

BACHELORARBEIT

---

# Studien zur Bestimmung der CP - Natur eines Higgs - Teilchens in $pp \rightarrow (Z/W)H$ mit dem ATLAS Experiment

Alena Lösle



---

Fakultät für Mathematik und Physik  
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg



Studien zur Bestimmung der CP - Natur  
eines Higgs - Teilchens in  $pp \rightarrow (Z/W)H$   
mit dem ATLAS Experiment

BACHELORARBEIT

vorgelegt von

Alena Lösle

Freiburg im Breisgau 2013

Prof. Dr. Markus Schumacher  
Fakultät für Mathematik und Physik der  
ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT  
Freiburg im Breisgau



---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Das Standardmodell . . . . .	3
2.2. Der Higgs-Mechanismus . . . . .	4
2.3. P- und C-Symmetrie . . . . .	6
2.4. Anomale Kopplungen an schwache Eichbosonen . . . . .	7
<b>3. Das ATLAS-Experiment</b>	<b>9</b>
3.1. Der Large Hadron Collider . . . . .	9
3.2. Der ATLAS-Detektor . . . . .	9
3.2.1. Spurdetektor . . . . .	11
3.2.2. Kalorimeter . . . . .	11
3.2.3. Myonenkammer . . . . .	12
3.2.4. Trigger-System . . . . .	12
<b>4. Signal- und Untergrundprozesse</b>	<b>15</b>
4.1. Signalprozess $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . . . . .	15
4.2. Signalprozess $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . . . . .	16
4.3. Untergrundprozesse . . . . .	17
4.3.1. $t\bar{t} \rightarrow Wb + W\bar{b}$ . . . . .	17
4.3.2. V + Jets . . . . .	18
4.4. Verwendete Ereignissimulationen . . . . .	19
<b>5. Parametrisierungen</b>	<b>21</b>
5.1. Elektronen . . . . .	21
5.2. Myonen . . . . .	22
5.3. Fehlende transversale Energie . . . . .	22
5.4. Jets . . . . .	23
5.5. b-tagging . . . . .	24
<b>6. Selektion der Ereignisse</b>	<b>27</b>
6.1. Vorselektion . . . . .	27
6.1.1. Objektselektion . . . . .	27
6.1.2. Rekonstruktion des Neutrino . . . . .	28
6.2. Signifikanzoptimierung . . . . .	30
6.2.1. $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . . . . .	30
6.2.2. $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . . . . .	37
<b>7. Analyse der CP-Eigenschaften</b>	<b>43</b>
7.1. Betrachtete Observablen . . . . .	43
7.1.1. Observable $\cos(\theta_L)$ . . . . .	43

---

7.1.2. Observable $\cos(\theta_V)$ . . . . .	45
7.1.3. Observable $\cos(\phi)$ . . . . .	47
7.1.4. Observable $\cos(\delta^+)$ . . . . .	49
7.1.5. Observable $\cos(\delta^-)$ . . . . .	51
7.1.6. Observable $ m_{anom} ^2 /  m_{sm} ^2$ . . . . .	53
7.2. Hypothesentest . . . . .	56
7.2.1. Teststatistik . . . . .	56
7.2.2. Analyse für $25 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	58
7.2.3. Analyse für $100 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	66
<b>8. Zusammenfassung</b>	<b>75</b>
<b>A. Tabellen</b>	<b>77</b>
<b>B. Grafiken</b>	<b>79</b>
<b>C. Danksagung</b>	<b>87</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>89</b>

Das Standardmodell der Teilchenphysik [1–3], entwickelt in den 1960er und 1970er Jahren, beschreibt alle bisher bekannten Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen untereinander mit hoher Präzision. Das Standardmodell postuliert die Existenz der Materieteilchen mit halbzahligem Spin, genannt Fermionen, und liefert eine Beschreibung der fundamentalen Wechselwirkungen, welche durch Elementarteilchen mit ganzzahligem Spin, den Eichbosonen, übermittelt werden. Alle theoretischen Vorhersagen des Standardmodells konnten bis heute experimentell bestätigt werden. Die Forderung nach Eichinvarianz der Theorien zur Beschreibung der fundamentalen Wechselwirkungen verbietet in der frühen Formulierung des Standardmodell die Einführung von Massentermen der damals bekannten Fermionen und Bosonen. Da diesen jedoch experimentell nachgewiesene Masse zuzuordnen ist, stand die Teilchenphysik zu Beginn der 60er Jahre vor einem großen Rätsel.

Eine Theorie zum Ursprung der Masse lieferten um 1964 Peter Higgs, Francois Englert, Robert Brout, T.W.B Kibble, Carl R. Hagen und Gerald Guralnik [4–7]. Sie postulierten die Existenz eines bisher unbekanntes skalaren Feldes, durch dessen nichtverschwindenden Vakuumenergie den zuvor masselosen Fermionen und Bosonen effektive Massenterme zugeordnet werden können. Diese Theorie wird als Higgs-Englert-Brout-Mechanismus bezeichnet. Da Peter Higgs als erster explizit die Existenz eines neuen Bosons durch die Anregung dieses skalaren Feldes vorhersagte, wird dieses Teilchen als Higgs-Boson bezeichnet.

Die experimentelle Entdeckung des neu postulierten Bosons war fortan essenziell um das Standardmodell und seine Theorien bestätigen zu können. An Teilchenbeschleunigern, wie dem LEP-Beschleuniger<sup>1</sup>, Tevatron<sup>2</sup> oder LHC<sup>3</sup>, wurden ab den 90er Jahren intensive Messungen zur Bestätigung der Existenz des Higgs-Bosons und zur Bestimmung seiner Masse durchgeführt.

Am 4. Juli 2012 konnten zwei LHC-Experimente am CERN<sup>4</sup>, ATLAS<sup>5</sup> und CMS<sup>6</sup> die Entdeckung eines Higgs-ähnlichen Bosons bei einer Masse um 125 GeV verkündet [8] [9]. Weitere Messungen bestätigten die Annahme, dass es sich hierbei um das gesuchte Higgs-Boson handelt [10–12], so dass das neu entdeckte Teilchen nun offiziell als Higgs-Boson bezeichnet werden kann.

Eine wichtige Aufgabe ist nun die Untersuchung, ob es sich hierbei tatsächlich um das vom Standardmodell vorhergesagte Higgs-Boson handelt. Dazu gehört eine Analyse der im Standardmodell vorhergesagten bosonischen ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ$ ,  $H \rightarrow WW$ ) und fermionischen Zerfallskanäle. Hier konnte das Higgs-Boson in den Zerfallsprozessen  $H \rightarrow b\bar{b}$  und  $H \rightarrow \tau\tau$  bisher noch nicht beobachtet werden [13] [14]. Desweiteren ist die Bestimmung des Spins und der Parität des Higgs-Bosons eine wichtige Aufgabe um die Standardmodellvorhersage zu bestätigen. Hieraus lassen sich Erkenntnisse gewinnen, ob das Higgs-Boson tatsächlich Ursache der Symmetriebrechung in der schwachen Wechselwirkung ist.

---

<sup>1</sup>Large Electron Positron Collider am CERN

<sup>2</sup>Proton -Antiproton-Beschleuniger am Fermi National Accelerator Laboratory

<sup>3</sup>Large Hadron Collider am CERN

<sup>4</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

<sup>5</sup>A Torodial LHC Apparatur

<sup>6</sup>Compact Muon Solenoid

Im Standardmodell folgen CP-Quantenzahlen für das Higgs-Boson von  $J^P = 0^+$ . Durch den experimentell bestätigten Zerfall in zwei Photonen [15], kann das Higgs-Boson entsprechend dem Landau-Yang-Theorem [16] keinen Spin  $J = 1$  besitzen. Zur Bestätigung der Standardmodellvorhersage müssen weiter die pseudoskalare Theorie  $J^P = 0^-$  und die Tensor Hypothese  $J^P = 2^+$  ausgeschlossen werden [17].

Um diese und weitere physikalische Fragestellungen genauer untersuchen zu können, befindet sich der LHC-Beschleuniger am CERN aktuell im *Long Shutdown I* um voraussichtlich ab 2015 mit einer erhöhten Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13$  TeV oder  $\sqrt{s} = 14$  TeV wieder in Betrieb genommen zu werden. Nach diesem *Phase 0 Upgrade* wird erwartet, dass eine instantane Luminosität von  $1 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht werden kann. Ab 2018 soll dann im Rahmen des *Long Shutdown 2* in Phase 1 die instantane Luminosität auf über  $2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erhöht werden. Bis 2022 kann somit die Datennahme mit einer integrierte Luminosität von  $300 \text{ fb}^{-1}$  möglich sein. Die darauffolgende Phase 2 würde mit einem *High Luminosity LHC* (HL-LHC) eine instantane Luminosität von bis zu  $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ermöglichen. Bis 2030 könnte somit eine integrierte Luminosität von  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erreicht werden. Die Planungen für Phase 2 sind bisher jedoch noch nicht genehmigt worden.

Diese Arbeit beinhaltet eine Sensitivitätsstudie zur Bestimmung der CP-Natur des Higgs-Bosons bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV und einer Higgs-Boson-Masse von  $m_H = 125$  GeV mit dem ATLAS-Detektor. Es wird die Higgs-Boson-Produktion durch Proton-Proton-Kollision in Assoziation mit einem schwachen Vektorboson und den Zerfall des Higgs-Bosons in ein b-Quark und ein  $\bar{b}$ -Quark betrachtet:  $pp \rightarrow (W/Z)(H \rightarrow b\bar{b})$ . Die Kinematik der Zerfallsleptonen und des Vektorboson selbst, liefern Informationen über die CP-Natur des Higgs-Bosons.

Obwohl der Zerfall des Higgs-Bosons in ein b-Quark-Paar im Standardmodell den dominanten Kanal darstellt, ist seine Untersuchung an Hadron-Beschleunigern aufgrund der großen Untergrundprozesse schwierig. Eine inklusive Suche des Higgs-Bosons in diesem Zerfallskanal stellt aufgrund der geringen Möglichkeiten zur Identifizierung von b-Quarks eine große Herausforderung dar. Durch den leptonische Zerfall des Vektorbosons bietet die assoziierte Higgs-Boson-Produktion jedoch gute Möglichkeiten, das Signal zu selektieren. Das CMS-Experimente sieht einen Überschuss an Ereignissen im  $H \rightarrow b\bar{b}$  Zerfall mit einer Signifikanz von 2,3 Standardabweichungen [18], bei ATLAS beträgt die Beobachtung 1,3 Standardabweichungen [14].

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zu Beginn wird eine anschauliche Darstellung des Standardmodells mit Higgs-Mechanismus gegeben und auf die Kopplung des Higgs-Bosons an schwache Vektorbosonen eingegangen. Im Weiteren wird das ATLAS-Experiment und die einzelnen Detektorkomponenten beschrieben. Im dritten Kapitel folgt eine Vorstellung der betrachteten Signal- und Untergrundprozesse mit verwendeten Ereignissimulationen. Daraufhin werden die Parametrisierungen der einzelnen Detektoreffekte, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, beschrieben. Im fünften Kapitel wird dann die Vorselektion und die Schnittoptimierung in beiden Signalprozessen  $ZH \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}$  und  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  beschrieben. Das nächste Kapitel beinhaltet die Analyse hinsichtlich unterschiedlicher CP-Eigenschaften des Higgs-Bosons. Hier werden die Observablen, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, vorgestellt. Im Rahmen der Hypothesentest zur Unterscheidung der einzelnen Theorien wird die Teststatistik vorgestellt und auf die Ergebnisse der Studie bei integrierten Luminositäten von  $25 \text{ fb}^{-1}$  und  $100 \text{ fb}^{-1}$  eingegangen. Das abschließende Kapitel liefert eine Zusammenfassung der Analyse und Ergebnisse.



In diesem Kapitel wird ein Überblick über die Theorie gegeben, wie sie zum Verständnis dieser Arbeit notwendig ist. Zunächst werden im Rahmen des Standardmodells die Elementarteilchen und ihre fundamentalen Wechselwirkungen beschrieben. Im nächsten Abschnitt folgt eine anschauliche Darstellung des Higgs-Mechanismus, wie sie im Rahmen dieser Arbeit möglich ist. Des Weiteren wird ein Überblick über die diskreten Symmetrien der Paritäts- und Ladungskonjugation gegeben. Der letzte Abschnitt befasst sich mit anomalen Kopplungen des Higgs-Bosons an schwache Vektorbosonen.

Die theoretischen Grundlagen beschränken sich hier auf eine anschauliche Darstellungen der wichtigsten Prozesse und Mechanismen, für eine detaillierte mathematische Ausführung wird auf Referenz [20–22] verwiesen.

## 2.1. Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik liefert eine umfassende Beschreibung der bisher bekannten Elementarteilchen und ihrer Wechselwirkungen. Es postuliert die Existenz von Fermionen mit halbzahligen Spin, welche weiter in Leptonen und Quarks klassifiziert werden können. Zu jedem Fermion existiert ein Antiteilchen, welches sich nur hinsichtlich der additiven Quantenzahlen unterscheiden. Fermionen können in drei Generationen unterteilt werden, die sich bezüglich ihrer Massen unterscheiden.

Die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen Fermionen findet über den Austausch von Eichbosonen statt. Diese Elementarteilchen besitzen Spin  $J = 1$ . Das Standardmodell liefert eine präzise Beschreibung für drei der vier bisher bekannten Wechselwirkungen : die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Allein die Gravitation kann im Rahmen des Standardmodells nicht verstanden werden. Im Hinblick auf die bisher experimentell erreichten Energien, kann sie jedoch vernachlässigt werden. In Abbildung 2.1 ist eine Zusammenfassung der drei Generationen aus Fermionen und Bosonen dargestellt.

Die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung sind die masselosen Gluonen. Sie koppeln an die starke Ladung, oft auch als Farbladung bezeichnet, die sowohl Quarks als auch Gluonen selbst tragen. Da die Theorie der starken Wechselwirkung die Existenz von freien farbgeladenen Zuständen untersagt, können keine Quarks in ungebundenen Zuständen frei existieren. Die starke Wechselwirkung wird durch die Eichgruppe  $SU(3)_C$  beschrieben, wobei C die Farbladung *Colour* bezeichnet.

Eine Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung liefert die Eichgruppe  $U(1)_Q$ . Hierbei steht Q für elektromagnetische Ladung. An sie koppelt das masselose Photon, welches das Eichboson der elektromagnetischen Wechselwirkung darstellt.

Die Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Theorie besitzt eine  $SU(2)_{I_W} \otimes U(1)_Y$  Symmetrie. Hierbei bezeichnet  $I_W$  den schwachen Isospin, Y steht für die schwache Hyperladung.

Drei Generationen  
der Materie (Fermionen)

	I	II	III	
Masse	2,4 MeV	1,27 GeV	171,2 GeV	0
Ladung	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Name	u up	c charm	t top	$\gamma$ Photon
				H Higgs Boson
	4,8 MeV	104 MeV	4,2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Quarks	d down	s strange	b bottom	g Gluon
	<2,2 eV	<0,17 MeV	<15,5 MeV	91,2 GeV
	0	0	0	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	$\nu_e$ Elektron- Neutrino	$\nu_\mu$ Myon- Neutrino	$\nu_\tau$ Tau- Neutrino	$Z^0$ Z Boson
Leptonen	0,511 MeV	105,7 MeV	1,777 GeV	80,4 GeV
	-1	-1	-1	$\pm 1$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	e Elektron	$\mu$ Myon	$\tau$ Tau	$W^\pm$ W Boson
				Eichbosonen

Abbildung 2.1.: Das Standardmodell der Teilchenphysik. Dargestellt sind die Fermionen, in drei Generationen unterteilt, und die Eichbosonen der fundamentalen Wechselwirkungen inklusive des Higgs-Bosons [23]

Aus der Forderung nach Invarianz unter lokaler  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichtransformation folgt die Existenz von 4 Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung: Ein Hyperladungsboson und drei weitere massenlose Eichbosonen. Die physikalischen Felder der Teilchen  $W^\pm$ ,  $Z^0$  und des elektromagnetischen Feldes  $A$  entsprechen Linearkombinationen dieser Eichbosonen. Genau diese Forderung nach Invarianz unter Eichtransformation verbietet im Standardmodell zunächst die Einführung von Massenterme für Eichbosonen und Fermionen. Da diese jedoch experimentell bestätigt Masse besitzen, wird die Einführung zusätzlicher Terme verlangt. Da die Eichinvarianz die Renormierbarkeit der jeweiligen Theorie sichert, kann sie nicht verworfen werden. Durch die Einführung des Higgs-Mechanismus, wie er im folgenden Abschnitt beschrieben wird, ist es möglich Massenterme einzuführen ohne diese Eichinvarianz zu verletzen, was als elektroschwache Symmetriebrechung bezeichnet wird.

