen Paritätsverletzung im Zerfall des schweren Leptons die Helizität des Leptons durch die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte bestimmt werden (Tsai, 1971 [20]). Deswegen können τ^--Leptonen als Spin-Analysator verwendet werden. In einem Datensatz (siehe 3.1) welcher nur aus rechtshändigen τ^- besteht ist h = +1, bei linkshändigen τ^- ist h = -1.

Im Falle eines τ^--Zerfalls in ein Pion und ein Neutrino wird das Neutrino bevorzugt mit der gegenteiligen Spin-Orientierung des τ^- emittiert um das Drehmoment zu erhalten. Aufgrund der linkshändigen Natur des Neutrinos wird das Pion bevorzugt mit der Spin-Orientierung des τ^- abgestrahlt.
Die Parität ist in schwachen Zerfällen mit geladenen Strömen (wie der τ^--Zerfall einer ist) maximal gebrochen, deswegen koppelt das τ^--Lepton immer an linkshändige Tau-Neutrino ν_τ. Damit hängt die Helizität der τ^--Zerfallsprodukte wegen der Drehmomenterhaltung streng von der Spin-Orientierung des τ^--Leptons ab. Die hadronischen Zerfallskanäle eignen sich die τ^--Spinorientierung zu analysieren wegen der Existenz eines einzigen finalen Tau-Neutrino ν_τ. Damit bleibt die Zuordnung des Spins eindeutig.

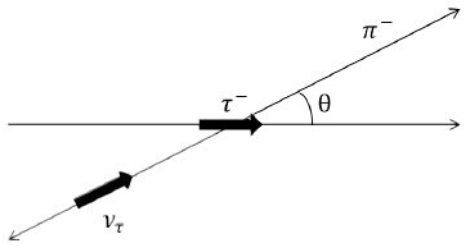

Abbildung 4: Helizität von τ^- und ν_τ, die dicken Pfeile geben die Helizität an

Der Winkel Θ ist als der Winkel im Ruhesystem des τ^- definiert, welcher sich zwischen der Flugrichtung des τ^- im Labor-Ruhesystem und der Flugrichtung des π aufspannt. Abbildung 5 zeigt die Winkelabhängigkeit der τ^--Zerfalls-Produkte, der geladenen Pionen, von der Helizität des τ^--Leptons im $\tau^- \to \pi^- \, \nu_\tau$-Kanal. Für rechtshändige τ^--Leptonen wird das geladene Pion bevorzugt entlang der Flugrichtung des τ^- emittiert, wogegen bei linkshändigen τ^- das geladene Pion bevorzugt entgegen der Flugrichtung des τ^- emittiert wird.

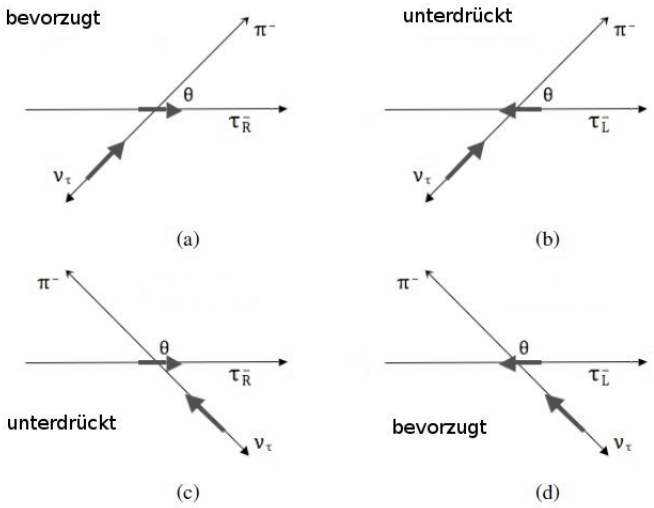

Abbildung 5: bevorzugte und unterdrückte Flugrichtungen des Pion in τ^--Zerfällen

Die dicken Pfeile geben die Helizität an, die ν_τ sind immer linkshändig.
Damit lässt der Winkel θ statistisch eine Aussage über die Helizität des τ^- zu.

3 Datensätze & τ-Selektion

3.1 Beschreibung der Datensätze

Um im Experiment die Messung der Polarisation der τ-Teilchen durchführen zu können, werden zur Erstellung einer Methode in dieser Studie simulierte Daten verwendet, welche durch den Monte-Carlo-Generator PYTHIA ([13]) erzeugt wurden. Der Generator berechnet Ereignisse einer Proton-Proton-Kollision, wie sie im LHC erzeugt und in ATLAS detektiert werden sollen, mit all ihren entsprechenden kinematischen Eigenschaften, physikalischen Werten der entstehenden Zerfalls-Teilchen und deren statistischen Häufigkeiten.

Als Datengrundlage für die Studie wurden für die rechtshändigen τ^--Leptonen die Datei „$t\bar{t}$ **Datensatz**“ benutzt:
„$mc12_8TeV.116980.Pythia_AUET2BCTEQ6L1_ttbar_bHpbHm_Hm90Tau.merge.NTUP_TAU.e1202_s1469_s1470_r3542_r3549_p1344_tid01108544_00/NTUP_TAU.01108544._000002.root.1$“

und für linkshändigen τ^--Leptonen die Datei „**W Datensatz**“:
„$mc12_8TeV.147812.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Wtaunu.merge.NTUP_TAU.e1176_a159_a165_r3549_p1344_tid01116651_00_der1358775902/NTUP_TAU.01116651._000001.root.1$“

Diese Daten simulieren Kollisionen bei einer Protonen-Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ von 8 TeV.

Da ein realer Detektor aufgrund Sekundäreffekten keine exakten Messdaten liefert wird dies bei der Datensimulation berücksichtigt und die theoretischen Werte durch den Generator auf reale Ergebnisse umgerechnet. Dies wird erreicht, indem die Trajektorien aller entstehenden Teilchen sowie alle physikalisch auftretenden Phänomene (wie z.B. Ablenkung der Teilchen durch elektromagnetische Felder oder Wechselwirkung der Teilchen mit dem Materialien der verschiedenen Detektorschichten) berechnet werden. Zusätzlich wird ein Algorithmus verwendet, welcher die Rekonstruktion verschiedener Jet-Typen simuliert, und dies genauso wie der Algorithmus des realen Detektors ausführt.

Folgender Auszug zeigt beispielhaft die ersten 20 Teilchen der 1. Kollision des $t\bar{t}$ **Datensatzes**:

```
-----------------------------------------------------------------------------------------
3: status=3 / pdgID=1 / pt=2258.71 / eta=6.44886 / phi=-2.53676 / charge=-0.333333
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents= / children=5 37 38 39 40 41 42 43 44 45 46 47 48 49
4: status=3 / pdgID=21 / pt=2729.41 / eta=-6.63144 / phi=2.00267 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents= / children=6 50 51 52 53 54 55 56 57 58 66
5: status=3 / pdgID=21 / pt=25848.7 / eta=1.84037 / phi=0.199143 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=3  / children=7 8
6: status=3 / pdgID=21 / pt=17012.4 / eta=-4.20226 / phi=1.05805 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=4  / children=7 8
7: status=3 / pdgID=6 / pt=28868.2 / eta=-1.36962 / phi=0.511973 / charge=0.666667
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=5 6  / children=9 10 17 26 27 28 29
8: status=3 / pdgID=-6 / pt=10302 / eta=-4.43845 / phi=0.597515 / charge=-0.666667
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=5 6
/ children=11 12 18 31 32 33 34 35 59 60 61 62 63 64 65 67 68 69 70 71
9: status=3 / pdgID=37 / pt=69353.5 / eta=-0.273271 / phi=1.51238 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=13 14
10: status=3 / pdgID=5 / pt=59001.3 / eta=-0.547235 / phi=-1.20476 / charge=-0.333333
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=
11: status=3 / pdgID=-37 / pt=16628.8 / eta=-2.63204 / phi=3.10702 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=8  / children=15 16
12: status=3 / pdgID=-5 / pt=25039.5 / eta=-3.24925 / phi=0.177013 / charge=0.333333
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=8  / children=
13: status=3 / pdgID=-15 / pt=19844.1 / eta=-0.857253 / phi=-1.14353 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=9  / children=
14: status=3 / pdgID=16 / pt=87201.2 / eta=-0.000302361 / phi=1.61845 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=9  / children=
15: status=3 / pdgID=15 / pt=27169.8 / eta=0.0539162 / phi=-2.3767 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=11  / children=
16: status=3 / pdgID=-16 / pt=20085.8 / eta=-2.5108 / phi=1.33397 / charge=-0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=11  / children=
17: status=2 / pdgID=37 / pt=69353.5 / eta=-0.273271 / phi=1.51238 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=19
18: status=2 / pdgID=-37 / pt=16628.8 / eta=-2.63204 / phi=3.10702 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=8  / children=20
19: status=2 / pdgID=37 / pt=69161.9 / eta=-0.274151 / phi=1.51193 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=17  / children=21 22
20: status=2 / pdgID=-37 / pt=14906.3 / eta=-2.79417 / phi=3.09386 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=18  / children=23 24
21: status=2 / pdgID=-15 / pt=19844.1 / eta=-0.857253 / phi=-1.14353 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=19  / children=360 361 362
22: status=1 / pdgID=16 / pt=87201.2 / eta=-0.000302361 / phi=1.61845 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=19  / children=
23: status=2 / pdgID=15 / pt=27169.8 / eta=0.0539162 / phi=-2.3767 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=20  / children=363 364 10003
-----------------------------------------------------------------------------------------
```

Status ist eine interne PYTHIA-Variable (siehe [13], S.12: 4.2.1 The particle) und gibt an, warum ein Teilchen dem Ereignis zugeordnet wurde (positiv für erzeugte Teilchen, erniedrigt wenn Tochterteilchen entstehen), pdgID ist eine eindeutige Nummer und identifiziert das Teilchen, festgelegt durch die Particle Data Group (z.B. pdgID = 15 für τ^-, [11], S.4), pt ist der transversale Impuls des Teilchens, eta ist die Pseudorapidität (siehe 4), phi ist der Azimuthwinkel, charge gibt die Ladung des Teilchens an, vtx bezeichnet den Vertex des Teilchens, das ist der Punkt an dem es produziert wurde, in rho & z Koordinaten (rho ist der Abstand zur Strahllinie des Protonenstrahls, z ist die Strahlrichtung des Protonenstrahls), Parents sind die zerfallenen Eltern-Teilchen, children sind die Tochterteilchen nach Teilchenzerfall. Bleiben die children-Werte leer ist kein weiterer Zerfall erfolgt.

