

**Studie zur Messung der CP-Eigenschaften des  
Higgs-Bosons in  $H \rightarrow \tau\tau$ -Zerfällen am  
ATLAS-Experiment**

Michael Hübner

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt im Physikalischen Institut

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

August 2014

---

# Danksagung

---

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Klaus Desch dafür bedanken, meine Arbeit in seiner Arbeitsgruppe verfassen zu können und meinem Betreuer Dr. Peter Wagner für seine Geduld und Hilfestellungen. Ein weiterer Dank gilt der gesamten Arbeitsgruppe für das gesamte Arbeitsklima. Für die Unterstützung während des gesamten Studiums danke ich ganz besonders meiner Familie und meiner Freundin.

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

---

# Inhaltsverzeichnis

---

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>   | <b>1</b>  |
| <b>2</b> | <b>Theorie</b>  | <b>3</b>  |
| 2.1      | Das Standardmodell . . . . .  | 3         |
| 2.2      | Das Higgs-Boson . . . . .   | 4         |
| 2.2.1    | Der Higgs-Mechanismus . . . . .   | 4         |
| 2.2.2    | Higgs-Produktionskanäle . . . . .   | 4         |
| 2.2.3    | Higgs-Zerfallskanäle . . . . .  | 5         |
| 2.3      | Gemessene Eigenschaften des Higgs-Bosons . . . . .  | 6         |
| 2.4      | Das $\tau$ -Lepton . . . . .  | 6         |
| 2.5      | Methode zur Messung des CP-Mischungswinkels in $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau \rho^- \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ -<br>Zerfällen . . . . . | 7         |
| <b>3</b> | <b>Der LHC und das ATLAS-Experiment</b>   | <b>11</b> |
| 3.1      | Der Large Hadron Collider . . . . .   | 11        |
| 3.2      | Der ATLAS-Detektor . . . . .  | 11        |
| 3.2.1    | Innerer Detektor . . . . .  | 13        |
| 3.2.2    | Kalorimetersystem . . . . .   | 13        |
| 3.2.3    | Magnetsystem . . . . .  | 13        |
| 3.2.4    | Myonspektrometer . . . . .  | 14        |
| 3.2.5    | Koordinatensystem . . . . .   | 14        |
| 3.3      | Taurekonstruktion am ATLAS-Experiment . . . . .   | 14        |
| 3.3.1    | CellBased . . . . .   | 15        |
| 3.3.2    | PanTau . . . . .  | 16        |
| <b>4</b> | <b>Resultate zu Auflösungseffekten der <math>\varphi^*</math>-Verteilung</b>  | <b>19</b> |
| 4.1      | $\varphi^*$ -Verteilung für wahre Pionen und $\tau$ -Leptonen . . . . .   | 20        |
| 4.2      | Auswirkung der Verwendung von rekonstruierten Größen auf die $\varphi^*$ -Verteilung . . . . .  | 21        |
| 4.2.1    | Einfluss rekonstruierter Pionen . . . . .   | 21        |
| 4.2.2    | Einfluss der Berechnung von $y_1 y_2$ in rekonstruierten Bezugssystemen . . . . .   | 23        |
| 4.2.3    | Zusammenfassung der einzelnen Auflösungseffekte . . . . .   | 26        |
| 4.3      | $\varphi^*$ -Verteilung für falsch rekonstruierte Zerfallsmoden der $\tau$ -Leptonen . . . . .  | 26        |
| <b>5</b> | <b>Simulation einer Higgs-CP-Analyse</b>  | <b>29</b> |
| 5.1      | Einfluss verschiedener kinematischer Schnitte auf die Verteilung . . . . .  | 29        |
| 5.2      | Effekt verschiedener Bezugssysteme auf die $\varphi^*$ -Verteilung . . . . .  | 30        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 5.3      | Simulation einer Messung auf Pseudo-/Skalarität . . . . .                                     | 33        |
| <b>6</b> | <b>Ergebnisdiskussion</b>   | <b>39</b> |
| <b>A</b> | <b>Anhang</b>   | <b>41</b> |
| A.1      | Einfluss des Standardschnitts auf rekonstruierte $\tau$ -Leptonen . . . . .                   | 41        |
| A.2      | $\varphi^*$ -Verteilungen für den Amplitudenvergleich verschiedener Rekonstruktionsstufen . . | 42        |
| A.3      | Weitere Abbildungen . . . . .   | 44        |
|          | <b>Literatur</b>  | <b>49</b> |
|          | <b>Abbildungsverzeichnis</b>  | <b>53</b> |
|          | <b>Tabellenverzeichnis</b>  | <b>55</b> |

---

## Einleitung

---

Durch die Entdeckung eines Higgs-ähnlichen Teilchens am LHC im Jahr 2012 [1] wurde einerseits das Standardmodell der Physik weiter in seiner Gültigkeit bestätigt. Andererseits eröffnet sich mit diesem Teilchen eine neue Möglichkeit, nach Physik jenseits des Standardmodells zu suchen oder auch nach Antworten auf Fragen, die das Standardmodell unbeantwortet lässt. So zum Beispiel die Frage nach der Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im heutigen Universum, die sich in der sogenannten CP-Verletzung manifestiert, welche allerdings in keiner so großen Größenordnung beobachtet wurde, dass diese Asymmetrie erklärt werden könnte. Das Higgs-Boson liefert nun einen neuen Ansatzpunkt, nach eben dieser CP-Verletzung zu suchen, die möglicherweise eine Erklärung liefern könnte. Bisherige Messungen haben zwar gezeigt, dass sich dem entdeckten Teilchen die Quantenzahlen  $J^{PC} = 0^{++}$  [2] zuordnen lassen, das Teilchen also skalar ist und eine gerade CP-Parität aufweist, jedoch sind diese Messungen noch nicht ausreichend, eine CP-Verletzung, also eine Mischung von skalaren und pseudo-skalaren Teilchen, vollständig auszuschließen. Diese Arbeit befasst sich mit einer Methode, die diese CP-Verletzung genauer vermessen soll. Diese Methode wird im Detail in Kapitel 2.5 vorgestellt. Dabei wird eine Winkelverteilung gemessen, welche durch eine CP-Verletzung verschoben wird. Nach einleitenden Erläuterungen in Kapitel 2 zur Theorie und in Kapitel 3 zum Experiment, auf dessen Basis die Simulationen durchgeführt wurden, wird in Kapitel 4 eine genaue Analyse der Auflösungseffekte auf diese Winkelverteilung am ATLAS-Experiment vorgenommen. Dazu wird zunächst die Methode anhand von wahren Monte Carlo-Teilchen validiert und anschließend Schritt für Schritt der Übergang zu rekonstruierten Teilchen, wie sie im Experiment gemessen werden, und realistischen Bedingungen vollführt. Außerdem wird der für eine Higgs-Analyse dominante Untergrund, welcher durch Z-Bosonen verursacht wird, untersucht. Anschließend wird in Kapitel 5 eine Messung des Higgs-Bosons auf Grundlage einer bereits durchgeführten Higgs-Analyse, vergleiche Referenz [3], simuliert. Diese Messung unterscheidet zwischen einer geraden und einer ungeraden CP-Parität. Dabei stellt sich heraus, dass bei Vernachlässigung des Z-Untergrundes die Aussage eines skalaren Higgs-Bosons mit einer Signifikanz von  $3\sigma$  ab einer Luminosität von etwa  $\mathcal{L} \approx 21 \text{ ab}^{-1}$  getroffen werden kann. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse noch einmal zusammengefasst und es wird ein Ausblick gegeben. Es gilt zu beachten, dass die Ergebnisse für eine bestimmte Methode ermittelt wurden und weitere Methoden zur Verfügung stehen, die in Kombination die Sensitivität steigern könnten.



# Theorie

## 2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist eine Theorie, welche die Physik der Elementarteilchen und der grundlegenden Kräfte (der elektromagnetischen, schwachen und starken Wechselwirkung) beschreibt. Die im Skalenbereich der Elementarteilchen vergleichsweise schwache Gravitationskraft wird hierbei nicht eingebunden. Da es sich um eine Eichtheorie handelt, lassen sich sogenannte Eichgruppen formulieren, welche in diesem Fall  $U(1)_Y$ ,  $SU(2)_L$  und  $SU(3)_C$  heißen und für die einzelnen Wechselwirkungen stehen. [4] In Abbildung 2.1 sind die Teilchen des Standardmodells inklusive einiger Informationen, wie zum Beispiel des Spins und der Ladung, gezeigt.

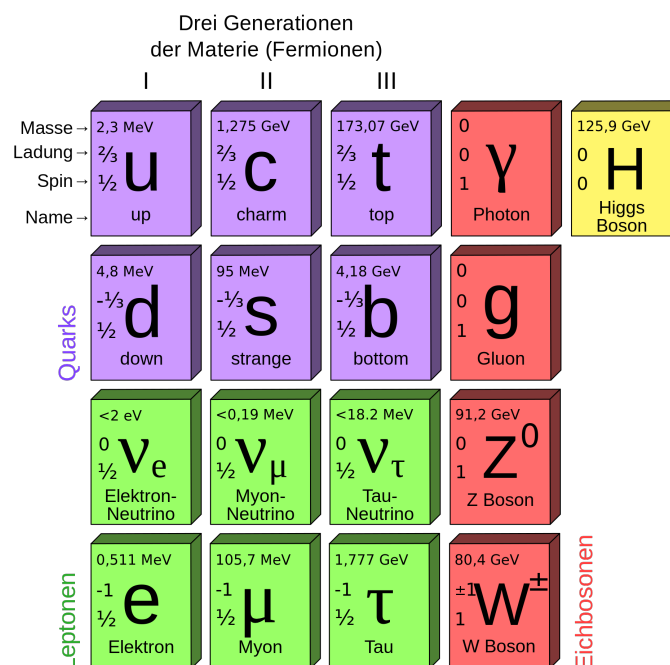


Abbildung 2.1: Bestandteile des Standardmodells. Gezeigt sind die Quarks, Leptonen und Austauschteilchen, auch das Higgs-Boson ist enthalten. Quelle: [5]

Einige fundamentale Erkenntnisse des SM sind, dass sich unter anderem die baryonische Materie aus den Quarks zusammensetzt und die Leptonenzahl innerhalb einer Generation immer erhalten bleiben muss. Die Eichbosonen aus Abbildung 2.1 werden auch Austauscheteilchen genannt, da sie die bereits erwähnten Wechselwirkungen vermitteln. So ist zum Beispiel das Gluon das Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung. Das Higgs-Boson gehört weder zu den Austauscheteilchen noch zu den Leptonen oder Quarks, stattdessen ist es ein Phänomen der notwendigen elektroschwachen Symmetriebrechung, also der Gruppen  $SU(2)_L \times SU(1)$ . Erst durch diese Symmetriebrechung werden dem Z- und den W-Bosonen Masse verliehen. [4] Das Standardmodell beschreibt zwar viele Phänomene korrekt, lässt aber auch einige Fragen bislang unbeantwortet. So liefert es zum Beispiel keine Erklärung für die Asymmetrie von Materie und Antimaterie im Universum, welche im direkten Zusammenhang mit der sogenannten CP-Paritätsverletzung steht. Bis dato ist die gemessene CP-Verletzung zu gering, um durch das Standardmodell diese Asymmetrie erklären zu können. [6]

## 2.2 Das Higgs-Boson

### 2.2.1 Der Higgs-Mechanismus

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über den Higgs-Mechanismus gegeben werden. Für detailliertere Informationen sei hier auf Kapitel 1 der Referenz [4] verwiesen. Eine wichtige Überlegung auf dem Weg zum Verständnis des Higgs-Bosons ist das sogenannte Goldstone-Theorem. Dieses besagt, dass für jede spontane Symmetriebrechung einer kontinuierlichen Symmetrie ein masseloses Spin-0-Teilchen entsteht. Im Fall des Higgs-Mechanismus erfolgt die spontane Symmetriebrechung in der elektroschwachen Wechselwirkung  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ . [4] Drei von vier Freiheitsgraden des Higgs-Feldes

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 - i\phi_2 \\ \phi_3 - i\phi_4 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

mit dem invarianten Produkt  $\phi^\dagger \phi = \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = \frac{1}{2}\phi_i \phi^i$ , [4] werden dabei gebrochen und die dadurch entstehenden Goldstone-Bosonen koppeln mit dem Z- und den W-Bosonen. Diese Kopplung wird dadurch erkennbar, dass die beobachteten Bosonen durch diese Symmetriebrechung eine longitudinale Spinkomponente und ihre Masse erhalten. Der vierte Freiheitsgrad erzeugt das Higgs-Boson. Die Lagrangefunktion des Higgs-Feldes kann folgendermaßen formuliert werden: [4]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \frac{1}{2}(\partial_\mu H)(\partial^\mu H) - V \\ &= \frac{1}{2}(\partial^\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4, \end{aligned} \quad (2.2)$$

wobei  $\lambda$  die Selbstkopplung,  $v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$  den Erwartungswert im Vakuum, mit dem Masseterm  $-\mu^2$ , und  $H$  das Higgs-Feld beschreibt.

### 2.2.2 Higgs-Produktionskanäle

Für die Entstehung eines Higgs-Bosons existieren eine Vielzahl von Produktionskanälen. In Abbildung 2.2 sind die Wirkungsquerschnitte einiger dieser Kanäle inklusive Fehler gezeigt. Der für diese

Arbeit relevante Wirkungsquerschnitt ist derjenige, der die Entstehung durch Gluon-Gluon-Fusion, oder auch kurz ggF, beschreibt. Dieser Prozess ist der vorherrschende am LHC, wie anhand der Wirkungsquerschnitte ersichtlich ist, und wird ebenfalls als Entstehungsprozess der Higgs-Bosonen in den simulierten Datensätzen verwendet. In Referenz [7] sind weitere Informationen über die einzelnen Produktionskanäle des Higgs-Bosons aufgeführt. Feynman-Diagramme zu den wichtigsten Produktionskanälen sind in Anhang A.3 in Abbildung A.5 zu finden.

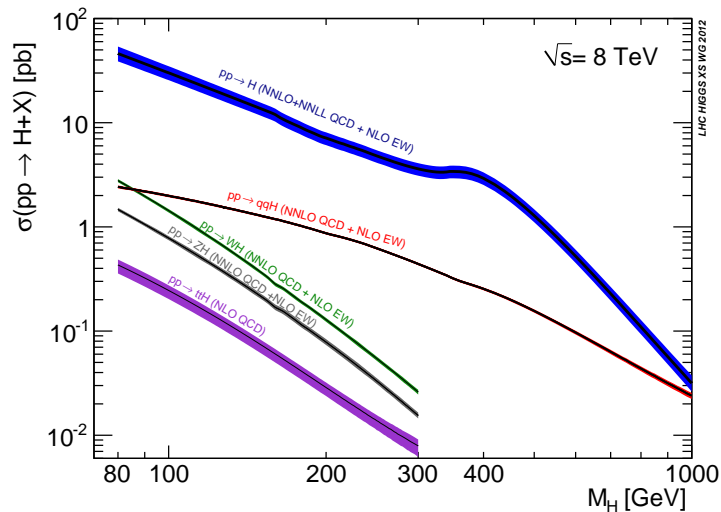


Abbildung 2.2: Wirkungsquerschnitte zur Produktion eines Higgs-Bosons. Der Fehler des jeweiligen Wirkungsquerschnitts ist durch die Breite der Linie indiziert. Quelle: [8]

### 2.2.3 Higgs-Zerfallskanäle

Ähnlich zu der Vielzahl an Entstehungsmöglichkeiten für ein Higgs-Boson, gibt es ebenso eine große Anzahl an Zerfallskanälen für dasselbe. In Abbildung 2.3 sind einige Zerfallsmode in Abhängigkeit der Higgs-Masse dargestellt. Da im Jahr 2012 eine Resonanz bei  $\sim 126$  GeV am LHC entdeckt wurde, bei der es sich höchstwahrscheinlich um das Higgs-Boson handelt [1], lässt sich aus Abbildung 2.3 ablesen, welche Zerfallskanäle die dominierenden für diese Resonanz sind.

In dieser Arbeit wird der Zerfall  $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$  betrachtet, auch wenn die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfall nicht die größte im betrachteten Massebereich ist. Der Vorteil dieses Zerfallskanals liegt einerseits darin, dass der sogenannte QCD-Untergrund hier geringer ist als beim Zerfall  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Andererseits lässt sich so direkt die Kopplung des Higgs-Bosons an Fermionen untersuchen. [9] Außerdem wird von einem neutralen Higgs-Boson erwartet, dass dieses mit steigender Fermionmasse stärker an das jeweilige Fermion koppelt, das bedeutet, es würde von den Leptonen am stärksten mit den  $\tau$ -Leptonen koppeln. [10] Der für diese Arbeit wichtigste Grund liegt darin, dass die entstehenden  $\tau$ -Leptonen auf dem sogenannten „tree-level“ an den Spin des Higgs-Bosons koppeln. [11] Das bedeutet, dass diese Kopplung bereits in der niedrigsten Ordnung des Feynman-Diagramms stattfindet und nicht erst durch Einbeziehung weiterer Ordnungen der Störungstheorie.

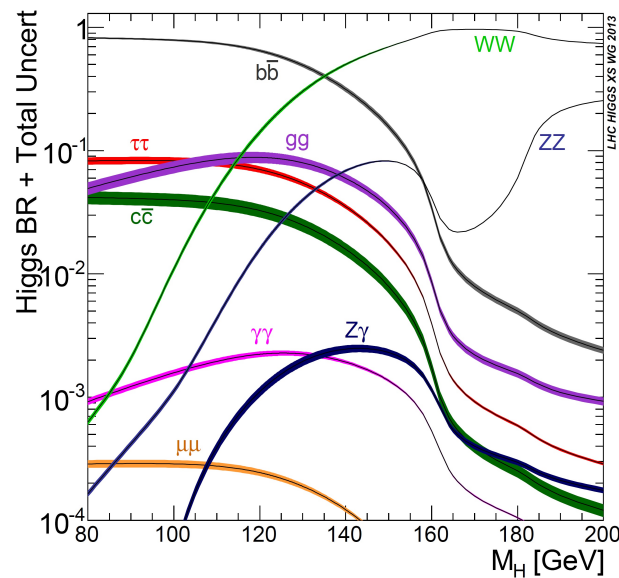


Abbildung 2.3: Zerfallskanäle des Higgs-Bosons in Abhängigkeit der Higgs-Masse. Relevant ist in diesem Fall der Bereich um  $M_H = 126$  GeV. Die Unsicherheit ist durch die Breite der Linie indiziert. Quelle: [7]

## 2.3 Gemessene Eigenschaften des Higgs-Bosons

Die vom ATLAS-Experiment gemessene Resonanz bei  $(126 \pm 0.4(\text{sys}) \pm 0.4(\text{stat}))$  GeV [1], welche innerhalb der Fehlergrenzen und in Kombination mit den Ergebnissen des CMS-Experiments [12] konsistent mit einem Standardmodell Higgs-Boson der Masse  $m_H = 125$  GeV ist, verhält sich in weiten Bereichen wie vom Standardmodell vorhergesagt. Weitere Messungen zeigen, dass die Eigenschaften des gefundenen Teilchens kompatibel mit denen eines skalaren Higgs-Bosons sind. Das bedeutet, dass die Quantenzahlen  $J^{PC} = 0^{++}$  mit den bisherigen Messungen plausibel erscheinen, was bedeuten würde, dass das gefundene Higgs-Boson eine gerade CP-Parität aufweist. [2] Allerdings sind diese Messungen noch nicht ausreichend, um eine sogenannte CP-Mischung, also eine CP-verletzende Mischung von skalarem und pseudoskalarem Higgs-Boson, vollständig auszuschließen. Eine genaue Vermessung dieser vermuteten CP-Verletzung ist von besonderem Interesse, da diese weiterführend zur bereits entdeckten CP-Verletzung, von zum Beispiel B-Mesonen, wäre und somit einen essentiellen Beitrag zur Erklärung der Materie-Antimaterie-Asymmetrie liefern könnte. [2] Eine Erweiterung des Standardmodells, das Minimal Supersymmetric Standardmodell (MSSM), gibt Zugang zu neuen Ursachen der CP-Verletzung durch neue Parameter und würde eine effektive Messung derselben ermöglichen, da in diesem Modell die CP-Verletzung bereits auf dem „tree-level“ zu Tage tritt. [2]

## 2.4 Das $\tau$ -Lepton

Dieser Abschnitt soll eine kurze Einführung in die für diese Arbeit wichtigsten Eigenschaften des  $\tau$ -Leptons geben. Weitere Informationen über das  $\tau$ -Lepton sind in Referenz [13] zu finden. Aufgrund einer Lebensdauer der  $\tau$ -Leptonen von etwa 291 fs [13], sind sie nicht selber in den Detektoren am LHC nachzuweisen, da sie zuvor zerfallen. Stattdessen werden die Zerfallsprodukte registriert und von diesen auf die  $\tau$ -Leptonen zurückgeschlossen. Der hier verwendete Zerfallsmodus der Leptonen lautet  $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ , welcher auch als 1p1n bezeichnet wird. Dieser bietet sich zum einen wegen seiner, im

2.5 Methode zur Messung des CP-Mischungswinkels in  
 $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau \rho^- \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ -Zerfällen

---

Vergleich zu den anderen Zerfallsmoden, großen Wahrscheinlichkeit von 25,52% an [13], zum anderen lässt sich mit Hilfe des neutralen Pions die Zerfallsebene des  $\tau$ -Leptons, welche für Polarisationsanalysen wichtig ist, besser rekonstruieren als mit nur einem geladenen Pion. Generell ist der hadronische Zerfallskanal gegenüber dem leptonischen Zerfallskanal von Vorteil, da im hadronischen nur ein Neutrino, im leptonischen hingegen zwei Neutrinos pro Tau entstehen, welche nicht gemessen werden können.