## 2.2. Der Higgs-Mechanismus

Das Massenproblem, wie es im vorherigen Abschnitt beschrieben ist, kann durch die Einführung eines skalaren Feldes gelöst werden. Das einfachste Modell für dieses Feld  $\phi$  mit schwacher Hyperladung  $Y=1$ , ist durch ein komplexes Duplett mit Isospin  $I_W = 1/2$  gegeben, wobei die einzelnen Feldkomponenten  $\phi_i$  reel sind:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_3 + i\phi_4 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Über die Lagrangedichte folgt damit eine allgemeine Parametrisierung des Higgs-Potentials:

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnet  $\lambda$  die Selbstkopplungsstärke und  $\mu$  den Massenparameter. Mit den Forderungen  $\mu^2 < 0$  und  $\lambda > 0$  ergibt sich folgende Bedingung zur Bestimmung des Potentialminimums:

$$\phi^\dagger \phi = \frac{\mu^2}{2\lambda} \quad (2.3)$$

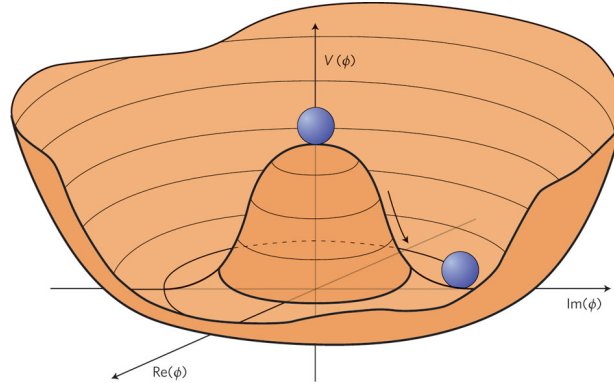


Abbildung 2.2.: Darstellung des Higgs-Potentials in der komplexen Ebene in Abhängigkeit von zwei Feldkomponenten [24]. Das Minimum des Potential befindet sich nicht im Ursprung, was als spontane Symmetriebrechung bezeichnet wird

Aus dieser Gleichung folgen eine Schar gleichberechtigter Minima. In Abbildung 2.2 ist das Higgs-Potential in Abhängigkeit von zwei seiner vier Feldkomponenten schematisch dargestellt. Der Vakuumerwartungswert  $v$  des Higgs-Feldes befindet sich hier nicht bei null, sondern entspricht einem beliebigem Punkt in der Ebene der Minima. Die Tatsache, dass sich der Erwartungswert nicht im Ursprung des Koordinatensystems befindet, wird als spontane Symmetriebrechung bezeichnet.

Wird eine unitäre Eichung für den Ansatz in Gleichung 2.1 gewählt, so kann das Higgs-Potential wie folgt parametrisiert werden:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Hierbei bezeichnet  $H(x)$  das Higgs-Boson, welches Fluktuationen um den Grundzustand beschreibt. Dieser ist über einen beliebigen Punkt im lokalen Minimum definiert:

$$\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Das Higgs-Boson ist eine Folge der Anregung dieses skalaren Feldes. Aus der Lagrangedichte des Higgs-Feldes folgt für seine Masse und den Erwartungswert:

$$m_H = \sqrt{2}\mu \quad v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}} \approx 246\text{GeV} \quad (2.6)$$

Hierbei bezeichnet  $G_F$  die Fermi-Konstante der schwachen Wechselwirkung. Über Gleichung 2.6 ist die Kopplungsstärke  $\lambda$  der Higgs-Bosons an Masse durch seinen Massenterm  $m_H$  festgelegt. Die Beschreibung des Fermion- und Bosonmassenterme kann analog über die Entwicklung der Lagrangedichte um den Grundzustand und über die Kopplung von Fermionen

an das Higgs-Feld (Yukawa-Kopplung) hergeleitet werden:

$$m_W = g \frac{v}{2} \quad m_Z = \frac{m_W}{\cos \theta_W} \quad m_f = \frac{v \lambda_f}{\sqrt{2}} \quad (2.7)$$

Hierbei bezeichnet  $g$  die Kopplungskonstante der elektroschwachen Wechselwirkung,  $\theta_W$  den elektroschwachen Mischungswinkel und  $\lambda_f$  die Konstante der Yukawa Kopplung.

### 2.3. P- und C-Symmetrie

Die Paritätsoperation  $P$  invertiert alle Ortskomponenten  $\vec{x}$  eines Zustandes  $\Psi(\vec{x})$ , lässt jedoch Quantenzahlen wie Spin und Energie unverändert:

$$P\Psi(\vec{x}) = \Psi(-\vec{x}) \quad (2.8)$$

Wird die Paritätsoperation ein zweites mal auf den gleichen Zustand angewendet, so gilt:

$$P^2 = I \quad (2.9)$$

Hierbei bezeichnet  $I$  den Einheitsoperator, der einen Zustand in sich selber überführt. Die Paritätsoperation besitzt die Eigenwerte  $\pi = \pm 1$ . Stellt also  $\Psi(\vec{x})$  ein Eigenzustand von  $P$  dar, so folgt:

$$P\Psi(\vec{x}) = \pi\Psi(\vec{x}) \quad (2.10)$$

Somit kann einem Zustand entsprechend des zugehörigen Eigenwerte eine gerade (+) oder ungerade (-) Parität zugeordnet werden.

Kommutiert der Paritätsoperator mit dem Hamiltonoperator

$$[H, P] = 0 \quad (2.11)$$

so wird die Parität als Erhaltungsgröße bezeichnet. Diese Paritätssymmetrie wird als diskrete Symmetrie bezeichnet, da hier nur eine endliche Anzahl an Operationen zur Verfügung stehen. Im Gegensatz zu additiven Größen wie Spin und Impuls, ist die Parität eine multiplikative Quantenzahl. Für einen Anfangszustand  $\Psi_{init}(\vec{x})$  der in zwei unterschiedliche Zustände  $\Psi_a(\vec{x})$  und  $\Psi_b(\vec{x})$  übergeht, gilt mit Paritätserhaltung:

$$\pi_{init} = \pi_a \cdot \pi_b \cdot (-1)^l \quad (2.12)$$

Hierbei bezeichnet  $l$  den relativen Drehimpuls des Systems. Die Parität ist erhalten, wenn der Prozess über elektromagnetische oder starke Wechselwirkungen stattfindet. In der schwachen Wechselwirkung konnte experimentell eine maximale Verletzung der Paritätserhaltung festgestellt werden.

Die Ladungskonjugation  $C$  transformiert jedes Teilchen  $|p\rangle$  in sein Antiteilchen:

$$C|p\rangle = \phi|\bar{p}\rangle \quad (2.13)$$

Es invertiert nicht nur die elektrische Ladung, sondern auch alle Quantenzahlen. Größen wie Masse und Energie bleiben jedoch unverändert. Analog zur Paritätsoperation können die Eigenwerte zu  $\phi = \pm 1$  bestimmt werden. Im Gegensatz zur Parität sind hier die meisten Teilchen keine Eigenzustände des  $C$ -Operators. Nur Teilchen, die ihr eigenes Antiteilchen sind, können hier als Eigenzustände bezeichnet werden. Die Verletzung dieser  $C$ -Symmetrie

in der schwachen Wechselwirkung wird darin deutlich, dass nur linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos existieren. Als linkshändig bzw. rechtshändig werden Teilchen im Grenzfall der Masse  $m = 0$  bezeichnet, wenn ihr Spin gegen bzw. in Impulsrichtung gerichtet ist. Unter Ladungskonjugation wird ein linkshändiges Neutrino in sein Antineutrino umgewandelt, da jedoch die Spinrichtung relativ zum Impuls unverändert bleibt, müsste es sich nun um ein linkshändiges Antineutrino handeln. Dies konnte bisher jedoch nicht beobachtet werden. Daher ist jeder Prozess der Ladungskonjugation in der schwachen Wechselwirkung maximal C-Symmetrie verletzend.

Auch die Vereinigung von P- und C-Symmetrie zu so genannte CP-Operation, wird in der schwachen Wechselwirkung verletzt. Dies konnte z.B durch den Zerfall von K- und B-Mesonen experimentell nachgewiesen werden. Hier wird jedoch nur eine CP-Symmetrieverletzung in der Größenordnung von  $10^{-3}$  beobachtet.

## 2.4. Anomale Kopplungen an schwache Eichbosonen

Zur Untersuchung von Abweichungen der Kopplung des Higgs-Bosons an schwache Vektorbosonen bezüglich der Theorie, wie sie im Standardmodell beschrieben ist, wird eine effektive Lagrangedichte  $\mathcal{L}_{eff}$  aufgestellt. Als effektive Theorien bezeichnet man Modelle, die Prozesse nur bis zu einer bestimmten Energieskala  $\Lambda$  korrekt beschreibt. Ein Beispiel für eine effektive Theorie ist das Fermi-Modell, welches den Austausch von schwachen Eichbosonen durch Punktwechselwirkungen beschreibt. Diese Theorie kann für Prozesse bis zu einer Energieskala im Bereich um  $G_F^{-1/2}$  angewendet werden, bei höheren Energien erfolgt die Beschreibung dieser Wechselwirkungen nichtmehr korrekt.

Die effektive Lagrangedichte, welche zur Untersuchung von anomalen Kopplungen eines skalaren Feldes an schwache Eichbosonen verwendet wird, setzt sich aus der Lagrangedichte des Standardmodell  $\mathcal{L}_{sm}$  und zusätzlichen Termen, die einer Entwicklung um den Skalenfaktor  $\Lambda$  entsprechen, zusammen. Über Forderungen an die Invarianz der Terme unter  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  Eichtransformation und unter Verwendung der unitären Eichung des Higgs-Feldes aus Gleichung 2.4 lässt sich die effektive Lagrangedichte in Abhängigkeit von CP-ungeraden und CP-geraden Operatoren beschreiben.

Um nun die Feynmanregel für diese Lagrangedichte bestimmen zu können, wird der Kopplungsververtex des Higgs-Bosons an schwache Eichbosonen (HVV-Vertex) untersucht. Im Standardmodell besitzt dieser Vertex eine lineare Abhängigkeit zur Metrik  $g^{\mu\nu}$ . Werden nun anomale Kopplungen betrachtet, so kann der Vertex in Abhängigkeit der Impulskomponenten  $q_1$  und  $q_2$  der schwachen Eichbosonen dargestellt werden. Er setzt sich aus Beiträgen der Standardmodellkopplung, anomaler CP gerader und CP ungerader Kopplung zusammen. Nach [25] kann dieser Vertex wie folgt beschrieben werden:

$$T^{\mu\nu} = \underbrace{a_1(q_1, q_2)g^{\mu\nu}}_{\text{Standardmodell}} + \underbrace{a_2(q_1, q_2)(q_1 q_2 g^{\mu\nu} - q_2^\mu q_1^\nu)}_{\text{CP gerade}} + \underbrace{a_3(q_1, q_2)\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} q_{1\rho} q_{2\sigma}}_{\text{CP ungerade}}$$

Die Koeffizienten  $a_i(q_1, q_2)$  bezeichnen hierbei lorentzinvariante Formfaktoren.

Für das allgemeine Feld  $V$  der schwachen Eichboson sind der Feldstärkentensor  $V^{\mu\nu}$  und der duale Feldstärkentensor  $\tilde{V}^{\mu\nu}$  wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} V^{\mu\nu} &= \partial^\mu V^\nu - \partial^\nu V^\mu \\ \tilde{V}^{\mu\nu} &= \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} V_{\rho\sigma} \end{aligned} \tag{2.14}$$

Hierbei bezeichnet  $\partial^\mu$  die kovariante Ableitung und  $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$  den total antisymmetrischen Feldstärketensor in vier Dimensionen. Über die Tensoren in Gleichung 2.14 kann die Kopplung des Higgs-Bosons an schwache Eichbosonen beschrieben werden.

Unter der Annahme, dass die CP-Symmetrie erhalten ist, koppelt ein CP gerades Higgs-Boson über den Standardmodellkopplungsververtex  $HV_\mu V^\mu$  oder den anomalen geraden Kopplungsververtex  $HV_{\mu\nu}V^{\mu\nu}$  mit den schwachen Vektorbosonen. Ein CP ungerades Higgs-Boson kann nur über den anomalen ungeraden Vertex  $H\tilde{V}_{\mu\nu}V^{\mu\nu}$  an schwache Eichbosonen koppeln.

In dieser Arbeit wird untersucht, welcher dieser Kopplungsterme den dominanten Beitrag für das entdeckte Higgs-Boson darstellt.

### 3.1. Der Large Hadron Collider

Am europäischen Forschungslabor für Teilchenphysik CERN<sup>1</sup> in Genf befindet sich der Large Hadron Collider LHC, ein ringförmiger Teilchenbeschleuniger mit einem Umfang von etwa 26,7 km. Er befindet sich in demselben Tunnel etwa 100 m unter der Erdoberfläche, in welchem vorher der Large Electron-Positron Collider LEP betrieben wurde.

Der LHC beschleunigt hauptsächlich Protonen. Diese werden in zwei gegenläufigen Strahlen, die jeweils bis zu  $10^{11}$  Teilchen enthalten, an vier verschiedenen Punkten im LHC zur Kollision gebracht. An jedem dieser Kollisionspunkte befindet sich ein Experiment, ALICE<sup>2</sup>, ATLAS<sup>3</sup>, CMS<sup>4</sup> und LHCb<sup>5</sup>, welche unterschiedliche physikalische Fragestellungen untersuchen. Das ATLAS-Experiment und sein Detektor werden im nächsten Abschnitt ausführlich beschrieben.

Im Jahr 2011 lief der LHC bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 7$  TeV, welche in 2012 auf  $\sqrt{s} = 8$  TeV erhöht werden konnte. Aktuell finden am LHC keine Kollisionen statt, da er für Wartungsarbeiten abgeschaltet ist. Ab 2015 ist geplant, den LHC bei einer erhöhten Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13$  TeV oder  $\sqrt{s} = 14$  TeV wieder in Betrieb zu nehmen. Dadurch sollen neue Erkenntnisse über die Natur der Materie und das Standardmodell, insbesondere das Higgs-Boson, gewonnen werden. Die Suche nach Phänomenen jenseits der Theorie des Standardmodell stellt ebenfalls eine wichtige Aufgabe dar.

Die in dieser Arbeit verwendeten Prozesse wurden für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV simuliert. Sie liefern Vorhersagen und Modelle, die später mit den wahren Daten, welche der ATLAS-Detektor voraussichtlich ab 2015 mit einer instantanten Luminosität von  $L = 10^{24}$   $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  aufnehmen wird, verglichen werden können. Die folgende Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten folgt im Wesentlichen [26].

### 3.2. Der ATLAS-Detektor

An einem der Kollisionspunkte im LHC befindet sich der ATLAS-Detektor. Durch die hohe Qualität seiner Detektormaterialien und einer Raumwinkelabdeckung von  $4\pi$  ist der ATLAS-Detektor dafür gebaut mit großer Effizienz Kollisionsteilchen rekonstruieren zu können. Seine Aufgabe ist die Entdeckung bisher unbekannter Teilchen, was aktuell 2012 mit der Entdeckung des lange gesuchten Higgs-Bosons gelingen konnte.

Zur Beschreibung der Ereignisse im Detektor wird üblicherweise ein 3-dimensionales rechtshändiges Koordinatensystem verwendet, welches seinen Ursprung im Kollisionspunkt hat. Der Protonenstrahl gegen den Uhrzeigersinn definiert die positive z-Achse, die y-Achse ist nach oben gerichtet und die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des LHC-Rings. Zur Beschreibung des Raumwinkel werden der Polarwinkel  $\theta$  und der Azimutalwinkel  $\phi$  definiert. Eine oft

---

<sup>1</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire.

<sup>2</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>3</sup>A Toroidal LHC Apparatus

<sup>4</sup>Compact Muon Solenoid

<sup>5</sup>Large Hadron Collider beauty

verwendete Größe ist außerdem die Pseudorapidität  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ , da innerhalb eines Pseudorapiditätsintervalls bei Proton-Proton-Kollisionen der Fluss an erzeugten Teilchen nahezu konstant ist.

Der ATLAS-Detektor besteht von innen nach außen aus Spurdetektoren, die eine Pseudorapidität von  $|\eta| \leq 2,5$  abdecken. Darauf folgen die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter, welche die Energiedeposition von Kollisionsteilchen im Bereich  $|\eta| < 4,9$  detektieren können. Der anschließende Myondetektor registriert die elektromagnetisch wechselwirkenden Myonen innerhalb einer Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,7$ . Abbildung (3.1) stellt den schematischen Aufbau des ATLAS-Detektors dar. In Tabelle (3.1) sind die Rekonstruktionsgüten der einzelnen Detektorkomponenten zusammengefasst.