Folgender Auszug zeigt beispielhaft die ersten 20 Teilchen der 1. Kollision des **W Datensatzes**:

```
-----------------------------------------------------------------------------------------
1: status=4 / pdgID=2212 / pt=0 / eta=inf / phi=0 / charge=1 / vtx(rho/z)=0/0
/ parents= / children=343 357 391 411 429 430
2: status=4 / pdgID=2212 / pt=0 / eta=-inf / phi=0 / charge=1 / vtx(rho/z)=0/0
/ parents= / children=344 358 392 412 431 432 433
3: status=21 / pdgID=-2 / pt=0 / eta=inf / phi=0 / charge=-0.666667
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=6  / children=5
4: status=21 / pdgID=1 / pt=0 / eta=-inf / phi=0 / charge=-0.333333 / vtx(rho/z)=0/0
/ parents= / children=5
5: status=22 / pdgID=-24 / pt=0 / eta=-inf / phi=0 / charge=-1 / vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823
/ parents=3 4  / children=8
```

```
6: status=41 / pdgID=21 / pt=1.92655e-12 / eta=inf / phi=1.58295 / charge=0 / vtx(rho/z)=0/0
/ parents= / children=3 9
8: status=44 / pdgID=-24 / pt=18416.7 / eta=0.875014 / phi=-2.58066 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=5  / children=35
9: status=43 / pdgID=2 / pt=18416.7 / eta=-0.0471206 / phi=0.560937 / charge=0.666667
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=6  / children=27 28
10: status=31 / pdgID=21 / pt=0 / eta=inf / phi=0 / charge=0 / vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823
/ parents=17  / children=12 13
11: status=31 / pdgID=21 / pt=0 / eta=-inf / phi=0 / charge=0 / vtx(rho/z)=0/0
/ parents= / children=12 13
12: status=33 / pdgID=21 / pt=4572.53 / eta=-2.17261 / phi=-1.88283 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=10 11  / children=14 15
13: status=33 / pdgID=21 / pt=4572.53 / eta=0.815116 / phi=1.25876 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=10 11  / children=16
14: status=51 / pdgID=21 / pt=733.711 / eta=-3.91927 / phi=-2.15306 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=12  / children=
15: status=51 / pdgID=21 / pt=2992.05 / eta=-0.182061 / phi=-1.81733 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=12  / children=21
16: status=52 / pdgID=21 / pt=3692.72 / eta=0.815116 / phi=1.25876 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=13  / children=20
17: status=41 / pdgID=21 / pt=1.79818e-13 / eta=inf / phi=2.73757 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=39  / children=10 22
20: status=44 / pdgID=21 / pt=3649.81 / eta=0.948849 / phi=0.552774 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=16  / children=30 31
-----------------------------------------------------------------------------------------
```

Für die weitere Studie ist es erforderlich, aus den Datensätzen die relevanten Zerfälle zu identifizieren. Hierzu wurde ein Algorithmus in C++ geschrieben, der anhand der Teilcheneigenschaften wie pdgID und Status die entsprechenden Teilchen identifiziert. Damit wurden dann die wichtigen τ-Zerfälle weiter bearbeitet wie unter 3.2: Suche Top, W und τ in Datensätze und 4.1: Zerfallsverhältnisse der τ-Zerfallskanäle detailliert beschrieben ist.

3.2 Selektion von Top-, W-, H- und τ-Teilchen

Im oben gezeigtem Beispiel $t\bar{t}$ **Datensatz** wird das 7. Teilchen im Ereignis als top-Teilchen identifiziert, in dessen weiterem Zerfall die relevanten τ-Teilchen vorkommen:

```
-----------------------------------------------------------------------------------------------
----------------------------------
Top (Nr.7) gefunden:
Child_pdgId: 37 - H+ / child-Nr: 9
Child_pdgId: 5  - b / child-Nr: 10
Child_pdgId: 37 - H+ / child-Nr:17
Child_pdgId: 21 - g / child-Nr: 26
Child_pdgId: 21 - g / child-Nr: 27
Child_pdgId: 21 - g / child-Nr: 28
Child_pdgId: 5  - b / child-Nr: 29
----------------------------------
7: status=3 / pdgID=6 - top / pt=28868.2 / eta=-1.36962 / phi=0.511973
/ charge=0.666667 / vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204
/ parents=5 6  / children=9 10 17 26 27 28 29 ATLAS
----------------------------------
9: status=3 / pdgID=37 - H+ / pt=69353.5 / eta=-0.273271 / phi=1.51238 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=13 14
----------------------------------
10: status=3 / pdgID=5 - b / pt=59001.3 / eta=-0.547235 / phi=-1.20476
/ charge=-0.333333 / vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=
----------------------------------
17: status=2 / pdgID=37 - H+ / pt=69353.5 / eta=-0.273271 / phi=1.51238 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=19
----------------------------------
26: status=2 / pdgID=21 - g / pt=349.699 / eta=-1.30683 / phi=-1.45786 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=75
----------------------------------
27: status=2 / pdgID=21 - g / pt=5874.31 / eta=-0.428294 / phi=-1.30269 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=75
----------------------------------
28: status=10902 / pdgID=21 - g / pt=187.058 / eta=-0.289119 / phi=-2.29 / charge=0
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=75
----------------------------------
29: status=2 / pdgID=5 - b / pt=52549.1 / eta=-0.554687 / phi=-1.18806
/ charge=-0.333333 / vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=7  / children=75
----------------------------------
Higgs (Nr.19) gefunden
Child_pdgId: -15 - Tau / child-Nr: 21
Child_pdgId: 16  - Tau-Neutrino / child-Nr: 22
----------------------------------
19: status=2 / pdgID=37 - H+ / pt=69161.9 / eta=-0.274151 / phi=1.51193 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=17  / children=21 22
----------------------------------
21: status=2 / pdgID=-15 - Tau / pt=19844.1 / eta=-0.857253 / phi=-1.14353 / charge=1
/ vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=19  / children=360 361 362
----------------------------------
22: status=1 / pdgID=16 - Tau-Neutrino / pt=87201.2 / eta=-0.000302361 / phi=1.61845
/ charge=0  / vtx(rho/z)=1.08961/-37.0204 / parents=19  / children=
-----------------------------------------------------------------------------------------------
```

Top bezeichnet top-Quarks, H+ Higgs-Teilchen, b bottom-Quarks, g Gluonen, Tau das τ-Teilchen und Tau-Neutrino das ν_τ. Damit ergibt sich folgende Zerfallskette:

$$\boxed{\text{top}(7) \rightarrow \text{H}(9)\ \text{b}(10)\ \text{H}(17)\ \text{g}(26)\ \text{g}(27)\ \text{g}(28)\ \text{b}(29) \rightarrow \text{H}(19) \rightarrow \tau(21)\ \nu_\tau(22)}$$

Die Zahlen in den Klammern geben die Nummer des Teilchens im Datensatz an. Das Higgs-Teilchen Nr. 17 zerfällt in ein weiteres Higgs-Teilchen Nr. 19 in diesem Datensatz, welches wiederum in das gesuchte τ (Nr. 21) und ein ν_τ (Nr. 22) zerfällt. Die τ-Teilchen zerfallen anschließend weiter, die hadronischen Zerfälle davon sind von Interesse und werden in dieser Studie untersucht, siehe 4.1: Zerfallsverhältnisse der τ-Zerfallskanäle.

Das folgende Histogramm zeigt die Anzahl der Top-Teilchen pro Ereignis im $t\bar{t}$ Datensatz an:

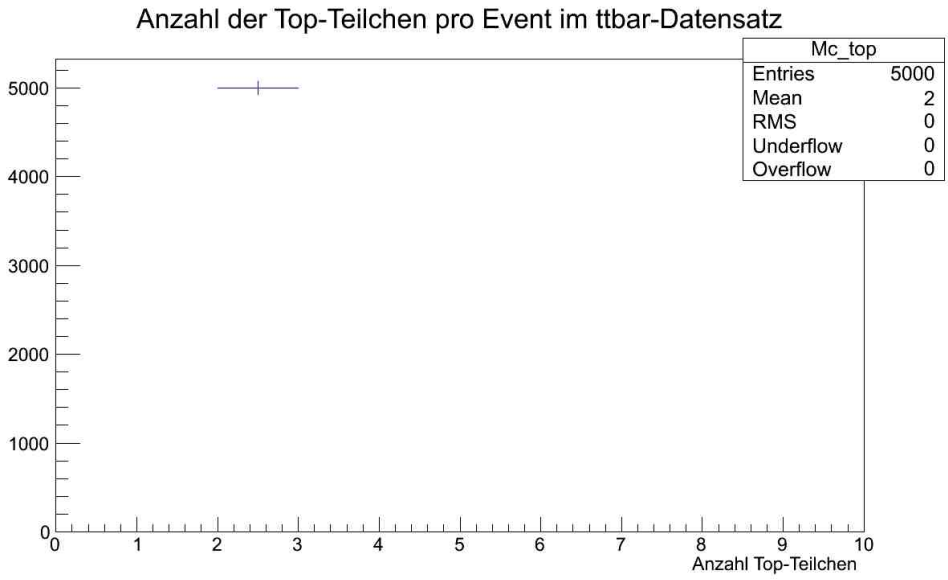

Abbildung 6: Anzahl der top-Teilchen pro Ereignis im $t\bar{t}$ Datensatz

Es ist zu sehen, dass jeweils 2 Top-Teilchen pro Ereignis gefunden werden. Dies entspricht der Erwartung, da der Algorithmus gleichermaßen nach Top-Teilchen sowie Anti-Top-Teilchen sucht, indem nach dem Absolutwert der pdgId (=6) des Top-(&Anti-Top-)Teilchens selektiert wird. Die Anti-Teilchen werden im Datensatz physikalisch gleichberechtigt behandelt.

Das nächste Histogramm zeigt die Anzahl der gefundenen Tau-Teilchen pro Ereignis im $t\bar{t}$ Datensatz an:

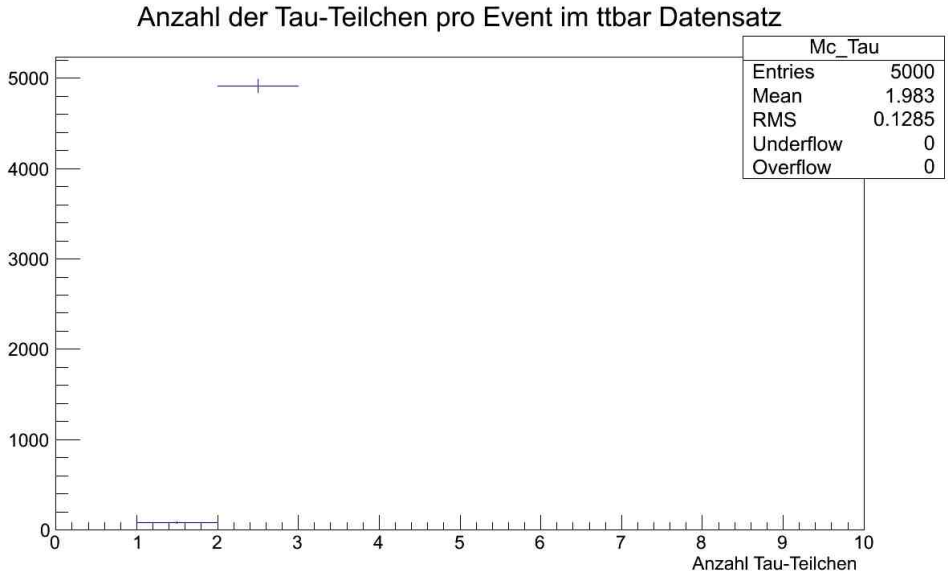

Abbildung 7: Anzahl der τ-Teilchen pro Ereignis im $t\bar{t}$ Datensatz

Hier werden ebenfalls 2 Teilchen gefunden, was der oben genannten Zerfallskette entspricht, da jedes Top-Quark über die Zwischenzerfälle in ein Tau-Lepton zerfällt.