## 2.5 Methode zur Messung des CP-Mischungswinkels in

### $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau \rho^- \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ -Zerfällen

Die Theorie zur verwendeten Methode ist in den Referenzen [14] und [15] zu finden. Die Methode selber ist in Referenz [15] beschrieben. Zur Untersuchung des Higgs-Bosons auf CP-verletzende Eigenschaften wird ausgenutzt, dass für die betrachteten Higgs-Zerfälle zu  $\tau$ -Leptonen die Zerfallswahrscheinlichkeit des Higgs-Bosons direkt proportional zu den Spineigenschaften der entstehenden  $\tau$ -Leptonen ist. Somit kann aus

$$\Gamma(H/A^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-) \propto 1 - s_{\parallel}^{\tau^+} s_{\parallel}^{\tau^-} \pm s_{\perp}^{\tau^+} s_{\perp}^{\tau^-} \quad (2.3)$$

direkt auf die Parität des Higgs-Bosons geschlossen werden. [14] Dabei sind die Polarisationsvektoren  $s_{\parallel,\perp}^{\tau^\pm}$  in ihren jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystemen definiert, wobei die z-Achse in Flugrichtung des  $\tau^-$  zeigt. Bei dieser Methode sollen die  $\tau$ -Leptonen in folgende Endprodukte zerfallen:  $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_{\tau,\bar{\tau}} \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_{\tau,\bar{\tau}}$ , wobei das Antitauneutrino bei einem zerfallenden  $\tau^+$  entsteht und das Tauneutrino entsprechend bei einem zerfallendem  $\tau^-$ . In diesem Zerfallsmodus kann die Zerfallswahrscheinlichkeit des Higgs-Bosons nun insgesamt folgendermaßen notiert werden, wobei aus Konsistenzgründen der Winkel  $\phi^*$  aus Referenz [14] hier mit  $\varphi^*$  notiert wird: [14]

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(H/A^0 \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau \rho^- \nu_\tau)}{d \cos \theta^+ d \cos \theta^- d\varphi^*} = \frac{1}{8\pi} \left[ 1 + \frac{(m_\tau^2 - 2Q^2)^2}{(m_\tau^2 + 2Q^2)^2} [\cos \theta^- \cos \theta^+ \mp \sin \theta^+ \sin \theta^- \cos \varphi^*] \right]. \quad (2.4)$$

Dabei ist  $Q^2$  die hadronische Masse des Systems der  $\rho^\pm$ . Der Faktor, welcher die hadronische Masse enthält, bewirkt allerdings nur eine flachere Amplitude der Gesamtverteilung und lässt die Form an sich unbeeinflusst. Die Winkel  $\theta^\pm$  sind die Polarwinkel des jeweiligen  $\rho^\pm$  zur definierten z-Achse durch das  $\tau^-$ . Der Azimuthwinkel  $\varphi^*$  ist zugleich der Winkel zwischen den beiden Zerfallsebenen, auch als Akoplanarität bezeichnet, die durch die Zerfallsprodukte der  $\rho^\pm$  aufgespannt werden. Siehe dazu auch Abbildung 2.4.

Durch Ausintegrieren der nicht messbaren Polarwinkel in Formel 2.4 wird dieselbe auf das Wichtigste, nämlich die Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi^*$ , reduziert: [14]

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(H/A^0 \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau \rho^- \nu_\tau)}{d\varphi^*} = \frac{1}{2\pi} \left[ 1 \mp \frac{(m_\tau^2 - 2Q^2)^2}{(m_\tau^2 + 2Q^2)^2} \frac{\pi^2}{16} \cos \varphi^* \right]. \quad (2.5)$$

Die möglichen CP-verletzenden Eigenschaften des Higgs-Bosons können nun über den sogenannten Mischungswinkel  $\phi$  in Formel 2.3 berücksichtigt werden, sodass folgender Zusammenhang entsteht: [15]

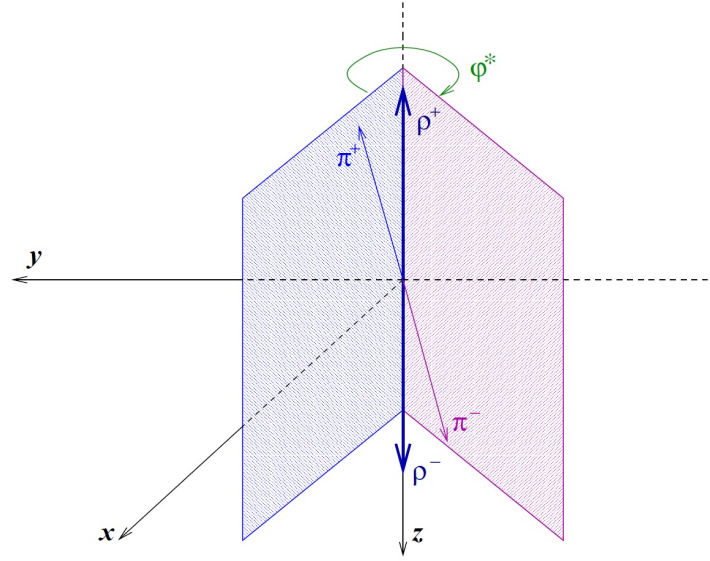


Abbildung 2.4: Veranschaulichung des Azimuthwinkels  $\varphi^*$  zwischen den Zerfallsebenen der  $\rho^\pm$ -Mesonen. Quelle: [15]

$$\Gamma(h_{mix} \rightarrow \tau^+ \tau^-) \propto 1 - s_{\parallel}^{\tau^+} s_{\parallel}^{\tau^-} \pm s_{\perp}^{\tau^+} R(2\phi) s_{\perp}^{\tau^-} \quad (2.6)$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma(h_{mix} \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau \rho^- \nu_\tau)}{d\varphi^*} \propto a \cdot \cos(\varphi^* - 2\phi). \quad (2.7)$$

Der Fall eines skalaren Higgs-Bosons wäre dabei durch  $\phi = 0$  realisiert und der Fall eines pseudoskalaren Higgs durch  $\phi = \frac{\pi}{2}$ . Der maximal CP-verletzende Fall entspräche einem Mischungswinkel von  $\phi = \frac{\pi}{4}$ . [15] Die Sensitivität des gewählten Zerfallskanals kann weiter verbessert werden, indem der polarimetrische Vektor im  $\tau$ -Bezugssystem verwendet wird. Dieser ist gegeben durch [14]

$$h^i = \mathcal{N} (2(q \cdot N)q^i - q^2 N^i), \quad (2.8)$$

wobei im  $\tau$ -Bezugssystem gilt:  $q \cdot N = (E_{\pi^\pm} - E_{\pi^0})m_\tau$ .  $q$  ist in diesem Fall die Differenz der 4-Vektoren der geladenen und neutralen Pionen,  $\mathcal{N}$  ein Normierungsfaktor und  $N$  der 4-Vektor des Neutrinos. [14] Auf Grund dieser Erkenntnis lassen sich die folgenden beiden Variablen definieren: [15]

$$y_1 = \frac{E_{\pi^+} - E_{\pi^0}}{E_{\pi^+} + E_{\pi^0}}, \quad (2.9)$$

$$y_2 = \frac{E_{\pi^-} - E_{\pi^0}}{E_{\pi^-} + E_{\pi^0}}.$$

Diese werden im jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystem berechnet und können als Energieasymmetrie zwischen den geladenen und ungeladenen Pionen der zerfallenden  $\rho$ -Mesonen aufgefasst werden. Weiterhin werden sie dazu benötigt, die  $\varphi^*$ -Verteilung in zwei unterschiedliche Kategorien einzuteilen, einmal

2.5 Methode zur Messung des CP-Mischungswinkels in  
 $H \rightarrow \tau^+ \tau^- \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau \rho^- \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^0 \bar{\nu}_\tau \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ -Zerfällen

---

Ereignisse mit  $y_1 y_2 > 0$  und einmal mit  $y_1 y_2 < 0$ . Der akoplanare Winkel  $\varphi^*$  wird folgendermaßen berechnet: [15]

- alle 4-Vektoren der Pionen und Rhomesonen in das Ruhesystem des  $\rho^+ \rho^-$ -Systems boosten.
- Berechnung der zu den Zerfallsebenen orthogonalen Vektoren:

$$\vec{n}_\pm = \pm \vec{p}_{\pi^\pm} \times \vec{p}_{\rho^\pm}. \quad (2.10)$$

- Berechnung von  $\varphi^*$ :

$$\cos \varphi^* = \frac{\vec{n}_+ \cdot \vec{n}_-}{|\vec{n}_+| |\vec{n}_-|}. \quad (2.11)$$

- Unterscheidung von Ereignissen mit  $y_1 y_2 > 0$  und  $y_1 y_2 < 0$ .
- Zusammenführung der beiden Ereigniskategorien durch Umdefinierung von  $\varphi^*$  für  $y_1 y_2 < 0$ :

$$\begin{aligned} \varphi^* + \pi, & \quad \text{falls } 0 < \varphi^* < \pi \\ \varphi^* - \pi, & \quad \text{falls } \pi < \varphi^* < 2\pi. \end{aligned} \quad (2.12)$$

In Punkt 2 der obigen Aufzählung ist  $\pi^0$  das neutrale Pion zum jeweiligen geladenen Pion aus dem Rhozerfall. Für die Berechnung dieser Normalenvektoren werden die Impulskomponenten der 4-Vektoren verwendet, wie bereits durch die Vektorpfeile angedeutet ist. Beachtet man die graphische Definition des Winkels  $\varphi^*$  in Abbildung 2.4, ist es notwendig den Normalenvektor zur Zerfallsebene mit dem negativ geladenen Pion mit einem negativen Vorzeichen zu versehen. Ansonsten ist der berechnete Winkel zwischen den Ebenen in der gezeigten Konstellation  $0^\circ$ , obwohl die Ebenen in einem Winkel von  $180^\circ$  zueinander stehen. Dies liegt daran, dass ohne das negative Vorzeichen vor dem einen Normalenvektor beide Normalenvektoren in der erwähnten Konfiguration parallel zueinander stehen.



---

## Der LHC und das ATLAS-Experiment

---

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über den LHC und das ATLAS-Experiment gegeben werden, die als Grundlage für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen dienen. Dazu werden die einzelnen Komponenten des Detektors kurz beschrieben, sowie das Koordinatensystem und die verwendete Taurekonstruktion. Für nähere Informationen über den LHC sei hier auf zum Beispiel Referenz [16] verwiesen. Für weitere Informationen über das ATLAS-Experiment sei unter anderem auf die Referenz [17] verwiesen.

### 3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider, kurz LHC genannt, ist ein Ringbeschleuniger am CERN, Kurzform für die französische Bezeichnung „Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire“, und befindet sich in Genf. Er ist der momentan größte Teilchenbeschleuniger mit einem Kreisumfang von etwa 27 km. [16] Außerdem soll mit diesem ab 2015 die höchste Schwerpunktsenergie, die jemals bei Teilchenkollisionen erreicht wurde, mit nominell  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  erzeugt werden. Ziele der Forschungen am LHC sind unter anderem die Entdeckung des Higgs-Bosons, siehe dazu auch Kapitel 2.3, und die Suche nach Phänomenen jenseits des Standardmodells, die Hinweise auf neue Physik liefern. Dazu wird eine instantane Luminosität von etwa  $\mathcal{L} = 1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  angepeilt, die den folgenden Zusammenhang mit der Anzahl an registrierten Ereignissen  $N$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  aufweist:

$$N = \sigma \cdot \int \mathcal{L} dt. \quad (3.1)$$

Angestrebt sind Kollisionen von Teilchenpaketen alle 25 ns. [16] In Abbildung 3.1 ist eine schematische Darstellung des LHC mit den Positionen der größten Experimente gezeigt.

### 3.2 Der ATLAS-Detektor

Der ATLAS<sup>1</sup>-Detektor ist einer von sieben Detektoren am LHC. Er basiert auf dem Konzept möglichst viele Ereignisse zu detektieren und somit möglichst universell nach neuen Phänomenen suchen zu können. Dazu sind die einzelnen Komponenten des Detektors komplementär zueinander, das heißt sie sind

---

<sup>1</sup> ATLAS ist die Abkürzung für „A Torodial LHC Apparatus“.

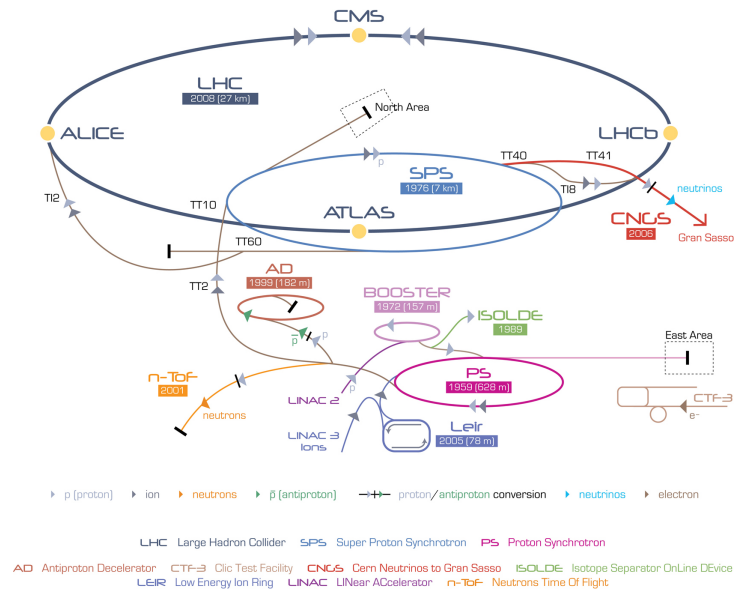


Abbildung 3.1: Darstellung des Large Hadron Colliders am CERN. Quelle: [18]

besonders sensibel für verschiedene Arten von Teilchen. Neutrinos allerdings können nicht mit dem ATLAS-Detektor untersucht werden, da diese lediglich schwach wechselwirken und für eine Messung der Neutrinos deutlich mehr Material notwendig wäre. Da nur die einzelnen Quarks der Protonen und nicht die gesamten Protonen bei solch hohen Energien wie am LHC miteinander kollidieren, ist die exakte Energie der beiden Kollisionspartner nicht bekannt und es kann nur eine Abschätzung über die von den Neutrinos getragene Energie als fehlende transversale Energie getroffen werden. Der Detektor selber wiegt ungefähr 7000 t, ist etwa 25 m im Durchmesser groß und circa 44 m lang. [17] Eine Darstellung des ATLAS-Experiments ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

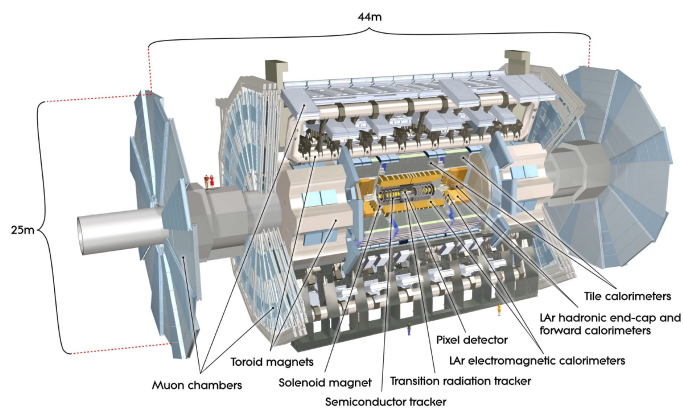


Abbildung 3.2: Darstellung des ATLAS-Experiments am LHC. Quelle: [17]

### 3.2.1 Innerer Detektor

Der innere Detektor befindet sich direkt um den Strahlengang des Protonenstrahls und ist von Spulenmagneten umgeben, die ein Magnetfeld der Stärke 2 T erzeugen. [17] Auf diese Weise werden die Bahnen geladener Teilchen durch die Lorentzkraft gekrümmt, wodurch ein Rückschluss auf den Impuls der Teilchen möglich wird. Die Aufgabe des inneren Detektors ist die Rekonstruktion eben dieser Bahnen, oder auch Spuren. Dazu lässt dieser Teil des Detektors sich ebenfalls in drei verschiedene Teile unterteilen. Zum einen der Pixeldetektor direkt am Strahlengang, der in drei konzentrischen Lagen angeordnet ist. Dieser besteht aus Silicium, ist vom Prinzip her ein Halbleiterdetektor und soll eine äußerst genaue Ortsauflösung liefern, wodurch auch eine Rekonstruktion von sogenannten Vertices möglich wird, also Orten, an denen Teilchen zerfallen beziehungsweise entstehen. Die nächste Komponente des inneren Detektors ist der Halbleitertracker, SCT (Semi-Conductor Tracker), funktioniert nach einem ähnlichen Prinzip wie der Pixeldetektor, ist jedoch in länglichen Streifen angeordnet und nicht in Pixeln. Der äußerste Teil des Detektors ist der sogenannte „Transition Radiation Tracker“, kurz TRT, welcher auf zwei Prinzipien basiert. Geladene Teilchen ionisieren in mit Gas gefüllten Kammern dasselbe, wodurch ihre Bahn mit einer geringeren Auflösung als in den beiden vorhergehenden Komponenten gemessen werden kann. Diese Ionisation wird durch Übergangsstrahlung verstärkt. Übergangsstrahlung wird von geladenen Teilchen hervorgerufen, die einen Übergang zwischen zwei unterschiedlichen Materialien durchqueren. [17]

### 3.2.2 Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem dient dazu, die Energie der bei den Kollisionen entstehenden Teilchen zu vermessen. Dazu ist dieser Bereich zweigeteilt. Auf die Spulenmagneten, die den Trackerbereich umgeben, folgt zunächst das elektromagnetische Kalorimeter, EKal, welches hauptsächlich Teilchen detektiert, die elektromagnetisch wechselwirken. Dazu gehören zum Beispiel Photonen und Elektronen. Darauf folgt das hadronische Kalorimeter, HKal, welches Teilchen detektiert, die über die starke Wechselwirkung in Erscheinung treten. Aus diesem Grund muss im HKal auch deutlich mehr Material verbaut werden, damit die Teilchen auch ihre gesamte Energie in den Kalorimetern deponieren können und so eine möglichst genaue Messung derselben möglich ist. Für das elektromagnetische Kalorimeter ist eine Auflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,1 \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \times 0,017 \quad (3.2)$$

angestrebt, wobei für das hadronische Kalorimeter die angestrebten Parameter

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,5 \sqrt{\text{GeV}}}{\sqrt{E}} \times 0,03 \quad (3.3)$$

lauten. [17] Wie zu erkennen ist, ist die Energieauflösung für das elektromagnetische Kalorimeter deutlich besser als für das hadronische Kalorimeter.

### 3.2.3 Magnetsystem

Ein Teil des Magnetsystems befindet sich direkt um den Trackerbereich, damit in diesem Bereich das Magnetfeld möglichst homogen ist. Des Weiteren befindet sich außerhalb der Kalorimeter ein weiterer Magnetbereich, der jedoch nicht aus Spulen besteht, sondern eine toroidale Form besitzt. [17] Das

so erzeugte Magnetfeld ist nicht vollständig homogen, eine andere Realisierung wäre allerdings aus Kostengründen nicht möglich gewesen.

#### 3.2.4 Myonspektrometer

Das Myonspektrometer bewältigt zwei Aufgaben. Zum einen soll der Impuls der Myonen, die den gesamten Detektor durchlaufen können und als Einzige diesen Teil des Detektors erreichen, wie schon im Trackerbereich mit Hilfe des Magnetfeldes und der dadurch entstehenden Krümmung der Bahn bestimmt werden. Und zum anderen sind Auslöser, sogenannte Trigger, verbaut, die eine sehr gute Zeitauflösung besitzen und eine erste Entscheidungsstufe bilden sollen, ob ein Ereignis von Interesse ist oder nicht und damit, ob es gespeichert wird oder nicht. [17]

#### 3.2.5 Koordinatensystem

Das Koordinatensystem am ATLAS-Experiment lässt sich folgendermaßen charakterisieren: Die Strahlachse des Protonenstrahls entspricht der Z-Achse, wobei der Kollisionspunkt dem Koordinatenursprung  $(0, 0, 0)$  entspricht. [17] Zur Beschreibung der Richtung detektierter Teilchen gibt es einerseits die Möglichkeit den Azimutwinkel  $\phi$  und den Polarwinkel  $\theta$  zu verwenden oder alternativ zum Polarwinkel die sogenannte Pseudorapidität [17]

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (3.4)$$

Es ist üblich als Maß für den Abstand zweier Teilchen im Detektor die Variable [17]

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.5)$$

zu verwenden.

### 3.3 Taurekonstruktion am ATLAS-Experiment

Im Folgenden soll ein kleiner Einblick in die Rekonstruktion der für diese Arbeit wichtigen  $\tau$ -Leptonen gegeben werden. Die verwendeten Algorithmen CellBased und PanTau basieren darauf, die Substruktur hadronisch zerfallender  $\tau$ -Leptonen zu rekonstruieren, das bedeutet, dass die einzelnen Zerfallsprodukte von Interesse sind. Hadronisch zerfallende Taus zeichnen sich dadurch aus, dass die einzelnen Zerfallsprodukte zueinander ausgerichtet sind, also innerhalb eines gewissen Kegels gefunden werden. Des Weiteren lassen sich diese Leptonen darüber identifizieren, dass transversale Energie fehlt, die von dem jeweils beim Zerfall entstehenden Anti-/Tauneutrino getragen wird und aus eben diesem Grund nicht detektiert werden kann. Schlussendlich weisen hadronisch zerfallende Taus eine überschaubare Anzahl an geladenen Teilchen auf, wie anhand der Zerfallsmoden in Referenz [19] zu erkennen ist. Es dominieren Zerfälle mit einem beziehungsweise drei geladenen Zerfallsprodukten. Dadurch, dass die beiden Algorithmen die Substruktur rekonstruieren und somit auch die Anzahl und Energie der neutralen Pionen, oder auch  $\pi^0$ , lassen sich zwei große Vorteile gewinnen. Zum einen lässt sich auf diese Weise der Vierervektor der  $\tau$ -Leptonen präziser als ohne die Informationen der  $\pi^0$  bestimmen und zum anderen ist so überhaupt erst eine genaue Aussage über den Zerfallskanal des Taus möglich. Diese Information ist in dieser Arbeit von besonderem Interesse, da  $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_{\tau,\bar{\tau}} \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_{\tau,\bar{\tau}}$ -Zerfälle betrachtet werden. Für detailliertere Informationen über die Algorithmen CellBased und PanTau sei hier auf die Referenzen [20] beziehungsweise [21] verwiesen.