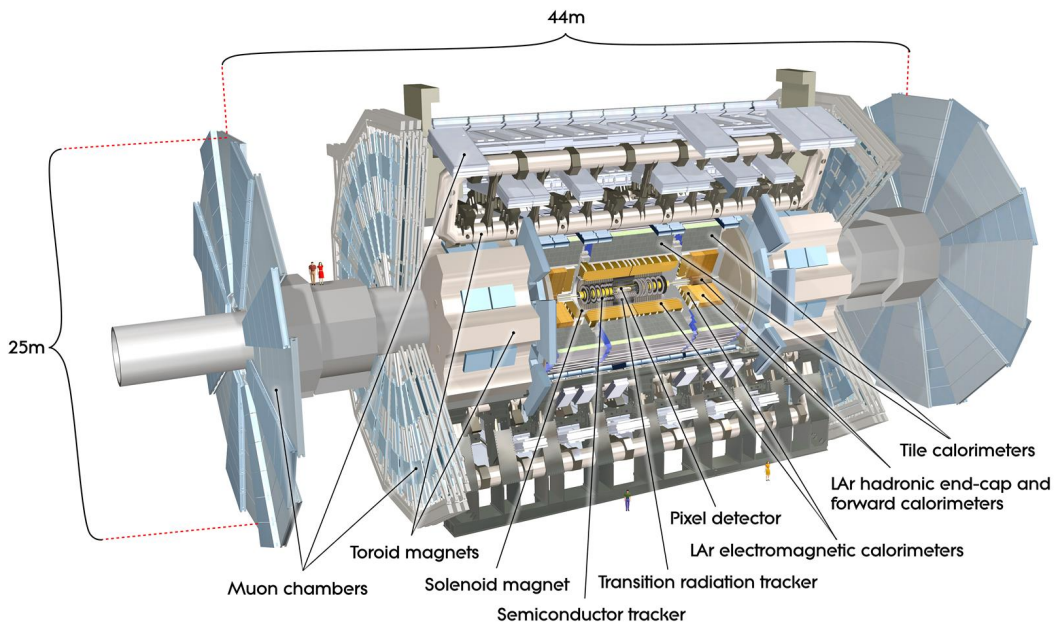


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des ATLAS-Detektor [26]

Detektor	Auflösung	$\eta$ Abdeckung	
		Messung	Trigger
Spurdetektor	$\sigma_{p_T}/p_T = 0,05\% p_T \oplus 1\%$	$\pm 2,5$	
EM Kalorimeter	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0,7\%$	$\pm 3,2$	$\pm 2,5$
Hadronisches Kalorimeter			
Zentral und Endkappen	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$	$\pm 3,2$	$\pm 3,2$
Vorwärts	$\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$3,1 <  \eta  < 4,9$	$3,1 <  \eta  < 4,9$
Myonspektrometer	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ bei $p_T = 1$ TeV	$\pm 2,7$	$\pm 2,4$

Tabelle 3.1.: Auflösungsvermögen und Pseudorapiditätsbereich der einzelnen Detektorkomponenten. Energie  $E$  und transversaler Impuls  $p_T$  sind in GeV angegeben [26]



### 3.2.1. Spurdetektor

Die mittlere Kollisionsrate am LHC entspricht etwa 31,6 MHz [27], sodass es eine große Herausforderung darstellt, mit hoher Präzision Impuls- und Spurvertexbestimmung der entstehenden Teilchen durchführen zu können. Dies ist Aufgabe des Spurdetektors. Aufgrund seiner räumliche Nähe zur Strahlachse, muss das Detektormaterial auf der einen Seite robust gegen Strahlung sein auf der anderen Seite eine hohe Sensitivität zur Spurauflösung bieten.

Die innerste Schicht des Spurdetektor bildet der **Pixeldetektor**, der eine Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,5$  abdeckt. Die minimale Pixelgröße des Detektors beträgt  $R-\phi \times z=50 \times 400 \mu\text{m}^2$ . Er besitzt bis zu 80 Millionen Auslesekanäle und kann eine Teilchenspur mit einer Auflösung von ungefähr  $10 \mu\text{m}$  in der  $R-\phi$ -Ebene und  $115 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung aufnehmen.

Der Pixeldetektor wird vom **Halbleiter - Spurdetektor** ( $|\eta| < 2,5$ ) umschlossen. Er besteht aus vier Einheiten Silikon Streifen im Zentralbereich und neun Schichten im Endkappenbereich. Teilchen, die in den Detektor fliegen, durchqueren im Mittel vier dieser Schichten. Die zwei Einheiten, welche sich im zentralen Bereich des Detektors befinden, sind gegeneinander gedreht, so dass die Teilchenspur entlang der Streifen-Ausrichtung gemessen werden kann. Der Halbleiter - Spurdetektor besitzt eine Auflösung von  $17 \mu\text{m}$  in der  $R-\phi$ -Ebene und  $580 \mu\text{m}$  in  $z$ -Richtung im Zentralbereich und im Bereich der Detektorendkappen.

Bis zu 36 Spurpunkte pro Teilchen werden von dem **Übergangsstrahlungs - Detektor** aufgenommen, der die äußerste Komponente des Spurdetektors bildet. Er deckt eine Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,0$  ab und besitzt in der  $R-\phi$ -Ebene eine Punktauflösung von  $130 \mu\text{m}$ , kann jedoch auch nur dort Informationen bezüglich der Teilchenspur liefern. Der Übergangsstrahlungs - Detektor besteht aus gasgefüllten Driftkammern auf Xenon - Basis, die im Zentralbereich entlang der  $z$ -Achse mit bis zu  $144 \text{cm}$  und in den Endkappenbereichen mit bis zu  $37 \text{cm}$  Länge radial angeordnet sind. Aufgrund seines großen Radius im Vergleich zu den anderen Spurdetektoren verbessert er die Auflösung der Impuls-Messung einfliegender Teilchen. Die entstehende Übergangsstrahlung weist eine Proportionalität zum Faktor  $\gamma = E/mc^2$  auf, sodass dieser Detektor einen wichtigen Beitrag zur Teilchenidentifikation liefert. Da Elektronen die leichtesten stabilen Teilchen sind, wird bei ihrem Durchflug am meisten Übergangsstrahlung emittiert und somit vor allem eine Trennung von Elektronen zu Pionen in der Identifikation ermöglicht.

### 3.2.2. Kalorimeter

Die Aufgabe des Kalorimeters ist die präzise Energiebestimmung von Elektronen, Photonen und Jets. Fliegt ein Teilchen durch das Kalorimeter gibt es durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial Energie ab. Durch diese Energiedeposition kann somit die Anfangsenergie des Teilchens bestimmt werden. Der Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkungen ist invers proportional zur Masse, sodass das Myon als schweres Teilchen mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit ein Signal im Kalorimeter hinterlässt. Auch Neutrinos wechselwirken nicht mit dem Kalorimetermaterial, da sie keine elektromagnetische Ladung besitzen und nur schwach wechselwirken. Teilchen wie Elektronen und Photonen geben ihre Energie vor allem durch Bremsstrahlung und Ionisation ab, während hadronische Teilchen hauptsächlich durch Kernstöße Energie deponieren. Bei hochenergetischen Teilchen, wie es bei Proton-Proton-Kollisionen der Fall ist, können zusätzliche Teilchenschauer aus Sekundärteilchen entstehen. Im **elektromagnetischen Kalorimeter** werden Teilchen nachgewiesen, die im Wesentlichen über die elektromagnetische Kraft wechselwirken. Für Teilchen, die an der starken Wechselwirkung teilnehmen, ist das **hadronische Kalorimeter** zuständig.

Im ATLAS - Detektor sind diese Detektoren *sampling* Kalorimeter. Dies bedeutet, dass sie in abwechselnden Lagen aus Absorbermaterial und aktivem Material aufgebaut sind.

Das Absorbermaterial des elektromagnetischen Kalorimeters besteht aus Blei, das aktive Material basiert auf flüchtigem Argon. Es ist unterteilt in Zentralbereich ( $|\eta| < 1,475$ ) und Endkappenbereich ( $1,375 < |\eta| < 2,5$ ), welcher wiederum aus einer zentrale Region mit hoher Auflösung und einem Bereich in Vorwärtsrichtung mit gröberer Auflösung besteht.

Das hadronische Kalorimeter lässt sich ebenfalls in Zentralbereich ( $|\eta| < 1,7$ ) und Endkappenbereich ( $1,5 < |\eta| < 3,2$ ) unterteilen. Im Zentralbereich wird als aktives Material Scintillationsplatten und Stahl als Absorber verwendet. In den hadronischen Endkappen besteht der aktive Detektorteil aus LAr Material, als Absorber wird hier Kupfer verwendet.

### 3.2.3. Myonenkammer

Ein wichtiger Bestandteil der Teilchenidentifikation stellt die Myonkammer dar. Da fast alle Teilchen, wie Elektronen oder Hadronen, das vorherige Detektormaterial nicht durchdringen können, stammen die aufgenommenen Signale in der Myonkammer mit großer Wahrscheinlichkeit ausschließlich von Myonen. Ihr Impuls wird über die Krümmung der Teilchenspuren im magnetischen Feld gemessen. Dieses Feld wird von drei großen supraleitenden Toroidmagneten erzeugt, welche aus jeweils acht Spulen bestehen und dem ATLAS-Detektor seinen Namen geben. Zwei davon sind in den Endkappen eingelassen, eine Toroidspule befindet sich im zentralen Detektorbereich. Das Magnetfeld im Übergangsbereich bei  $1.4 < |\eta| < 1.6$  wird aus einer Überlagerung der Magnetfelder aller Toroidspulen erzeugt. Der Magnet im Zentralbereich erzeugt ein integriertes Feld  $\int B dl$  von 1,5 bis 5,5 Tm. Hier bezeichnet B die magnetische Feldkomponente senkrecht zur Myonflugrichtung. In den Endkappenbereichen wird eine integrierte Feldstärke von 1 bis 7,5 Tm erreicht. Der Myondetektor deckt insgesamt eine Pseudorapidität von  $|\eta| < 2,7$  ab.

Im Zentralbereich werden die Spuren in so genannten MDTs<sup>1</sup> gemessen, welche zylindrisch um die Strahlachse angeordnet sind, so dass eine Raumwinkelabdeckung von  $4\pi$  gewährleistet werden kann. In den Endkappenbereichen sind die Kammern senkrecht zur Strahlrichtung installiert. Für große Pseudorapiditätsbereiche werden Vieldrahtkammern, sogenannte CSCs<sup>2</sup>, verwendet. Diese Kammern sind so gebaut, dass sie der Strahlungsbelastung, aufgrund des erhöhten Teilchenflusses bei großen Pseudorapiditätswerten, standhalten können.

### 3.2.4. Trigger-System

Da die mittlere Kollisionsrate am LHC etwa 40 MHz beträgt [27], ist es nicht möglich die gesamte auftretende Datenmenge zu speichern. Daher ist es die entscheidende Aufgabe des Trigger-Systems innerhalb kürzester Zeit zu entscheiden ob ein Ereignis physikalisch interessant genug ist um aufgezeichnet und weiterverarbeitet zu werden. Das Trigger-System des ATLAS-Detektor gliedert sich in drei Stufen: L1-Trigger, L2-Trigger und Ereignisfilter.

Der **L1-Trigger** ist *Hardware*-basiert und sucht nach hochenergetischen Leptonen, Photonen und Jets. Dazu verwendet er nur einen Bruchteil der Detektorinformationen. Außerdem werden vom L1-Trigger so genannte interessante Regionen (RoI) definiert, deren Koordinaten  $\eta$  und  $\phi$  gespeichert und an die nächste Trigger-Stufe weitergeleitet werden. Der L1-Trigger entscheidet innerhalb von weniger als  $2,4 \mu s$ , ob ein Ereignis interessant genug ist und reduziert somit die Datenmenge schon im ersten Schritt auf 75 kHz.

Die zweite Stufe stellt der **L2-Trigger** dar. Er verarbeitet die vom L1-Trigger gelieferten Daten der interessanten Regionen, um dann unter Verwendung der gesamten Detektorinformationen eine weitere Ereignisselektion vorzunehmen.

<sup>1</sup>Monitored Drift Tubes

<sup>2</sup>Cathode Strip Chambers

Innerhalb von etwa 40 ms kann somit die Datenmenge weiter auf 3,5 kHz reduziert werden.

Der **Ereignisfilter** ist, wie der L2-Trigger, *Software*-basiert und stellt die letzte Stufe des Trigger-Systems dar. Er nutzt ebenfalls alle verfügbaren Detektorinformationen um die Datenmenge schlussendlich auf 400 Hz zu reduzieren. Dafür benötigt der Ereignisfilter etwa 4 sec. Ü diese Trigger-System kann somit die anfängliche Datenmenge um etwa einen Faktor  $10^5$  reduziert werden.

Das Triggersystem deckt im elektromagnetischen Kalorimeter den Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 2,5$ ,  $|\eta| < 3,2$  im Zentral- und Endkappenbereich und  $3,1 < |\eta| < 4,9$  im Vorwärtsbereich des hadronischen Kalorimeters ab. Im Myon-Detektor wird ein Bereich von  $|\eta| < 2,4$  abgedeckt.



In dieser Arbeit wird als Signalprozess die assoziierte Produktion eines Higgs-Boson  $H$  mit einem schwachen Eichboson  $V$  untersucht. Dieser Prozess wird auch als Higgsstrahlung  $VH$  bezeichnet. Hierbei kann das  $V$  ein elektrisch geladenes  $W^\pm$ -Boson oder ein neutrales  $Z^0$ -Boson bezeichnen. Die Signalprozesse werden bei einer Higgs-Bosonmasse von 125 GeV und einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV betrachtet. Obwohl der Wirkungsquerschnitt für den dominanten Produktionsprozess des Higgs-Bosons, die Gluon-Gluon-Fusion, fast zwei Größenordnungen über dem Wirkungsquerschnitt der Higgsstrahlung liegt, kann durch den leptoniche Zerfall der Vektorbosonen eine gute Trennung von Signal zu Untergrund erreicht werden. Eine inklusive Suche des Higgs-Bosons im Zerfall nach  $b$ -Quark und  $\bar{b}$ -Quark ist aufgrund des großen Untergrundes an Hadron-Beschleunigern nur schwer möglich, sodass die Produktionen durch Vektorbosonfusion (VBF) oder Gluon-Gluon-Fusion (ggF) kaum verwendbar ist. Desweiteren liefert die Kinematik der Zerfallsleptonen und des Vektorbosons selbst Informationen über die CP-Natur des Higgs-Bosons.

In Abbildung 4.1 sind die Feynman-Diagramme in führender Ordnung für die hier betrachteten Signalprozesse dargestellt.

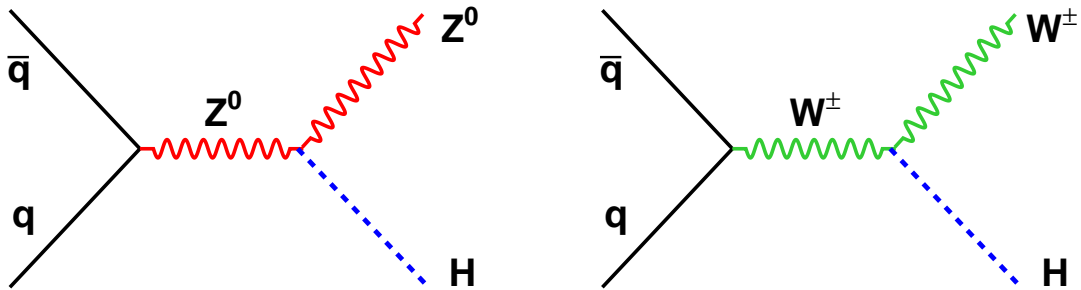


Abbildung 4.1.: Feynman-Diagramme für die Produktion eines Higgs-Bosons in Assoziation mit schwachen Vektorboson

#### 4.1. Signalprozess $ZH \rightarrow llb\bar{b}$

Ein Signalprozess ist die Produktion eines Higgs-Bosons in Assoziation mit einem schwachen  $Z$ -Boson in Proton-Proton-Kollision. In dieser Arbeit wird der Zerfall des Higgs-Bosons in  $b$ -Quark und  $\bar{b}$ -Quark betrachtet  $H \rightarrow b\bar{b}$  betrachtet. Da Quarks Farbladung tragen können sie nicht freien ungebunden Zuständen existieren. Durch die Anziehungskraft der starken Wechselwirkung kommt es zur Vielfacherzeugung von Hadronen, welche im Detektor als Teilchenjets registriert werden. Diese Hadronen aus dem Higgs-Bosonzerfall deponieren ihre Energie in den elektromagnetischen und hadronischen Kalorimetern und weisen im Energiespektrum eine Resonanz um die Masse des Higgs-Bosons  $m_{b\bar{b}} \approx m_H$  auf. Mit einem Verzweigungsverhältnis von

58 % ist der Zerfall in b-Quarks bei einer Higgs-Bosonmasse von 125 GeV der dominante Kanal [28]. Die einzelnen Verzweigungsverhältnisse in Abhängigkeit der Higgs-Bosonmasse  $m_H$  und die Wirkungsquerschnitte der Higgs-Bosonproduktion für  $\sqrt{s}=14$  TeV sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

Das Z-Boson kann leptonisch in zwei Leptonen, zwei Neutrinos oder hadronisch in Quark und Antiquark zerfallen. Mit einem gesamten Verzweigungsverhältnis von 10.8 % [29] wird in dieser Arbeit der leptonische Zerfallskanal in Elektron, Myon oder Tau verwendet, als Signal wird hier jedoch nur der Zerfall in Elektron oder Myon betrachtet. Aufgrund der elektrischen Ladungserhaltung müssen die Zerfallsteilchen entgegengesetzte Ladung tragen, da das Z-Boson selbst keine elektrische Ladung trägt. Die Leptonen, welche im Kalorimeter ihre Energie deponieren, weisen im Energiespektrum eine Resonanz um die Z-Bosonmasse auf  $m_l \approx m_Z$ . Da der Zerfall in zwei Neutrinos hier nicht berücksichtigt wird, ist im diesem Signalprozess keine fehlende transversale Energie vorhanden.

Bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV besitzt die ZH-Produktion einen gesamten Wirkungsquerschnitt von 0.883 pb [28]. Im Vergleich zu dem Wirkungsquerschnitt für die dominante Higgsproduktion durch Gluon-Gluon-Fusion von 51.45 pb [28], ist der Wirkungsquerschnitt für die ZH-Produktion um fast zwei Größenordnungen kleiner. Da das Z-Boson und das Higgs-Boson fast unmittelbar nach ihrer Produktion noch in der Strahlröhre zerfallen, werden im Detektor nur die Zerfallsprodukte registriert. Die leptonischen Zerfallsteilchen des Z-Bosons besitzen im Detektor eine gute Auflösung und Rekonstruktionsgüte und liefern somit eine gute Möglichkeit das Signal von Untergrundprozessen zu selektieren. Mit den oben genannten Verzweigungsverhältnissen ergibt sich für den gesamten Prozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}$  ein gesamter Wirkungsquerschnitt von 0.0563 pb.