Als nächstes Histogramm wird die Verteilung der Pseudorapidität η der τ-Leptonen aufgezeigt. Die Pseudorapidität wird mit folgender Formel definiert:

$$\eta = -ln\left[tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \tag{4}$$

Ein η-Wert von 0 sagt aus, dass die τ-Leptonen senkrecht zur Beam- Achse abgestrahlt werden, geht $\eta \to \infty$ so nähert sich die Flugrichtung der Teilchen der Beam-Achse. Auch η wird mittels ROOT direkt über die Teilcheneigenschaft eta geplottet:

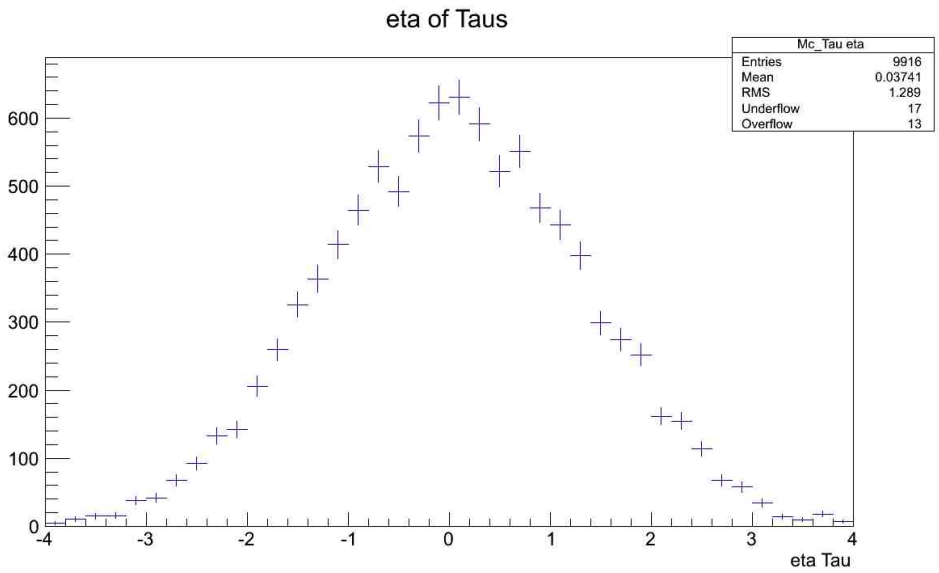

Abbildung 8: Verteilung η der τ-Teilchen im $t\bar{t}$ Datensatz

Das Histogramm zeigt also, dass ein Großteil der τ-Leptonen senkrecht zur Beam-Achse abgestrahlt werden und der Anteil der τ-Leptonen abnimmt, deren Flugrichtung sich der Beam-Achse annähert.

Folgendes Histogramm gibt die Verteilung der transversalen Impulse der τ-Leptonen an, also die Werte der Impulse, welche die τ-Leptonen in senkrechter Richtung zur Beam-Achse besitzen. Diese werden direkt mit ROOT über die Eigenschaft pt (siehe Auflistung oben) geplottet:

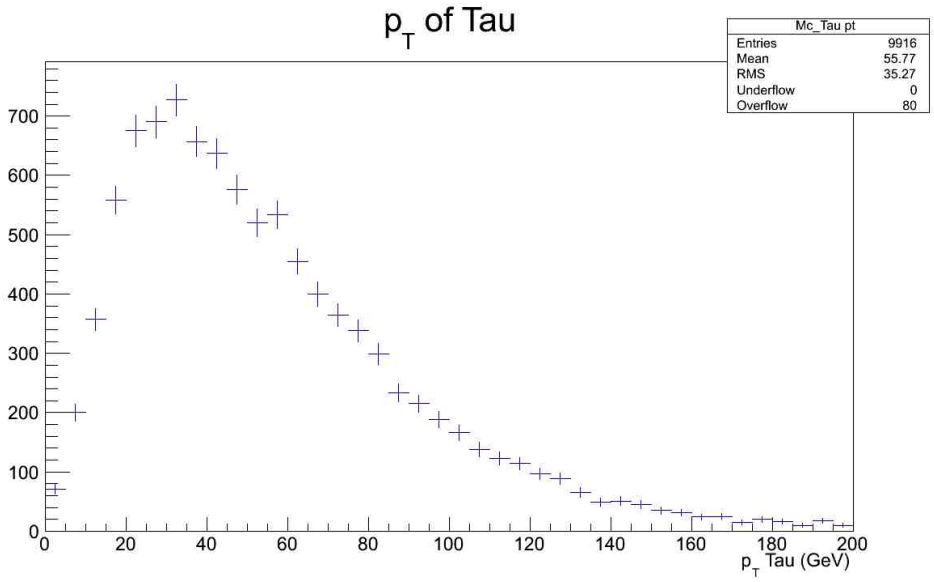

Abbildung 9: Transversale Impulse der τ-Teilchen im $t\bar{t}$ Datensatz

Die transversalen Impulse werden nach folgender Formel definiert:

$$P_T = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} \tag{5}$$

P_x^2 und P_y^2 sind die Impulsanteile in x- und y-Richtung des Koordinatensystems des ATLAS-Detektors (x zeigt zum Mittelpunkt des Beschleunigerrings LHC, y senkrecht dazu und senkrecht zur Beam-Achse in einem rechtshändigen Koordinatensystem). Allgemein ist P_T eine messbare Observable im ATLAS-Detektor und erlaubt Aussagen über grundlegende physikalische Eigenschaften der Zerfälle. Beispielsweise kann über den Vergleich der Summe der transversalen Impulse mit dem ursprünglichen Transversalimpuls der Kollisions-Teilchen (welcher idealerweise Null beträgt) eine Aussage über fehlende Implusanteile getroffen werden, die z.B. von Neutrinos davongetragen werden. Da die Neutrinos nicht im ATLAS detektiert werden, können diese über eine Energie/Implus-Bilanz indirekt nachgewiesen werden.

Hier liegt das Maximum der Verteilung bei etwa bei einem Wert $P_T = 40$ GeV. Da das τ wie unter 2.3 gezeigt über ein W-Boson zerfällt (und das W-Boson eine Masse von 80,4 GeV besitzt) erwartet man bei einer gleichmäßigen Impulsverteilung auf τ und ν_τ, dass das τ-Lepton eine Energie, bzw. einen transversalen Implus (bei relativistischer Geschwindigkeit in etwa gleich der Energie) von 40 GeV (abzüglich der τ-Masse von 1,777 Gev) besitzt.

Im **W Datensatz** lassen sich analog zu oben folgende relevante Zerfälle identifizieren:

```
-----------------------------------------------------------------------------------------------
-----------------------------------
5: status=22 / pdgID=-24 / pt=0 / eta=-inf / phi=0 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=3 4  / children=8
-----------------------------------
8: status=44 / pdgID=-24 / pt=18416.7 / eta=0.875014 / phi=-2.58066 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=5  / children=35
-----------------------------------
35: status=44 / pdgID=-24 / pt=19701.9 / eta=0.851776 / phi=-2.65776 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=8  / children=72
-----------------------------------
72: status=44 / pdgID=-24 / pt=20840.6 / eta=0.808056 / phi=-2.68212 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=35  / children=233
-----------------------------------
233: status=44 / pdgID=-24 / pt=21023.4 / eta=0.802644 / phi=-2.69303 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=72  / children=345
-----------------------------------
345: status=62 / pdgID=-24 / pt=21062.8 / eta=0.808771 / phi=-2.59983 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=233  / children=434 435
-----------------------------------
W-Boson (Nr. 345) gefunden
Child_pdgId: 15 - Tau / child-Nr: 434
Child_pdgId: -16 - Tau-Neutrino / child-Nr: 435
-----------------------------------
434: status=2 / pdgID=15 / pt=33289.2 / eta=-0.564974 / phi=-1.80891 / charge=-1
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=345  / children=685 686 687
-----------------------------------
435: status=1 / pdgID=-16 / pt=23784.7 / eta=1.26498 / phi=2.01377 / charge=-0
/ vtx(rho/z)=1.06921/-40.7823 / parents=345  / children=
-----------------------------------
-----------------------------------------------------------------------------------------------
```

Das W^- erscheint in diesem Datensatz mehrfach mit verschiedenem Status, was PYTHIA-intere Gründe hat. Das W-Boson der 345. Stelle zerfällt schließlich zum gesuchten τ-Teilchen:

$$\boxed{W^-(5) \rightarrow W^-(8) \rightarrow W^-(35) \rightarrow W^-(72) \rightarrow W^-(233) \rightarrow W^-(345) \rightarrow \tau(434)\ \nu_\tau(435)}$$

Die Zahlen in den Klammern geben die Nummer des Teilchens im Datensatz an. Das $\tau(434)$ zerfällt schließlich mit denselben Zerfallskanälen bezüglich der Pionenanzahl wie die τ's des $t\bar{t}$ Datensatz, siehe 4.1, diese werden in dieser Studie weitergehend untersucht.
Das folgende Histogramm zeigt die Anzahl der gefunden W^--Bosonen pro Ereignis im W Datensatz, selektiert nach dem W^--Boson im Status 62, welches direkt in das τ und das τ-Neutrino zerfällt:

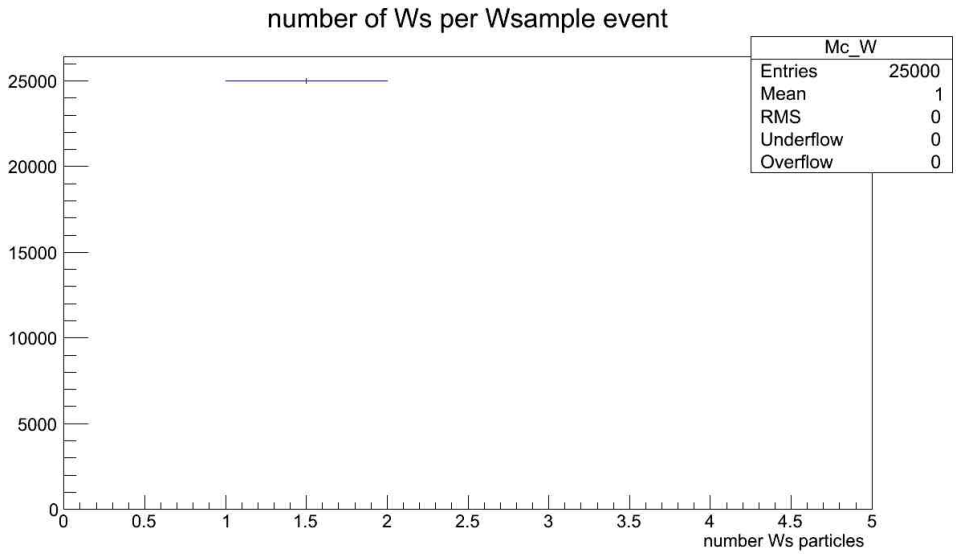

Abbildung 10: Anzahl der W^--Bosonen pro Ereignis im W Datensatz

Davon ausgehend zeigt das nächste Histogramm die Anzahl der τ-Leptonen pro Ereignis, welche aus dem W^--Boson-Zerfall entstanden sind. Sie werden über die pdgId und dem Status 2 selektiert:

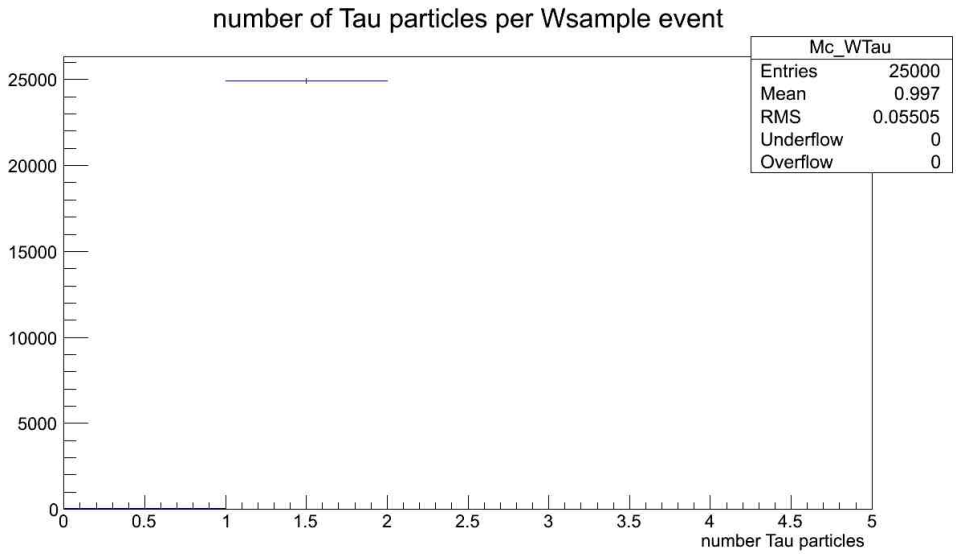

Abbildung 11: Anzahl der τ-Lepton pro Ereignis im W Datensatz

Sowohl W^--Boson als auch τ-Lepton kommen einmal pro Ereignis vor, obwohl auch hier nach den Anti-Teilchen selektiert wird.

Das folgende Histogramm zeigt die Verteilung der Pseudorapidität η der τ-Leptonen:

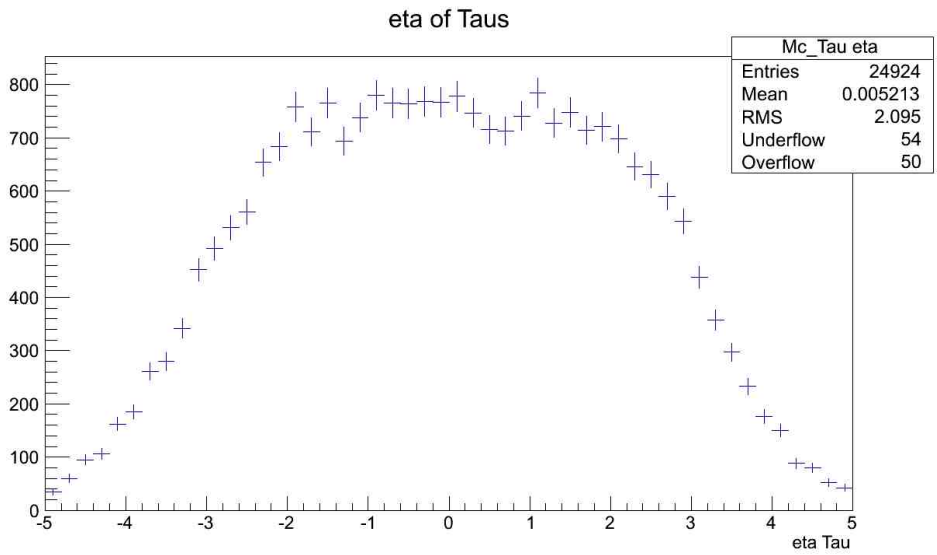

Abbildung 12: η-Verteilung der τ-Teilchen im W Datensatz

Hier beim W-Datensatz zeigt sich, dass Abstrahlung der τ wie beim $t\bar{t}$ Datensatz senkrecht zur Beam-Achse stattfindet. Allerdings bildet die Verteilung ein Plateau bei einem $|\eta| \lesssim 2$. Dies bedeutet, dass die Flugrichtung der τ in diesem Datensatz mehr streut. Die Verteilung des Abstrahlwinkels erfolgt aber nicht linear, da η nicht linear definiert ist (4).

Das nächste Histogramm gibt die Verteilung der transversalen Impulse der τ-Leptonen an:

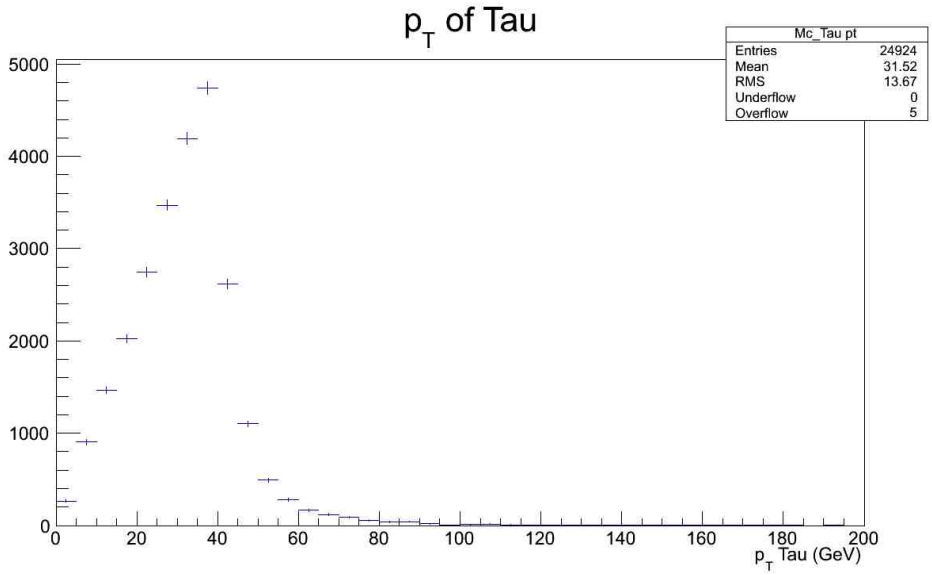

Abbildung 13: Transversale Impulse P_T der τ-Teilchen im W Datensatz

Der Peak bei ca. 40 GeV für P_T liegt wie bei tt-Datensatz im erwartetem Bereich. Da das τ über ein W-Boson-Zerfall entsteht und das W-Boson eine Masse von 80,4 GeV besitzt, erwartet man bei einer gleichmäßigen Impulsverteilung auf τ und ν_τ, dass das τ-Lepton ein von 40 GeV besitzt. Außerdem sagt ein vergleichbare P_T-Verteilung der beiden Datensätze aus, dass die Geschwindigkeiten der τ vergleichbar sind.

Da die Zerfälle, Teilchen-Anzahl, η-Verteilungen und transversalen Impulse für beide Datensätze in den erwarteten Bereichen liegen wird nun in dieser Studie dazu übergegangen, die Polarisation der τ-Leptonen zu bestimmen.

4 Studie Polarisation der τ-Leptonen

4.1 Zerfallsverhältnisse der τ-Zerfallskanäle

Zunächst werden die Zerfallsverhältnisse der Zerfallskanäle bestimmt, um zu verifizieren dass die τ-Leptonen mit den theoretisch vorhergesagten Wahrscheinlichkeiten zerfallen und damit die Datensätze für diese Studie verwendbar sind. Die zu erwartenden Zerfallsverhältnisse betragen nach der particle data group ([10], S. 3):

Name	Zerfallskanal	Zerfallsverhältnis
1p0n	$\tau^- \to \pi^- \ \nu_\tau$	10.83±0.06 %
1p1n	$\tau^- \to \rho^- \ \nu_\tau \to \pi^- \ \pi^0 \ \nu_\tau$	25.52±0.09 %
1p2n	$\tau^- \to a_1^- \ \nu_\tau \to \pi^- \ \pi^0 \ \pi^0 \ \nu_\tau$	9.30±0.11 %
3p0n	$\tau^- \to a_1^- \ \nu_\tau \to \pi^- \ \pi^- \ \pi^+ \ \nu_\tau$	8.99±0.06 %

Tabelle 3: τ-Zerfallskanäle mit Prong-Namen und Zerfallsverhältnis

Neben die einzelnen Zerfälle sind die in dieser Studie verwendeten Bezeichnungen 1p0n - 3p0n angeführt, welche pro Zerfallskanal die Anzahl der geladenen und ungeladenen Pionen angeben. p steht für $\pi^\pm$ und n für π^0 (π^+ ergeben sich für den Zerfall in Anti-Teilchen).
Durch die Anzahl der geladenen Teilchen im Zerfallskanal wird nach sogenannten 1-prong (1 geladenes Hadron, hier $\pi^\pm$, also 1p0n, 1p1n und 1p2n) und 3-prong (3 geladene Hadronen, hier 3p0n) unterschieden. 1p1n gibt den Zerfall über ein ρ-Teilchen (ρ-Resonanz), 1p2n und 3p0n den Zerfall über ein a1-Teilchen (a1-Resonanz) im t$\bar{t}$ Datensatz an.