### 3.3.1 CellBased

Das Grundprinzip des CellBased-Algorithmus lässt sich am einfachsten am Beispiel eines sogenannten  $1p1n$ -Zerfalls verdeutlichen, also eines Zerfalls des  $\tau$ -Leptons in ein geladenes und ein neutrales Pion. Ein solcher ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt wie er in den einzelnen Detektorkomponenten zu sehen wäre. Hierbei ist es wichtig zu beachten, dass neutrale Pionen vornehmlich in zwei Photonen zerfallen und somit so gut wie ausschließlich im elektromagnetischen Kalorimeter detektiert werden und somit die Annahme berechtigt ist, die gesamte im hadronischen Kalorimeter detektierte Energie stamme von den geladenen Pionen.

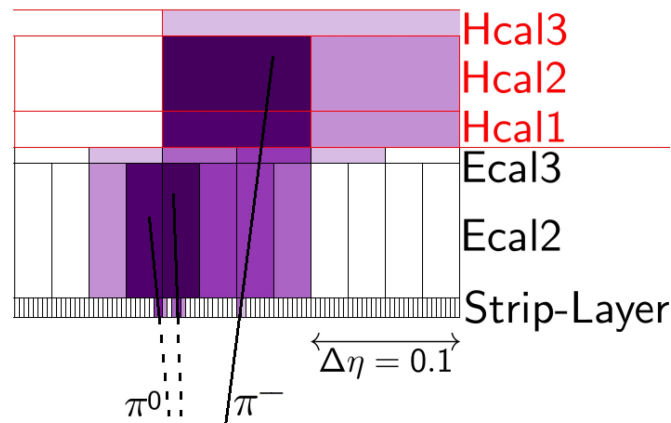


Abbildung 3.3: Darstellung eines  $1p1n$ -Zerfalls im Detektor. Die Helligkeit der einzelnen Zellen deutet an wie viel Energie in der jeweiligen deponiert wurde. Quelle: [20]

Zuallererst wird die Energie der geladenen Pionen im hadronischen Kalorimeter ermittelt, indem die gesamte Energie von Zellen in einem Kegel von  $\Delta R = 0,2$ , die zu einer Anhäufung von Zellen, in denen Energie detektiert wird, gehören, berücksichtigt wird. Die Bedingung, dass die einzelnen Zellen zu einer gewissen Anhäufung von Zellen, oder auch Cluster genannt, gehören sollen, dient dazu, Rauschen von einzelnen Zellen zu unterdrücken. Mit Hilfe der Spur des geladenen Pions kann nun die Energie, die im elektromagnetischen Kalorimeter deponiert wurde, abgeschätzt werden nach [20]:

$$E_{EKal}^{abschätzung} = p_{spur} - E_{HKal}. \quad (3.6)$$

Die so ermittelte Energie wird von der Gesamtenergie im interessanten Bereich des elektromagnetischen Kalorimeters subtrahiert und die verbleibende Energie wieder zu Clustern zusammengeführt. Anschließend wird diese Energie durch Gewichtung auf die einzelnen Schichten des Kalorimeters aufgeteilt und mit einer weiteren Gewichtung auf die einzelnen Zellen in den einzelnen Schichten. Da man sich nicht sicher sein kann, dass die nun verteilte Energie auch wirklich nur von neutralen Pionen stammt, vergleiche dazu Abbildung 3.4 aus dem nächsten Abschnitt 3.3.2, sondern auch sogenannte Pile ups<sup>2</sup> möglich sind, kann zum Beispiel ein  $\eta$ -abhängiger Schnitt auf die transversale Energie angewendet werden, um diese Ereignisse zu minimieren. Die verbleibende Aufgabe ist nun die Identifizierung von den tatsächlichen  $\pi^0$ . Dazu werden verschiedene Variablen betrachtet, die für neutrale Pionen und Untergrundereignisse verschiedene Verteilungen besitzen, sodass eine Unterscheidung möglich wird. Solche Variablen können zum Beispiel die Position in  $\eta$ , die Form der Cluster oder die Zellenergien in den Clustern

<sup>2</sup> Ereignisse, die so zeitnah zum eigentlich betrachteten Ereignis stattfinden und deren Teilchen im gleichen Bereich detektiert werden, dass eine Unterscheidung zunächst schwierig ist.

sein. Diese Variablen werden in einem sogenannten „Boosted Decision Tree“ (BDT) zusammengefasst, um eine möglichst verlässliche Unterscheidung zwischen den  $\pi^0$  und dem Untergrund zu erhalten. Die Leistung des CellBased-Algorithmus ist zum Beispiel von dem Zerfallskanal des  $\tau$ -Leptons abhängig. Je mehr neutrale Pionen bei einem Zerfall identischer Gesamtenergie entstehen, desto weniger Energie entfällt auf jedes einzelne von ihnen. Dadurch kann es passieren, dass ein  $\pi^0$  zum Beispiel den  $\eta$ -abhängigen Schnitt auf die Transversalenergie nicht erfüllt. [20]

### 3.3.2 PanTau

Der PanTau-Algorithmus setzt da an, wo der CellBased-Algorithmus an seine Grenzen stößt. Dazu werden weitere Variablen zur Unterscheidung von Untergrund und Signal berücksichtigt, wie zum Beispiel der Winkel zwischen dem geladenen und neutralen Pion in einem  $1p1n$ -Zerfall, oder die erwartete Anzahl an Photonen im gesamten Tauzerfall. Als Beispiel eines falsch klassifizierten Zerfalls durch CellBased ist ein  $1p1n$ -Zerfall in Abbildung 3.4 gezeigt. Unter anderem könnte die Schauerform des Pile ups dazu beitragen, dass dieser Zerfall falsch eingeordnet wurde.

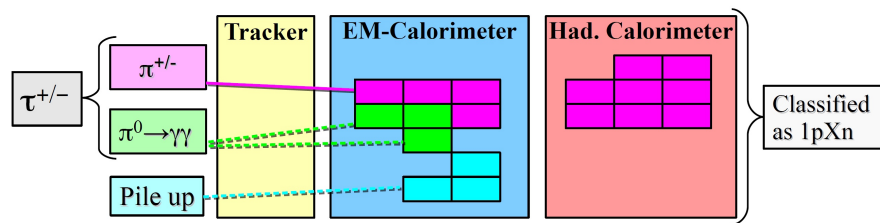
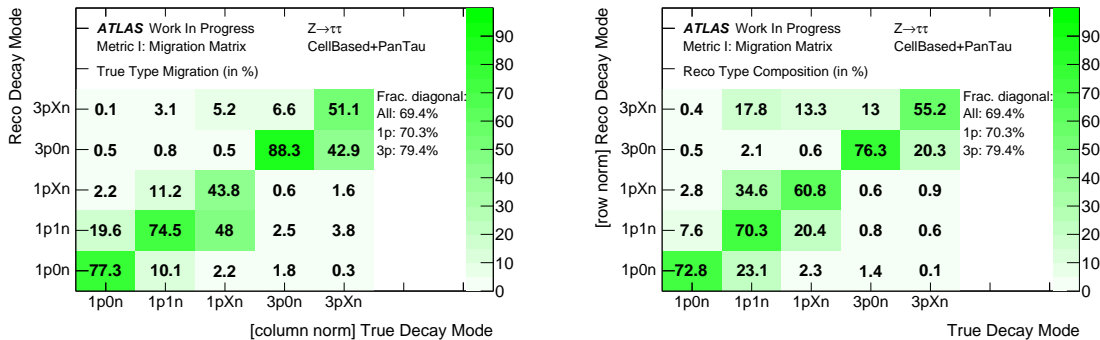


Abbildung 3.4: Darstellung eines  $1p1n$ -Zerfalls im Detektor, der fälschlicherweise als  $1pXn$  klassifiziert wurde. Die einzelnen Detektorkomponenten sind nicht maßstabsgetreu dargestellt. Quelle: [21]

Diese Einordnung zu korrigieren ist das Ziel von PanTau. Die sogenannte Tau-ID soll  $\tau$ -Leptonen, die fälschlicherweise als solche identifiziert wurden, auch als falsch identifizierte erkennen. Diese falschen Taus können in Wirklichkeit zum Beispiel Jets sein, die durch andere Ereignisse entstehen, die nicht in Zusammenhang mit der Produktion der Taus stehen. Dazu werden auch rekonstruierte Objekte in einem Kegel um die Tauachse des Bereichs  $0,2 < \Delta R < 0,4$  betrachtet. Diese Objekte spielen jedoch keine Rolle in der Rekonstruktion des Zerfallsmodus und des Viervektors des  $\tau$ -Leptons. Zur Rekonstruktion dieser Größen betrachtet PanTau wie schon CellBased rekonstruierte Teilchen, im Folgenden als PFOs<sup>3</sup> bezeichnet, die in einem Kegel von  $\Delta R = 0,2$  liegen. Diese PFOs werden in mehrere Kategorien eingeteilt. Geladene PFOs müssen eine Ladung, das heißt eine Krümmung in ihrer Spur, und mindestens einen Transversalimpuls in der Spur von  $p_T > 1 \text{ GeV}$  aufweisen. Dadurch wird sichergestellt, dass es sich nicht um Spuren handelt, die zum Beispiel durch Pile up verursacht wurden. Neutrale PFOs müssen einen  $\eta$ -abhängigen Schnitt auf die transversale Energie erfüllen, um als Kandidat auf ein  $\pi^0$  zu gelten. Bei den neutralen PFOs wird zusätzlich zwischen  $\pi^0$ -PFOs und nicht- $\pi^0$ -PFOs unterschieden, welche sich darin unterscheiden, die Identifikation als  $\pi^0$  im CellBased-Algorithmus erfolgreich durchlaufen zu haben beziehungsweise nicht als solche identifiziert wurden. Äußere neutrale und geladene PFOs sind solche, die im Bereich von  $0,2 < \Delta R < 0,4$  liegen und nur zur Identifizierung von zum Beispiel Jets dienen, die ansonsten als Taus eingestuft werden würden. Für die gesamte Zusammensetzung des möglichen Taus wird die Konvention  $R_{ijk}$  als Bezeichnung für die Zusammensetzung des Kandidaten aus geladenen PFOs,  $\pi^0$ -PFOs und nicht- $\pi^0$ -PFOs eingeführt.  $i$  steht hierbei für die Anzahl der geladenen

<sup>3</sup> Englische Bezeichnung für rekonstruierte Teilchen, die nicht weiter klassifiziert wurden: Particle Flow Object.

PFOs und kann im Fall von PanTau die Werte 1 oder 3 annehmen.  $j$  steht für die Anzahl an  $\pi^0$ -PFOs, wobei mehr als eins dieser PFOs durch ein X gekennzeichnet wird. Zu guter Letzt steht  $k$  für die Anzahl an nicht- $\pi^0$ -PFOs, wobei jede Anzahl größer Null ebenfalls mit einem X gekennzeichnet wird. Das größte Potential den richtigen Zerfallsmodus zu finden, liegt im Vergleich zwischen  $1p0n$  und  $1p1n$ , zwischen  $1p1n$  und  $1pXn$  und zwischen  $3p0n$  und  $3pXn$ , wobei die Bezeichnung  $3pXn$  bereits beim Vorhandensein eines neutralen Pions verwendet wird. Wird weder ein  $\pi^0$ - noch ein nicht- $\pi^0$ -PFO registriert, kommen als Zerfallsmoden nur  $1p0n$  oder  $3p0n$  in Frage, ohne die Chance zum Beispiel  $1p1n$  zu erhalten, falls das neutrale Pion zu wenig Energie für den Schnitt auf die Transversalenergie aufgewiesen hat. Der Test  $1p0n$  gegen  $1p1n$  wird jeweils für die Zusammensetzung R10X und R110 angewandt, der Test  $1p1n$  gegen  $1pXn$  für R11X und R1XX und der Test  $3p0n$  gegen  $3pXn$  für R30X und R3XX. Auf diese Weise werden die wahrscheinlichsten Zerfallsmoden miteinander verglichen, indem Variablen wie die erwartete Gesamtzahl an Photonen im Tauzerfall betrachtet werden und Wahrscheinlichkeiten basierend auf jeder dieser Variablen den beiden Zerfallsmoden zugeordnet werden. Die insgesamt erhaltenen Wahrscheinlichkeiten der beiden Zerfallsmoden für einen Test werden miteinander verglichen und dem  $\tau$ -Lepton der Zerfallsmodus mit der höheren Wahrscheinlichkeit zugewiesen. [21] In Abbildung 3.5 sind die Migrationsmatrizen für die Verwendung des CellBased- und PanTau-Algorithmus in Kombination für die Rekonstruktion der  $\tau$ -Zerfallsmoden gezeigt. Aus Abbildung 3.5a lässt sich ablesen, dass 74,5% der wahren Tauzerfälle in ein geladenes und ein neutrales Pion auch als solche Zerfälle erkannt werden. Aus Abbildung 3.5b lässt sich ablesen, dass 70,3% der rekonstruierten Tauzerfälle in ein geladenes und ein neutrales Pion in Wahrheit auch diesem Zerfall entsprechen.

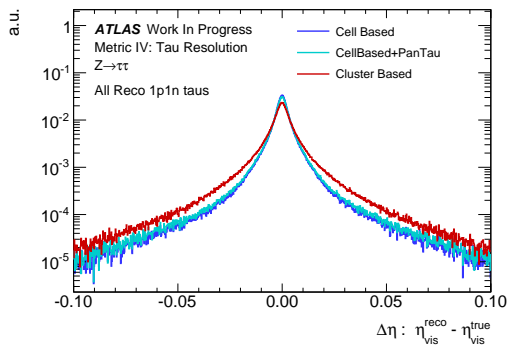


(a) Migrationsmatrix mit normierten Spalten. Es wird gezeigt wie viel Prozent des wahren Zerfallskanals als welcher Kanal rekonstruiert wird. [21]

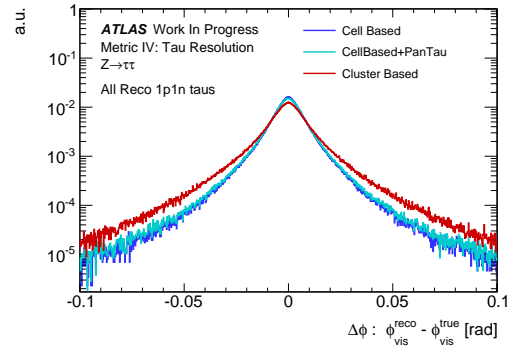
(b) Migrationsmatrix mit normierten Reihen. Es wird gezeigt wie viel Prozent des rekonstruierten Zerfallskanals welchem wahren Kanal entsprechen. [21]

Abbildung 3.5: Migrationsmatrizen mit dem CellBased- und dem PanTau-Algorithmus in Kombination.

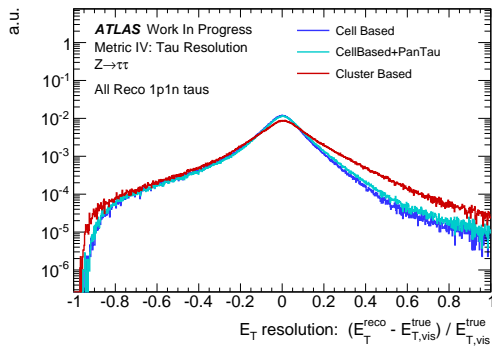
In Abbildung 3.6 sind die Auflösungen von  $\eta$ ,  $\phi$  und  $E_T$  in halblogarithmischer Darstellung gezeigt. Die Auflösungen in Abhängigkeit der einzelnen Algorithmen CellBased, PanTau und in Kombination sind in den Abbildungen 3.6a, 3.6b und 3.6c zu sehen. In Abbildung 3.6d ist die Auflösung von  $E_T$  für den rekonstruierten  $1p1n$ -Zerfall in Abhängigkeit der verschiedenen wahren Zerfallsmoden gezeigt.



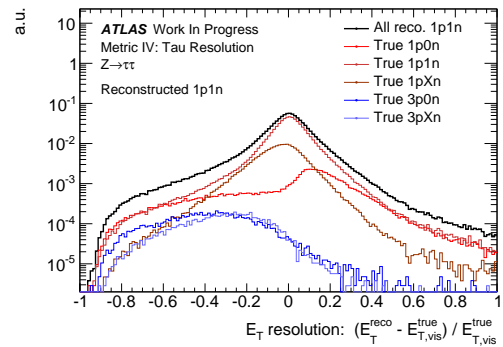
(a) Auflösung von  $\eta$  für die Algorithmen CellBased und Pantau und in Kombination. [21]



(b) Auflösung von  $\phi$  für die Algorithmen CellBased und Pantau und in Kombination. [21]



(c) Auflösung von  $E_T$  für die Algorithmen CellBased und Pantau und in Kombination. [21]



(d) Auflösungsgraph von  $E_T$  für verschiedene wahre Zerfallsmoden. [21]

Abbildung 3.6: Auflösungsgraphen der  $\tau$ -Leptonen für die Größen  $\eta$ ,  $\phi$  und  $E_T$  in halblogarithmischer Darstellung.

## Resultate zu Auflösungseffekten der $\varphi^*$ -Verteilung

In diesem Kapitel werden Ergebnisse zu Auflösungseffekten zur Methode aus Kapitel 2.5 gezeigt. Diese Ergebnisse werden jeweils für das Higgs-Boson sowie für das Z-Boson ermittelt, da Z-Bosonen den größten Untergrund in einer Higgs-CP-Analyse darstellen. Die Ergebnisse wurden mit Hilfe einer Monte Carlo-Simulation der gewünschten Bosonen erstellt. Die verwendeten Datensätze beinhalten  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ - und  $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ -Zerfälle, wobei die Taus wiederum hadronisch zerfallen. Spineffekte werden ebenfalls simuliert, da diese für die durchgeführte Analyse essentiell sind. Der Higgs-Datensatz heißt `group.perf-tau.TauPi0Rec_D3PD.PowHegPythia8_AU2CT10_ggH125_tautauhh.v05-01/`, welcher den Produktionsprozess durch Gluon-Fusion, siehe dazu auch Kapitel 2.2.2, und eine Higgs-Masse von  $m_H = 125$  GeV für ein skalares Higgs-Boson simuliert. Er beinhaltet 348 871 Ereignisse. Der Z-Datensatz heißt `group.perf-tau.TauPi0Rec_D3PD.147818.Pythia8_AU2CTEQ6L1_Ztautau.recon.ESD.e1176_s1479_1470_r3553_tid00999073_00.v05-01/` und beinhaltet 103 521 Ereignisse. Für die Simulationen werden folgende Schnitte verwendet, auf die sich im Folgenden als „Standardschnitte“ bezogen wird:

- zwei hadronisch zerfallende wahre  $\tau$ -Leptonen, die in  $\eta$  und  $\phi$  mit den rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen gepaart werden
- Transversalimpuls für wahre  $\tau$ -Leptonen:  $p_T > 15$  GeV
- Pseudorapidität für wahre  $\tau$ -Leptonen:  $|\eta| < 2,5$
- höchster Transversalimpuls einer Spur für wahre  $\tau$ -Leptonen:  $p_T > 1$  GeV

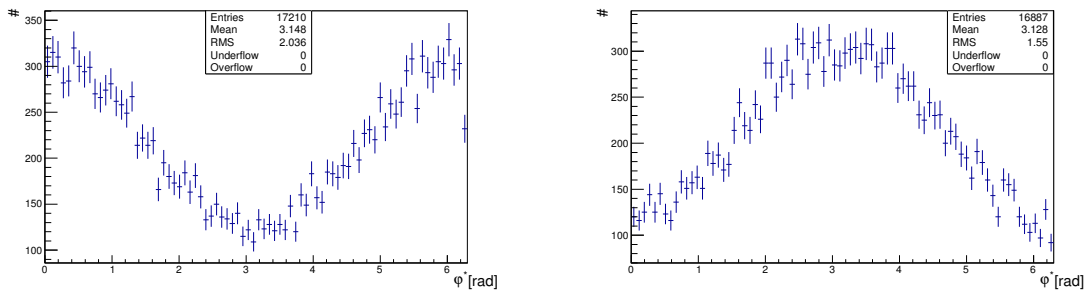
Mit diesen Standardschnitten sollen die in einer echten Analyse verwendeten Schnitte simuliert werden, damit möglichst realistische Bedingungen herrschen. Der Schnitt auf den Transversalimpuls der  $\tau$ -Leptonen dient dazu, den Untergrund zu unterdrücken. Der Schnitt auf die Pseudorapidität  $\eta$  ist ein Resultat daraus, dass Spuren nur in diesem Bereich messbar sind. Der Schnitt auf den Transversalimpuls der Spur unterdrückt Ereignisse, die durch Pile up entstehen, vergleiche dazu auch Kapitel 3.3. In Tabelle 4.1 sind die Anzahlen an Ereignissen nach jedem Schnitt für beide Datensätze und jeweils für die Anwendung auf wahre oder rekonstruierte Taus zusammengefasst.

| Schnitt                | Higgs-Datensatz |                     | Z-Datensatz |                     |
|------------------------|-----------------|---------------------|-------------|---------------------|
|                        | wahre Taus      | rekonstruierte Taus | wahre Taus  | rekonstruierte Taus |
| $p_T > 15 \text{ GeV}$ | 348 871         | 335 572             | 103 521     | 96 008              |
| $ \eta  < 2,5$         | 348 871         | 335 431             | 103 521     | 95 924              |
| $p_T > 1 \text{ GeV}$  | 348 871         | 335 431             | 103 521     | 95 924              |

Tabelle 4.1: Anzahl der Ereignisse der verschiedenen Datensätze nach jedem Schnitt. Wahre beziehungsweise rekonstruierte Taus steht für die Anwendung der jeweiligen Schnitte auf die wahren/rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen.