## 4.2. Signalprozess $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$

Neben dem Z-Boson kann das Higgs-Boson auch in Assoziation mit einem geladenen Eichbosonen  $W^\pm$  erzeugt werden. Dabei unterscheidet der Prozess sich nicht für  $W^+$ - oder  $W^-$ -Produktion, da das Higgs-Boson an Masse koppelt und diese gleich ist für positiv oder negativ geladene W-Bosonen. Aufgrund der Partondichteverteilung (PDF) im Proton werden im Mittel über die assoziierte Higgs-Bosonproduktion jedoch mehr positiv geladene W-Bosonen erzeugt. Wie oben beschrieben wird auch hier der Zerfall des Higgs-Bosons in b-Quark und  $\bar{b}$ -Quark betrachtet. Das W-Boson kann leptonisch in Lepton und Neutrino oder hadronisch in Quarks zerfallen. Aufgrund der guten Rekonstruktionsgüte für Leptonen, wird hier der Zerfall in Elektron oder Myon mit einem Neutrino betrachtet. Elektronen und Myonen besitzen im Detektor eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit, das Neutrino kann jedoch nur über die fehlende transversale Energie rekonstruiert werden. Da der Impuls der kollidierenden Protonen in z-Richtung nicht im Detektor gemessen werden kann, bleibt der Impuls des Neutrinos in z-Richtung unbestimmt.

Der Wirkungsquerschnitt für die Higgs-Bosonproduktion in Assoziation mit einem W-Boson ist mit 1.504 pb [29] fast doppelt so hoch wie der Wirkungsquerschnitt für ZH-Produktion. Grund hierfür ist, dass im Phasenraum nicht zwischen den Prozessen  $HW^+$  und  $HW^-$  unterschieden werden kann. Das ungeladene  $Z^0$ -Boson tritt hier jedoch nur einfach auf. Mit einem Verzweigungsverhältnis von 33.7 % [29] für den Zerfall des W-Bosons in Elektronen, Myonen und Taus mit entsprechendem Neutrino ergibt sich für den gesamten WH-Prozess ein totaler Wirkungsquerschnitt von 0.191 pb. Wie oben beschrieben, wird auch hier als Signal nur der W-Bosonzerfall in Elektronen und Myonen mit Neutrinos betrachtet.

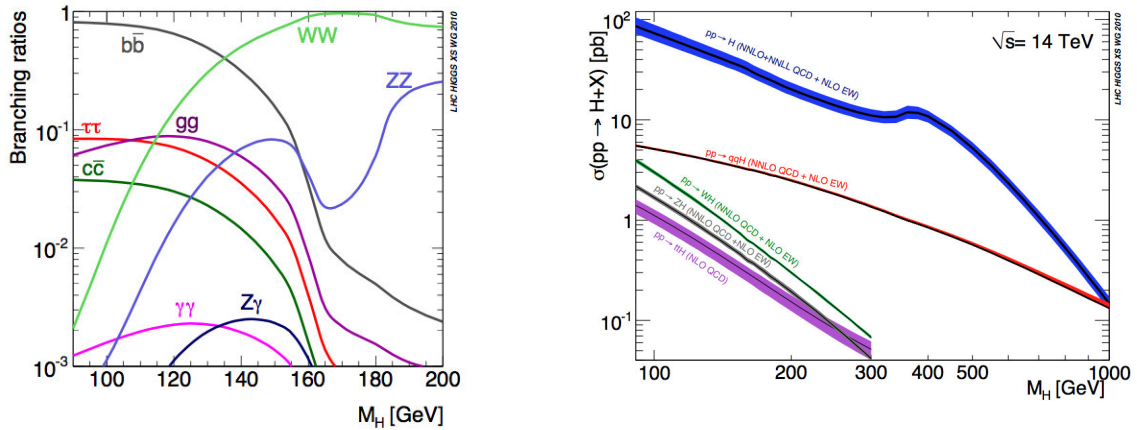


Abbildung 4.2.: Links: Verzweigungsverhältnisse des Higgs-Bosons in Abhängigkeit seiner Masse. Rechts: Wirkungsquerschnitte für die Produktion des Higgs-Bosons im Standardmodell bei  $\sqrt{s}=14$  TeV [28]

### 4.3. Untergrundprozesse

Aus Studien der Signalprozesse bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 8$  TeV [14] geht hervor, dass die Produktion eines Z-Bosons in Assoziation mit b-Jets  $Z + b$  Jets den dominanten Beitrag zum Gesamtuntergrund im ZH-Kanal darstellt. Es folgen mit etwa gleichen Anteilen die assoziierte Z-Bosonproduktion mit leichten Jets  $Z +$  leichte Jets und die Paarproduktion von Top-Quarks  $t\bar{t}$ . Auf Grundlage dieser Studie werden diese Untergrundprozesse auch bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s}=14$  TeV als dominante Beiträge betrachtet. Weitere Untergründe werden vernachlässigt.

Für den WH-Prozess liefert diese Studie bei  $\sqrt{s} = 8$  TeV als stärksten Untergrundprozess die Top-Quark-Produktion  $t\bar{t}$ , gefolgt von Multijet-, Ereignissen über QCD-Prozesse und der assoziierten Produktion eines W-Bosons mit b- und leichten Jets  $W +$  Jets. Aufgrund der anspruchsvollen Topologie des QCD-Untergrundes, wird dieser Prozess hier nicht berücksichtigt und nur die Untergrundbeiträge durch  $t\bar{t}$ ,  $W + b$  Jets und  $W +$  leichte Jets betrachtet.

Der folgende Abschnitt liefert eine Darstellung der verwendeten Untergrundprozesse für  $ZH \rightarrow l\bar{l}b\bar{b}$  und  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  gemeinsam. Hierbei sind die Prozesse  $Z + b$  Jets,  $Z +$  leichte Jets,  $W + b$  Jets und  $W +$  leichte Jets aufgrund der ähnlichen Kinematik zusammengefasst beschrieben worden.

#### 4.3.1. $t\bar{t} \rightarrow Wb + W\bar{b}$

in Abbildung 4.3 ist der Untergrundprozess  $t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b}$  dargestellt. Der Zerfall des t-Quark in ein b-Quark beschreibt den dominanten Kanal, da die Zerfälle in s-Quark und d-Quark aufgrund der Flavoränderungen stark unterdrückt sind [29]. Das W-Boson kann mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa 34 % in ein Lepton mit entsprechendem Neutrino zerfallen. Das Verzweigungsverhältnis für den hadronischen Zerfall in Quarks beträgt etwa 66 % [29]. Zerfällt ein W-Boson nun leptonisch, so ähnelt die Signatur im Detektor vor allem dem WH-Signalprozess. Beim leptonischen Zerfall beider W-Bosonen, kann aufgrund der begrenzten Rekonstruktionsgüte ein Lepton im Detektor nicht erkannt oder fehlidentifiziert wird, sodass es den Anschein eines W-Bosons mit b-Jets hat. Aufgrund des hohen Verzweigungsverhältnis für den Zerfall des W-Bosons in Quarks, die dann als Jets im Detektor registriert werden,

kann der  $t\bar{t}$ -Untergrund durch ein Veto auf zusätzliche Jets wesentlich reduziert werden. Zerfallen beide W-Bosonen leptonisch so werden im Detektor zwei gegensätzlich geladene Leptonen registriert, die als Zerfallsleptonen des Z-Bosons im ZH-Prozess fehlidentifiziert werden können. Die fehlende transversale Energie ist hier jedoch viel größer, da im Gegensatz zum ZH-Prozess hier Neutrinos beteiligt sind. Über eine Forderung an die invariante Masse des Lepton-System kann der  $t\bar{t}$ -Untergrund hier wirksam reduziert werden, da keine Resonanz bei der Z-Bosonmasse auftritt.

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Top-Quark-Paares beträgt 9669 pb [29]. Da für diese Arbeit nur Prozesse interessant sind, bei denen mindestens ein W-Boson leptonisch zerfällt, wurde generatorspezifisch ein Leptonfilter verwendet. Daher ist der gesamte Wirkungsquerschnitt mit einem Faktor 0,543 zu skaliert, sodass sich ein Wert von 530 pb ergibt.

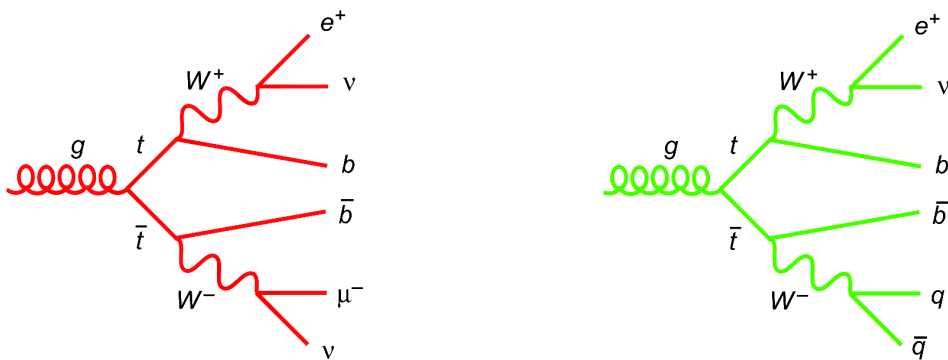


Abbildung 4.3.: Untergrundprozess  $t\bar{t}$ . Dargestellt ist der leptonsiche Zerfall (rechts) und der semileptonsiche Zerfall. Der Zerfall des t-Quark in v-Quark und W-Boson findet mit einem Verzweigungsverhältnis von fast 100% statt.

### 4.3.2. V + Jets

Durch Gluonabstrahlung eines Quarks bei der V-Produktion können b-Quarks entstehen, die dann wieder in hadronisieren und im Detektor als Teilchenjets registriert werden. Dieser Prozess wird hier als V + bJets bezeichnet und ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Zerfällt das Vektorboson nun ebenfalls leptonisch, so ist die Signatur im Detektor ähnlich den Signalprozessen  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  und  $WH \rightarrow lv\bar{b}\bar{b}$ . Dieser Untergrund ist irreduzierbar, er kann nicht durch Vetos auf bestimmte Objekte unterdrückt werden, wie dies bei den  $t\bar{t}$ -Prozessen der Fall ist. Da die b-Jets keine Resonanz bei der Higgs-Bosonmasse aufweisen, kann dieser Untergrund vor allem durch Schnitte auf die Higgs-Bosonmasse reduziert werden.

Entstehen bei dem oben beschriebenen Prozess neben dem V-Boson keine b-Jets, sondern c-, s- und d-Jets, so fasst man diese unter dem Begriff leichte Jets zusammen. Wie in Abschnitt 5 ausführlicher beschrieben ist, wird der Flavor der b-Jets durch einen *b-tagger* identifiziert. Der Arbeitspunkt ist hierbei so gewählt, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit für wahre b-Jets im Mittel etwa 70% beträgt [30]. Aufgrund der begrenzten Rekonstruktionsgüte können auch leichte Jets als b-Jets fehlidentifiziert werden. Daher liefert auch der Prozess V + leichte Jets einen Beitrag zum Gesamtuntergrund der betrachteten Signalprozesse. Da assoziierten Jets keine Resonanz bei der Masse des Higgs-Bosons aufweisen, kann der Untergrund V + Jets durch Schnitte auf die invariante Higgs-Bosonmasse, reduziert werden.



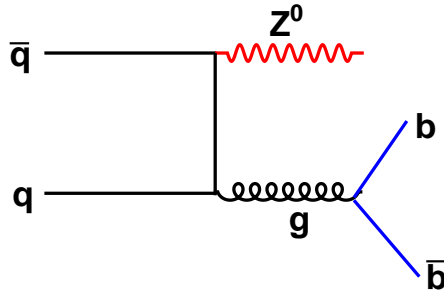


Abbildung 4.4.: Der V + Jets Untergrundprozess. Dargestellt ist die Produktion eines Z-Bosons in Assoziation mit zwei b-Quarks.

#### 4.4. Verwendete Ereignissimulationen

Die Prozesse, welche in dieser Arbeit betrachtet werden, wurden für eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV und eine Higgs-Bosonmasse von 125 GeV simuliert. Für jeden Prozess sind in Tabelle 4.1. und 4.2. der verwendete Monte-Carlo-Generator mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten und der Anzahl an erzeugten Ereignissen zusammengefasst.

Da in dieser Arbeit Signalprozesse mit unterschiedlichen Higgs-CP-Eigenschaften untersucht werden sollen, werden Simulationen mit Standardmodell- und anomaler Kopplung an schwache Vektorbosonen benötigt. Diese wurden sowohl für den WH-Prozess als auch für den ZH-Prozess mit dem Generator HAWK [31] , [32] erzeugt. Die Parametrisierung dieser Kopplungen ist dabei entsprechend Referenz [33] verwendet. Hier ist in Gleichung (2.5) und (2.6) der Zusammenhang zwischen den Parametern  $d$  und  $d_b$  bezüglich der Kopplungskonstante eines anomalen CP geraden Vertex gegeben. Die Parameter  $\tilde{d}$  und  $\tilde{d}_b$  beschreiben analog eine anomale CP ungerade Kopplung. Im folgenden ist ein Überblick über die Festlegung dieser Parameter zur Erzeugung von Kopplungen nach Standardmodellvorhersage, anomaler CP gerader und anomaler CP ungerader Kopplung des Higgs-Bosons an schwache Eichbosonen:

	$d$	$d_b$	$\tilde{d}$	$\tilde{d}_b$
Standardmodell	0	0	0	0
anomal CP gerade	0,18	0	0	0
anomal CP ungerade	0	0	0,18	0

Der Untergrund  $t\bar{t}$  wurde mit dem Monte-Carlo-Generator MC@NLO [34] erzeugt. Für den Untergrund V+bjets und V+lightjets wurden die Ereignisse in unterschiedlichen Kanälen erzeugt, je nach Anzahl der abgestrahlten Partonen. Als Partonen werden hier Gluonen oder Quarks bezeichnet, die z.B. von den b-Jets abgestrahlt werden. Damit ändert sich der Wirkungsquerschnitt je nach Anzahl der beteiligten Partonen. Für den Prozess V+bjets werden die Kanäle +0 Partonen bis +2Partonen getrennt betrachtet und für V+lightjets die Kanäle +2 Partonen bis +5 Partonen, da sie am meisten zum Gesamtuntergrund beitragen. Diese Prozesse wurden mit dem Generator AlpgenJimmy [35] erzeugt. In Tabelle 4.1 sind die betrachteten Prozesse mit den jeweiligen Generatoren und Wirkungsquerschnitten zusammengefasst. Die Partonschauer der Signalprozesse und V + Jets wurden über den Generator Pythia [36] erzeugt, bei den  $t\bar{t}$ -Prozessen aus MC@NLO ist der Generator Herwig [37] verwendet worden.

Prozess	Generator	BR $\times$ $\sigma$ in [fb]	Ereignisse
ZH $\rightarrow$ llb $\bar{b}$ SM	HAWK	56.3	100000
ZH $\rightarrow$ llb $\bar{b}$ even anom	HAWK	56.3	100000
ZH $\rightarrow$ llb $\bar{b}$ odd anom	HAWK	56.3	100000
$t\bar{t}$	MC@NLO	530636.9	16 $\cdot$ 10 <sup>6</sup>
Z $\rightarrow$ e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> + b Jets + 0 Partonen	AlpgeJimmy	22058.0	500000
Z $\rightarrow$ e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> + b Jets + 1 Parton	AlpgeJimmy	9578.7	500000
Z $\rightarrow$ e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> + b Jets + 2 Partonen	AlpgeJimmy	3936.2	436000
Z $\rightarrow$ $\mu^+$ $\mu^-$ + b Jets + 0 Partonen	AlpgeJimmy	22077.0	500000
Z $\rightarrow$ $\mu^+$ $\mu^-$ + b Jets + 1 Parton	AlpgeJimmy	9577.1	500000
Z $\rightarrow$ $\mu^+$ $\mu^-$ + b Jets + 2 Partonen	AlpgeJimmy	3934.2	436000
Z $\rightarrow$ e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> + leichte Jets + 2 Partonen	AlpgeJimmy	121290.0	745000
Z $\rightarrow$ e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> + leichte Jets + 3 Partonen	AlpgeJimmy	40950	300000
Z $\rightarrow$ e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> + leichte Jets + 4 Partonen	AlpgeJimmy	13043	118000
Z $\rightarrow$ e <sup>+</sup> e <sup>-</sup> + leichte Jets + 5 Partonen	AlpgeJimmy	5033.3	36700
Z $\rightarrow$ $\mu^+$ $\mu^-$ + leichte Jets + 2 Partonen	AlpgeJimmy	121260.0	745000
Z $\rightarrow$ $\mu^+$ $\mu^-$ + leichte Jets + 3 Partonen	AlpgeJimmy	40905	300000
Z $\rightarrow$ $\mu^+$ $\mu^-$ + leichte Jets + 4 Partonen	AlpgeJimmy	13041	117000
Z $\rightarrow$ $\mu^+$ $\mu^-$ + leichte Jets + 5 Partonen	AlpgeJimmy	5023.4	36900
WH $\rightarrow$ l $\nu$ b $\bar{b}$ SM	HAWK	191.9	100000
WH $\rightarrow$ l $\nu$ b $\bar{b}$ even anom	HAWK	191.9	100000
WH $\rightarrow$ l $\nu$ b $\bar{b}$ odd anom	HAWK	191.9	100000
$t\bar{t}$	MC@NLO	530636.9	16 $\cdot$ 10 <sup>6</sup>
W $\rightarrow$ e $\nu$ + b Jets + 0 Partonen	AlpgeJimmy	2635.5	200000
W $\rightarrow$ e $\nu$ + b Jets + 1 Parton	AlpgeJimmy	3098.9	95000
W $\rightarrow$ e $\nu$ + b Jets + 2 Partonen	AlpgeJimmy	2052.5	75000
W $\rightarrow$ e $\nu$ + b Jets + 3,4,5 Partonen	AlpgeJimmy	1465.5	20000
W $\rightarrow$ $\mu\nu$ + b Jets + 0 Partonen	AlpgeJimmy	2638.3	200000
W $\rightarrow$ $\mu\nu$ + b Jets + 1 Parton	AlpgeJimmy	3093.1	95000
W $\rightarrow$ $\mu\nu$ + b Jets + 2 Partonen	AlpgeJimmy	2042.0	75000
W $\rightarrow$ $\mu\nu$ + b Jets + 3,4,5 Partonen	AlpgeJimmy	1471.0	20000
W $\rightarrow$ $\tau\nu$ + b Jets + 0 Partonen	AlpgeJimmy	2635.8	200000
W $\rightarrow$ $\tau\nu$ + b Jets + 1 Parton	AlpgeJimmy	3100.7	95000
W $\rightarrow$ $\tau\nu$ + b Jets + 2 Partonen	AlpgeJimmy	2050.4	75000
W $\rightarrow$ $\tau\nu$ + b Jets + 3,4,5 Partonen	AlpgeJimmy	1475.2	20000

Tabelle 4.1.: Verwendete Ereignissimulationen für Signalprozess ZH und WH mit jeweiligen Untergrundprozessen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV und einer Higgs-Bosonmasse von  $m_H = 125$  GeV.