Die Zerfallskanäle des τ-Zerfalls wird nach folgendem Algorithmus ermittelt:
Zunächst wird das Top-Quark über seine pdgId selektiert. Dann wird eine Schleife über dessen Tochter-Teilchen ausgeführt und nach dem Higgs-Teilchen im Status 2 (das Higgs-Teilchen Nr. 19 im Beispiel, welches direkt in τ und ν_τ zerfällt, siehe 3.2) selektiert und anschließend nach dem τ-Lepton gesucht. Ist dieses gefunden, wird eine Schleife über dessen Tochter-Teilchen ausgeführt und das ρ-Teilchen selektiert. Anschließend wird über dessen Tochter-Teilchen geschleift und das $\pi^\pm$ gesucht. Ist dieses gefunden, wird der Wert für p um 1 erhöht. Ebenso wird nach dem π^0 gesucht und wird dieses gefunden der Wert für n um 1 erhöht. Gleichfalls wird der Wert für den Zerfallskanal 1p1n um 1 erhöht, da nur dieser Kanal das ρ-Teilchen enthält.
Für die Kanäle 1p2n und 3p0n wird analog vorgegangen: nach der Selektion von a1-Teilchen wird über deren Tochter-Teilchen geschleift und jeweils gefundene $\pi^\pm$ oder π^0-Teilchen erhöhen die Werte für p oder n um jeweils 1. Anschließend wird eine Fallunterscheidung vorgenommen. Bei p = 1 und n = 2 wird der Wert für den Kanal 1p2n um 1 erhöht, bei p = 3 und n = 0 wird der Wert für den Kanal 3p0n um 1 erhöht. Anschließend werden alle entsprechenden Kanäle auf die τ-Zerfälle normiert um die Zerfallsverhältnisse für den $t\bar{t}$ Datensatz zu erhalten:

```
=========================================
Anzahl Ereignisse : 3538993
Anzahl Top    : 10000
Anzahl Higgs  : 9973
Anzahl Tau    : 9916
----------------
Anzahl 1p0n : 1094
Anzahl 1p1n : 2450
Anzahl 1p2n : 907
Anzahl 3p0n : 882
----------------
Anteil 1p0n : 11.03 %
Anteil 1p1n : 24.71 %
Anteil 1p2n :  9.15 %
Anteil 3p0n :  8.89 %
=========================================
```

W Datensatz:

Analog zu oben werden beim W Datensatz durch den Algorithmus die Anteile der Zerfallskanäle berechnet, allerdings ohne über die Zerfälle mit Top-, Higgs, ρ- oder a1-Teilchen zu selektieren, da diese in diesem Datensatz nicht enthalten sind:

```
========================================
Anzahl Ereignisse : 26379348
Anzahl W      : 25000
Anzahl Tau    : 24924
----------------
Anzahl 1p0n : 2754
Anzahl 1p1n : 6153
Anzahl 1p2n : 2130
Anzahl 3p0n : 1871
----------------
Anteil 1p0n : 11.05 %
Anteil 1p1n : 24.69 %
Anteil 1p2n :  8.55 %
Anteil 3p0n :  7.51 %
========================================
```

Da beide Datensätze vergleichbare Zerfallsraten wie die von der particle date group 2012 veröffentlichten haben (3), eignen sich die beiden Datensätze für die weitere Untersuchung der τ-Polarisation. Es können nun in ausgewählten Zerfallskanälen die Winkelverteilung zwischen der Flugrichtungen zwischen τ-Lepton und dessen Zerfallsprodukte, die Pionen, oder unter den Pionen selbst untersucht werden um Rückschlüsse auf die Polarisierung vorzunehmen.

4.2 1p0n Zerfallskanal

4.2.1 cos(θ) Verteilung der τ-/π-Flugrichtung

Um die Winkelverteilung cos(Θ) zwischen den Flugrichtungen der τ-Leptonen und Pionen zu ermitteln wird eine Lorentz-Transformation in das Ruhesystem des ρ angewandt. Dazu wird in der ROOT-Klasse TLorentzVector die Funktionen .Boost auf den Vierervektor des Pion und .BoostVector auf den Vierervektor des ρ-Leptonen angewandt und anschließend über die Funktion .Angle der Winkel zwischen den beiden geboosteten Vierervektoren bestimmt. Mit dieser Methode wird erreicht, dass der Winkel zwischen der Flugrichtung des Pion und der Flugrichtung des ρ-Vektormesons im Ruhesystem des ρ bestimmt wird, also letztlich die Abstrahlrichtung des Pion im Bezug zur ρ-Flugrichtung.
Für rechtshändige τ werden vermehrt kleine Abstrahlwinkel des Pions erwartet, für linkshändige τ werden vermehrt große Winkel erwartet. Dies wird im 1p0n-Kanal beider Datensätze durchgeführt:

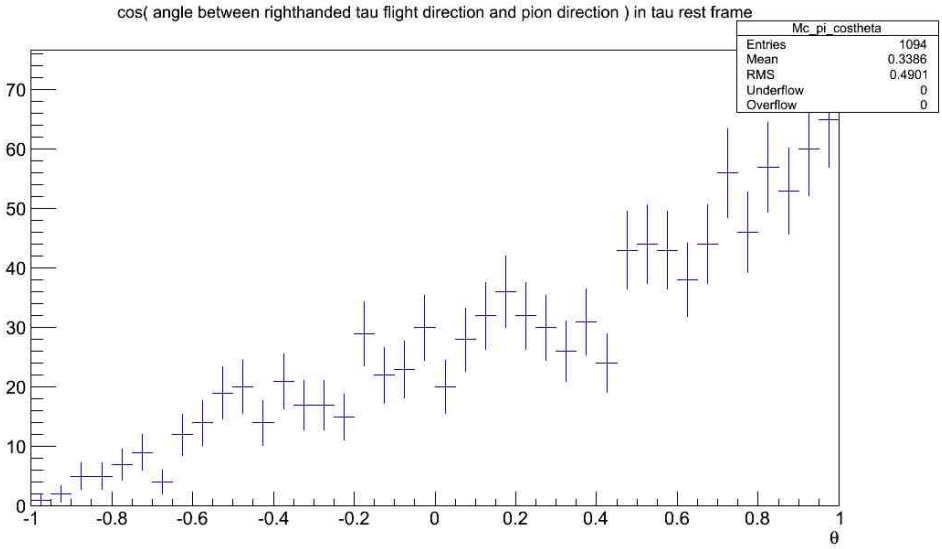

Abbildung 14: Winkelverteilung cos(Θ) zwischen den Flugrichtungen von rechtshändigem τ und π

Der t$\bar{t}$ Datensatz enthält die rechtshändigen τ-Leptonen.

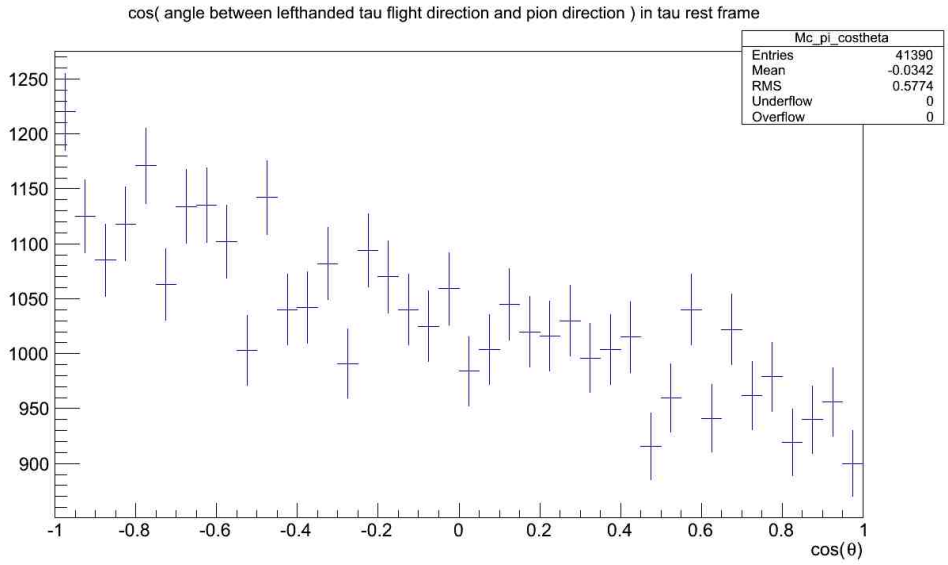

Abbildung 15: Winkelverteilung cos(Θ) zwischen den Flugrichtungen von linkshändigem τ und π

Der W Datensatz enthält die linkshändigen τ^--Leptonen.

Die beiden Verteilungen entsprechen den Verteilungen, wie sie in der ATLAS Note "Measurement of Tau Polarization in W$\rightarrow \tau\mu$ Events with ATLAS"[12] auf Seite 5, Abbildung 2.a) für links- und rechtshändige τ^- vorhergesagt werden.

Aufgrund dieser deutlichen Verläufe der cos(Θ)-Verteilungen für links- und rechtshändige τ^--Leptonen können diese Histogramme als Unterscheidungskriterium zwischen den Datensätzen genutzt werden, da sie die erwarteten Verteilungen zeigen.

Weitere Methoden zur Bestimmung der Polarisation mit im ATLAS-Detektor messbaren Observablen sind in diesem Zerfallskanal 1p0n nicht anwendbar.

4.3 1p1n Zerfallskanal

4.3.1 cos(θ)-Verteilung zwischen ρ und τ

Für den $t\bar{t}$ Datensatz ergibt sich folgende Verteilung für den Cosinus des Winkels zwischen der Flugrichtung von τ und ρ im τ-Ruhesystem:

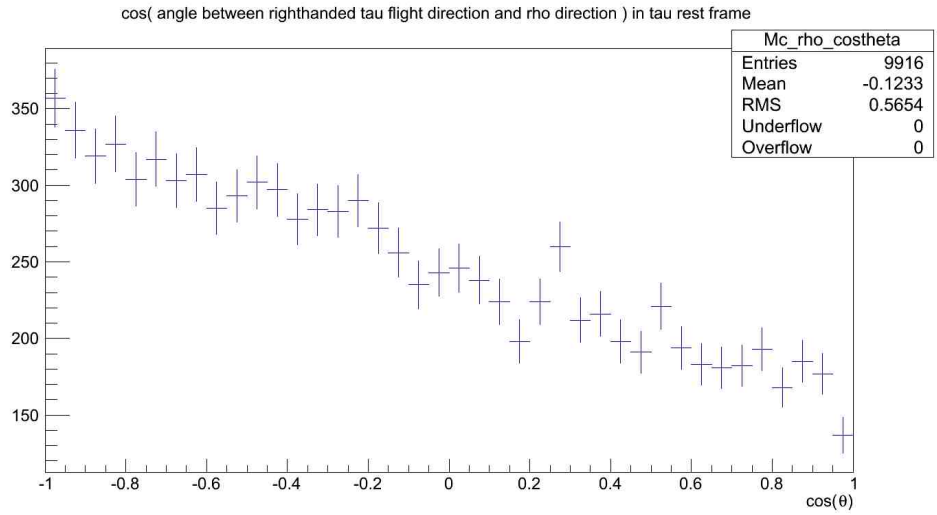

Abbildung 16: Winkelverteilung cos(Θ) zwischen den Flugrichtungen von rechtshändigem τ und ρ im τ-Ruhesystem

Die entsprechende Verteilung kann nicht für den W-Datensatz erstellt werden, da in diesem das τ nicht über ein ρ-Teilchen zerfällt. Damit kann kein Winkel zwischen den beiden Flugbahnen ermittelt werden, da es dazu erforderlich wäre, dass die beiden Teilchen den selben Vertex teilen. Da die Flugbahn des τ keine observable Größe im ATLAS-Detektor ist, werden im Anschluss andere Möglichkeiten untersucht eine Diskriminierung mit observablen Messgrößen zu erreichen.