## 4.1 $\varphi^*$ -Verteilung für wahre Pionen und $\tau$ -Leptonen

Zunächst werden die Standardschnitte für die wahren  $\tau$ -Leptonen angewandt und sowohl für die rekonstruierten, wie auch für die wahren  $\tau$ -Leptonen verlangt, dass diese in ein geladenes und ein neutrales Pion zerfallen, was auch als 1p1n-Zerfallsmodus bezeichnet wird. Um zu zeigen, dass die implementierte Methode die erwarteten Ergebnisse liefert und fehlerfrei funktioniert, wird zunächst die  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und die Verwendung von wahren Pionen aus der Monte Carlo-Simulation berechnet. Außerdem werden die Verteilungen zunächst getrennt für die Fälle  $y_1 y_2 < 0$  und  $y_1 y_2 > 0$  ermittelt, wobei  $y_1$  und  $y_2$  im jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystem berechnet wird. Die daraus resultierenden Graphen sind in Abbildung 4.1 gezeigt. Im Vergleich mit den Resultaten aus Referenz [15] lässt sich sagen, dass die Methode die erwarteten Ergebnisse liefert.

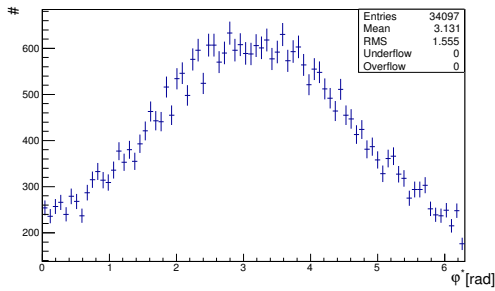


(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für  $y_1 y_2 < 0$  für wahre MC Pionen.

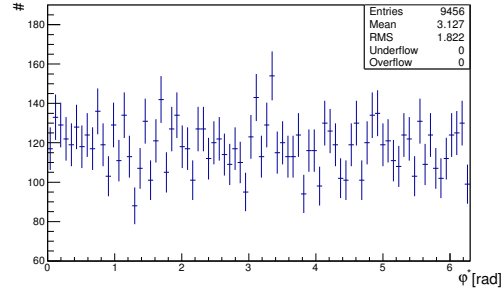
(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für  $y_1 y_2 > 0$  für wahre MC Pionen.

Abbildung 4.1:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und die Verwendung wahrer Monte Carlo Pionen, getrennt nach  $y_1 y_2$  positiv und negativ.  $y_1$  und  $y_2$  wurden im jeweiligen  $\tau$ -Bezugssystem berechnet.

Wie in Kapitel 2.5 erläutert wurde, lassen sich diese beiden Verteilungen aus Abbildung 4.1 zu einer Gesamtverteilung zusammenführen, indem  $\varphi^*$  für  $y_1 y_2 < 0$  undefiniert wird wie beschrieben. Dadurch ergibt sich der Vorteil einer deutlichen größeren verfügbaren Statistik in einem einzelnen Histogramm. Die so erhaltene Verteilung ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Gleichzeitig ist in dieser Abbildung auch die rekombinierte  $\varphi^*$ -Verteilung für das Z-Boson gezeigt. Auffällig ist dabei, dass die  $\varphi^*$ -Verteilung für das Z-Boson flach ist und somit einen Untergrund darstellt, der in erster Näherung keinen Einfluss auf die Form der  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson bei einer Messung am LHC hat. Die Amplitude der Verteilung für das Higgs-Boson in Abbildung 4.2 beträgt etwa 360.



(a) Rekombinierte  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson.



(b) Rekombinierte  $\varphi^*$ -Verteilung für das Z-Boson.

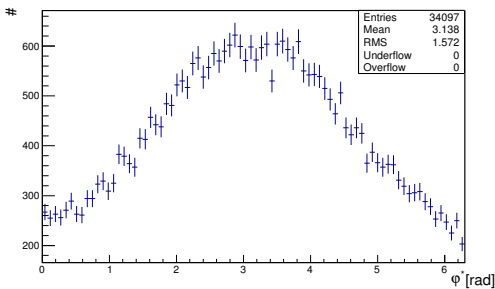
Abbildung 4.2: Rekombinierte  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und das Z-Boson und die Verwendung von wahren Pionen,  $y_1$  und  $y_2$  wurden in den jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystemen berechnet.

## 4.2 Auswirkung der Verwendung von rekonstruierten Größen auf die $\varphi^*$ -Verteilung

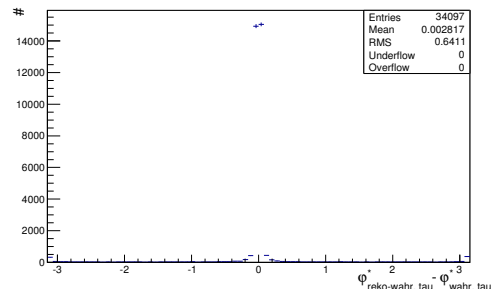
Da bei einer wirklichen Messung am ATLAS-Experiment die bisher verwendeten Werte nicht in der verwendeten Genauigkeit vorliegen, soll nun der Einfluss von rekonstruierten Größen auf die  $\varphi^*$ -Verteilung untersucht werden.

### 4.2.1 Einfluss rekonstruierter Pionen

Um den Einfluss rekonstruierter Pionen auf die  $\varphi^*$  zu untersuchen, wird an dieser Stelle ebenfalls der Standardschnitt auf die wahren  $\tau$ -Leptonen angewendet und der wahre sowie der rekonstruierte Zerfallsmodus sollen 1p1n entsprechen. Des Weiteren erfolgt die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  weiterhin im jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystem.



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung rekonstruierter geladener Pionen und wahrer neutraler Pionen.



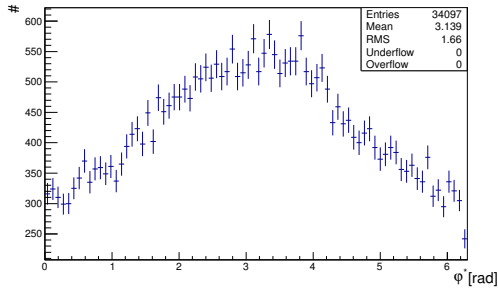
(b) Auflösungsverteilung für die Verwendung rekonstruierter geladener Pionen und wahrer neutraler Pionen.

Abbildung 4.3:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und Auflösungsverteilung für die Verwendung rekonstruierter geladener Pionen und wahrer neutraler Pionen,  $y_1$ ,  $y_2$  in den jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystemen berechnet.

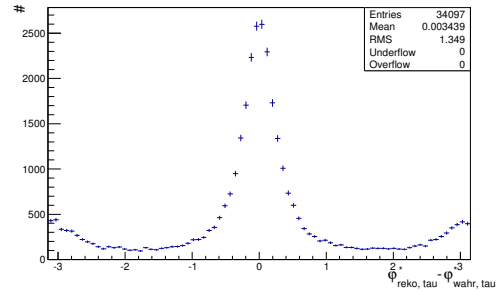
In Abbildung 4.3 sind die  $\varphi^*$ -Verteilung und der Auflösungsgraph für die Verwendung wahrer neutraler Pionen und rekonstruierter geladener Pionen gezeigt. Die Amplitude der Verteilung beträgt in diesem Fall etwa 340. Es ist erkennbar, dass die Verwendung rekonstruierter geladener Pionen anscheinend

#### 4 Resultate zu Auflösungseffekten der $\varphi^*$ -Verteilung

keinen so großen Einfluss auf die  $\varphi^*$ -Verteilung wie die Verwendung rekonstruierter neutraler Pionen hat. Dies wird im Vergleich mit Abbildung 4.4 deutlich, wo auch rekonstruierte neutrale Pionen verwendet werden. Hier beträgt die Amplitude nur noch etwa 220. Dies lässt sich unter anderem dadurch erklären, dass für geladene Pionen, im Gegensatz zu neutralen Pionen, auch Spuren im Trackingbereich des Detektors zur Rekonstruktion zur Verfügung stehen. Für die neutralen Pionen steht nur die Schauerposition im elektromagnetischen Kalorimeter zur Verfügung. Da die Richtungen der Pionen bei der Berechnung von  $\varphi^*$  eine große Rolle spielen, vergleiche Kapitel 2.5, macht dies einen großen Unterschied in der Auflösung von  $\varphi^*$ .



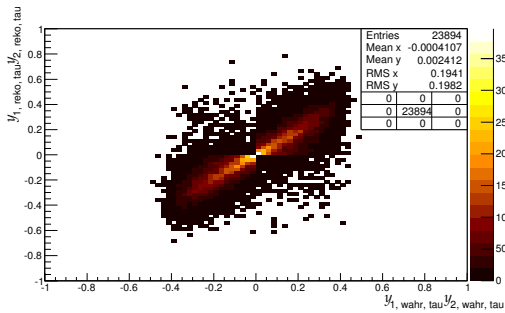
(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung rekonstruierter Pionen.



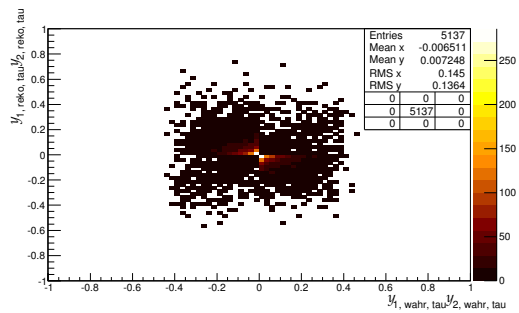
(b) Auflösungsverteilung für die Verwendung rekonstruierter Pionen.

Abbildung 4.4:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und Auflösungsverteilung für die Verwendung rekonstruierter Pionen.  $y_1$  und  $y_2$  sind in den jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystemen berechnet worden.

In Abbildung 4.4 ist die  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung von rekonstruierten Pionen gezeigt. Außerdem ist noch der zugehörige Auflösungsgraph gezeigt, in dem sich zwei Bereiche unterscheiden lassen.



(a)  $y_1 y_2$  für wahre Pionen gegen  $y_1 y_2$  für rekonstruierte Pionen, Einträge aus dem inneren Bereich des Auflösungsgraphen.



(b)  $y_1 y_2$  für wahre Pionen gegen  $y_1 y_2$  für rekonstruierte Pionen, Einträge aus dem äußeren Bereich des Auflösungsgraphen.

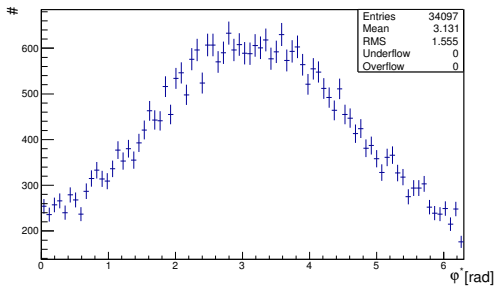
Abbildung 4.5:  $y_1 y_2$  für wahre Pionen gegen  $y_1 y_2$  für rekonstruierte Pionen,  $y_1, y_2$  in den jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystemen berechnet.

Der erste Bereich, der mittlere, wird dominiert von einer gaußförmigen Verteilung, welche die Auflösungseffekte der Detekorkomponenten auf die rekonstruierten Pionen widerspiegelt. Der linke äußere und der rechte äußere Bereich bilden zusammen den zweiten Bereich und zeigen jeweils ein lokales Maximum bei ungefähr  $\pm \pi$ . Diese lassen sich nicht allein durch Auflösungseffekte erklären, sondern

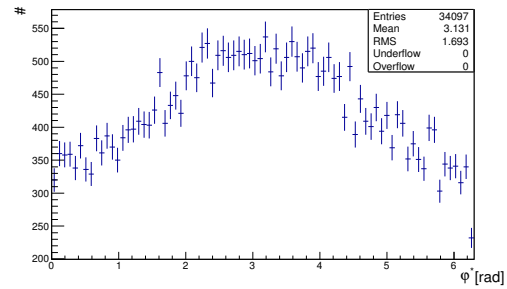
entstehen dadurch, dass das Produkt  $y_1 y_2$  durch Verwendung der rekonstruierten Pionen sein Vorzeichen wechselt. Durch die unterschiedlichen Vorzeichen wird das ermittelte  $\varphi^*$  unterschiedlich beim Zusammenführen der einzelnen Histogramme für  $y_1 y_2 > 0$  und  $y_1 y_2 < 0$  behandelt, siehe dazu auch Kapitel 2.5. In Abbildung 4.5 sind für den ersten und zweiten Bereich, also den Inneren und die Äußeren, die wahren und die rekonstruierten Werte für das Produkt  $y_1 y_2$  gegeneinander aufgetragen. Die Einträge für den inneren Bereich sind dabei diejenigen Einträge aus dem Auflösungsgraphen 4.4b, für die  $|\varphi_{\text{reko}}^* - \varphi_{\text{wahr}}^*| < 1$  gilt. Die Einträge für die äußeren Bereiche sind diejenigen aus dem Auflösungsgraphen, für die  $|\varphi_{\text{reko}}^* - \varphi_{\text{wahr}}^*| > 2,5$  gilt. Es ist gut zu sehen, dass die Verteilungen durch eine begrenzte Auflösung verwaschen sind. Für die äußeren Bereiche lässt der bereits angesprochene Vorzeichenwechsel des Produkts  $y_1 y_2$  in der entsprechenden Verteilung 4.5b erkennen.

### 4.2.2 Einfluss der Berechnung von $y_1 y_2$ in rekonstruierten Bezugssystemen

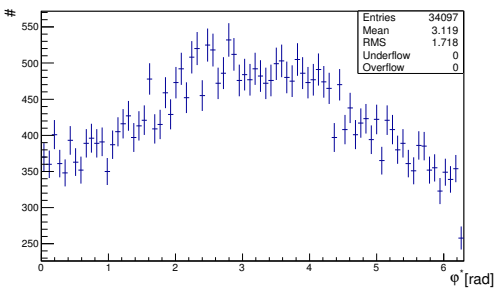
Da die  $\tau$ -Bezugssysteme zur Berechnung des Produkts  $y_1 y_2$  bei einer tatsächlichen Messung nicht zur Verfügung stehen, soll an dieser Stelle der Einfluss der Berechnung in rekonstruierten Bezugssystemen untersucht werden. Dazu werden wieder der Standardschnitt auf die wahren  $\tau$ -Leptonen verwendet und sowohl als wahrer wie auch rekonstruierter Zerfallsmodus  $1p1n$  gefordert.



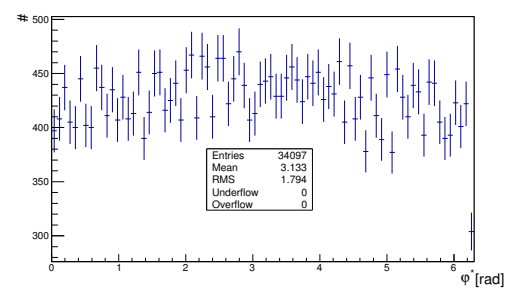
(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für wahre Pionen.  $y_1 y_2$  wurde in den Bezugssystem mit wahrer Taurichtung und Tauenergie berechnet.



(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für wahre Pionen.  $y_1 y_2$  wurde in den Bezugssystem mit wahrer Rhorichtung und Tauenergie berechnet.



(c)  $\varphi^*$ -Verteilung für wahre Pionen.  $y_1 y_2$  wurde in den Bezugssystem mit rekonstruierter Rhorichtung und wahrer Tauenergie berechnet.

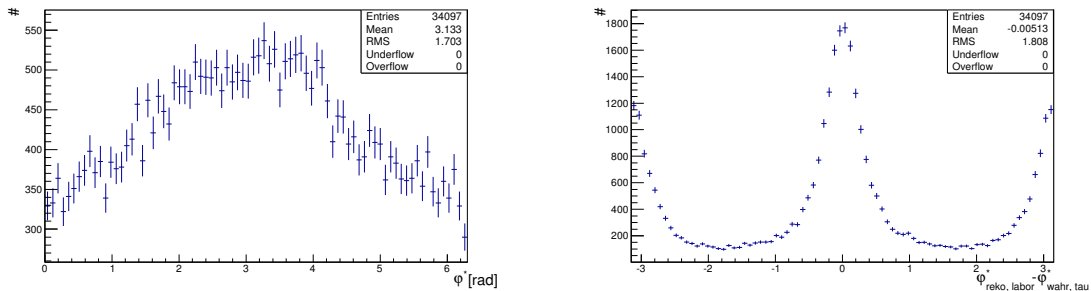


(d)  $\varphi^*$ -Verteilung für wahre Pionen.  $y_1 y_2$  wurde in den Bezugssystem mit rekonstruierter Rhorichtung und der, mit Hilfe der kollinearen Approximation berechneten, Tauenergie berechnet.

Abbildung 4.6:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und wahre Pionen für die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  in verschiedenen Stufen der rekonstruierten  $\tau^\pm$ -Bezugssysteme.

In Abbildung 4.6 ist die  $\varphi^*$ -Verteilung Schritt für Schritt im Übergang zum rekonstruierten  $\tau$ -Bezugs-

system gezeigt. Die Rhorichtung entspricht dabei der sichtbaren Richtung des  $\tau$ -Leptons im Detektor und die rekonstruierte Tauenergie wurde mit Hilfe der kollinearen Näherung berechnet. Für mehr Informationen über die kollineare Näherung sei hier auf Referenz [22] verwiesen. Es fällt auf, dass alleine der Übergang zur wahren Rhorichtung die Amplitude schon von etwa 360 auf etwa 180 sinken lässt. Der Übergang zur rekonstruierten Rhorichtung bewirkt eine Amplitude von 150. Bei Verwendung der mit Hilfe der kollinearen Approximation berechneten Tauenergie in Abbildung 4.6d ist keine Amplitude mehr auszumachen. Eine Erklärung dafür könnte sein, dass für die kollineare Näherung eigentlich andere Schnitte notwendig sind, um zu gewährleisten, dass die entstehenden Neutrinos wirklich sehr dicht entlang der Rhos emittiert werden. Es wird allerdings auch so deutlich, wie wichtig es ist, für die Verwendung eines rekonstruierten  $\tau$ -Bezugssystems eine bessere Abschätzung als nur die Richtung der Rhos oder die kollineare Näherung für die Tauenergie zu finden. In Kapitel 5.2 wird die kollineare Approximation noch einmal mit entsprechenden Schnitten verwendet, welche die Leistungsfähigkeit dieser Näherung deutlich steigern sollen. In dieser Arbeit wird statt eines rekonstruierten  $\tau$ -Bezugssystems das Laborsystem zur Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  verwendet, sobald nur noch mit rekonstruierten Größen gerechnet wird. In Abbildung 4.7 ist die  $\varphi^*$ -Verteilung sowie der Auflösungsgraph für die Verwendung rekonstruierter Pionen und der Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem gezeigt. Mit einer Amplitude von etwa 170 ist die Verwendung des Laborsystems für rekonstruierte Pionen fast gleichwertig zur Verwendung eines Bezugssystems aus wahrer Rhorichtung und wahrer Tauenergie für wahre Pionen, vergleiche Abbildung 4.6b.



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für rekonstruierte Pionen,  $y_1 y_2$  im Laborsystem berechnet.

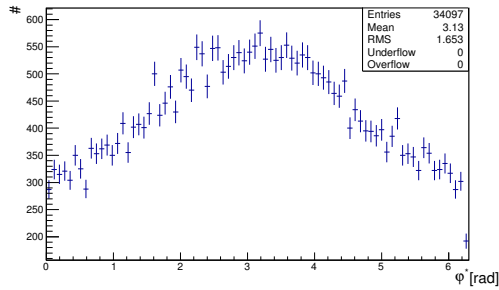
(b) Auflösungsverteilung für die Verwendung rekonstruierter Pionen und die Berechnung von  $y_1 y_2$  im Laborsystem.

Abbildung 4.7:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und Auflösungsverteilung für die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem. Es wurden rekonstruierte Pionen verwendet.

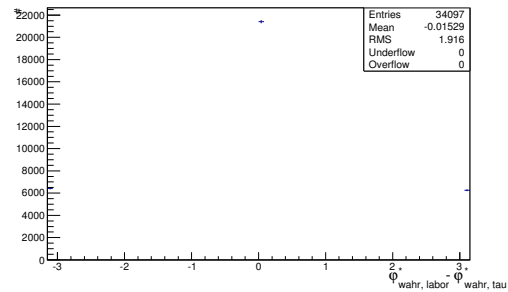
Allerdings gilt es zu beachten, dass bei der Verwendung wahrer Pionen ein nicht verstandener Effekt zu Tage tritt. Die Verteilung sowie der Auflösungsgraph für die Verwendung wahrer Pionen und die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem sind in Abbildung 4.8 gezeigt. Hier lässt sich eine Amplitude von ungefähr 230 bestimmen, wodurch noch einmal deutlich wird, dass das Laborsystem dem Bezugssystem aus wahrer Rhorichtung und Tauenergie mindestens gleichwertig ist. Bei diesem Vergleich wurden für beide Bezugssysteme für die Berechnung von  $\varphi^*$  wahre Pionen verwendet.

Es ist zu erkennen, dass die Auflösungsverteilung drei Deltadistributionen entspricht. Die mittlere Distribution bei Null entspricht den Einträgen, die identisch zu denen für die Verwendung der wahren  $\tau$ -Bezugssysteme sind. Die Einträge in den Distributionen bei  $\pm\pi$  resultieren aus einem Vorzeichenwechsel des Produkts  $y_1 y_2$ , der aus dem gewechselten Bezugssystem resultiert. Siehe dazu auch Abbildung 4.9.