In dieser Arbeit wird keine vollständige Detektorsimulation verwendet, sondern simulierte Ereignisse auf Generatorniveau. Der Unterschied besteht darin, dass diese Prozesse nicht mit entsprechender Detektorantwort simuliert wurden. In dieser Arbeit wird eine Studie für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV durchgeführt, bei welcher der ATLAS-Detektor voraussichtlich ab 2015 in Betrieb genommen wird. In den geplanten Phase I und II soll die integrierte Luminosität von anfänglichen  $75 \text{ fb}^{-1}$  auf bis zu  $3000 \text{ fb}^{-1}$  erhöht werden. Dieser High Luminosity-LHC (HL-LHC) soll voraussichtlich ab 2034 mit einer instantanen Luminosität von  $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in Betrieb genommen werden. Dies entspricht einer durchschnittlichen Anzahl an Proton-Proton-Interaktionen innerhalb eines *bunch crossing* von  $\mu = 140$ . Dieser Effekt der überlagerten zusätzlichen Ereignisse wird auch als *pile-up* bezeichnet.

Um eine realistische Beschreibung der Detektorantwort bei diesen Bedingungen zu ermöglichen, werden in dieser Arbeit Parametrisierungen für Energieauflösung und Rekonstruktionsgüte verwendet, die im Rahmen der European Strategy Performance Assumptions für einen HL-LHC entwickelt wurden [38]. Die Funktionen, welche Detektoreffekte parametrisieren sollen, basieren auf der Extrapolation existierender Daten und Simulationen bis hin zu  $\mu = 69$ . In dieser Arbeit wird eine Analyse bei Luminositäten von  $25 \text{ fb}^{-1}$  und  $100 \text{ fb}^{-1}$  durchgeführt. Der folgende Abschnitt beschreibt Energieauflösung und Rekonstruktionsgüte für die in dieser Arbeit wichtigen Physikobjekte, hierbei folgen die Parametrisierungen im Wesentlichen Referenz [38].

## 5.1. Elektronen

### Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein wahres Elektron im Detektor auch als solches identifiziert wird, nennt man Nachweiswahrscheinlichkeit  $\varepsilon$ . Hierbei wird zwischen der Nachweiswahrscheinlichkeit für *loose* und *tight* Elektronen unterschieden. *Tight* Elektronen zeichnen sich durch strengere Forderungen an Detektorsignal und Rekonstruktion aus. In dieser Arbeit werden nur Leptonen, die der Anforderung *loose* genügend, betrachtet.

In Gleichung 5.1 ist die Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeit für wahre *loose* Elektronen in Abhängigkeit ihres Impuls  $p_T$  in GeV gegeben.

$$\varepsilon(p_T) = 0.97 - 0.103 \times \exp\left(1 - \frac{p_T}{15}\right) \quad (5.1)$$

Es muss außerdem berücksichtigt werden, dass auch wahre Jets als Elektronen fehlidentifiziert werden können. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein wahrer Jet als *loose* Elektron identifiziert wird ist in Gleichung 5.2 in Abhängigkeit des wahren transversalen Impuls  $p_T$  des Jet in GeV gegeben.

$$\varepsilon(p_T) = 0.11 \times \exp(-0.033 \times p_T) \quad (5.2)$$

## Auflösung

Die Teilchenenergie, welche im Detektor gemessen wird, entspricht aufgrund von Auflösungseffekten nicht der wahren Energie des einfliegenden Teilchens. Die Parametrisierungen der Energieverschmierung, die in Gleichung 5.3 und 5.4 in Abhängigkeit der wahren Energie  $E$  in GeV gegeben sind, basieren auf aktuellem Detektorverhalten. Es wird nicht erwartet, dass sich die Auflösung durch erhöhte *pile-up* bei  $\mu=140$  verschlechtern wird.

$$\sigma/E = 0.3 \oplus 0.10 \times \sqrt{E} \oplus 0.010 \times E, \quad |\eta| < 1.4 \quad (5.3)$$

$$\sigma/E = 0.3 \oplus 0.15 \times \sqrt{E} \oplus 0.015 \times E, \quad 1.4 < |\eta| < 2.47 \quad (5.4)$$

## 5.2. Myonen

Myonen, die unter einer Pseudorapidität  $|\eta| < 2.5$  und mit einem Impuls  $p_T > 7$  GeV detektiert werden, können mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 97% identifiziert werden.

Die Impulsauflösung ist abhängig davon ob das Myon im inneren Spurdetektor (ID) oder im äußeren Myonsystem (MS) registriert wird. Diese Auflösungen werden zu einer kombinierten Funktion  $\sigma_{CB}$  zusammengefasst. Auch wird keine Abhängigkeit von *pile-up*-Effekten erwartet.

$$\sigma_{ID} = p_T \times \sqrt{a_1^2 + (a_2 \times p_T)^2} \quad (5.5)$$

$$\sigma_{MS} = p_T \times \sqrt{\frac{b_0}{p_T} + b_1^2 + (b_2 \times p_T)^2} \quad (5.6)$$

$$\sigma_{CB} = \frac{\sigma_{ID} \times \sigma_{MS}}{\sqrt{\sigma_{ID}^2 + \sigma_{MS}^2}} \quad (5.7)$$

In Tabelle 5.1 sind die Koeffizienten  $a_i, b_i$  für unterschiedliche  $\eta$ -Bereiche zusammengefasst.

	$a_1$	$a_2$	$b_0$	$b_1$	$b_2$
$ \eta  < 1.05$	0.01607	0.000307	0.24	0.02676	0.00012
$ \eta  > 1.05$	0.03000	0.000387	0.00	0.03880	0.00016

Tabelle 5.1.: Parameterwerte der Auflösungsfunktion bei Myonen

## 5.3. Fehlende transversale Energie

Die fehlende transversale Energie entspricht der negativen Energiesumme aller am Prozess beteiligten Teilchen, mit Ausnahme des Neutrino. Die Auflösung der x- und y-Komponente weist hier eine Abhängigkeit von *pile-up* Effekten auf  $\sigma = \sigma(\mu)$ . Sie wird entsprechend Gleichung 6.1 paramtrisiert. Hierbei bezeichnet  $E_T$  die negative Summer aller im Kalorimeter gemessenen Energien.

$$\sigma(E_T^{miss}) = (0.40 + 0.09 \times \sqrt{\mu}) \times \sqrt{E_T + \mu \times 20} \quad (5.8)$$

Abbildung 5.1 stellt die Auflösung der fehlenden transversalen Energie für unterschiedliche  $\mu$ -Werte dar.

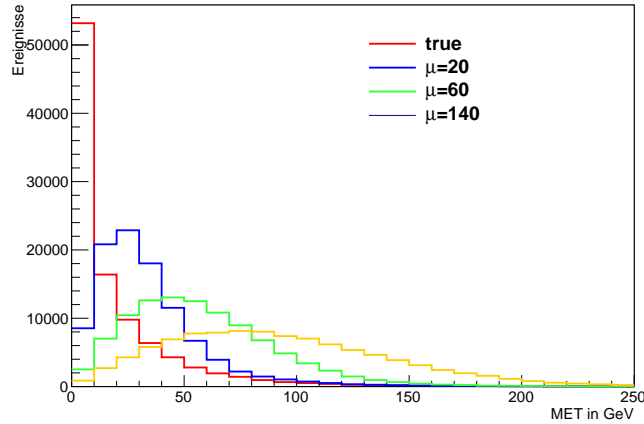


Abbildung 5.1.: Auflösung der fehlenden transversalen Energie für unterschiedliche  $\mu$ -Werte im Prozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$

Es ist zu sehen, dass sich bei  $\mu = 140$  kaum noch eine Aussage über die fehlende transversale Energie aufgrund von Auflösungseffekten gemacht werden kann. In dieser Arbeit wird für die fehlende transversale Energie die Anzahl der mittleren Interaktionen auf  $\mu=20$  festgesetzt. Grund hierfür ist, dass von der optimistischen Annahme ausgegangen wird, dass sie bis 2034 die Möglichkeiten zur Bestimmung der fehlenden transversalen Energie in einer Art verbessert haben, die trotz dem erhöhten *pile up* in etwa der Auflösung bei  $\mu = 20$  entspricht.

## 5.4. Jets

### Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit zur Identifikation von Jets wurde aus Extrapolationen des Detektorverhaltens bei  $\mu=20$  und  $\mu=40$  erstellt. Sie ist abhängig vom wahren Impuls  $p_T$  der Jets und gliedert sich in 3 Kategorien. Diese sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

$p_T$ in [GeV]	Effizienz $\varepsilon$
20 - 25	75%
30 - 35	80%
50	> 95%

Tabelle 5.2.: Nachweiswahrscheinlichkeit für Jets

## Auflösung

Die Energieauflösung der Jets wird in Abhängigkeit von drei Parametern beschrieben: Noise-Term  $N$ , stochastischer Term  $S$  und konstanter Term  $C$ . Der Noise-Beitrag ist vorallem durch *pile up*-Effekte bestimmt, während stochastischer und constanter Term unabhängig von  $\mu$  sein sollten. Ein Modell für  $N$  in Anhängigkeit der Pseudorapidität  $\eta$  ist in Gleichung 5.9 gegeben.

$$N = a(\eta) + b(\eta) \cdot \mu \quad (5.9)$$

Die Impulsauflösung für Jets ist in Gleichung 5.10 dargestellt, die Koeffizienten  $a$ ,  $b$  und die Terme  $S$  und  $C$  sind Tabelle A.2 im Anhang zu entnehmen.

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{\frac{N^2}{p_T^2} + \frac{S^2}{p_T} + C^2} \quad (5.10)$$

In Abbildung 5.2 ist die Impulsauflösung für Jets im Vergleich zu den oben beschriebenen Elektronen und Myonen dargestellt.

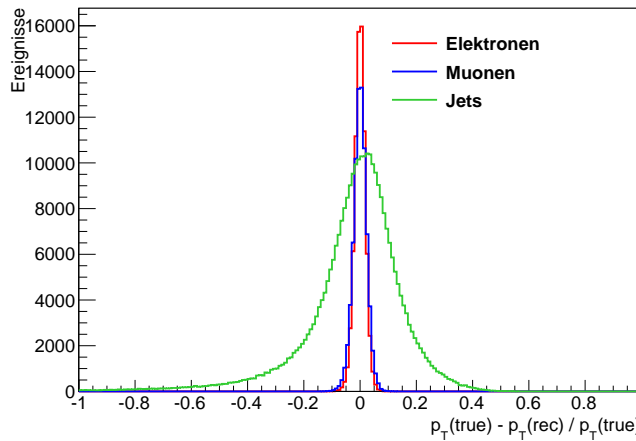


Abbildung 5.2.: Vergleich Auflösung des transversalen Impuls von Elektronen, Myonen und Jets. Die Größen  $p_T(\text{true})$  und  $p_T(\text{rec})$  beschreiben die Impulse der wahren und rekonstruierten Objekte.

## 5.5. b - tagging

Wenn wie beim Zerfall des Higgs Bosons  $b$ -Quarks entstehen, so hadronisieren die Quarks in so genannte  $b$ -Hadronen. Diese zerfallen dann durch Kaskadenbildung in leichtere Hadronen, was man als  $b$ -Jets bezeichnet.

Für viele Analysen ist es wichtig, den Flavor der Jets bestimmen zu können. Die Identifikation eines  $b$ -Jets wird als *b-tagging* bezeichnet. Das *b-tagging* verwendet Informationen über Spur und Vertices der detektierten Jets, um diese mit Eigenschaften von  $b$ -Jets zu vergleichen. Die Rekonstruktion des Abstandes von primärem zu sekundärem Vertex ist hierbei eine wichtige Aufgabe.

Es ist zu erwarten dass sich die  $b$ -tagging-Nachweiswahrscheinlichkeit am HL-LHC aufgrund der erhöhten *pile up*-Rate verschlechtern wird. Somit ist die Wahrscheinlichkeit größer, dass  $c$ - oder leichte-Jets als  $b$ -Jets getaggt werden. Um ein Modell für diese  $b$ -tagging-

Nachweiswahrscheinlichkeiten zu erhalten, wurde ein Faktor ermittelt, mit dem die  $p_T$ - $\eta$ -Abhängigkeit von  $\mu = 6$  auf  $\mu = 140$  hochzukalieren ist. In dieser Arbeit wird als optimistischer Annahme ein Wert von  $\mu_{scale}^{opt} = 1.53$  verwendet.

Die Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\varepsilon$  für b - Jets, c - Jets und light - Jets sind in Gleichung 5.11, 5.12 und 5.13 dargestellt. Sie wurden durch Extrapolation existierender Daten und Simulationen bestimmt und weisen daher keine explizite  $\mu$ -Abhängigkeit auf. Die Koeffizienzen der einzelnen Ausdrücke sind Tabelle A.1 im Anhang zu entnehmen.

$$\varepsilon_b = b_0 + b_1 \log(p_T) + b_2 |\eta| + b_3 \log(p_T)^2 + b_4 |\eta|^2 + b_5 \log(p_T) |\eta| + b_6 \cdot |\eta|^3 + b_7 \log(p_T)^3 + b_8 \log(p_T)^2 |\eta|^2 \quad (5.11)$$

$$\varepsilon_c = c_0 + c_1 \log(p_T) + c_2 |\eta| + c_3 \log(p_T)^2 + c_4 |\eta|^2 + c_5 \log(p_T) |\eta| \quad (5.12)$$

$$\varepsilon_l = l_0 + l_1 \log(p_T) + l_2 |\eta| + l_3 \log(p_T)^2 + l_4 |\eta|^2 + l_5 \log(p_T) |\eta| + l_6 \cdot p_T + l_7 |\eta|^3 + l_8 \log(p_T)^2 |\eta|^2 + l_9 |\eta|^4 + l_{10} p_T^2 + l_{11} p_T |\eta| \quad (5.13)$$

In Abbildung 5.3 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für b-Jets im Vergleich zu den oben beschriebenen Elektronen und Myonen abgebildet. Hierbei wurde in Gleichung 5.11 über die Pseudorapidität  $\eta$  integriert, sodass die Verteilungen in Abhängigkeit des transversalen Impuls der Objekte dargestellt werden können.

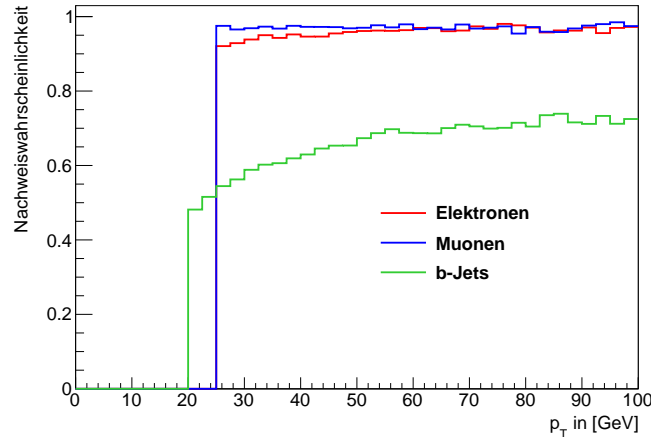


Abbildung 5.3.: Nachweiswahrscheinlichkeiten für loose Elektronen, Muonen und b - Jets . Die Schwellenwerte der transversalen Impulse werden in Kapitel 6 erläutert.





## 6.1. Vorselektion

### 6.1.1. Objektselektion

Um ein registriertes Teilchen anhand seiner Spuren im Detektor möglichst eindeutig identifizieren zu können, werden in der Vorselektion bestimmte Anforderungen an objektteigene Größen gestellt. Objekte, die diesen Forderungen nicht entsprechen, werden für die Analyse nicht verwendet und somit verworfen. Damit sollen sowohl Detektoreffekte berücksichtigt als auch die Rate an Fehlidentifikationen verringert werden.

Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit wichtigsten Bedingungen an Elektronen, Myonen und b-Jets beschrieben.

#### Impulsschwellenwerte

In der Vorselektion werden Forderungen an transversalen Impuls  $p_T$  und Pseudorapidität  $\eta$  der Objekte gestellt, um so Ereignisse auszuwählen, die innerhalb bestimmter Bereiche stattfinden, in welchen Detektoreffekte nicht vollständig beschrieben werden können. Durch die Forderung an den transversalen Impuls werden Triggereffekte berücksichtigt (siehe Kapitel 3). Den minimalen transversalen Impuls den ein Objekt besitzen muss, um als solches rekonstruiert zu werden, wird als Impulsschwellenwert bezeichnet. Die Beschränkung des Pseudorapiditätsbereiches  $\eta$  ist auf Detektorbauweisen zurückzuführen, da ab einem Bereich von  $|\eta| < 2.5$  die einzelnen Objekte nichtmehr durch den Spurdetektor erfasst werden können. In Tabelle 6.1 sind diese Schwellenwerte und Pseudorapiditätsbereiche objektspezifisch zusammengefasst.

Objekt	Impulsschwellenwert	Pseudorapiditätsbereich $\eta$
Elektronen	$p_T > 25 \text{ GeV}$	$ \eta  < 2.47$
Myonen	$p_T > 25 \text{ GeV}$	$ \eta  < 2.5$
b - Jets	$p_T > 20 \text{ GeV}$	$ \eta  < 2.5$

Tabelle 6.1.: Schwellenwerte der transversalen Impulse und Pseudorapiditätsbereich für Elektronen, Myonen und b-Jets

#### Überlapp - Entfernung

Befinden sich Spuren unterschiedlicher Objekte innerhalb eines Öffnungskegels mit sehr kleinem Radius  $\Delta R$ , besteht die Möglichkeit, dass diese Objekte doppelt gezählt werden. Ein Elektron, welches im Kalorimeter seine Energie deponiert, kann daher von unterschiedlichen Algorithmen als Elektron oder Jet rekonstruiert werden. Diese Fehlidentifikation kann verhindert werden, indem alle Objekte auf Überlapp geprüft werden. Jets, die sich näher als einen

Abstand von  $\Delta R < 0.2$  an einem Kandidaten für ein Elektron befinden, werden demnach entfernt. Da Myonen eine deutliche Signatur im Detektor hinterlassen und kaum Energie im Kalorimeter deponieren, kann eine Überlapp-Kontrolle zwischen Jets und Myonen vernachlässigt werden.

### 6.1.2. Rekonstruktion des Neutrino

Für die Analyse des Signalprozesses  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  muss das Neutrino  $\nu$  vollständig beschrieben werden. Da Neutrinos keine Signatur im Detektor hinterlassen, können sie nur über die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  bestimmt werden. Über die negative Energiesumme aller im Detektor gemessenen Prozesse können die x- und y-Komponente der fehlenden transversalen Energie ermittelt werden.

$$(E_T^{miss})^2 = (E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2 \quad (6.1)$$

Um die Energie und den Impuls des Neutrinos rekonstruieren zu können, werden die x- und y-Komponenten der fehlenden transversalen Energie in Gleichung 6.1 mit den  $p_x$ - und  $p_y$ -Impulsen des Neutrinos identifiziert. Da der Impuls des Anfangszustandes der Quarks in Strahlrichtung nicht gemessen werden kann, ist die  $p_z$ -Komponente des Neutrinos zunächst unbekannt. Über die Bedingung, dass die Masse des Lepton-Neutrino-System der invarianten Masse des W-Bosons entsprechen muss, kann die  $p_z$ -Komponente jedoch ermittelt werden. Über die Massenschalenbedingung

$$E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 \quad (6.2)$$

ergibt sich Gleichung 6.3 in Abhängigkeit der gesuchten Größe:

$$m_{W^\pm}^2 = (E_\nu + E_l)^2 - (p_\nu^x + p_l^x)^2 - (p_\nu^y + p_l^y)^2 - (p_\nu^z + p_l^z)^2 \quad (6.3)$$

Somit folgt für den  $p_z$ -Impuls des Neutrinos:

$$\beta := m_{W^\pm}^2 - (E_l^2 - (p_l^x)^2 - (p_l^y)^2 + (p_l^z)^2) + 2p_x^{miss} p_l^x + 2p_y^{miss} p_l^y \quad (6.4)$$

$$p_{z1,2}^v = \frac{1}{2} \cdot \frac{\beta p_l^z \pm E_l \sqrt{\beta^2 + (2p_l^z p_T^{miss})^2 - (2E_l p_T^{miss})^2}}{E_l^2 - (p_l^z)^2} \quad (6.5)$$

Ein Ereignis wird nur dann für die Analyse verwendet, wenn in Gleichung 6.5 mindestens eine reelle Lösung existiert. Können beide Lösungen verwendet werden, so gibt es mehrere Möglichkeiten den Impuls des Neutrino zu rekonstruieren [39] :

- Vergleiche *Boost* in z-Richtung des rekonstruierten W-Bosons und des Higgs-Bosons:  
 $|\beta_z^W - \beta_z^H|$  soll minimal sein
- Vergleiche Lösungen mit Impuls des Neutrino auf Wahrheitsniveau:  
 $|p_z^{true} - p_z^{rek}|$  soll minimal sein
- Verwende beide Lösungen

Zur ausführlichen Beschreibung der unterschiedlichen Methoden sei auf Referenz [39] verwiesen. In dieser Arbeit wird die Rekonstruktion durch den Vergleich mit der  $p_z$ -Komponente des wahren Neutrinos verwendet. In Abbildung 6.1 ist die Auflösung der rekonstruierten Neutrino Impulse dargestellt. Die Auflösung der  $p_z$ -Komponente ist im Allgemeinen schlechter, da hier zusätzliche Auflösungseffekte der Variablen  $E_x^{miss}$  und  $E_y^{miss}$  beitragen. In Abbildung 6.1 sind zusätzlich die  $p_z$ -Impulskomponente dargestellt, wenn zur Rekonstruktion immer eine Lösung  $p_{z,1}$  oder im beide Lösungen  $p_{z1,2}$  aus Gleichung 6.5 verwendet werden. Diese Verteilungen weisen Streuungen im Peakbereich auf, welche durch die Verwendung falscher Lösungen<sup>1</sup> verursacht werden.

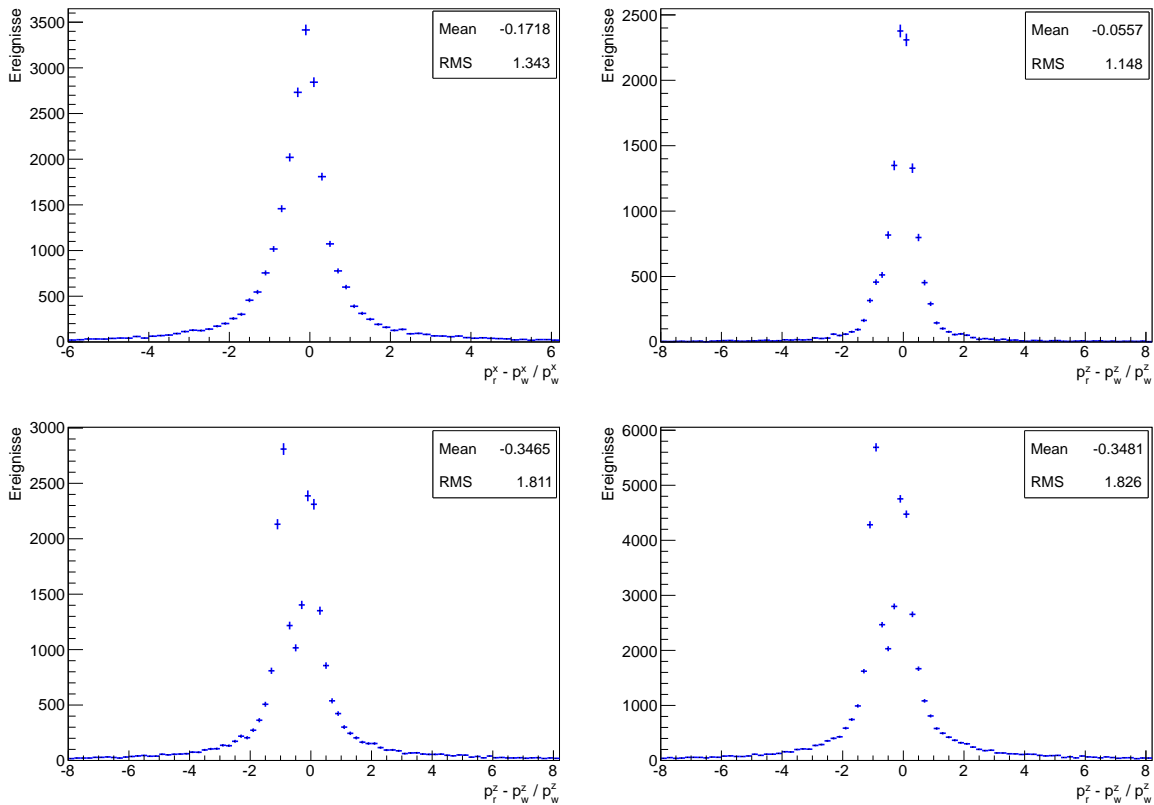


Abbildung 6.1.: Auflösung der rekonstruierten Neutrino Impuls-Komponenten. Oben Links: Auflösung der  $p_x$ -Komponente, Verteilung ist qualitativ gleich für  $p_y$ -Komponente. Oben Rechts: Auflösung der  $p_z$ -Komponente durch Rekonstruktion über wahren Neutrino Impuls. Unten Links: Auflösung der  $p_z$ -Komponente, wenn zur Rekonstruktion immer Lösung 1 verwendet wird, Verteilung ist qualitativ gleich für Lösung 2. Unten Rechts: Auflösung der  $p_z$ -Komponente, wenn zur Rekonstruktion immer beide Lösungen verwendet werden.

<sup>1</sup>Lösungen, die nicht der Anforderung  $|p_z^{true} - p_z^{rek}|$  soll minimal sein entsprechen

## 6.2. Signifikanzoptimierung

Um einen neuen Signalprozess zu untersuchen, werden in der Teilchenphysik oft statistische Hypothesentests durchgeführt. Dadurch lässt sich eine Signifikanz  $\Sigma$  berechnen, die ein Maß für die Sensitivität des Experiments auf den zu untersuchenden Signalprozess ist. Eine hohe Signifikanz beschreibt daher eine geringe Wahrscheinlichkeit, dass das gemessene Ereignis nur aus Untergrundfluktuationen resultiert. Durch geeignete Schnitte können die Untergrundprozesse reduziert und dadurch die Signifikanz optimiert werden.

Unter der Annahme, dass die Anzahl an erwarteten Signalereignissen  $s$  und Untergrundergebnissen  $b$  bekannt ist, kann in guter Näherung die Signifikanz  $\Sigma$  entsprechend Referenz [40] bestimmt werden zu:

$$\Sigma = \sqrt{2((s+b)\ln(1+s/b) - s)} \quad (6.6)$$

Für den Fehler auf die Signifikanz folgt mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung

$$\sigma_{\Sigma} = \frac{\sqrt{(\ln(1+s/b) \cdot \sigma_s)^2 + ((\ln(1+s/b) - s/b) \cdot \sigma_b)^2}}{\Sigma} \quad (6.7)$$

Der folgende Abschnitt beschreibt die Optimierung der Schnittselektionen für die Signalprozesse  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  und  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  getrennt. Hierbei wird zunächst eine Basisselektion vorgenommen, die sicherstellt, dass die Physikobjekte, welche für die Signaltopologie notwendig sind, auch existieren.

Im Rahmen der Hauptselektion werden dann auf geeignete kinematische Variablen Schnitte angewendet, welche die Untergrundergebnisse weiter reduzieren sollen. Mögliche Korrelationen werden durch Iteration und erneute Optimierung der einzelnen Schnitte berücksichtigt. Die Variablen, die hierfür verwendet werden, sind teilweise aus Referenz [14] entnommen.

### 6.2.1. $ZH \rightarrow llb\bar{b}$

In diesem Kanal wurde eine Signifikanzoptimierung für das Signal  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  entsprechend der Standardmodellvorhersage durchgeführt. Die dominanten Untergründe hier sind  $Z + b$  Jets,  $t\bar{t}$  und  $Z + \text{light Jets}$  (siehe Abschnitt 4). Weitere Untergrundbeiträge werden nicht betrachtet. Die Variablen in Schnitt 6, 8 und 11 wurden entsprechend Referenz [14] verwendet, die Schnittwerte sind erneut optimiert worden.

In Tabelle 6.2 werden die erwartete Anzahl an Ereignissen für Signal- und Untergrundprozesse bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$  zusammengefasst.

- Schnitt 1: genau zwei Leptonen
- Schnitt 2: Leptonen haben entgegengesetzte elektrische Ladung
- Schnitt 3 : ein *tight* Lepton mit  $p_T > 30 \text{ GeV}$
- Schnitt 4: genau zwei b- Jets
- Schnitt 5: führender b- Jet mit  $p_T > 45 \text{ GeV}$
- Schnitt 6: invariante Masse der Leptonen  $80 < M(ll) < 95 \text{ GeV}$
- Schnitt 7: Öffnungswinkel zwischen den Leptonen  $\Delta R(ll) < 1.5$
- Schnitt 8: fehlende transversale Energie  $E_T^{miss} < 20 \text{ GeV}$
- Schnitt 9: invariante Masse der b- Jets  $90 < M(bb) < 140 \text{ GeV}$

- Schnitt 10: Öffnungswinkel zwischen Leptonen und b-Jets  $2.7 < \Delta R(bbll) < 3.8$
- Schnitt 11: Öffnungswinkel der b-Jets in Abhängigkeit des Impuls der Leptonen :

$$\begin{aligned} \Delta R(bb) > 0.7 & \quad \text{für } p_T(ll) < 150 \text{ GeV} \\ 0.7 < \Delta R(bb) < 1.8 & \quad \text{für } 150 < p_T(ll) < 200 \text{ GeV} \\ \Delta R(bb) < 1.6 & \quad \text{für } p_T(ll) > 200 \text{ GeV} \end{aligned}$$

In der Basisselektion werden genau zwei Elektronen oder Myonen mit entgegengesetzter elektrischer Ladung gefordert. Als führendes Lepton wird hierbei ein *tight* Lepton verlangt. Diese Forderungen reduziert schon im ersten Schritt die Anzahl an  $t\bar{t}$ -Ereignissen um mehr als eine Größenordnung. Desweiteren werden genau zwei b-Jets verlangt, wobei als *tagging* Jets die beiden höchstenergetischen Objekte ausgewählt werden. Der führende Jet soll dabei einen transversalen Impuls  $p_T > 45$  GeV besitzen. Diese Forderung bietet die stärkste Unterdrückung gegenüber  $Z +$  leichte Jets-Prozessen.

In der Hauptselektion werden Forderungen an die invariante Masse  $M(ll)$  des Lepton-Systems und deren Öffnungswinkel  $\Delta R(ll) = \sqrt{\Delta\phi(ll)^2 + \Delta\eta(ll)^2}$  gestellt. Im  $t\bar{t}$ -Prozess entstehen die Leptonen durch den Zerfall zweier W-Bosonen, sodass diese keine Resonanz bei der Z-Boson-Masse zeigen. Daher reduziert der Schnitt auf die Lepton-Lepton-Masse den  $t\bar{t}$ -Untergrund um mehrere Größenordnungen. Der Öffnungswinkel  $\Delta R(ll)$  der Leptonen ist abhängig vom Impuls des Z-Bosons. So besitzen die Leptonen als Zerfallsteilchen eines hochenergetischen Z-Bosons einen kleinen Öffnungswinkel, daher die Beschränkung in Schnitt 7. Durch eine obere Grenze auf die fehlende transversale Energie  $E_T^{miss}$  werden Prozesse unterdrückt, an denen Neutrinos beteiligt sind, hier also besonder der  $t\bar{t}$ -Untergrund. Die fehlende transversale Energie im Signalprozess stammt ausschliesslich aus Detektoreffekten.

Im System der zwei b-Jets ist der Schnitt auf deren invariante Masse eine sehr sensitive Variable. Da Untergrundprozesse sich dadurch auszeichnen, dass kein Higgs-Boson beteiligt ist, wird sowohl der  $t\bar{t}$ -Prozess als auch die  $Z +$  Jets-Prozesse stark reduziert. Die Schnitte auf den Öffnungswinkel  $\Delta R(bb)$  zwischen dem b-Jet-System und dem Lepton-System verringern die Untergrundprozesse um weitere 50%. Um die Korrelation zwischen Öffnungswinkel der b-Jets und dem transversalen Impuls des Lepton-Systems zu berücksichtigen, werden unterschiedliche Schnitte auf  $\Delta R(bb)$  in Abhängigkeit von  $p_T(ll)$  angewendet. Die Schnittwerte sind hier aus [14] übernommen worden.