4.3.2 ΔR-Verteilung zwischen $\pi^\pm$ und π^0

Die Distanz ΔR im Pseudorapidität-Azimuthwinkel-Raum ist folgendermaßen definiert:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta^2\eta + \Delta^2\phi} \tag{6}$$

ϕ ist der Azimuthwinkel und nach tanϕ = $\mathrm{P}_y/\mathrm{P}_x$ definiert. Die Verteilung von ΔR zwischen $\pi^\pm$ und π^0 wird ermittelt, indem die ROOT-Funktion .DeltaR der Klasse TLorentzVector zwischen den beiden 4er Vektoren der geladenen und ungeladenen Pionen benutzt wird:

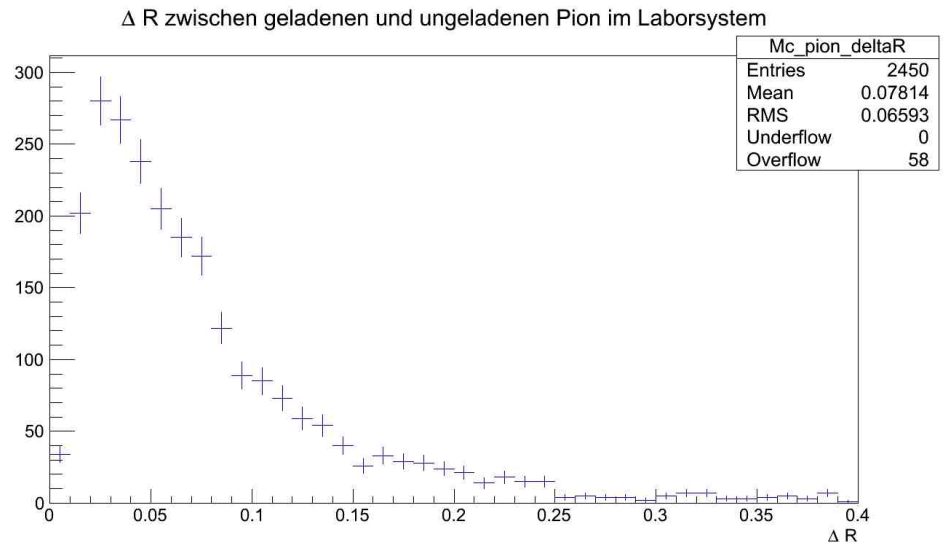

Abbildung 17: $\triangle$R zwischen π^0 und $\pi^\pm$ im $t\bar{t}$ Datensatz

Hier die Verteilung für den W Datensatz:

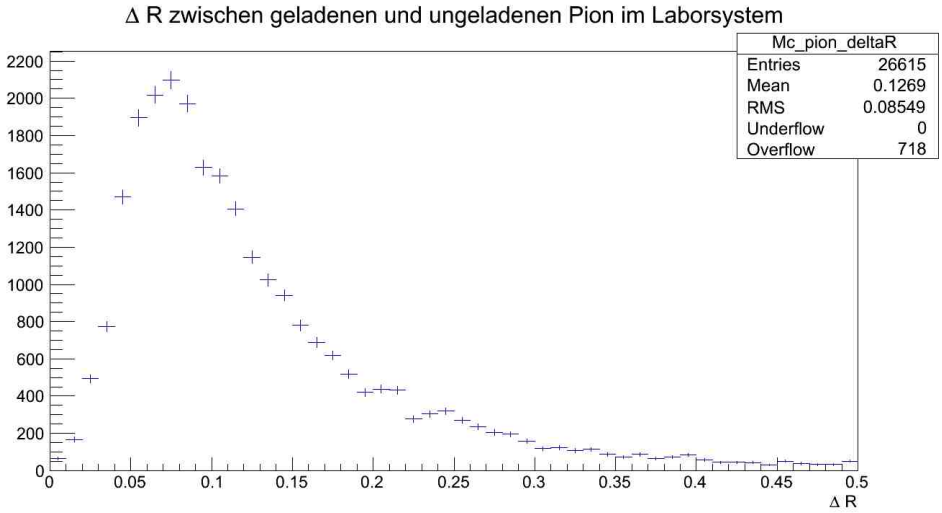

Abbildung 18: $\triangle$R zwischen π^0 und $\pi^\pm$ im W Datensatz

Um links- und rechtshändige τ-Leptonen zu unterscheiden kann hier die Lage des Schwerpunktes, bzw. des Maximums der Verteilungen benutzt werden. Es zeigt sich, dass im $t\bar{t}$ Datensatz $\triangle$R niedriger ist als im W Datensatz. Die Pionen streuen tendenziell in einer kleinere Winkeldistanz bei rechtshändigen τ^-.

4.3.3 E/P-Verteilung zwischen Pionen

Die folgenden zwei Histogramme zeigen die Verteilung der Energiesumme von geladenen und ungeladene Pionen durch den Impuls der geladenen Pionen:

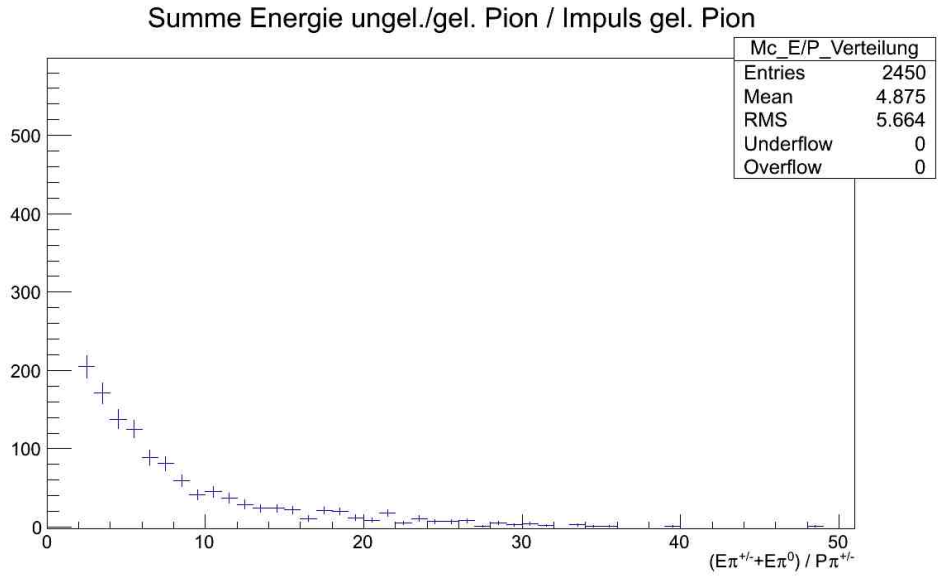

Abbildung 19: $(E_{\pi^\pm} + E_{\pi^0})$ / $P_{\pi^\pm}$ im 1p1n-Kanal, $t\bar{t}$ Datensatz

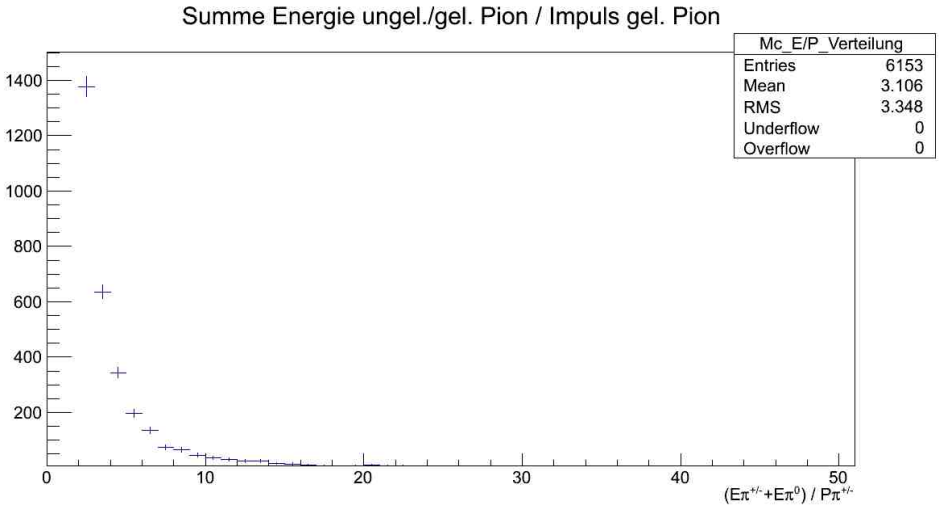

Abbildung 20: $(E_{\pi^\pm} + E_{\pi^0})$ / $P_{\pi^\pm}$ im 1p1n-Kanal, W Datensatz

Die Untersuchung zeigt, dass anhand der deutlich höheren Y-Werte des W Datensatzes hier eine Möglichkeit zur Diskriminierung gegeben ist. Allerdings besteht eine weitere Möglichkeit eine deutlichere Unterscheidung vorzunehmen, wie das nächste Kapitel zeigen wird.

4.3.4 Energieverteilung Υ zwischen $\pi^\pm$ und π^0

Beim LHC ist die Energie des τ nicht exakt bekannt, da Gluonen und Quarks bei der Kollision in den Hadronen zusammenstoßen und deswegen die Anfangsbedingungen bei der Entstehung der τ-Leptonen nicht vollständig bekannt sind. Es kann aber die Energie der Zerfallsprodukte des ρ untersucht werden, die geladenen und ungeladenen Pionen, da diese im ATLAS detektiert werden. Dazu verwendet man die sogenannte geladene Asymmetrie-Energie Υ, welche keine Information über die Energie des τ benötigt:

$$\Upsilon = \frac{E_{\pi^\pm} - E_{\pi^0}}{E_{\pi^\pm} + E_{\pi^0}} \tag{7}$$

$E_{\pi^\pm}$ ist die Energie der geladenen Pionen und E_{π^0} die Energie der ungeladenen Pionen, welche im ρ-Zerfall entstehen. Υ kann zur Untersuchung in Zerfallskanälen mit geladenen und ungeladenen Pionen herangezogen werden, da grundlegende Aussagen zur Orientierung der Polarisation getroffen werden.