## 4.2 Auswirkung der Verwendung von rekonstruierten Größen auf die $\varphi^*$ -Verteilung

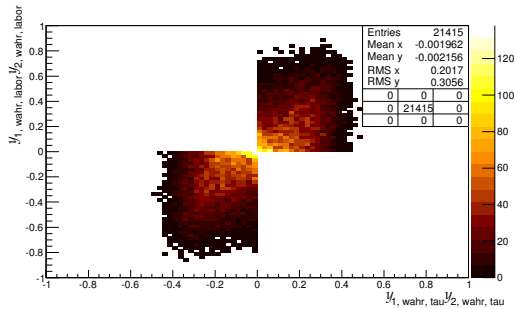


(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für wahre Pionen,  $y_1 y_2$  im Laborsystem berechnet.

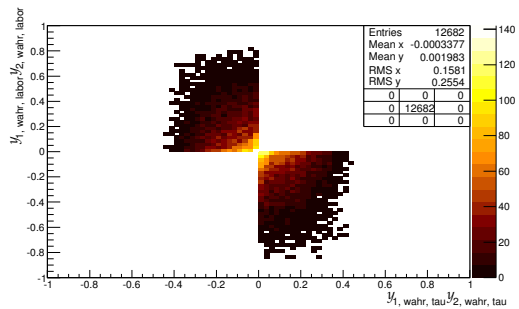


(b) Auflösungsverteilung für die Verwendung wahrer Pionen und die Berechnung von  $y_1 y_2$  im Laborsystem.

Abbildung 4.8:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und Auflösungsverteilung für die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem.



(a)  $y_1 y_2$  für die Berechnung im jeweiligen  $\tau$ -Bezugssystem gegen  $y_1 y_2$  für die Berechnung im Laborsystem, Einträge aus der inneren Deltadistribution des Auflösungsgraphen. Zur Berechnung von  $\varphi^*$  wurden wahre Pionen verwendet.



(b)  $y_1 y_2$  für die Berechnung im jeweiligen  $\tau$ -Bezugssystem gegen  $y_1 y_2$  für die Berechnung im Laborsystem, Einträge aus den äußeren Deltadistributionen des Auflösungsgraphen. Zur Berechnung von  $\varphi^*$  wurden wahre Pionen verwendet.

Abbildung 4.9:  $y_1 y_2$  für die Berechnung im jeweiligen  $\tau$ -Bezugssystem gegen  $y_1 y_2$  für die Berechnung im Laborsystem, es wurden wahre Pionen verwendet.

Werden jedoch die  $\varphi^*$ -Verteilungen für die einzelnen drei Deltadistributionen berechnet, zeigt sich ein Verhalten für die linke und rechte Distribution, das noch nicht erklärt werden kann. Diese sind in Abbildung A.6 im Anhang A.3 zu sehen. Zu diesem Zeitpunkt ist nur ersichtlich, dass das Produkt  $y_1 y_2$  mit  $\varphi^*$  korreliert ist, wie in Abbildung 4.10 erkennbar ist.  $\varphi_{roh}^*$  ist dabei das berechnete  $\varphi^*$  vor der Umdefinierung je nach Vorzeichen des Produkts  $y_1 y_2$ . Offensichtlich ist hier einer periodischen Korrelation noch einer konstante Korrelation überlagert. In Abbildung A.7 im Anhang A.3 ist zu sehen, dass sich dieses Verhalten allerdings nicht mehr so stark äußert, sobald rekonstruierte Pionen zur Berechnung von  $\varphi^*$  verwendet werden.

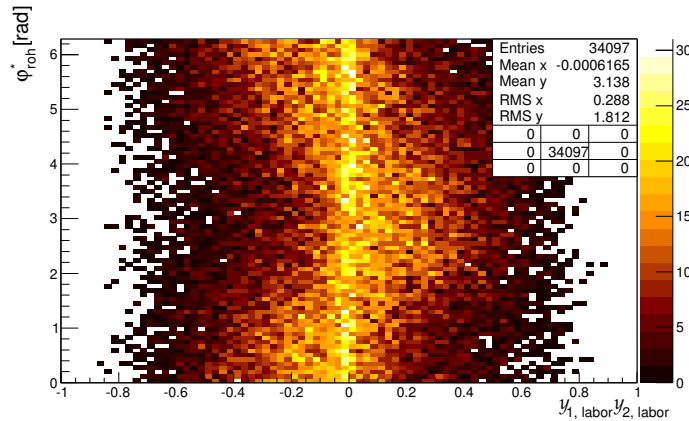


Abbildung 4.10:  $\varphi^*$ -Korrelation mit  $y_1 y_2$ ,  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem berechnet.

#### 4.2.3 Zusammenfassung der einzelnen Auflösungseffekte

Dieser Abschnitt soll eine kurze Zusammenfassung der besprochenen Auflösungseffekte sein. Dazu sind die Amplituden für den jeweiligen Effekt in Abbildung 4.11 zu finden. In Tabelle 4.2 sind die einzelnen Bezeichnungen auf der x-Achse von Abbildung 4.11 erläutert. Bei jeder Amplitude wurde ein Fehler von  $\pm 10$  angenommen, um die statistischen Fehler zu berücksichtigen. Für alle  $\varphi^*$ -Verteilungen wurde der Standardschnitt auf die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen angewendet. Für Effekt1 bis Effekt7 wurde sowohl als rekonstruierter wie auch wahrer Zerfallsmodus  $1p1n$  gefordert. Es wird deutlich, dass die Verwendung neutraler Pionen und die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem den größten Einfluss auf die  $\varphi^*$ -Verteilung haben. Bei der Verwendung der neutralen Pionen scheint die Berücksichtigung der rekonstruierten Position eine stärkere Auswirkung zu haben als die Berücksichtigung der rekonstruierten Energie. Leichte Schwankungen der Amplitude, auch nach oben hin, lassen sich hauptsächlich durch statistische Schwankungen der  $\varphi^*$ -Verteilung erklären, da nur eine begrenzte Statistik zur Verfügung stand.

### 4.3 $\varphi^*$ -Verteilung für falsch rekonstruierte Zerfallsmoden der $\tau$ -Leptonen

Für die Untersuchung der  $\varphi^*$ -Verteilung von falsch rekonstruierten Zerfallsmoden werden nur rekonstruierte Größen verwendet. Das bedeutet im Einzelnen, dass der Standardschnitt auf die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen angewendet wird, rekonstruierte Pionen zur Berechnung von  $\varphi^*$  verwendet werden und  $y_1 y_2$  im Laborsystem berechnet wird. Des Weiteren wird lediglich für die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen ein

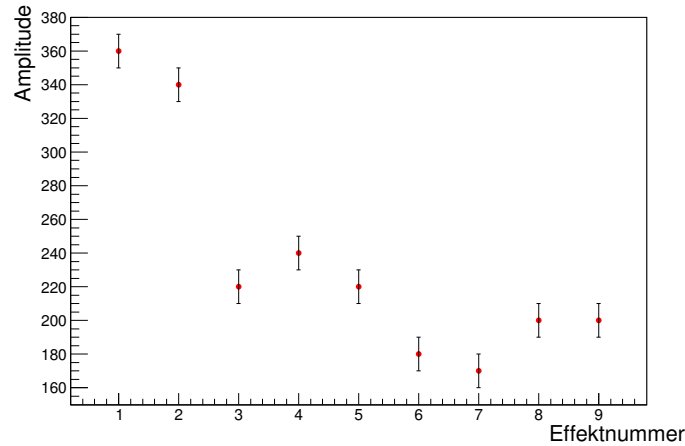


Abbildung 4.11:  $\varphi^*$ -Amplituden für die einzelnen Auflösungseffekte.

| Bezeichnung | Erläuterung   | Amplitude |
|-------------|---|-----------|
| Effekt1     | Berechnung mit wahren Pionen und $y_1y_2$ im jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystem (Abb. A.2a)  | ~ 360     |
| Effekt2     | Berechnung mit wahren neutralen und rekonstruierten geladenen Pionen und $y_1y_2$ im jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystem (Abb. A.2b)  | ~ 340     |
| Effekt3     | Berechnung mit rekonstruierten Pionen und $y_1y_2$ im jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystem (Abb. A.2c)   | ~ 220     |
| Effekt4     | Berechnung mit wahren Pionen und $y_1y_2$ im Laborsystem (Abb. A.3a)  | ~ 240     |
| Effekt5     | Berechnung mit wahren neutralen und rekonstruierten geladenen Pionen und $y_1y_2$ im Laborsystem (Abb. A.3b)  | ~ 220     |
| Effekt6     | Berechnung mit wahrer neutralen Pionenenergie und rekonstruierter neutraler Pionenposition und geladenen Pionen und $y_1y_2$ im Laborsystem (Abb. A.3c)                     | ~ 180     |
| Effekt7     | Berechnung mit rekonstruierten Pionen und $y_1y_2$ im jeweiligen Laborsystem (Abb. A.3d)  | ~ 170     |
| Effekt8     | Berechnung mit rekonstruierten Pionen und $y_1y_2$ im jeweiligen Laborsystem. Rekonstruierter $1p1n$ -Zerfallsmodus und wahre $1p1n$ - und $1pXn$ -Zerfallsmodi (Abb. A.4a) | ~ 200     |
| Effekt9     | Berechnung mit rekonstruierten Pionen und $y_1y_2$ im jeweiligen Laborsystem. Rekonstruierter $1p1n$ -Zerfallsmodus und alle wahren Zerfallsmodi (Abb. A.4b)                | ~ 200     |

Tabelle 4.2: Erläuterung der Bezeichnungen auf der x-Achse von Abbildung 4.11. Die  $\varphi^*$ -Verteilungen zu den einzelnen Auflösungseffekten sind im Anhang A.2 zu finden.

Zerfallsmodus von  $1p1n$  gefordert, sodass es auch sein kann, dass ein  $\tau$ -Lepton in Wirklichkeit einen anderen Zerfallskanal aufweist, zum Beispiel  $1pXn$ , also ein geladenes und mehrere neutrale Pionen. Die Verteilung für diese falsch rekonstruierten Zerfallsmoden für das Higgs-Boson ist in Abbildung 4.12 gezeigt und für das Z-Boson in Abbildung 4.13. Es wird deutlich, dass diese für das Higgs-Boson wie schon der Z-Untergrund an sich eine flache  $\varphi^*$ -Verteilung aufweisen und somit ebenfalls die Form der Verteilung für das Higgs-Boson nicht wesentlich beeinflussen. Auch die falsch rekonstruierten Zerfallsmoden für das Z-Boson weisen eine flache Verteilung auf, wie in Abbildung 4.13 zu sehen ist. Das bedeutet, dass der Z-Untergrund wie schon in Kapitel 4.1 in erster Ordnung keinen Einfluss auf die Form der  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson hat.

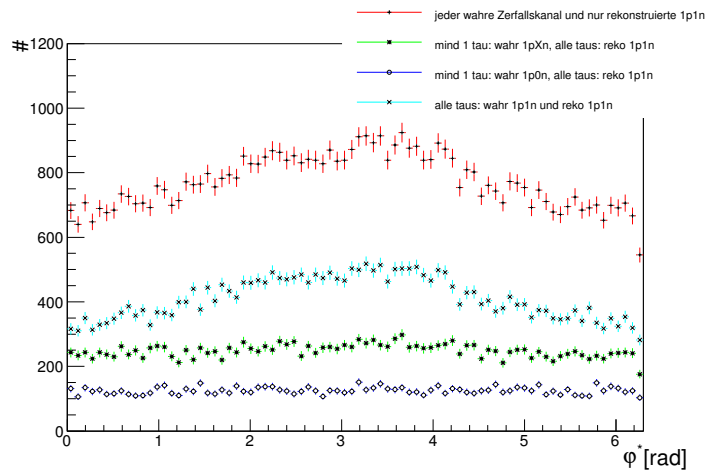


Abbildung 4.12:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson in Abhängigkeit falsch rekonstruierter Zerfallsmoden.

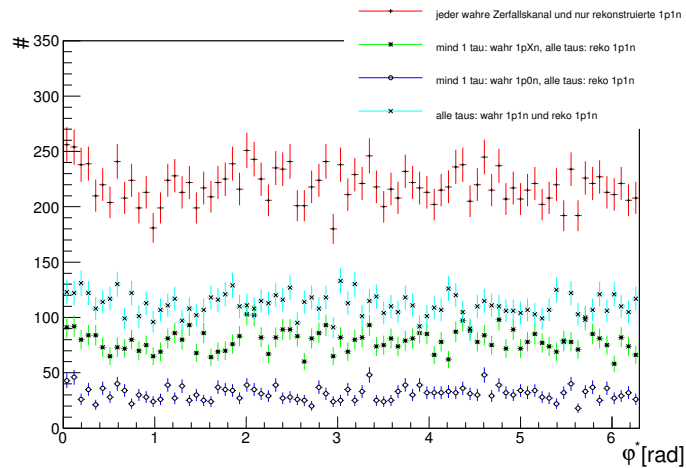


Abbildung 4.13:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Z-Boson in Abhängigkeit falsch rekonstruierter Zerfallsmoden.

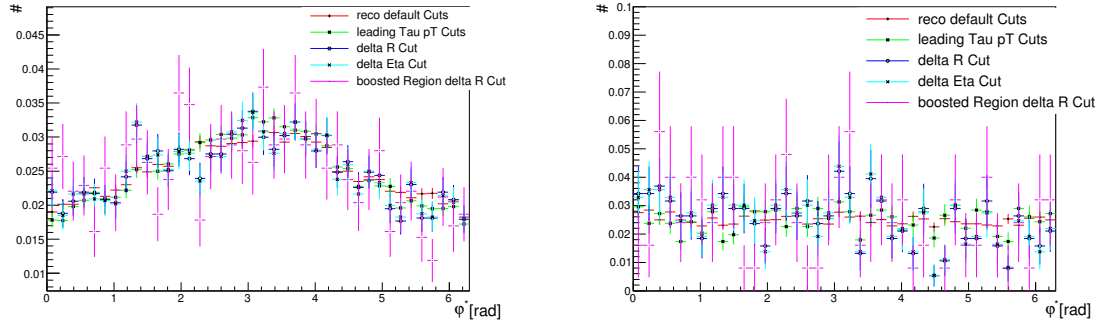
## Simulation einer Higgs-CP-Analyse

### 5.1 Einfluss verschiedener kinematischer Schnitte auf die Verteilung

In einer tatsächlichen Analyse von Messdaten werden höchstwahrscheinlich zusätzliche Schnitte zu dem bisher verwendeten Standardschnitt auf die Messdaten angewendet werden. Dies hat den Hintergrund, dass es wünschenswert ist, möglichst nur Ereignisse, die von Higgs-Bosonen herrühren, in die  $\varphi^*$ -Verteilung einfließen zu lassen, damit diese möglichst unverfälscht wird. Die bisherige Untersuchung hat zwar gezeigt, dass der dominante Z-Untergrund als flach angenommen werden kann, allerdings würde dieser in der Verteilung ohne zusätzliche Schnitte durch den viel größeren Wirkungsquerschnitt von etwa  $\sigma_{Z \rightarrow \tau\tau} = 1 \text{ nb}$  [23] sehr stark überwiegen, wodurch schon leichte statistische Schwankungen der  $\varphi^*$ -Verteilung für das Z-Boson die eigentliche Verteilung vom Higgs-Boson vollkommen überlagern könnten. Um diesen Effekt zu minimieren, wird im folgenden der Einfluss einiger kinematischer Schnitte, die einen Teil der Schnitte, die in der Higgs-Analyse [3] bereits verwendet wurden, darstellen, für das Z- und das Higgs-Boson gezeigt. Dazu wurden insgesamt lediglich rekonstruierte Größen verwendet, wie diese auch bei einer tatsächlichen Messung zur Verfügung stehen würden, also rekonstruierte Pionen, Laborsystem zur Berechnung von  $y_1 y_2$  und es wurde lediglich an die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen die Anforderung eines  $1p1n$ -Zerfalls gestellt. In Abbildung 5.1 sind die resultierenden Verteilungen zu sehen, wobei die einzelnen Verteilungen nach jedem Schnitt auf 1 normiert sind, da die absolute Anzahl an Einträgen sich logischerweise nach jedem Schnitt verringert und nur die Form der Verteilung von Interesse ist. Für eine bessere Übersicht wurde außerdem eine gröbere Einteilung der Wertebereiche in 40 Bereiche gewählt. Die in Abbildung 5.1 verwendeten Schnitte sind alle für rekonstruierte Größen angewendet worden und lauten wie folgt:

- „reco default Cuts“: Standardschnitt
- „leading Tau pT Cuts“:  $p_T^{\text{führend}} \geq 40 \text{ GeV}$ ,  $p_T^{\text{höchster}} \geq 25 \text{ GeV}$
- „delta R Cut“:  $0,8 \leq \Delta R(\tau_1, \tau_2) \leq 2,8$
- „delta Eta Cut“:  $\Delta\eta(\tau, \tau) < 1,5$
- „boosted Region delta R Cut“:  $\Delta R(\tau_1, \tau_2) < 1,9$

Es wird deutlich, dass innerhalb der statistischen Grenzen die Form der  $\varphi^*$ -Verteilung von den kinematischen Schnitten unbeeinflusst bleibt. Die immer größer werden Fehlerbalken in den Verteilungen



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für verschiedene kinematische Schnitte für das Higgs-Boson.

(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für verschiedene kinematische Schnitte für das Z-Boson.

Abbildung 5.1:  $\varphi^*$ -Verteilung für verschiedene kinematische Schnitte, Verteilungen sind auf 1 normiert.

| Schnitt                      | Higgs-Datensatz | Z-Datensatz |
|------------------------------|-----------------|-------------|
| „reco default Cuts“          | 335 431         | 95 924      |
| „leading Tau pT Cuts“        | 188 838         | 21 815      |
| „delta R Cut“                | 50 548          | 4817        |
| „delta Eta Cut“              | 46 808          | 4622        |
| „boosted Region delta R Cut“ | 12 603          | 1419        |

Tabelle 5.1: Anzahl der Ereignisse der verschiedenen Datensätze nach jedem Schnitt aus der Higgs-Analyse [3].

resultieren aus der immer kleiner werdenden Statistik, da immer weniger Ereignisse für die Berechnung von  $\varphi^*$  zur Verfügung stehen. Die einzelnen Ereigniszahlen nach jedem Schnitt sind in Tabelle 5.1 zu finden.

## 5.2 Effekt verschiedener Bezugssysteme auf die $\varphi^*$ -Verteilung

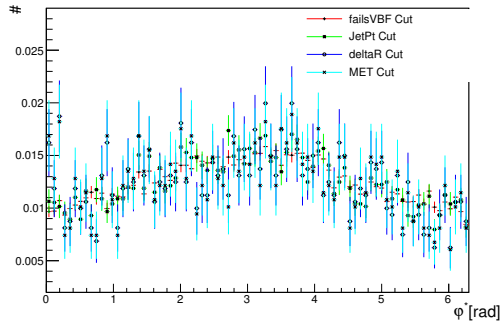
In Kapitel 4.2.2 ist deutlich geworden, dass die Wahl des Bezugssystems zur Berechnung von  $y_1 y_2$  einen großen Einfluss auf die  $\varphi^*$ -Verteilung hat. Eine mögliche Verbesserung gegenüber der Berechnung im Laborsystem könnte die Rekonstruktion der  $\tau$ -Bezugssysteme mit Hilfe der sogenannten kollinearen Approximation sein. Dabei wird die, durch die Neutrinos verursachte, fehlende Transversalenergie berücksichtigt und auf die Zerfallsprodukte der  $\tau$ -Leptonen aufgeteilt. Die zentrale Annahme für diese Approximation ist, dass die Neutrinos kollinear zu den sichtbaren Zerfallsprodukten emittiert werden, also die Richtung ähnlich derjenigen der Zerfallsprodukten ist. Eine detailliertere Beschreibung einer kollinearen Approximation ist in Referenz [22] zu finden. Damit diese Approximation auch sinnvoll angewendet werden kann, müssen zusätzlich zu dem Standardschnitt weitere Schnitte implementiert werden, welche die erwähnte Voraussetzung gewährleisten. In Abbildung 5.2 sind die auf 1 normierten Verteilungen für das Higgs- und das Z-Boson zu sehen. Zur Berechnung von  $\varphi^*$  wurden die gleichen Bedingungen wie in Kapitel 5.1 verwendet, um eine Messung möglichst gut zu simulieren. In diesem Fall lauten die Schnitte:

- „failsVBF Cut“: mindestens einer der folgenden Schnitte wird nicht erfüllt:
  - mindestens zwei Jets, höchster  $j_1$  und zweithöchster  $j_2$  Energie, höchster Energie mit  $p_T > 50$  GeV

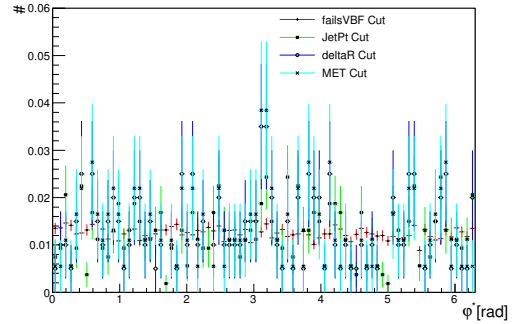
| Schnitt        | Higgs-Datensatz | Z-Datensatz |
|----------------|-----------------|-------------|
| „failsVBF Cut“ | 310 393         | 93 702      |
| „JetPt Cuts“   | 81 682          | 5383        |
| „delta R Cut“  | 14 212          | 1872        |
| „MET Cut“      | 12 611          | 1612        |

Tabelle 5.2: Anzahl der Ereignisse der verschiedenen Datensätze nach jedem Schnitt aus der Higgs-Analyse [3], für die vermutet wird, dass sie die Anwendbarkeit der kollinearen Approximation steigern.