In Tabelle 6.3 ist das Verhältnis von Signal zu Untergrund und die jeweilige Signifikanz nach jedem Schnitt zusammengefasst. Für den Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  wird nach Schnitt 11 folgendes Verhältnis von Signal- zu Untergrundereignissen mit entsprechender Signifikanz erreicht:

$$\begin{aligned} \frac{s}{b} &= 0,0492 \pm 0,0031 \\ \Sigma &= 1,784 \pm 0,069 \end{aligned} \tag{6.8}$$

Auch nach allen Schnitten liefert der Prozess  $Z +$  b-Jets mit 79 % Anteil an Ereignissen den dominanten Beitrag zum Gesamtuntergrund. Der Prozess  $t\bar{t}$  trägt nach allen Schnitten zu 18 % und  $Z +$  leichte Jets zu 3 % zur gesamten Anzahl an erwarteten Untergrundereignissen in diesem Signalprozess bei.

Schnitt	ZH $\rightarrow$ ll <b><math>\bar{b}\bar{b}</math></b>	t <b><math>\bar{t}</math></b>	Z + b Jets	Z + leichte Jets
0	5630 $\pm$ 18	(53.06 $\pm$ 0.02) $\times 10^6$	(11.442 $\pm$ 0.007) $\times 10^7$	(3.615 $\pm$ 0.002) $\times 10^7$
1	1558 $\pm$ 9	(18.73 $\pm$ 0.03) $\times 10^5$	(4.071 $\pm$ 0.004) $\times 10^6$	(1.170 25 $\pm$ 0.001) $\times 10^7$
2	1535 $\pm$ 9	(14.88 $\pm$ 0.03) $\times 10^5$	(3.892 $\pm$ 0.004) $\times 10^6$	(1.169 $\pm$ 0.001) $\times 10^7$
3	1535 $\pm$ 9	(14.88 $\pm$ 0.03) $\times 10^5$	(3.46 $\pm$ 0.003) $\times 10^6$	(1.169 $\pm$ 0.001) $\times 10^7$
4	399 $\pm$ 5	(5.16 $\pm$ 0.02) $\times 10^5$	(6.63 $\pm$ 0.02 ) $\times 10^5$	7063 $\pm$ 314
5	364 $\pm$ 5	(4.80 $\pm$ 0.02) $\times 10^5$	66 640 $\pm$ 443	4541 $\pm$ 249
6	296 $\pm$ 4	44 500 $\pm$ 521	52 779 $\pm$ 394	3710 $\pm$ 225
7	115 $\pm$ 3	3848 $\pm$ 156	22 991 $\pm$ 272	1343 $\pm$ 135
8	111 $\pm$ 2	2414 $\pm$ 124	13 882 $\pm$ 200	1283 $\pm$ 133
9	80 $\pm$ 2	598 $\pm$ 65	6364 $\pm$ 139	162 $\pm$ 47
10	67 $\pm$ 2	280 $\pm$ 43	5252 $\pm$ 126	66 $\pm$ 30
11	63 $\pm$ 2	252 $\pm$ 40	999 $\pm$ 52	36 $\pm$ 21

Tabelle 6.2.: Erwartete Anzahl an Ereignissen für den Signalprozess ZH  $\rightarrow$  ll **$\bar{b}\bar{b}$**  und die Untergrundprozesse nach den einzelnen Schnitten bei einer integrierten Luminosität von 100 fb $^{-1}$

Schnitt	Signal/Untergrund	Signifikanz $\Sigma$
0	(5.59 $\pm$ 0.02) $\times 10^{-5}$	0.561 $\pm$ 0.002
1	(8.83 $\pm$ 0.05) $\times 10^{-5}$	0.371 $\pm$ 0.002
2	(8.99 $\pm$ 0.05) $\times 10^{-5}$	0.371 $\pm$ 0.002
3	(9.22 $\pm$ 0.06) $\times 10^{-5}$	0.376 $\pm$ 0.002
4	(3.36 $\pm$ 0.04) $\times 10^{-4}$	0.366 $\pm$ 0.004
5	(6.61 $\pm$ 0.09 ) $\times 10^{-5}$	0.490 $\pm$ 0.006
6	0.002 93 $\pm$ 4.5 $\times 10^{-5}$	0.931 $\pm$ 0.013
7	0.0059 $\pm$ 0.0002	0.829 $\pm$ 0.019
8	0.0064 $\pm$ 0.0002	0.838 $\pm$ 0.020
9	0.0112 $\pm$ 0.0004	0.941 $\pm$ 0.027
10	0.0121 $\pm$ 0.0005	0.900 $\pm$ 0.028
11	0.0492 $\pm$ 0.0031	1.748 $\pm$ 0.069

Tabelle 6.3.: Verhältnis Signal zu gesamtem Untergrund und Signifikanz für den Signalprozess ZH  $\rightarrow$  ll **$\bar{b}\bar{b}$**  nach den einzelnen Schnitten bei einer integrierten Luminosität von 100 fb $^{-1}$

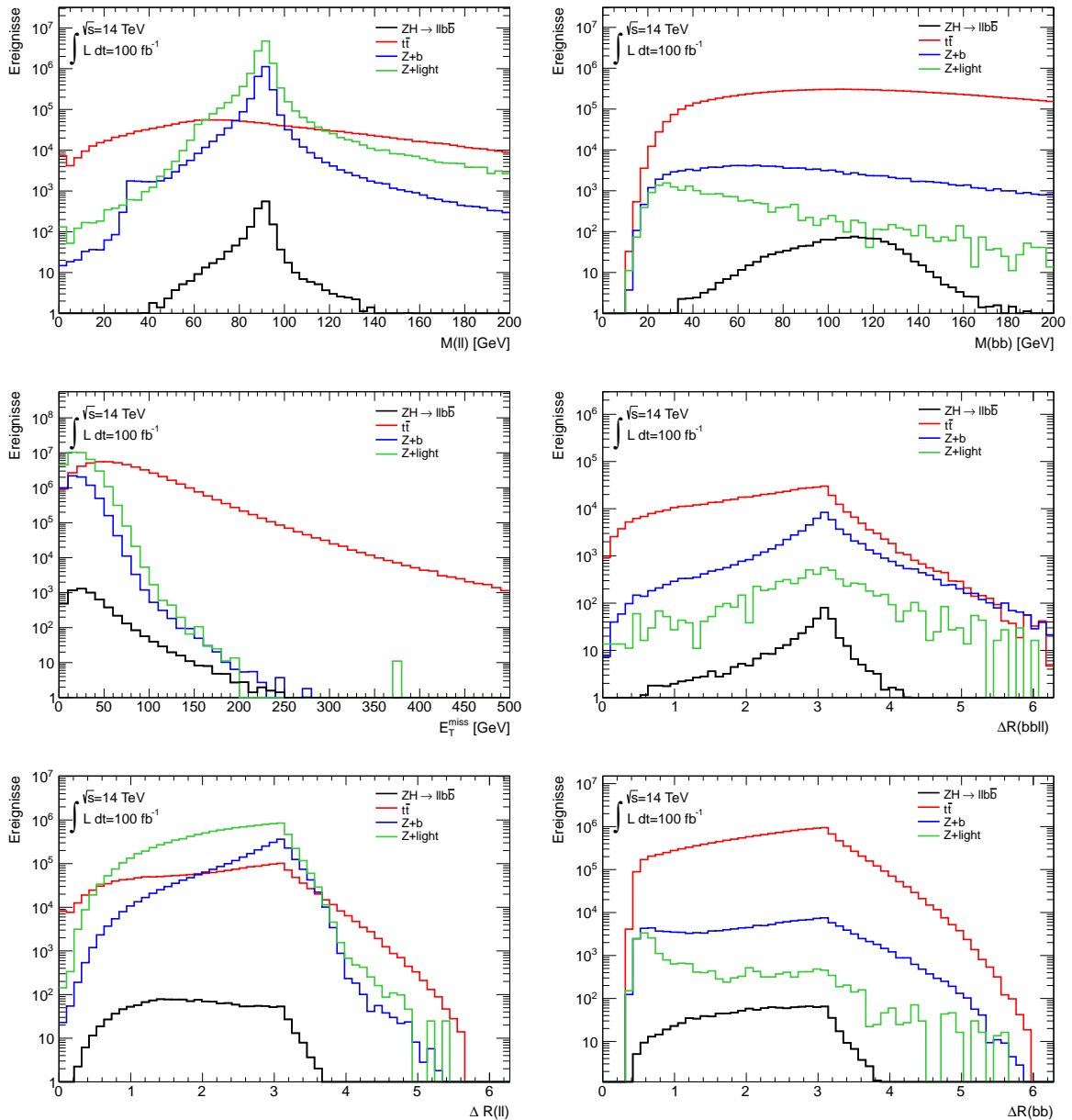


Abbildung 6.2.: Verteilungen der Variablen nach Schnitt 5. Oben Links: Invariante Masse der Leptonen. Oben Rechts: Invariante Masse der b-Jets. Mitte Links: fehlende transversale Energie. Mitte Rechts: Öffnungswinkel zwischen Lepton-System und b-Jet-System. Unten Links: Öffnungswinkel zwischen Leptonen. Unten Rechts: Öffnungswinkel zwischen den b-Jets.

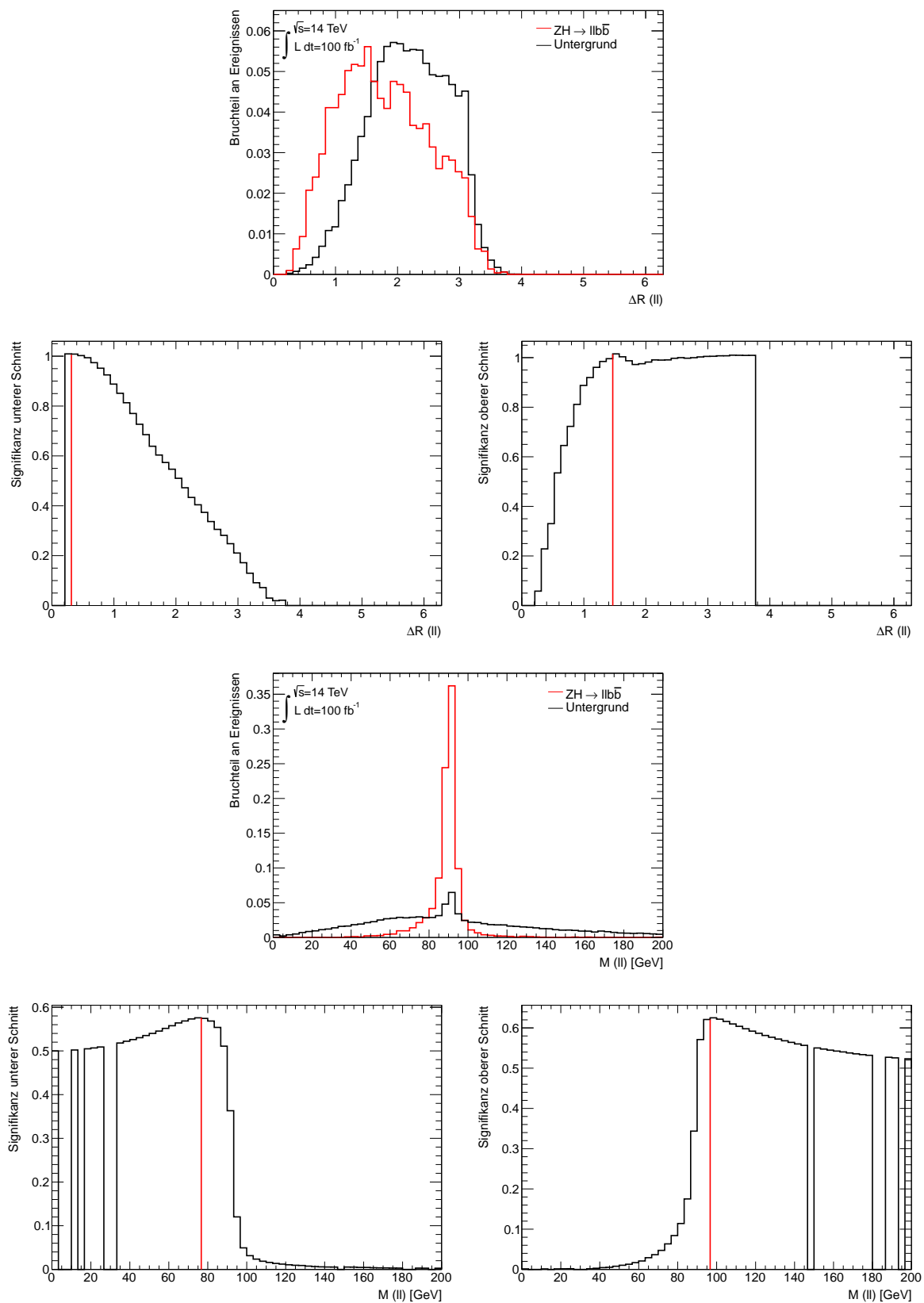


Abbildung 6.3.: Signifikanzverteilungen zur Ermittlung der Schnittwerte. Oben Mitte: Verteilung des Öffnungswinkel zwischen den b-Jets für Signal und Untergrund. Mitte Mitte: Verteilung der invariante Masse der Leptonen für Signal und Untergrund. Jeweils Links: Signifikanz des unteren Schnittwertes. Jeweils Rechts: Signifikanz des oberen Schnittwertes.



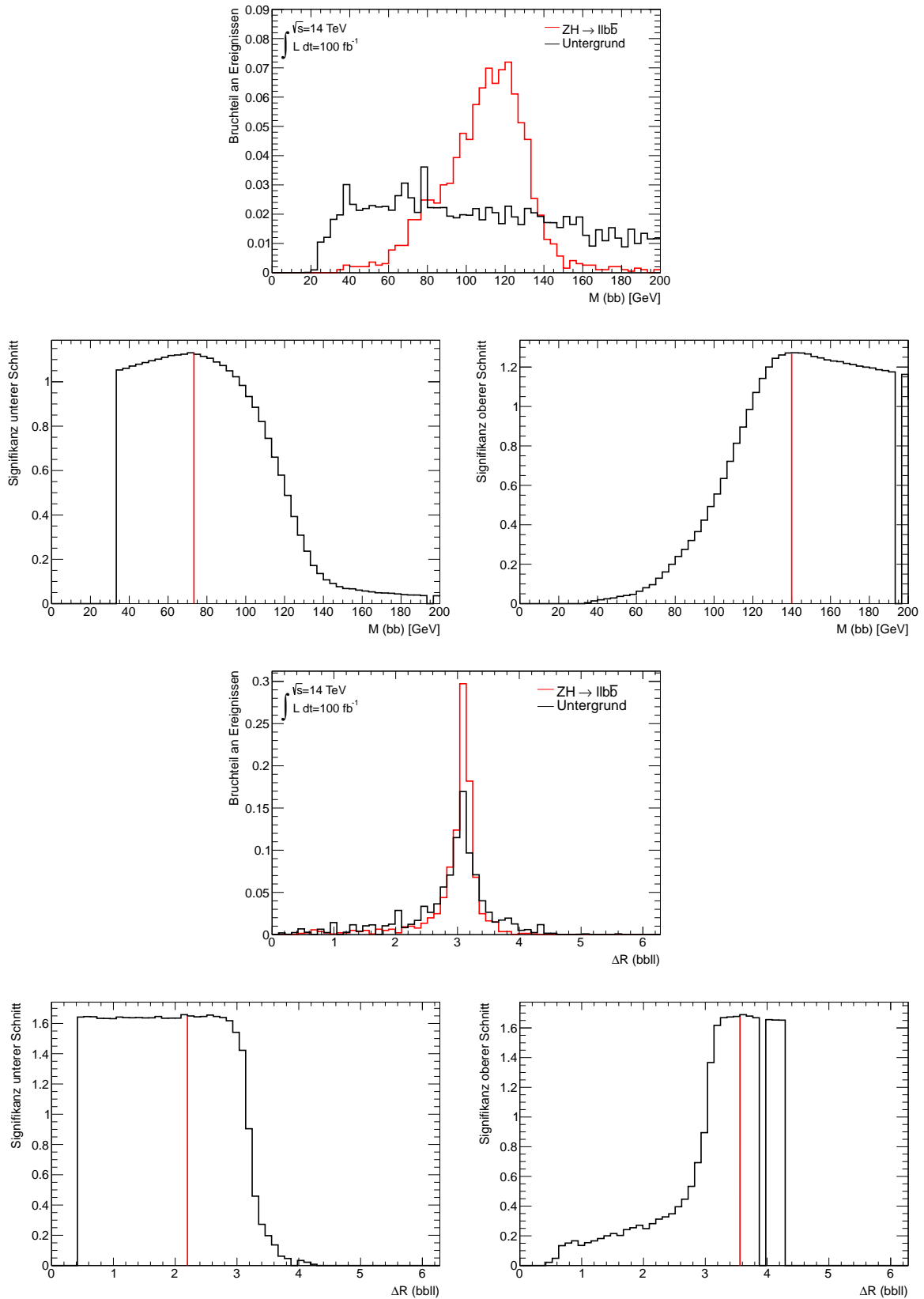


Abbildung 6.4.: Signifikanzverteilungen zur Ermittlung der Schnittwerte. Oben Mitte: Verteilung der invarianten Masse des b-Jets für Signal und Untergrund. Mitte Mitte: Verteilung des Öffnungswinkel zwischen Lepton-System und b-Jet-System für Signal und Untergrund. Jeweils Links: Signifikanz des unteren Schnittwertes. Jeweils Rechts: Signifikanz des oberen Schnittwertes.