Der Unterschied dieser Verteilung zur $\cos(\theta)$-Verteilung aus dem vorherigen Unterkapitel 4.2.1 ist der, das die geladene Asymmetrie-Energie Null wird bei $\Upsilon = \pm 1$ für links- und rechtshändige τ. Deswegen ist die Empfindlichkeit der Methode der Υ-Verteilung niedriger als die der $\cos(\theta)$-Verteilung. Für eine grundlegende Unterscheidbarkeit der Polarisation des τ eignet sich diese Methode dennoch. Der Vorteil liegt in den messbaren Observablen $E_{\pi^\pm}$ und E_{π^0}. Des Weiteren wird per Algorithmus die Verteilung des Verhältnisses zwischen Differenz und Summe der Energien der geladenen und ungeladenen Pionen für beide Datensätze erstellt, indem jeweils die Funktion .E für Energie der Vierervektoren der Klasse TLorentzVector für beiden Pionen-Arten benutzt wird:

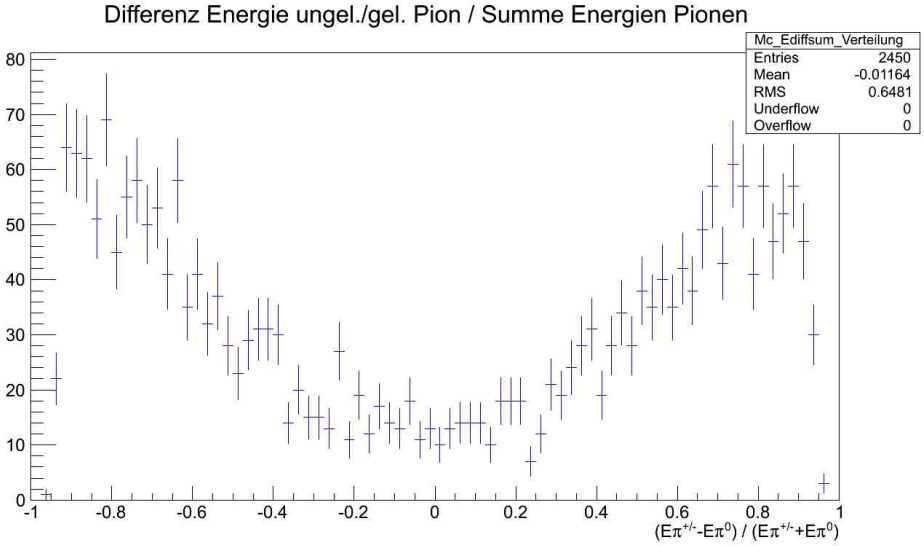

Abbildung 21: ($E_{\pi^\pm}$ - E_{π^0}) / ($E_{\pi^\pm}$ + E_{π^0}) im 1p1n-Kanal, $t\bar{t}$ Datensatz

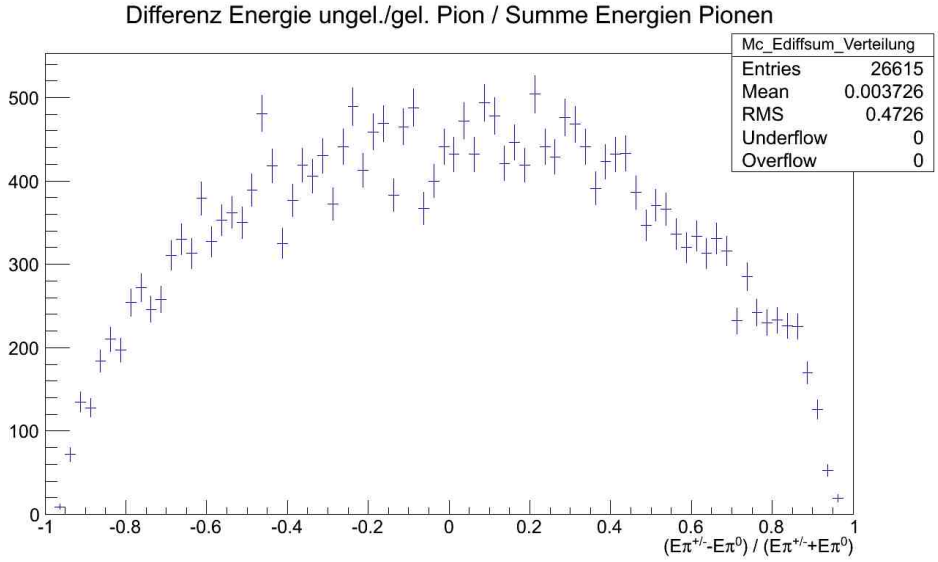

Abbildung 22: ($E_{\pi^\pm}$ - E_{π^0}) / ($E_{\pi^\pm}$ + E_{π^0}) im 1p1n-Kanal, W Datensatz

Die Energieverteilungen Υ entsprechen den unter erwarteten Verteilung, siehe [12] auf Seite 7, Abbildung 4.b). Die Υ-Verteilung des $t\bar{t}$ Datensatz zeigt die erwartete Verteilung für

rechtshändige τ, die Υ-Verteilung des W Datensatzes für linkshändige.

Da die Energien der Pionen im ATLAS-Detektor registriert werden können, ist dies eine anwendbare Methode um eine Aussage über die Helizität der ursprünglichen τ-Leptonen zu treffen.

Vergleicht man nun die Möglichkeit zur Diskriminierung durch Υ in diesem Kapitel mit dem durch E/P im vorherigem Kapitel 4.3.3 so ist eine deutlich bessere Diskriminierungsmöglichkeit durch die Υ-Verteilung gegeben.

4.4 1p2n Zerfallskanal

4.4.1 E/P-Verteilung zwischen Pionen

Analog zu Kapitel 4.3.3 wird auch im 1p2n Zerfallskanal die E/P-Verteilung analysiert:

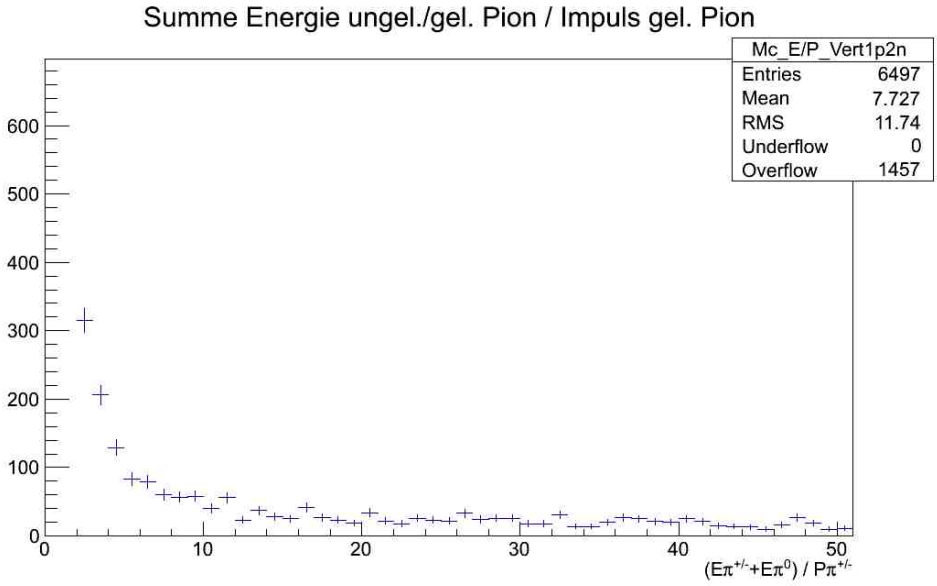

Abbildung 23: $(E_{\pi^\pm} + E_{\pi^0})$ / $P_{\pi^\pm}$ im 1p2n-Kanal, $t\bar{t}$ Datensatz

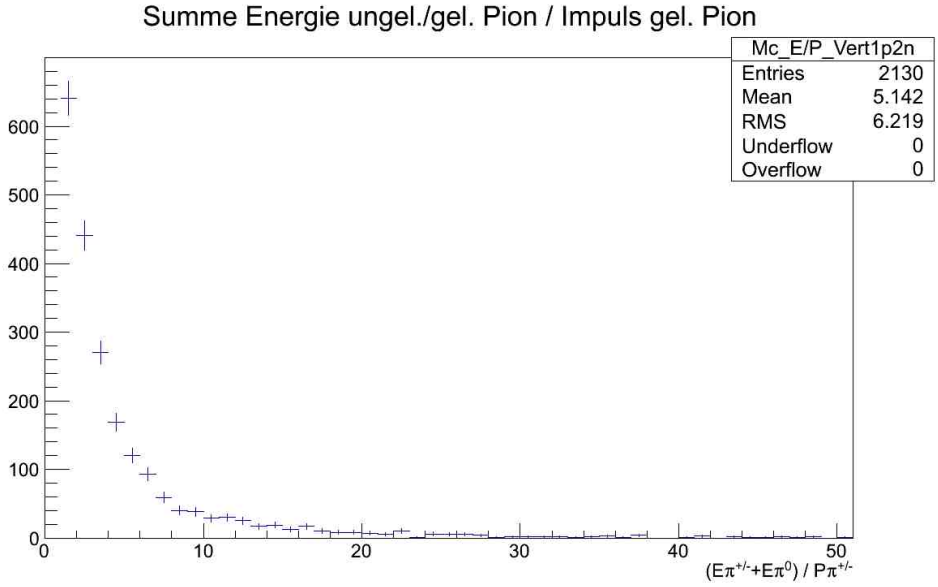

Abbildung 24: $(E_{\pi^\pm} + E_{\pi^0})$ / $P_{\pi^\pm}$ im 1p2n-Kanal, W Datensatz

Hier sind keine deutlichen Unterscheidungsmerkmale gegeben, da die Verteilung in Y-Werten sich im selben Bereich bewegen. Damit scheidet eine Unterscheidung durch E/P-Verteilung im 1p2n-Zerfallskanal aus.