- $\eta_{j_1} \times \eta_{j_2} < 0, \Delta\eta(j_1, j_2) > 2,6$
- $\min(\eta_{j_1}, \eta_{j_2}) < \eta_{\tau_1}, \eta_{\tau_2} < \max(\eta_{j_1}, \eta_{j_2})$
- $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$
- „JetPt Cuts“: mindestens ein Jet mit  $p_T > 70 \text{ GeV}$
- „deltaR Cut“:  $\Delta R(\tau_1, \tau_2) < 1,9$
- „MET Cut“:  $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Schnitte der kollinearen Approximation für das Higgs-Boson.



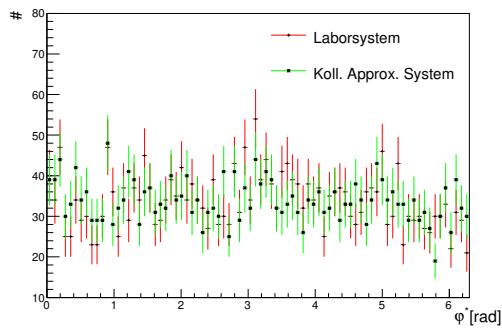
(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Schnitte der kollinearen Approximation für das Z-Boson.

Abbildung 5.2:  $\varphi^*$ -Verteilung für die kinematischen Schnitte für die kollineare Approximation, Verteilungen sind auf 1 normiert.

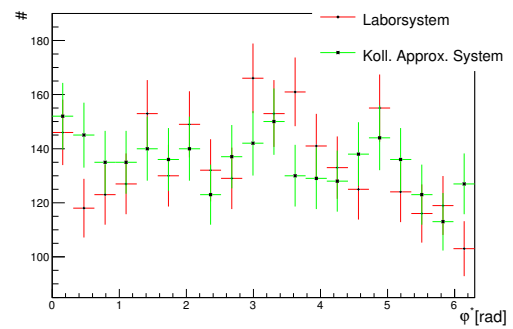
Auch in diesem Fall ist gut zu erkennen, dass die Schnitte selber die Form der  $\varphi^*$ -Verteilung weitestgehend unbeeinflusst lassen, wodurch es erst möglich ist, die kollineare Approximation in einem sinnvollen Rahmen anwenden zu können. In Anhang A.3 Abbildung A.8 sind einige Histogramme aufgeführt, die zeigen, wie die einzelnen Schnitte funktionieren. Die Ereigniszahlen nach jedem Schnitt sind in Tabelle 5.2 zu finden.

Die mit der Approximation berechnete  $\varphi^*$ -Verteilung sowie der Auflösungsgraph sind in Abbildung 5.3 mit der entsprechenden im Laborsystem berechneten Verteilung überlagert dargestellt.

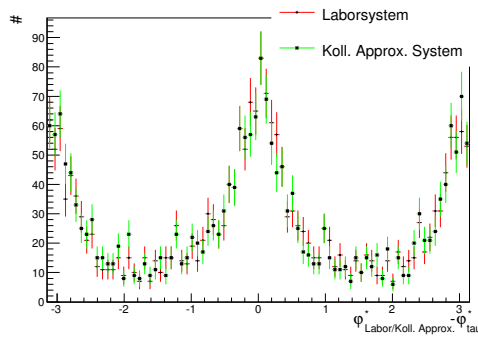
Durch die Darstellung der  $\varphi^*$ -Verteilung in einer größeren Einteilung wird deutlich, dass die Verwendung der kollinearen Approximation einen negativen Einfluss auf dieselbe hat. In Abbildung 5.3b ist zu erkennen, dass die Verteilung an sich durch die Näherung abgeflacht wird. Das bedeutet bei einer tatsächlichen Messung ist eine Berechnung von  $y_1 y_2$  im Laborsystem einer Berechnung mit Hilfe der kollinearen Näherung vorzuziehen. Eine andere Möglichkeit, die eventuell eine Verbesserung gegenüber



(a)  $\varphi^*$ -Verteilungen überlagert für die Berechnung von  $y_1 y_2$  im Laborsystem beziehungsweise mit der kollinearen Approximation.



(b)  $\varphi^*$ -Verteilungen überlagert für die Berechnung von  $y_1 y_2$  im Laborsystem beziehungsweise mit der kollinearen Approximation in einer größeren Einteilung.



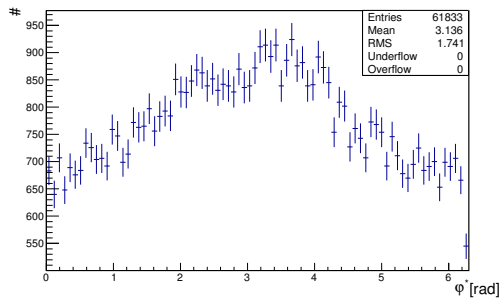
(c) Auflösungsverteilungen für die Berechnung von  $y_1 y_2$  im Laborsystem beziehungsweise mit der kollinearen Approximation überlagert.

Abbildung 5.3:  $\varphi^*$ -Verteilungen und Auflösungsgraph für die Berechnung von  $y_1 y_2$  im Laborsystem beziehungsweise mit der kollinearen Approximation überlagert.

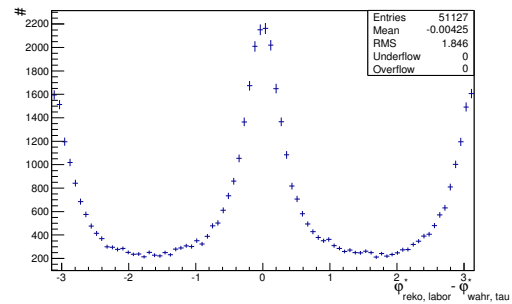
der Berechnung im Laborsystem darstellt, jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht getestet wurde, ist die Verwendung des sogenannten „Missing Mass Calculators“<sup>1</sup>, kurz MMC. Eine Beschreibung desselben ist in Referenz [22] zu finden.

### 5.3 Simulation einer Messung auf Pseudo-/Skalarität

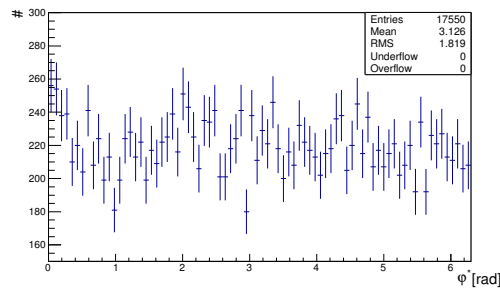
Im Folgenden wird eine Messung des Higgs-Bosons auf gerade beziehungsweise ungerade CP-Parität simuliert. Zunächst ist dazu in Abbildung 5.4 die  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs- und Z-Boson sowie der Auflösungsgraph für das Higgs-Boson gezeigt. Hierbei wurden ausschließlich rekonstruierte Größen sowie der Standardschnitt auf rekonstruierte Größen verwendet. Die unterschiedlichen Einträge für die  $\varphi^*$ -Verteilung und den Auflösungsgraphen rühren daher, dass für den wahren  $1p0n$ -Zerfallskanal der Winkel  $\varphi^*$  nicht berechnet werden kann und somit keine Einträge im Auflösungsgraphen für diese Fälle vorhanden sind.



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson bei einer Luminosität von ungefähr  $\mathcal{L} \approx 611\,928\text{ fb}^{-1}$ .



(b) Auflösungsgraph für das Higgs-Boson.



(c)  $\varphi^*$ -Verteilung für das Z-Boson bei einer Luminosität von ungefähr  $\mathcal{L} \approx 1355\text{ fb}^{-1}$ .

Abbildung 5.4:  $\varphi^*$ -Verteilungen für das Higgs- und Z-Boson sowie der Auflösungsgraph für das Higgs-Boson, es wurden ausschließlich rekonstruierte Größen verwendet.

Die simulierte Messung funktioniert nach dem folgenden Prinzip: Die  $\varphi^*$ -Verteilungen vom Higgs- und Z-Boson werden in einem einzigen Histogramm zusammengefasst, wodurch schon eine gute Abschätzung des Untergrunds entsteht, da das Z-Boson diesen dominiert. Da hier nur auf Skalarität beziehungsweise Pseudoskalarität getestet werden soll, reicht es die  $\varphi^*$ -Verteilung in einem Bereich von 0

<sup>1</sup> Englische Bezeichnung für fehlende-Masse-Rechner.

bis  $\pi$  zu betrachten, anstelle des vollen Wertebereichs von 0 bis  $2\pi$ . Dies wird erreicht, indem für den Fall  $\varphi^* > \pi$  der Winkel wie folgt umdefiniert wird:

$$\varphi^* = 2\pi - \varphi^*. \quad (5.1)$$

Um die zur Verfügung stehende Statistik noch stärker auszunutzen, wird nun lediglich zwischen Ereignissen mit  $\varphi^* < \frac{\pi}{2}$  und  $\varphi^* \geq \frac{\pi}{2}$  unterschieden. Der eigentliche Test funktioniert nach dem folgenden Prinzip: Zunächst wird eine theoretisch erwartete Verteilung von Werten für den skalaren und den pseudoskalaren Fall berechnet, also gerade den gegenteiligen Fall, da im verwendeten Datenset skalare Higgs-Bosonen simuliert werden. Die theoretisch erwartete Verteilung wird ermittelt, indem die einzelnen Bestandteile der gesamten  $\varphi^*$ -Verteilung an theoretische Funktionen angepasst werden. Falsch rekonstruierte Zerfallsmoden werden an eine Gerade angepasst, der mittlere Bereich aus dem Auflösungsgraphen für das Higgs-Boson wird an die theoretische Funktion 2.5 aus Kapitel 2.5 angepasst, wobei der Term, der  $Q^2$  beinhaltet, als konstant aufgefasst wird. Wie schon in Kapitel 4.2.2 beschrieben, ist die Verteilung für die äußeren Bereiche des Auflösungsgraphen nicht vollständig verstanden, für die Verwendung von rekonstruierten Pionen jedoch hinreichend glatt, dass die gleiche Funktion wie für den mittleren Bereich mit einer Verschiebung von  $\pi$  an diese Verteilungen angepasst werden kann. Für den Z-Untergrund wird ebenfalls eine Gerade angenommen. Die einzelnen Bereiche für das Higgs-Boson mit angepassten Funktionen sind in Abbildung 5.5 zu sehen.

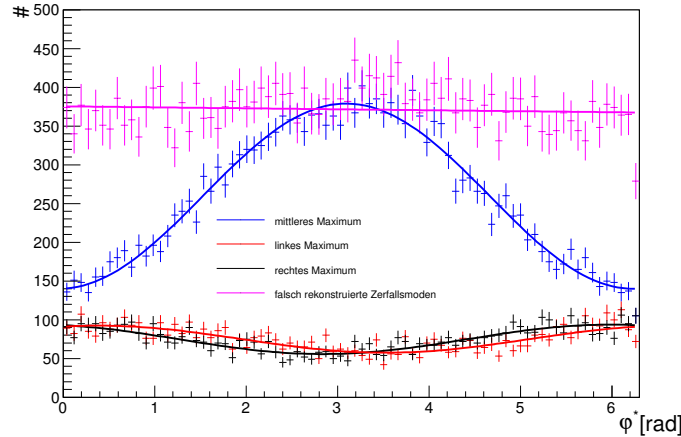


Abbildung 5.5: Bestandteile der  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson mit angepassten Funktionen bei einer Luminosität von ungefähr  $\mathcal{L} \approx 611\,928 \text{ fb}^{-1}$ .

Die so erhaltene Gesamtfunktion kann nun um  $\pi$  verschoben werden, um die Verteilung für den pseudoskalaren Fall zu simulieren. Diese theoretischen Betrachtungen werden für die volle verfügbare Statistik durchgeführt. Eine tatsächliche Messung würde mit geringerer Statistik durchgeführt werden, wobei die Luminosität folgendermaßen berechnet werden kann:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{hist}}{\sigma \cdot BR \cdot \frac{N_{nachSchneiden}}{\sigma \cdot BR \cdot L} \cdot (W_{\tau \rightarrow \rho})^2}. \quad (5.2)$$

$N_{hist}$  entspricht dabei den Einträgen im Histogramm für das Higgs-Boson, der Wirkungsquerschnitt

$\sigma = 19\,520\text{ fb}$ , die Zerfallswahrscheinlichkeit  $\text{BR} = 0,0637$ ,  $N_{\text{nachSchnitten}} = 8,21$  aus der Higgs-Analyse,  $L = 13\text{ fb}^{-1}$  ebenfalls aus der Higgs-Analyse [3] und  $W_{\tau \rightarrow \rho} = 0,4$  als Abschätzung der Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall des Taus in ein Rho. Dieser Wert ist von dem Literaturwert verschieden, da hier nur hadronisch zerfallende Taus betrachtet werden. Außerdem hängt er von der Effizienz der Tautidentifikation ab. Mit der so ermittelten Luminosität kann auch die Anzahl an erwarteten Einträgen für den Z-Untergrund ermittelt werden:

$$N_Z = N_{Z,\text{nachSchnitten}} \cdot (W_{\tau \rightarrow \rho})^2 \cdot \frac{\mathcal{L}}{L}. \quad (5.3)$$

Dabei entspricht  $N_{Z,\text{nachSchnitten}} = 1052$ . [3] Die erhaltene theoretische Verteilung kann nun auf die Luminosität der simulierten Messung skaliert werden. In einer tatsächlichen Messung könnte zum Beispiel die invariante Masse des betrachteten Ereignisses dazu verwendet werden, um zwischen Signal und Untergrund zu unterscheiden. Die invariante Masse für das Higgs-Boson mit Untergrund ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Dabei könnte jedem einzelnen berechneten Winkel  $\varphi^*$  anhand der Position in dieser Masseverteilung ein Gewicht zugeordnet werden, welches umso größer ist, je näher die invariante Masse an der des Higgs-Bosons liegt. Es wird die optimistische Einschätzung getroffen, dass durch Einbeziehung dieser und weiterer Überlegungen der Z-Untergrund auf 5% des erwarteten Wertes nach Formel 5.3 reduziert werden kann.

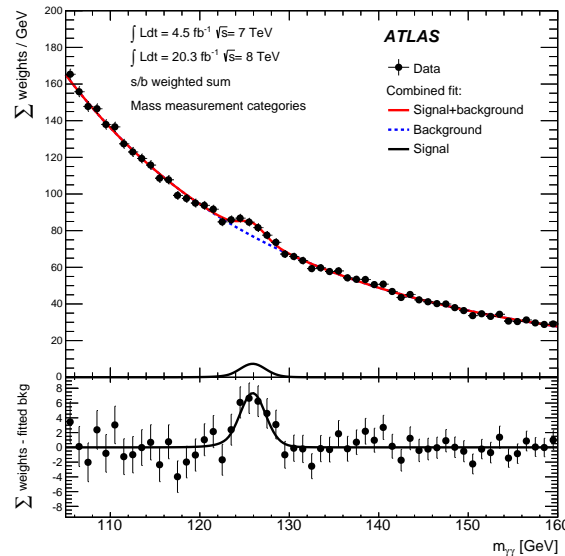
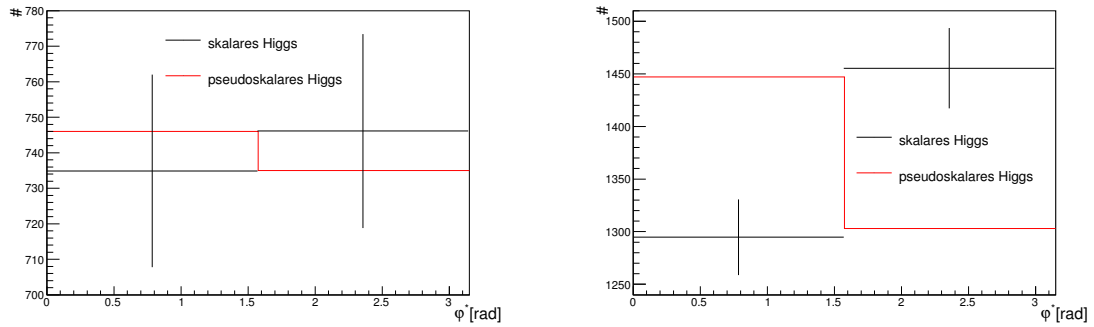


Abbildung 5.6: Verteilung der invarianten Masse für das Higgs-Boson mit Untergrund im  $H \rightarrow \gamma\gamma$ -Kanal. [24]

Als Beispiel sind in Abbildung 5.7 die simulierten Messungen für ein skalares Higgs-Boson im Vergleich zur theoretischen Erwartung eines pseudoskalaren Higgs-Bosons bei  $\mathcal{L} \approx 1979\text{ fb}^{-1}$  und 5% des erwarteten Z-Untergrunds und bei  $\mathcal{L} \approx 27\,215\text{ fb}^{-1}$  und 0% des erwarteten Z-Untergrundes gezeigt.

Die Messung wird simuliert, indem die theoretische skalare Verteilung ebenfalls auf die gewünschte Luminosität skaliert wird. Anschließend wird der linke Eintrag des Histogramms als Referenz genommen für eine Poisson-Verteilung mit dem Erwartungswert  $\lambda$ , der eben diesem Eintrag entspricht. Der Eintrag für die linke Hälfte wird von 0 bis  $N_{\text{max}}$  variiert,  $N_{\text{max}}$  ist durch eine bestimmte Luminosität vorgegeben, und der Eintrag der rechten Hälfte über  $N_{\text{rechts}} = N_{\text{gesamt}} - N_{\text{links}}$  berechnet. Nun kann



(a) Simulierte skalare Messung im Vergleich mit theoretischer pseudoskalarer Erwartung für eine Luminosität von  $1979 \text{ fb}^{-1}$  und Berücksichtigung von 5% des erwarteten Z-Untergrundes.

(b) Simulierte skalare Messung im Vergleich mit theoretischer pseudoskalarer Erwartung für eine Luminosität von  $27215 \text{ fb}^{-1}$  und Berücksichtigung von 0% des erwarteten Z-Untergrundes.

Abbildung 5.7: Simulierte skalare Messung im Vergleich mit theoretischer pseudoskalarer Erwartung.

für jede mögliche Kombination an Einträgen für die linke und rechte Hälfte des Histogramms für die skalare Messung ein  $\chi^2$ -Test mit dem theoretischen pseudoskalaren Histogramm durchgeführt werden. Ein kurzer Überblick über  $\chi^2$ -Tests ist in Referenz [25] zu finden. Die Verteilung für den pseudoskalaren Fall wird dabei mit einem Fehler von 0 angenommen, da für sie die Annahme unendlicher Statistik gelten soll, der Fehler für die skalare Verteilung entspricht dem statistischen Fehler von  $\sqrt{N}$ . Auf diese Weise können die Histogramme ungewichtet durch den  $\chi^2$ -Test miteinander verglichen werden. Das ermittelte  $\chi^2$  wird entsprechend dem Eintrag im linken Bereich des skalaren Histogramms mit der Poisson-Verteilung gewichtet. Anschließend werden die Bereiche für das skalare Histogramm getauscht und wieder eine Poisson-Verteilung an den linken Bereich angepasst. Mit dieser Poisson-Verteilung wird wieder für jede Kombination wie vorher ein  $\chi^2$  berechnet und mit dieser gewichtet. So entstehen zwei Verteilungen für  $\chi^2$ , einmal für den simulierten skalaren Fall bei einer bestimmten Luminosität und einmal für den simulierten skalaren Fall mit getauschten Bereichen. Diese Verteilungen sind beispielhaft in Abbildung 5.8 für eine Luminosität von  $27215 \text{ fb}^{-1}$  und 0% des erwarteten Z-Untergrundes gezeigt.

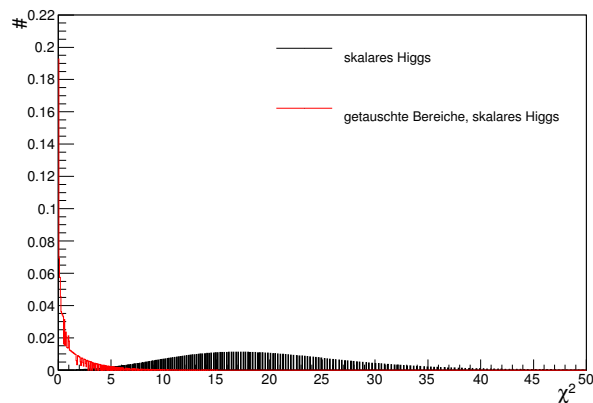
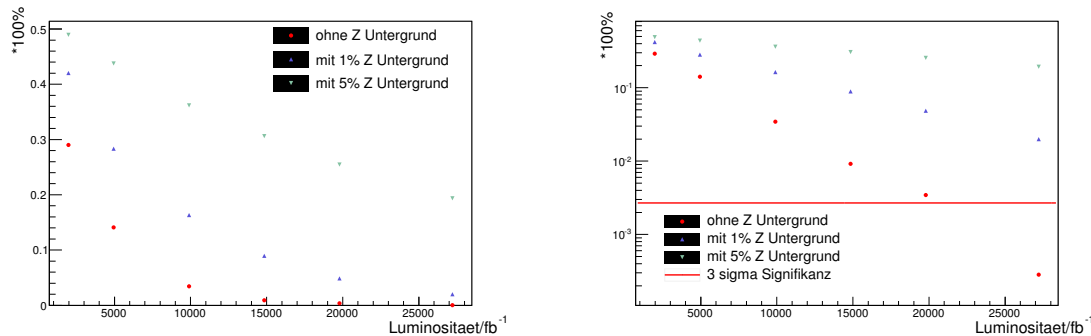


Abbildung 5.8: Verteilung der  $\chi^2$ -Werte für das skalare Higgs und das skalare Higgs mit getauschten Bereichen für eine Luminosität von  $27215 \text{ fb}^{-1}$  und Berücksichtigung von 0% des erwarteten Z-Untergrundes.

| Luminosität/ $\text{fb}^{-1}$ | $N_H$ | $N_{Z,1\%}$ | $N_{Z,5\%}$ | P0%      | P1%      | P5%      |
|-------------------------------|-------|-------------|-------------|----------|----------|----------|
| 1979                          | 200   | 256         | 1281        | 0,290 27 | 0,420 40 | 0,489 62 |
| 4948                          | 500   | 641         | 3203        | 0,140 90 | 0,283 36 | 0,437 62 |
| 9896                          | 1000  | 1281        | 6407        | 0,034 36 | 0,163 40 | 0,361 99 |
| 14 845                        | 1500  | 1922        | 9610        | 0,009 21 | 0,089 48 | 0,306 08 |
| 19 793                        | 2000  | 2563        | 12 814      | 0,003 46 | 0,048 65 | 0,254 55 |
| 27 215                        | 2750  | 3524        | 17 619      | 0,000 28 | 0,020 00 | 0,193 49 |

Tabelle 5.3: Daten zu Abbildung 5.9. Der Index zeigt an wie viel Prozent des erwarteten Z-Untergrund für den jeweiligen Wert berücksichtigt wurden.

Für die  $\chi^2$ -Verteilung mit getauschten Bereichen kann nun der Median ermittelt werden und anschließend der Anteil der gesamten  $\chi^2$ -Verteilung für den skalaren Fall ohne getauschte Bereiche, der unterhalb dieses Medians liegt. Ist dieser Anteil kleiner als 0,27%, kann mit einer Sicherheit von  $3\sigma$  der pseudoskalare Fall ausgeschlossen werden. Dieses Prinzip wird bei drei verschiedenen Fälle durchgeführt. Einmal wird der Z-Untergrund vollständig unberücksichtigt gelassen, einmal wird ein Prozent des erwarteten Z-Untergrunds und einmal fünf Prozent des erwarteten Z-Untergrunds berücksichtigt. Die so erhaltene, von der Luminosität abhängige, Verteilung der Anteile unterhalb des Medians für den pseudoskalaren Fall ist in Abbildung 5.9 dargestellt.



(a) Verteilung der Anteile des skalaren Falls unterhalb des Medians des pseudoskalaren Falls in Abhängigkeit der Luminosität.

(b) Verteilung der Anteile des skalaren Falls unterhalb des Medians des pseudoskalaren Falls in Abhängigkeit der Luminosität in halblogarithmischer Darstellung.

Abbildung 5.9: Verteilung der Anteile des skalaren Falls unterhalb des Medians des pseudoskalaren Falls in Abhängigkeit der Luminosität, einmal halblogarithmisch dargestellt.

Das Ergebnis wäre für den vollen Z-Untergrund vollständig von den statistischen Schwankungen des Z-Untergrunds bestimmt. Die zu Abbildung 5.9 gehörenden Zahlenwerte sind in Tabelle 5.3 zu finden. Es lässt sich insgesamt eine Abhängigkeit von etwa  $\propto N^{-\frac{1}{2}}$  erkennen, welche zunächst rein statistischer Natur ist. Die unterschiedlich starken Ausprägungen dieser Abhängigkeit für die verschiedenen Z-Untergründe rühren eben genau von diesen her, da statistische Schwankungen in diesen Untergründen die Genauigkeit der Messung beeinflussen und somit im Mittel ungenauer machen. Die bereits erwähnte Signifikanz von  $3\sigma$  lässt sich in Abbildung 5.9b relativ gut ablesen und wird für die Betrachtung ohne Z-Untergrund bei etwa  $21 \text{ ab}^{-1}$  erreicht. Im Vergleich mit Referenz [26], wo eine Signifikanz von  $3\sigma$  bereits bei  $550 \text{ fb}^{-1}$  erreicht wird und welche in dieser Arbeit etwa  $0,55 \text{ ab}^{-1} \cdot \frac{1100}{2 \text{ pb} \cdot 3 \text{ ab}^{-1}} \cdot \frac{8,21}{0,4 \cdot 0,4 \cdot \frac{19,52 \text{ pb} \cdot 13 \text{ fb}^{-1}}{19,52 \text{ pb} \cdot 13 \text{ fb}^{-1}}} \approx 19,48 \text{ ab}^{-1}$

entspricht, erscheint dieses Ergebnis in einer realistischen Größenordnung zu liegen. 1100 ist dabei die Ereigniszahl nach den Schnitten für die Luminosität von  $3 \text{ ab}^{-1}$  und für den Wirkungsquerschnitt von  $2 \text{ pb}$  aus der Referenz [26]. Es lässt sich nun noch untersuchen, ob die Sensitivität des durchgeführten Tests eventuell durch eine feinere Einteilung der Histogramme gesteigert werden kann. Dazu wird eine Messung mit einer Luminosität von  $27\,215 \text{ fb}^{-1}$  und ohne Z-Untergrund simuliert. Als Maß für die Genauigkeit der Messung wird der sogenannte p-Wert verwendet, der sich aus dem  $\chi^2$ -Test ergibt. In Abbildung 5.10 ist dieser p-Wert in Abhängigkeit der Anzahl an Bereichen im Histogramm halblogarithmisch aufgetragen. Wie zu sehen ist, ist dieser p-Wert lediglich für die Einteilung in fünf Bereiche etwas niedriger als für die durchgeführte Einteilung in zwei Bereiche. Der durchgeführte Test liefert also eine gute Abschätzung der Signifikanz, diese kann bei wirklich durchgeführten Messungen durch eine Einteilung in fünf Bereiche allerdings eventuell noch etwas verbessert werden.

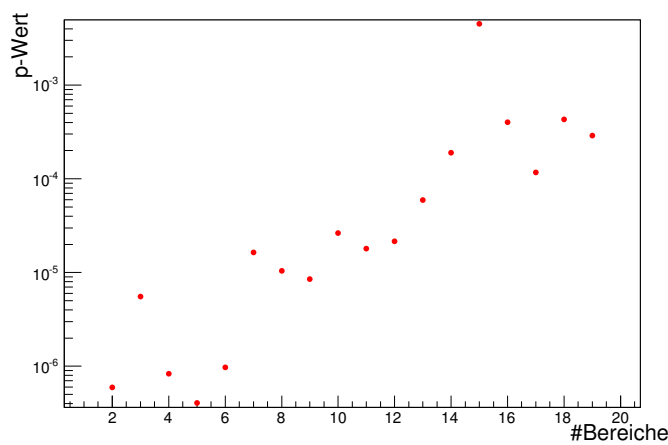


Abbildung 5.10: p-Werte für eine Luminosität von  $27\,125 \text{ fb}^{-1}$  und ohne Z-Untergrund in Abhängigkeit der Einteilung der Bereiche.

Es wird durch das Ergebnis der simulierten Messung in Abbildung 5.9 sehr deutlich, dass es für eine tatsächliche Messung am ATLAS-Experiment von essentieller Bedeutung ist, den Z-Untergrund so weit wie möglich zu minimieren. Dazu könnte zum Beispiel die invariante Masse der Z- und Higgs-Bosonen ausgenutzt werden, da diese mit  $m_Z \approx 90 \text{ GeV}$  beziehungsweise  $m_{Higgs} \approx 125 \text{ GeV}$  schon einen gewissen Grad an Diskriminierung zwischen diesen beiden erlauben. Mit diesem Ergebnis ist auch klar, weshalb keine Messung des CP-Mischungswinkels simuliert wurde. Bereits bei diesem relativ simplen Test auf Skalarität beziehungsweise Pseudoskalarität ist eine Luminosität von etwa  $21 \text{ ab}^{-1}$  nötig, um eine Signifikanz von  $3\sigma$  zu erreichen und das bei vollständiger Vernachlässigung des Z-Untergrunds. Diese Messung ist für den Fall einer maximalen CP-Verletzung, also eines Mischungswinkel von  $\phi = \frac{\pi}{4}$ , nicht möglich, da die Umdefinierung von  $\varphi^*$  auf den Wertebereich von 0 bis  $\pi$  dafür sorgen würde, dass die Verteilung flach wird. Bei der Messung des CP-Mischungswinkels hingegen wäre ein deutlich größerer Wertebereich nötig gewesen und eine deutlich feinere Einteilung der Winkelbereiche. Aus diesem Grund hätte der Z-Untergrund bei solch einer Messung einen noch stärkeren Einfluss auf dieselbe und es wäre eine noch deutlich größere Luminosität vonnöten gewesen, um eine signifikante Aussage über den Mischungswinkel treffen zu können. Auch dieser Punkt zeigt erneut auf, wie wichtig es ist, den Z-Untergrund so weit wie möglich minimieren zu können, damit solch eine Messung in den Bereich des Möglichen kommt.

---

## Ergebnisdiskussion

---

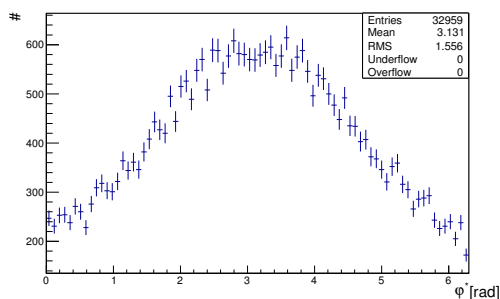
Nachdem zunächst in Kapitel 4.1 festgestellt wurde, dass die in Kapitel 2.5 vorgestellte Methode prinzipiell auch tatsächlich so am ATLAS-Experiment anwendbar ist, wurde in Kapitel 4.2 schrittweise die Auswirkung von rekonstruierten Größen auf die Methode untersucht. Es stellte sich heraus, dass das Bezugssystem, in dem  $y_1$  und  $y_2$  berechnet werden, einen großen Einfluss auf die  $\varphi^*$ -Verteilung hat. Im Rahmen dieser Arbeit erwies sich das Laborsystem als geeignetstes Bezugssystem für diese Rechnung, auch wenn sich bei der Verwendung wahrer Pionen in diesem ein Effekt zeigte, der nicht vollständig verstanden ist. Um ein besseres Bezugssystem als das Laborsystem zu finden, sind weitere Studien notwendig, wobei zum Beispiel die Verwendung von MMC [22] eine Möglichkeit wäre. Außerdem zeigte sich, dass die rekonstruierte Position der neutralen Pionen ebenfalls eine große Auswirkung auf die Winkelverteilung von  $\varphi^*$  hat. Des Weiteren wurde deutlich, dass falsch rekonstruierte Zerfallsmode die Verteilung in erster Näherung unbeeinflusst lassen. Für den dominanten Untergrund bei einer Higgs-Analyse, verursacht durch Z-Bosonen, konnte insgesamt festgestellt werden, dass dieser flach ist. Anschließend wurde in Kapitel 5 eine Messung auf Skalarität beziehungsweise Pseudoskalarität mit Bezug auf die Higgs-Analyse aus Referenz [3] simuliert. Dazu wurde zunächst der Einfluss verschiedener kinematischer Schnitte auf die Verteilung untersucht und festgestellt, dass diese auch für die Berechnung von  $\varphi^*$  verwendbar sind, da die Verteilung nicht beeinflusst wird. Ein erneuter Versuch ein anderes Bezugssystem als das Laborsystem zur Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  zu verwenden, nämlich die kollineare Approximation zur Rekonstruktion der  $\tau^\pm$ -Bezugssysteme, erwies sich als nicht nützlich, da die  $\varphi^*$ -Verteilung dadurch flacher wurde. Bei dem eigentlichen Test auf Skalarität beziehungsweise Pseudoskalarität konnte ab einer Luminosität von etwa  $21 \text{ ab}^{-1}$  und ohne Berücksichtigung des Z-Untergrundes der pseudoskalare Fall mit einer Signifikanz von  $3\sigma$  ausgeschlossen werden. Damit wird auch deutlich wie sehr statistische Schwankungen im Z-Untergrund die  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson beeinflussen und somit eine Messung des eigentlichen CP-Mischungswinkels deutlich erschweren. Es ist also von großem Interesse, diesen Z-Untergrund soweit wie irgend möglich zu minimieren, damit die Messung des CP-Mischungswinkels möglich wird. Außerdem ist es möglich weitere Kanäle beziehungsweise Methoden zur Messung der CP-Verletzung einzubeziehen. Durch die Kombination mehrerer Methoden ist es möglich eine genauere Messung der CP-Verletzung mit den vorhandenen Daten durchzuführen. Eine dieser Methoden ist zum Beispiel in Referenz [27] beschrieben.



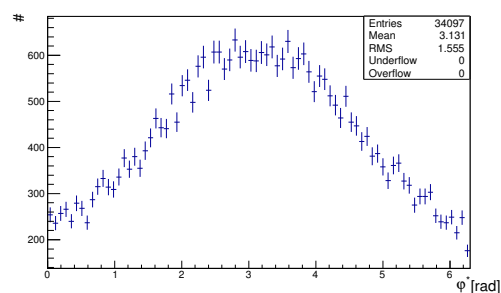
# Anhang

## A.1 Einfluss des Standardschnitts auf rekonstruierte $\tau$ -Leptonen

Hier soll untersucht werden, inwiefern der Standardschnitt mit rekonstruierten Größen Einfluss auf die  $\varphi^*$ -Verteilung hat. Dazu werden die Schnitte  $p_T > 15$  GeV,  $|\eta| < 2,5$  und  $p_T > 1$  GeV für den höchsten Spurtransversalimpuls auf die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen angewandt. Des Weiteren wird sowohl als wahrer wie auch rekonstruierter Zerfallsmodus  $1p1n$  gefordert. Für die Berechnung von  $\varphi^*$  werden weiterhin die wahren Pionen verwendet und  $y_1$  und  $y_2$  werden weiterhin im jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystem berechnet, um die Auswirkung des rekonstruierten Schnitts zu verdeutlichen. Die Verteilungen für den Standardschnitt auf wahre und rekonstruierte  $\tau$ -Leptonen sind in Abbildung A.1 dargestellt. Für die Verwendung des Standardschnitts auf die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen sind mit 32 959 Einträgen etwas weniger Einträge im Histogramm als für die Verwendung auf wahre  $\tau$ -Leptonen mit 34 097 Einträgen. Außerdem fällt auf, dass die Amplitude der Verteilung bei beiden Histogrammen in etwa gleich geblieben ist mit ungefähr 360 Einträgen Unterschied zwischen lokalem Maximum und Minimum in jedem der Histogramme. Das bedeutet, es ist kein deutlicher negativer Einfluss auf die Form der  $\varphi^*$ -Verteilung gegenüber vorher feststellbar.



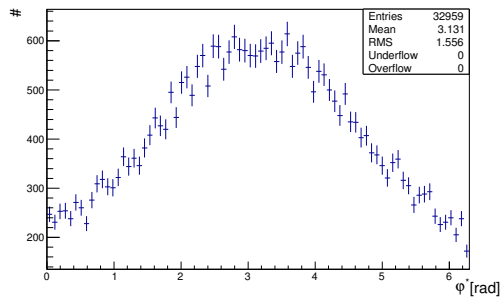
(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für den Standardschnitt auf rekonstruierte  $\tau$ -Leptonen.



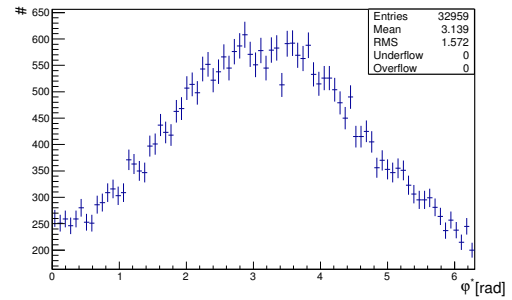
(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für den Standardschnitt auf wahre  $\tau$ -Leptonen.

Abbildung A.1:  $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson. Die Verwendung des Standardschnitts auf wahre und rekonstruierte  $\tau$ -Leptonen im Vergleich.  $y_1$  und  $y_2$  wurden in den jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystem berechnet.

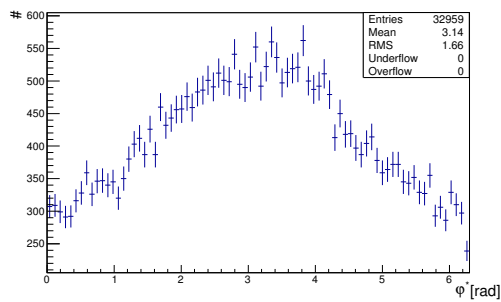
## A.2 $\varphi^*$ -Verteilungen für den Amplitudenvergleich verschiedener Rekonstruktionsstufen



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung wahrer Pionen.



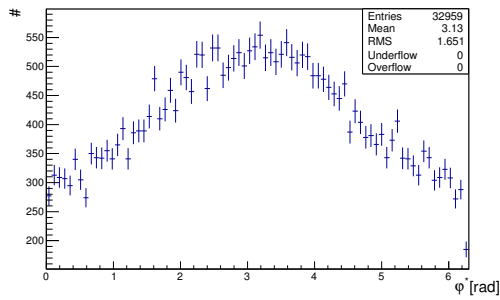
(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung wahrer neutraler und rekonstruierter geladener Pionen.



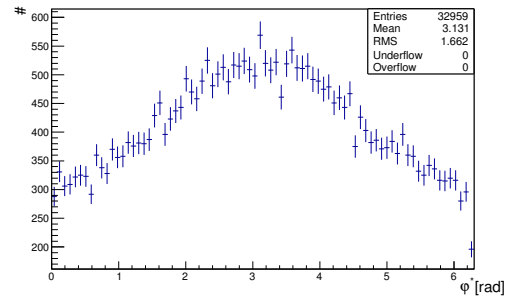
(c)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung rekonstruierter Pionen.

Abbildung A.2:  $\varphi^*$ -Verteilung für die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im jeweiligen  $\tau^\pm$ -Bezugssystem. Der Standardchnitt wurde auf die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen angewendet.

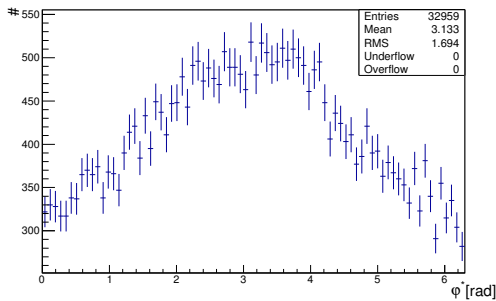
## A.2 $\varphi^*$ -Verteilungen für den Amplitudenvergleich verschiedener Rekonstruktionsstufen



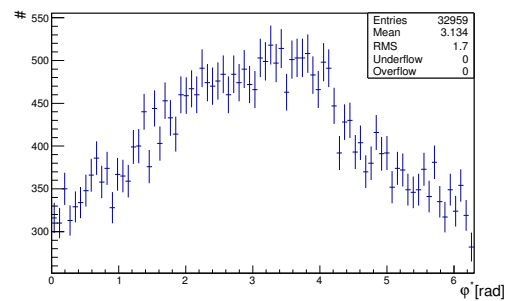
(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung wahrer Pionen.



(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung wahrer neutraler und rekonstruierter geladener Pionen.

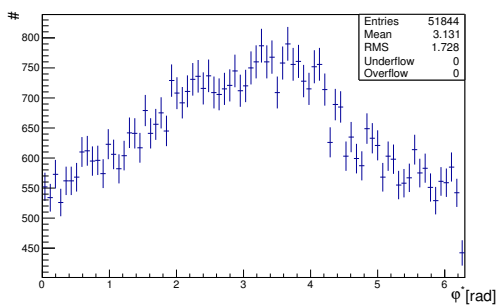


(c)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung rekonstruierter geladener Pionen und der rekonstruierten Richtung und der wahren Energie der neutralen Pionen.

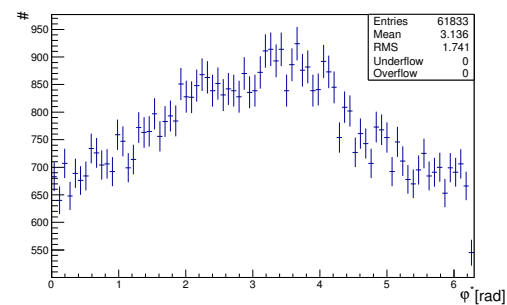


(d)  $\varphi^*$ -Verteilung für die Verwendung rekonstruierter Pionen.

Abbildung A.3:  $\varphi^*$ -Verteilung für die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem. Der Standardschnitt wurde auf die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen angewendet.



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für den rekonstruierten Zerfallsmodus  $1p1n$  und die wahren Zerfallsmodi  $1p1n$  und  $1pXn$ .



(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für den rekonstruierten Zerfallsmodus  $1p1n$  und alle wahren Zerfallsmodi.

Abbildung A.4:  $\varphi^*$ -Verteilung für die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem und die Verwendung rekonstruierter Pionen. Der Standardschnitt wurde auf die rekonstruierten  $\tau$ -Leptonen angewendet. Es wird lediglich für den rekonstruierten Zerfallsmodus  $1p1n$  gefordert und alle wahren Zerfallsmodi zugelassen.