4.4.2 Energieverteilung Υ zwischen $\pi^{\pm}$ und π^0

Analog zu Kapitel 4.3.4 wird die Υ-Verteilung zwischen den Pionen im 1p2n-Zerfallskanal ermittelt:

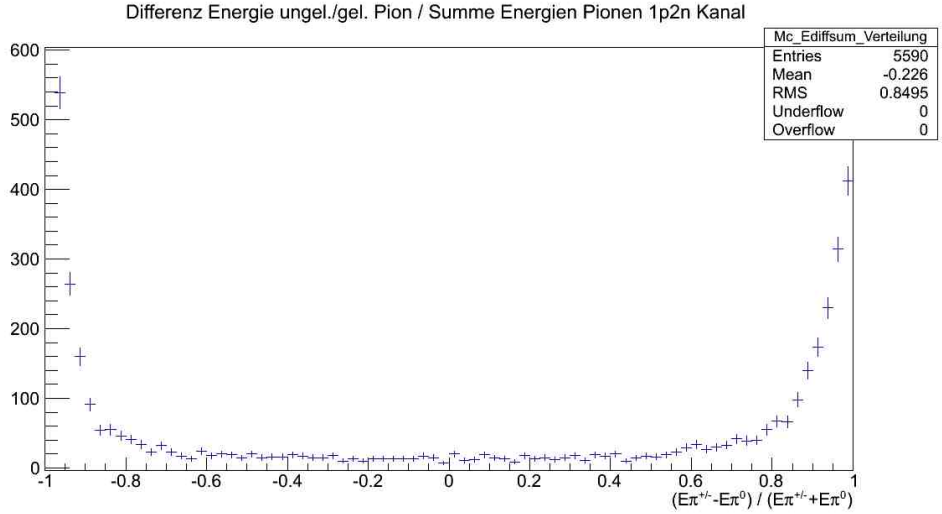

Abbildung 25: ($E_{\pi^{\pm}}$ - E_{π^0}) / ($E_{\pi^{\pm}}$ + E_{π^0}) im 1p2n-Kanal, $t\bar{t}$ Datensatz

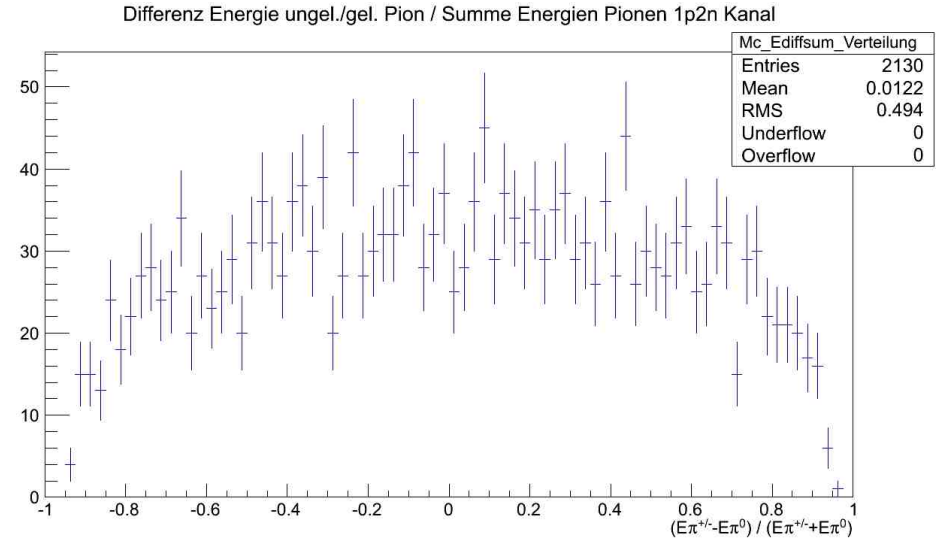

Abbildung 26: ($E_{\pi^{\pm}}$ - E_{π^0}) / ($E_{\pi^{\pm}}$ + E_{π^0}) im 1p2n-Kanal, W Datensatz

Auch hier ist eine deutliche Diskriminierung durch die Υ-Verteilungen gegeben. Damit ist die Υ-Verteilung eine wesentlich bessere Diskriminierungsmöglichkeit als die E/P-Verteilung.

In einem realen Detektor wie dem ATLAS-Detektor ist die Υ-Verteilung nur durchführbar, wenn die Pionen getrennt rekonstruiert werden. Dies nennt man im Falle der τ-Leptonen "Tau-Substructure-Rekonstruktion". Damit wird eine Tau-Substructure-Rekonstruktion erforderlich, welche im Augenblick in der Tau-Arbeitsgruppe im physikalischen Institut der Universität Bonn entwickelt wird. Dadurch wird die Polarisationsmessung deutlich verbessert.

5 Zusammenfassung

Obwohl es beim ATLAS-Experiment keine Möglichkeit gibt, die Polarisation des τ-Lepton direkt zu messen da das τ vor Erreichen der Detektor-Schichten zerfällt, gibt es dennoch Möglichkeiten die Polarisation zu bestimmen, wie diese Studie zeigt.

Kapitel 3.1 zeigt auf, dass die beiden untersuchten $t\bar{t}$ und W Datensätze als Muster geeignet sind die Polarisations-Studie durchzuführen. Kapitel 3.2 zeigt weiterhin, wie die Selektion von Top-, W-, H- und τ-Teilchen mittels eines Algorithmus durchzuführen ist und um wichtige Eigenschaften von Elementarteilchen ermittelt werden.

Die Polarisation kann anhand der Zerfallsprodukte des τ-Lepton bestimmt werden:

Im 1p0n-Zerfallskanal kann die Flugrichtung zwischen τ und π im τ-Ruhesystem genutzt werden, um über die Verteilung des Cosinus des Winkels Θ zwischen den Flugrichtungen eine Unterscheidung in links- und rechtshändige τ^--Leptonen vorzunehmen, wie Kapitel 4.2.1 zeigt. Dies entspricht der theoretisch vorhergesagten Verteilung. Damit kann verifiziert werden, dass der $t\bar{t}$ Datensatz die rechtshändigen τ^--Leptonen (und damit linkshändige τ^+) enthält, der W Datensatz dagegen wie erwartet die linkshändigen τ^--Leptonen (rechtshändige τ^+). Damit erlaubt diese Cosinus(Θ)-Verteilung im 1p0n-Zerfallskanal eine zuverlässige Aussage über die Polarisation von τ-Leptonen. Allerdings bietet sich die Möglichkeit weniger für eine Datenanalyse im ATLAS an, da die Flugrichtung des τ keine observable Größe ist.

Im 1p1n-Zerfallskanal kann man eine Unterscheidung von links- und rechtshändige τ^- über die Cosinus(Θ)-Verteilung der Flugrichtungen zwischen ρ und τ im Ruhesystem des τ vornehmen, analog zum 1p0n-Kanal mit τ und π, siehe Kapitel 4.3.1. Allerdings gilt auch hier, dass die Flugrichtung keine observable Größe ist.
Zusätzlich bietet die ΔR-Verteilung zwischen $\pi^\pm$ und π^0 eine Möglichkeit zur Diskriminierung, siehe Kapitel 4.3.2. Die Distanz ΔR ist eine observable Größe die durch ihre verschiedenen Peak-Positionen aufgrund verschiedener Abstrahlrichtungen der Pionen für verschiedene Polarisationen der τ-Leptonen eine Unterscheidung zulässt.
Die E/P-Verteilung bietet nur im 1p1n-Zerfallskanal eine Möglichkeit zur Diskriminierung, aber nicht im 1p2n-Zerfallskanal, siehe Kapitel 4.3.3 und 4.4.1.
Dagegen bietet die Energie-Verteilung Υ zwischen $\pi^\pm$ und π^0 eine deutliche Diskriminierung in den Zerfallskanälen 1p1n und 1p2n, siehe Kapitel 4.3.4 und 4.4.2. Gerade diese beiden Verteilungen der observablen Energie-Werte zeigen eine deutliche Unterscheidbarkeit und eignen sich dadurch gut zur Identifikation von τ-Polarisationen.

Zusammengenommen bieten vor allem die beiden 1p1n- und 1p2n-Zerfallskanäle eine Vielzahl von Möglichkeiten die Polarisation der τ-Leptonen zu bestimmen. Vor allem sind hier observable Größen wie die Flugrichtungen der Pionen oder deren Energieverteilung Υ eine praktikable Anwendung. Im realen Detektor ATLAS ist daher eine Tau-Substructure-Rekonstruktion notwendig, um die observablen Größen der Pionen getrennt zu rekonstruieren. Damit wird die Möglichkeit zur Polarisationsmessung deutlich erhöht.

6 Literatur

Literatur

[1] http://www.atlas.ch/

[2] David Griffiths, Einführung in die Elementarteilchenphysik
Akademie Verlag, Berlin 1996

[3] Povh, Rith, Scholz, Zetsche, Teilchen und Kerne, 8. Auflage
Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2009

[4] Perkins, Hochenergiephysik
Addison-Wesley, Bonn München 1990

[5] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Particle Physics Booklet
Extracted from the Review of Particle Physics, Phys. Rev. D 86, 010001, Juli 2012

[6] DELPHI Collaboration (P. Abreu (CERN) et al.), A Precise measurement of the tau polarization at LEP-1
Eur.Phys.J. C14 (2000) 585-611, Nov 1999. 50 pp.

[7] ALEPH Collaboration (A. Heister et al.), Measurement of the tau polarization at LEP
Eur.Phys.J. C20 (2001) 401-430, Mar 2001. 52 pp.

[8] L3 Collaboration (M. Acciarri et al.), Measurement of tau polarization at LEP
Phys.Lett. B429 (1998) 387-398, Feb 1998. 19 pp.

[9] OPAL Collaboration (G. Abbiendi et al.), Precision neutral current asymmetry parameter measurements from the tau polarization at LEP
Eur.Phys.J. C21 (2001) 1-21, Mar 2001. 36 pp.

[10] Basis modes and fit values(%) for the 2012 fit to τ branching fraction data.
http://pdg.lbl.gov/2012/reviews/rpp2012-rev-tau-branching-fractions.pdf

[11] 33. Monte Carlo particle numbering scheme
http://pdg.lbl.gov/2002/montecarlorpp.pdf

[12] Almenar, Czyczula, Cummings, Demers, Wang, Read: Measurement of Tau Polarization in W $\rightarrow \tau\mu$ Events with ATLAS
ATLAS NOTE, February 13, 2012

[13] Torbjörn Sjöstrand, Stephen Mrenna, Peter Skands:
A Brief Introduction to PYTHIA 8.1
arXiv:0710.3820 [hep-ph]

[14] Ingrid Deigaard, Measurement of the Tau Polarization in Z $\rightarrow \tau\tau$ Decays with the ATLAS Detector, Master Thesis, University of Copenhagen, 30 May 2012
http://cds.cern.ch/record/1464097

[15] Daniel Schmeier, Optimierung der Identifikation von Tau–Leptonen in supersymmetrischen Prozessen mit der schnellen Detektorsimulation Delphes
Bachelorarbeit, Universität Bonn, August 2010
http://lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/thesis/BScThesis_Schmeier.pdf

[16] Sebastian Fleischmann, Tau lepton reconstruction with energy ow and the search for R-parity violating supersymmetry at the ATLAS experiment
Dissertation, Universität Bonn, 2011
http://lhc-ilc.physik.uni-bonn.de/thesis/Thesis-Fleischmann.pdf

[17] http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/1/1c/Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg/440px-Standard_Model_of_Elementary_Particles-de.svg.png

[18] M.L. Perl, Evidence for Anomalous Lepton Production in e+-e- Annihilation
Phys. Rev. Lett. 35, 1489–1492 (1975)

[19] uni-tuebingen/mathematisch-naturwissenschaftliche-fakultaet//theoretische-physik/quantenfeldtheorie-und-elementarteilchenphysik/
http://www.uni-tuebingen.de/typo3temp/pics/92f3c572e1.jpg

[20] Yung-Su Tsai. Decay Correlations of Heavy Leptons in $e^+ + e^- \to l^+ + l^-$.
Phys. Rev. D, 4(9):2821-2837, 1971.

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

Bonn, den .....

Unterschrift .....