### A.3 Weitere Abbildungen

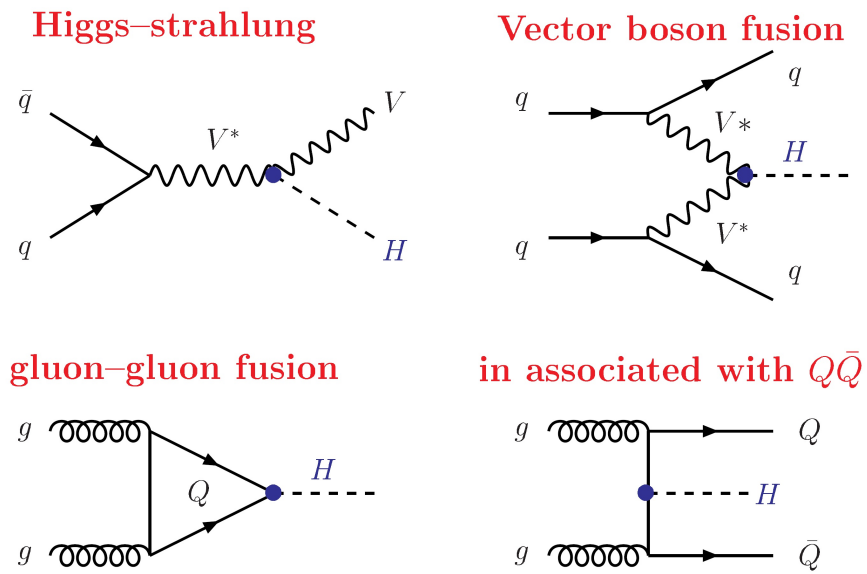
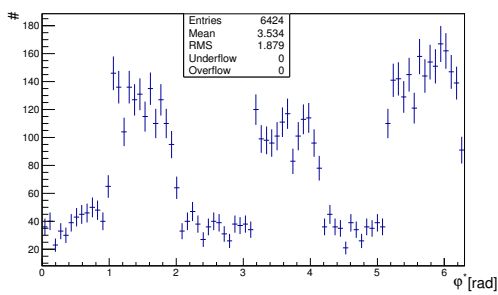
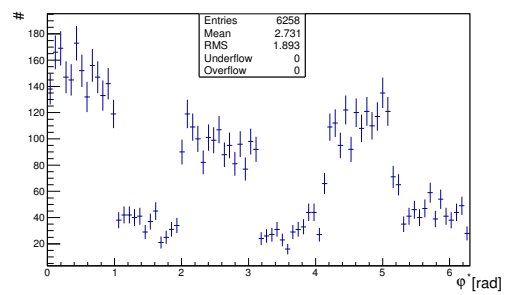


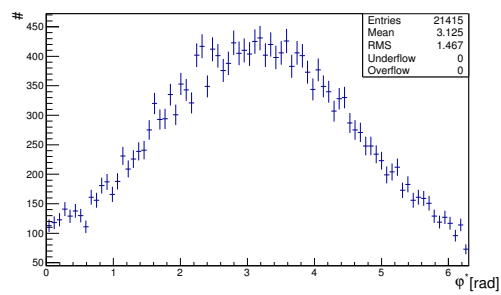
Abbildung A.5: Feynman-Diagramme zu den wichtigsten Produktionskanälen des Higgs-Bosons. [28]



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für die linke Deltadistribution.

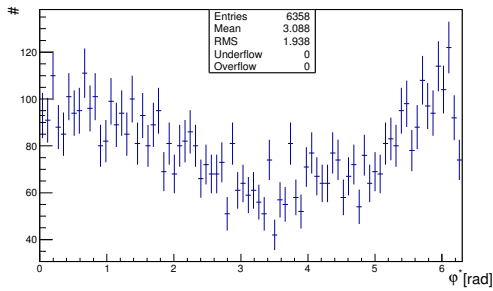


(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für die rechte Deltadistribution.

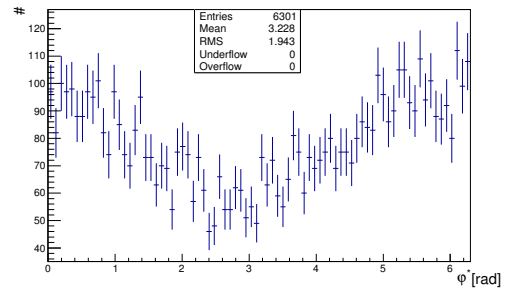


(c)  $\varphi^*$ -Verteilung für die mittlere Deltadistribution.

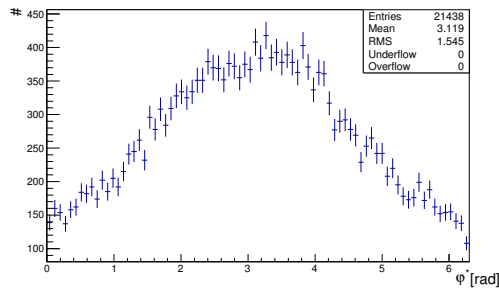
Abbildung A.6:  $\varphi^*$ -Verteilung für die einzelnen Deltadistributionen des Auflösungsgraphen für die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem und die Verwendung von wahren Pionen.



(a)  $\varphi^*$ -Verteilung für den linken Bereich.  
 $\varphi_{reco}^* - \varphi_{true}^* \leq -2,0$ .

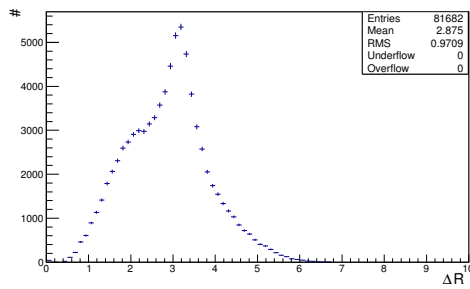


(b)  $\varphi^*$ -Verteilung für den rechten Bereich.  
 $\varphi_{reco}^* - \varphi_{true}^* \geq 2,0$ .

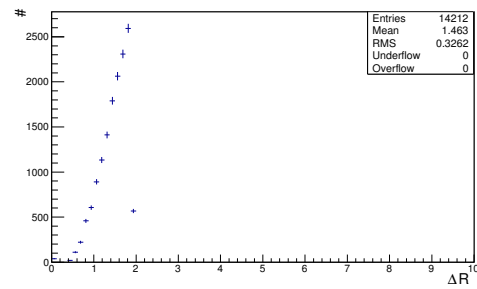


(c)  $\varphi^*$ -Verteilung für den mittleren Bereich.  
 $|\varphi_{reco}^* - \varphi_{true}^*| < 2,0$ .

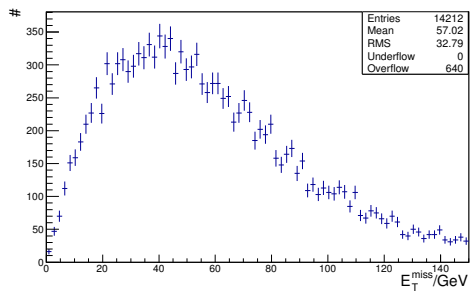
Abbildung A.7:  $\varphi^*$ -Verteilung für die einzelnen Bereiche aus dem Auflösungsgraphen für die Berechnung von  $y_1$  und  $y_2$  im Laborsystem. Es wurden rekonstruierte Pionen zur Berechnung von  $\varphi^*$  verwendet.



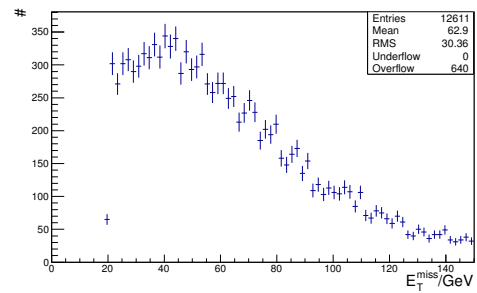
(a)  $\Delta R$  vor dem Schnitt.



(b)  $\Delta R$  nach dem Schnitt.



(c)  $E_T^{miss}$  vor dem Schnitt.



(d)  $E_T^{miss}$  nach dem Schnitt.

Abbildung A.8: Einige Schnitte, die für die Verwendung der kollinearen Approximation verwendet werden. Zur Illustration sind die Variablen  $\Delta R$  und  $E_T^{miss}$  vor und nach dem jeweiligen Schnitt gezeigt.



---

## Literatur

---

- [1] G. Aad u. a., „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC“, *Phys.Lett. B*716 (2012) 1–29, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [2] J. Beringer et al. (Particle Data Group), *STATUS OF HIGGS BOSON PHYSICS*, zuletzt eingesehen: 07.08.2014, URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-higgs-boson.pdf>.
- [3] „Search for the Standard Model Higgs boson in  $H \rightarrow \tau\tau$  decays in proton-proton collisions with the ATLAS detector“, Techn. Ber. ATLAS-CONF-2012-160, CERN, Nov. 2012.
- [4] A. Djouadi, „The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model“, *Phys.Rept.* 457 (2008) 1–216, doi: 10.1016/j.physrep.2007.10.004, arXiv:hep-ph/0503172 [hep-ph].
- [5] Wikipedia, *Standardmodell*, zuletzt eingesehen: 07.08.2014, URL: <http://de.wikipedia.org/wiki/Standardmodell>.
- [6] G. Servant, „Baryogenesis from Strong CP Violation and the QCD Axion“ (2014), arXiv:1407.0030 [hep-ph].
- [7] S. Heinemeyer u. a., „Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties“ (2013), hrsg. von S. Heinemeyer, doi: 10.5170/CERN-2013-004, arXiv:1307.1347 [hep-ph].
- [8] ReiTanaka, *SM Higgs production cross sections at  $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$  (update in CERN Report3)*, zuletzt eingesehen: 07.08.2014, URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageAt8TeV>.
- [9] D. Rainwater, D. Zeppenfeld und K. Hagiwara, „Searching for  $H \rightarrow \tau\tau$  in weak boson fusion at the CERN LHC“, *Phys. Rev. D* 59 (1 Dez. 1998) 014037, doi: 10.1103/PhysRevD.59.014037, URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.59.014037>.
- [10] M. Worek, „Tau polarization and its correlations as a signal for Higgs bosons. Universal spin interface for TAUOLA package“, *Acta Phys.Polon.* B32 (2001) 3803–3811, arXiv:hep-ph/0110228 [hep-ph].
- [11] S. Berge, W. Bernreuther und H. Spiesberger, „Determination of the CP parity of Higgs bosons in their tau decay channels at the ILC“ (2012), arXiv:1208.1507 [hep-ph].

- [12] S. Chatrchyan u. a., „Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC“, *Phys.Lett. B*716 (2012) 30–61, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [13] J. Beringer et al. (Particle Data Group),  $\tau$ , zuletzt eingesehen: 07.08.2014, URL: <http://pdg.web.cern.ch/pdg/2012/listings/rpp2012-list-tau.pdf>.
- [14] M. Worek, „Higgs CP from  $H/A0 \rightarrow \tau\tau$  decay“, *Acta Phys.Polon. B*34 (2003) 4549–4560, arXiv:hep-ph/0305082 [hep-ph].
- [15] K. Desch u. a., „Probing the CP nature of the Higgs boson at linear colliders with tau spin correlations: The Case of mixed scalar - pseudoscalar couplings“, *Phys.Lett. B*579 (2004) 157–164, doi: 10.1016/j.physletb.2003.10.074, arXiv:hep-ph/0307331 [hep-ph].
- [16] O. S. Brüning u. a., *LHC Design Report*, Geneva: CERN, 2004.
- [17] G. Aad u. a., „The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider“, *JINST* 3 (2008) S08003, doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [18] <http://te-epc-lpc.web.cern.ch>, *Cern Accelerator Complex*, zuletzt eingesehen: 07.08.2014, URL: <http://te-epc-lpc.web.cern.ch/te-epc-lpc/machines/pagesources/Cern-Accelerator-Complex.jpg>.
- [19] K. Nakamura et al. (Particle Data Group),  $\tau$  BRANCHING FRACTIONS, zuletzt eingesehen: 07.08.2014, URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-tau-branching-fractions.pdf>.
- [20] B. T. Winter, *Reconstruction of neutral pions in hadronic tau lepton decays in the ATLAS detector*, Masterarbeit, 2012.
- [21] C. Limbach, „Titel noch nicht bekannt“, Diss.: Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [22] A. Elagin u. a., „A New Mass Reconstruction Technique for Resonances Decaying to di-tau“, *Nucl.Instrum.Meth. A*654 (2011) 481–489, doi: 10.1016/j.nima.2011.07.009, arXiv:1012.4686 [hep-ex].
- [23] G. Aad u. a., „Measurement of the Z to tau tau Cross Section with the ATLAS Detector“, *Phys.Rev. D*84 (2011) 112006, doi: 10.1103/PhysRevD.84.112006, arXiv:1108.2016 [hep-ex].
- [24] G. Aad u. a., „Measurement of the Higgs boson mass from the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  and  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  channels with the ATLAS detector using  $25 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data“ (2014), arXiv:1406.3827 [hep-ex].
- [25] R. Andrae, T. Schulze-Hartung und P. Melchior, „Dos and don'ts of reduced chi-squared“ (2010), arXiv:1012.3754 [astro-ph. IM].
- [26] R. Harnik u. a., „Measuring CP violation in  $h \rightarrow \tau^+\tau^-$  at colliders“, *Phys.Rev. D*88.7 (2013) 076009, doi: 10.1103/PhysRevD.88.076009, arXiv:1308.1094 [hep-ph].

- [27] S. Berge und W. Bernreuther,  
„Determining the CP parity of Higgs bosons at the LHC in the tau to 1-prong decay channel“,  
*Phys.Lett. B*671 (2009) 470–476, doi: 10.1016/j.physletb.2008.12.065,  
arXiv:0812.1910 [hep-ph].
- [28] A. Djouadi, „Higgs Physics: Theory“, *Pramana* 79 (2012) 513–539,  
doi: 10.1007/s12043-012-0361-y, arXiv:1203.4199 [hep-ph].



---

# Abbildungsverzeichnis

---

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 2.1 | Bestandteile des Standardmodells . . . . .  | 3  |
| 2.2 | Wirkungsquerschnitte zur Produktion eines Higgs-Bosons. . . . .   | 5  |
| 2.3 | Zerfallskanäle des Higgs-Bosons. . . . .  | 6  |
| 2.4 | Veranschaulichung des Azimuthwinkels $\varphi^*$ zwischen den Zerfallsebenen der $\rho^\pm$ -Mesonen . . . . .  | 8  |
| 3.1 | Darstellung des Large Hadron Colliders am CERN . . . . .  | 12 |
| 3.2 | Darstellung des ATLAS-Experiments . . . . .   | 12 |
| 3.3 | Darstellung eines 1p1n-Zerfalls im Detektor . . . . .   | 15 |
| 3.4 | Darstellung eines 1p1n-Zerfalls im Detektor, der fälschlicherweise als 1pXn klassifiziert wurde . . . . .   | 16 |
| 3.5 | Migrationsmatrizen mit dem CellBased- und dem PanTau-Algorithmus in Kombination. . . . .  | 17 |
| 3.6 | Auflösungsgraphen der $\tau$ -Leptonen für die Größen $\eta$ , $\phi$ und $E_T$ in halblogarithmischer Darstellung. . . . .   | 18 |
| 4.1 | $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und die Verwendung wahrer Monte Carlo Pionen, getrennt nach $y_1 y_2$ positiv und negativ. $y_1$ und $y_2$ wurden im jeweiligen $\tau$ -Bezugssystem berechnet. . . . .                 | 20 |
| 4.2 | Rekombinierte $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und das Z-Boson und die Verwendung von wahren Pionen, $y_1$ und $y_2$ wurden in den jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystemen berechnet. . . . .                              | 21 |
| 4.3 | $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und Auflösungsverteilung für die Verwendung rekonstruierter geladener Pionen und wahrer neutraler Pionen, $y_1$ , $y_2$ in den jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystemen berechnet. . . . . | 21 |
| 4.4 | $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und Auflösungsverteilung für die Verwendung rekonstruierter Pionen. $y_1$ und $y_2$ sind in den jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystemen berechnet worden. . . . .                         | 22 |
| 4.5 | $y_1 y_2$ für wahre Pionen gegen $y_1 y_2$ für rekonstruierte Pionen, $y_1$ , $y_2$ in den jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystemen berechnet. . . . .   | 22 |
| 4.6 | $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und wahre Pionen für die Berechnung von $y_1$ und $y_2$ in verschiedenen Stufen der rekonstruierten $\tau^\pm$ -Bezugssysteme. . . . .  | 23 |
| 4.7 | $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und Auflösungsverteilung für die Berechnung von $y_1$ und $y_2$ im Laborsystem. Es wurden rekonstruierte Pionen verwendet. . . . .  | 24 |
| 4.8 | $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson und Auflösungsverteilung für die Berechnung von $y_1$ und $y_2$ im Laborsystem. . . . .   | 25 |
| 4.9 | $y_1 y_2$ für die Berechnung im jeweiligen $\tau$ -Bezugssystem gegen $y_1 y_2$ für die Berechnung im Laborsystem, es wurden wahre Pionen verwendet. . . . .  | 25 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 4.10 | $\varphi^*$ -Korrelation mit $y_1 y_2$ . . . . .  | 26 |
| 4.11 | $\varphi^*$ -Amplituden für die einzelnen Auflösungseffekte . . . . .   | 27 |
| 4.12 | $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson in Abhängigkeit falsch rekonstruierter Zerfallsmoden . . . . .  | 28 |
| 4.13 | $\varphi^*$ -Verteilung für das Z-Boson in Abhängigkeit falsch rekonstruierter Zerfallsmoden . . . . .  | 28 |
| 5.1  | $\varphi^*$ -Verteilung für verschiedene kinematische Schnitte, Verteilungen sind auf 1 normiert. . . . .   | 30 |
| 5.2  | $\varphi^*$ -Verteilung für die kinematischen Schnitte für die kollineare Approximation, Verteilungen sind auf 1 normiert. . . . .  | 31 |
| 5.3  | $\varphi^*$ -Verteilungen und Auflösungsgraph für die Berechnung von $y_1 y_2$ im Laborsystem beziehungsweise mit der kollinearen Approximation überlagert. . . . .   | 32 |
| 5.4  | $\varphi^*$ -Verteilungen für das Higgs- und Z-Boson sowie der Auflösungsgraph für das Higgs-Boson, es wurden ausschließlich rekonstruierte Größen verwendet. . . . .   | 33 |
| 5.5  | Bestandteile der $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson mit angepassten Funktionen . . . . .   | 34 |
| 5.6  | Verteilung der invarianten Masse für das Higgs-Boson mit Untergrund im $H \rightarrow \gamma\gamma$ -Kanal . . . . .  | 35 |
| 5.7  | Simulierte skalare Messung im Vergleich mit theoretischer pseudoskalarer Erwartung. . . . .   | 36 |
| 5.8  | Verteilung der $\chi^2$ -Werte für das skalare Higgs und das skalare Higgs mit getauschten Bereichen . . . . .  | 36 |
| 5.9  | Verteilung der Anteile des skalaren Falls unterhalb des Medians des pseudoskalaren Falls in Abhängigkeit der Luminosität, einmal halblogarithmisch dargestellt. . . . .   | 37 |
| 5.10 | p-Werte für eine Luminosität von $27\,215\text{ fb}^{-1}$ und ohne Z-Untergrund in Abhängigkeit der Einteilung der Bereiche . . . . .   | 38 |
| A.1  | $\varphi^*$ -Verteilung für das Higgs-Boson. Die Verwendung des Standardschnitt auf wahre und rekonstruierte $\tau$ -Leptonen im Vergleich. $y_1$ und $y_2$ wurden in den jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystem berechnet. . . . .  | 41 |
| A.2  | $\varphi^*$ -Verteilung für die Berechnung von $y_1$ und $y_2$ im jeweiligen $\tau^\pm$ -Bezugssystem. Der Standardschnitt wurde auf die rekonstruierten $\tau$ -Leptonen angewendet. . . . .   | 42 |
| A.3  | $\varphi^*$ -Verteilung für die Berechnung von $y_1$ und $y_2$ im Laborsystem. Der Standardschnitt wurde auf die rekonstruierten $\tau$ -Leptonen angewendet. . . . .   | 43 |
| A.4  | $\varphi^*$ -Verteilung für die Berechnung von $y_1$ und $y_2$ im Laborsystem und die Verwendung rekonstruierter Pionen. Der Standardschnitt wurde auf die rekonstruierten $\tau$ -Leptonen angewendet. Es wird lediglich für den rekonstruierten Zerfallsmodus $1p1n$ gefordert und alle wahren Zerfallsmodi zugelassen. . . . . | 43 |
| A.5  | Feynman-Diagramme zu den wichtigsten Produktionskanälen des Higgs-Bosons . . . . .  | 44 |
| A.6  | $\varphi^*$ -Verteilung für die einzelnen Deltadistributionen des Auflösungsgraphen für die Berechnung von $y_1$ und $y_2$ im Laborsystem und die Verwendung von wahren Pionen. . . . .   | 45 |
| A.7  | $\varphi^*$ -Verteilung für die einzelnen Bereiche aus dem Auflösungsgraphen für die Berechnung von $y_1$ und $y_2$ im Laborsystem. Es wurden rekonstruierte Pionen zur Berechnung von $\varphi^*$ verwendet. . . . .   | 46 |
| A.8  | Einige Schnitte, die für die Verwendung der kollinearen Approximation verwendet werden. Zur Illustration sind die Variablen $\Delta R$ und $E_T^{miss}$ vor und nach dem jeweiligen Schnitt gezeigt. . . . .  | 47 |

---

# Tabellenverzeichnis

---

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 4.1 | Anzahl der Ereignisse der verschiedenen Datensätze nach jedem Schnitt. Wahre beziehungsweise rekonstruierte Taus steht für die Anwendung der jeweiligen Schnitte auf die wahren/rekonstruierten $\tau$ -Leptonen. . . . . | 20 |
| 4.2 | Erläuterung der Bezeichnungen auf der x-Achse von Abbildung 4.11. Die $\varphi^*$ -Verteilungen zu den einzelnen Auflösungseffekten sind im Anhang A.2 zu finden. . . . .   | 27 |
| 5.1 | Anzahl der Ereignisse der verschiedenen Datensätze nach jedem Schnitt aus der Higgs-Analyse [3]. . . . .  | 30 |
| 5.2 | Anzahl der Ereignisse der verschiedenen Datensätze nach jedem Schnitt aus der Higgs-Analyse [3], für die vermutet wird, dass sie die Anwendbarkeit der kollinearen Approximation steigern. . . . .                        | 31 |
| 5.3 | Daten zu Abbildung 5.9. Der Index zeigt an wie viel Prozent des erwarteten Z-Untergrund für den jeweiligen Wert berücksichtigt wurden. . . . .  | 37 |



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