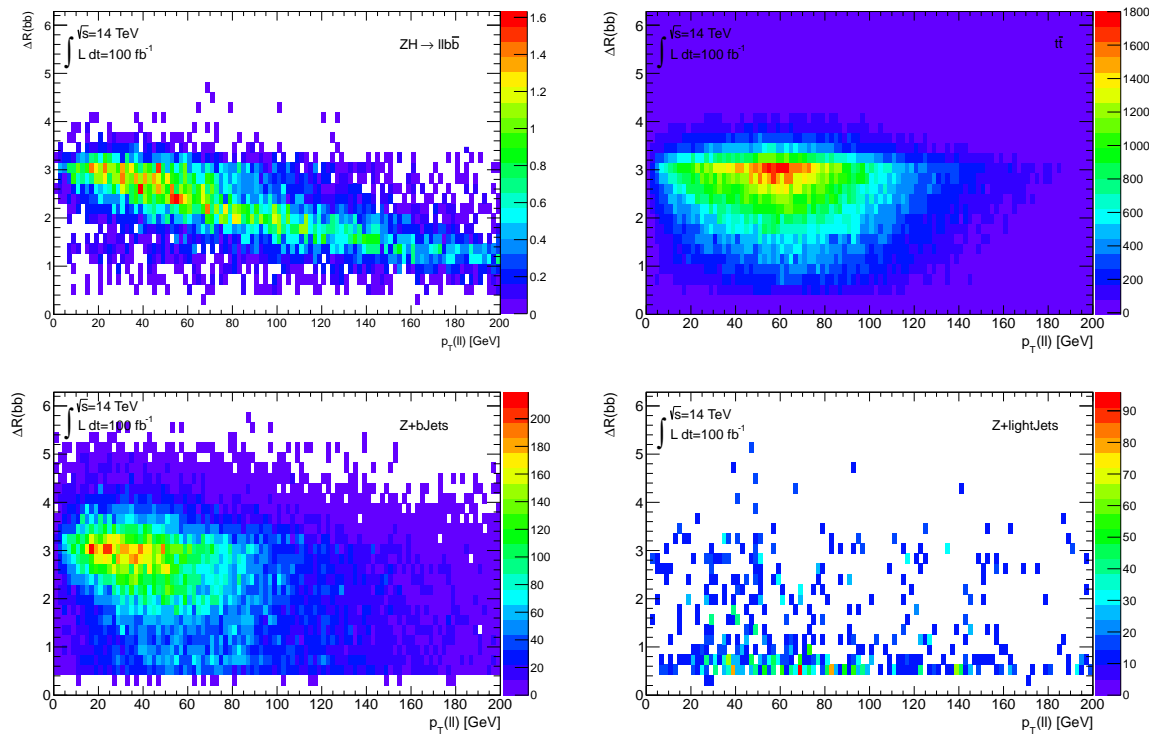


Abbildung 6.5.: Verteilungen des transversalen Impuls des Lepton-Systems  $p_T(ll)$  in Abhängigkeit des Öffnungswinkel  $\Delta R(bb)$  zwischen den b-Jets nach der Vorselektion. Oben Links: Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . Oben Rechts: Untergrundprozess  $t\bar{t}$ . Unten Links: Untergrundprozess  $Z + b$  Jets. Unten Rechts: Untergrundprozess  $Z +$  leichte Jets

### 6.2.2. $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$

Die Signifikanzoptimierung wurde hier ebenfalls für das Signal  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  nach Standardmodellvorhersage durchgeführt. Da für den Untergrund  $W + \text{leichte Jets}$  keine simulierten Ereignisse zur Verfügung standen, sind beide Prozesse jedoch kinematisch sehr ähnlich, wurden die Ereignisse  $W + b\text{Jets}$  so hochskaliert, dass sie nun die Prozesse  $W + b\text{Jets}$  und  $W + \text{leichte Jets}$  zusammengefasst darstellen. Dieser Faktor  $x$  ergibt sich aus der erwarteten Anzahl an Ereignissen im  $W + b\text{Jets}$  Prozess  $n_b$  und im  $W + \text{light Jet}$  Prozess  $n_l$ . Diese wurden aus Referenz [14] entnommen.

$$x = \frac{n_b + n_l}{n_b} \quad (6.9)$$

Im Folgenden wird dieser Untergrund als  $W + \text{Jets}$  bezeichnet.

In Tabelle 6.4 sind die erwarteten Ereignisse für Signal- und Untergrundprozesse nach den einzelnen Schnitten zusammengefasst.

- Schnitt 1: genau ein Lepton
- Schnitt 2: ein *tight* Lepton mit  $p_T > 30 \text{ GeV}$
- Schnitt 3: fehlende transversale Energie  $E_T^{miss} > 20 \text{ GeV}$
- Schnitt 4: genau zwei b-Jets und keine weiteren Jets
- Schnitt 5: führender b-Jet mit  $p_T > 45 \text{ GeV}$
- Schnitt 6: invariante Masse b-Jets  $76 < M(bb) < 134 \text{ GeV}$
- Schnitt 7: Öffnungswinkel der b-Jets in Abhängigkeit des Lepton-Neutrino-Impuls :
 

$0.7 < \Delta R(bb) > 3.4$	für $p_T(l\nu) < 90 \text{ GeV}$
$0.7 < \Delta R(bb) < 3.0$	für $90 < p_T(l\nu) < 120 \text{ GeV}$
$0.7 < \Delta R(bb) < 2.3$	für $120 < p_T(l\nu) < 160 \text{ GeV}$
$0.7 < \Delta R(bb) < 1.8$	für $160 < p_T(l\nu) < 200 \text{ GeV}$
$\Delta R(bb) < 1.4$	für $p_T(l) > 200 \text{ GeV}$
- Schnitt 8: transversaler Impuls  $p_T(bbl\nu) < 50 \text{ GeV}$
- Schnitt 9: Öffnungswinkel zwischen den b-Jets  $\Delta R(bb) < 3.8$

In der Basisselektion werden genau ein *tight* Lepton und ein Neutrino gefordert. Das Neutrino kann nur über die fehlende transversale Energie bestimmt werden. Daher unterdrückt die untere Beschränkung in Schnitt 4 die Prozesse, an denen keine Neutrinos beteiligt sind.

In Schnitt 4 werden genau zwei b-Jets verlangt mit einem zusätzlichen Veto auf weitere Jets. Dieses Veto ist vor allem nötig um den dominanten  $t\bar{t}$ -Untergrund reduzieren zu können.

Der Schnitt auf die invariante Masse der b-Jets ermöglicht auch hier eine wirksame Untergrundreduzierung. Sowohl  $t\bar{t}$  als auch  $W + \text{Jets}$  weisen nach diesem Schnitt nur noch etwa die Hälfte an erwarteten Ereignissen auf.

Wie im ZH-Kanal, wurde auch hier der Öffnungswinkel der b-Jets  $\Delta R(bb)$  in Abhängigkeit des transversalen Impuls  $p_T(l\nu)$  untersucht. Die Schnittwerte sind entsprechend Referenz [14] angewendet. Die obere Grenze auf den transversalem Impuls des gesamten WH-Systems  $p_T(bbl\nu)$  reduziert genau wie der Schnitt auf den b-Jet Öffnungswinkel den  $t\bar{t}$ -Untergrund um fast 50%.

In Tabelle 6.5 ist das Signal zu Untergrund Verhältnis nach jedem Schnitt und die entsprechende Signifikanz für  $100 \text{ fb}^{-1}$  zusammengefasst. Für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  wird nach Schnitt 9 folgendes Verhältnis von Signal- zu Untergrundereignissen mit entsprechender Signifikanz erreicht:

$$\begin{aligned} \frac{s}{b} &= 0,0458 \pm 0,0017 \\ \Sigma &= 4,239 \pm 0,126 \end{aligned} \quad (6.10)$$

Der dominante Untergrundprozess  $t\bar{t}$  liefert auch nach allen Schnitten den größten Anteil an erwarteten Untergrundereignissen von etwa 72 % in diesem Signalprozess.

Schnitt	$WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$	$t\bar{t}$	<b>W + Jets</b>
0	28 780 ± 91	53 063 688 ± 18 081	453 780 ± 1015
1	11 721 ± 58	18 172 112 ± 10 576	224 043 ± 713
2	10 415 ± 55	16 195 552 ± 9973	192 850 ± 661
3	7319 ± 46	10 937 434 ± 8185	119 905 ± 522
4	6100 ± 42	9 469 004 ± 7605	91 389 ± 455
5	638 ± 14	47 904 ± 534	11 467 ± 161
6	606 ± 13	45 663 ± 521	7889 ± 134
7	525 ± 12	13 860 ± 288	3328 ± 87
8	500 ± 12	12 674 ± 277	3217 ± 85
9	393 ± 11	6160 ± 193	2428 ± 74

Tabelle 6.4.: Erwartete Anzahl an Ereignissen für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  und die Untergrundprozesse nach den einzelnen Schnitten bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$

Schnitt	Signal/Untergrund	Signifikanz $\Sigma$
ohne cut	$0.000\,537\,768 \pm 1.710\,28 \times 10^{-6}$	$3.934 \pm 0.012$
0	$0.000\,637\,125 \pm 3.178\,42 \times 10^{-6}$	$2.733 \pm 0.014$
1	$0.000\,635\,505 \pm 3.3631 \times 10^{-6}$	$2.573 \pm 0.014$
2	$0.000\,661\,943 \pm 4.179\,73 \times 10^{-6}$	$2.201 \pm 0.014$
3	$0.000\,638\,101 \pm 4.412\,21 \times 10^{-6}$	$1.973 \pm 0.014$
4	$0.010\,751\,7 \pm 0.000\,249\,636$	$2.620 \pm 0.057$
5	$0.011\,318\,2 \pm 0.000\,271\,607$	$2.619 \pm 0.059$
6	$0.030\,523\,3 \pm 0.000\,892\,686$	$4.002 \pm 0.100$
7	$0.031\,493\,9 \pm 0.000\,948\,423$	$3.970 \pm 0.102$
8	$0.043\,283\,9 \pm 0.001\,521\,7$	$4.185 \pm 0.121$
9	$0.045\,747\,1 \pm 0.001\,657\,85$	$4.239 \pm 0.126$

Tabelle 6.5.: Verhältnis Signal zu gesamtem Untergrund und Signifikanz für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  nach den Schnitten bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

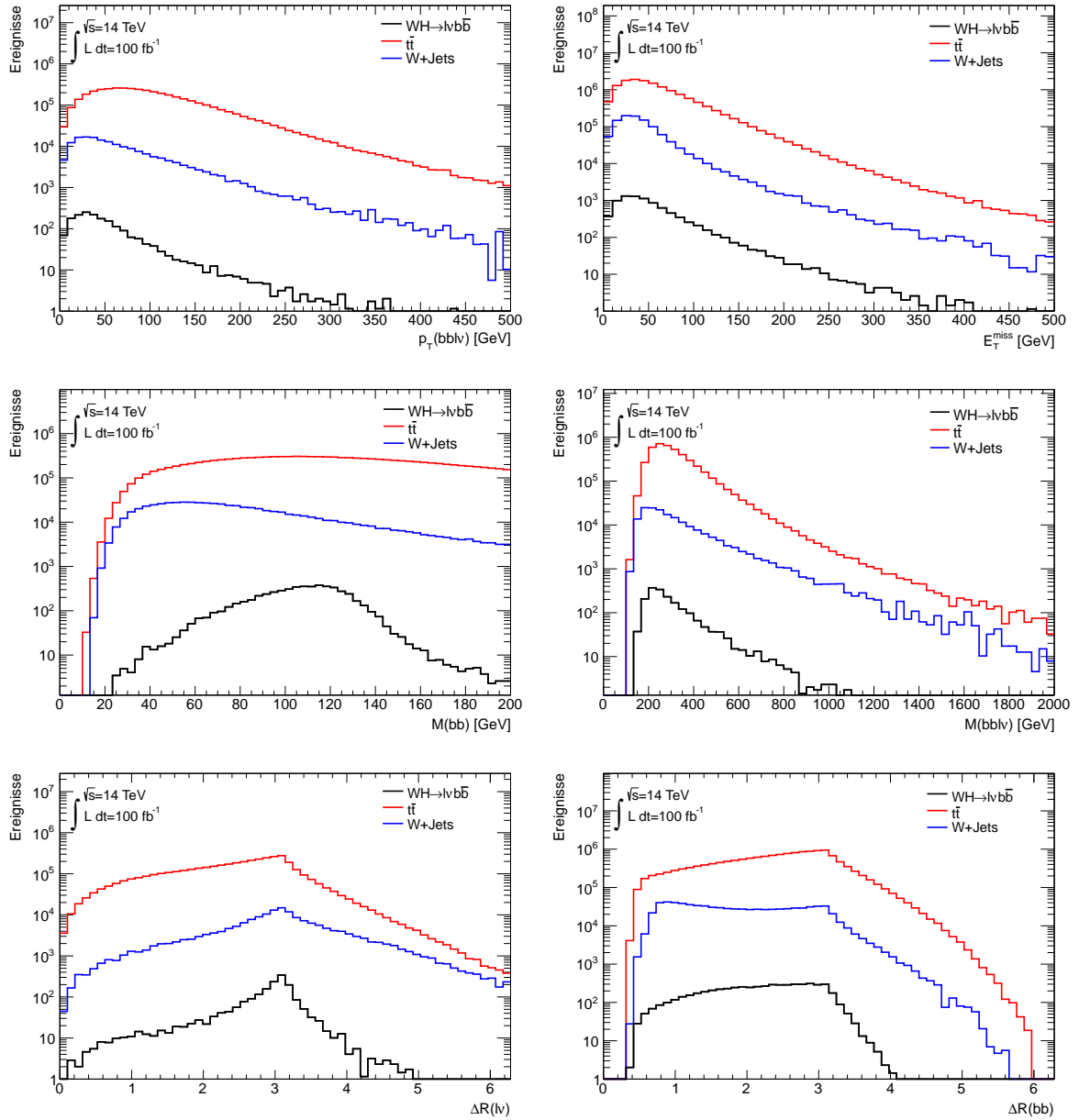


Abbildung 6.6.: Verteilungen nach Schnitt 6. Oben Links: Transversaler Impuls der b-Jets und des Lepton-Neutrino-Systems. Oben Rechts: Fehlende transversale Energie. Mitte Links: Invariante Masse der b-Jets. Mitte Rechts: Invariante Masse b-Jets-Lepton-Neutrino-System. Unten Links: Öffnungswinkel zwischen Lepton und Neutrino. Unten Rechts: Öffnungswinkel zwischen den b-Jets.

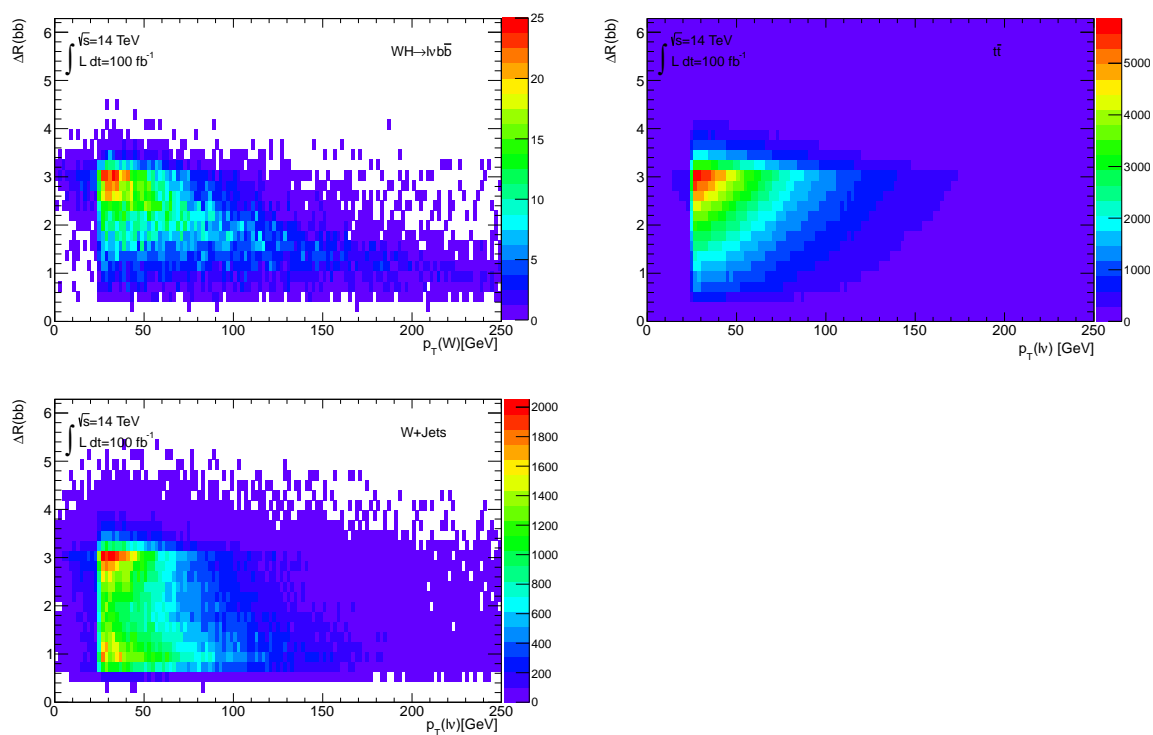


Abbildung 6.7.: Verteilungen des transversalen Impuls des Lepton-Neutrino-Systems  $p_T(l\nu)$  in Abhängigkeit des Öffnungswinkel  $\Delta R(bb)$  zwischen den b-Jets nach der Vorselektion. Oben Links: Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . Oben Rechts: Untergrundprozess  $t\bar{t}$ . Unten Links: Untergrundprozess  $W + \text{Jets}$ .

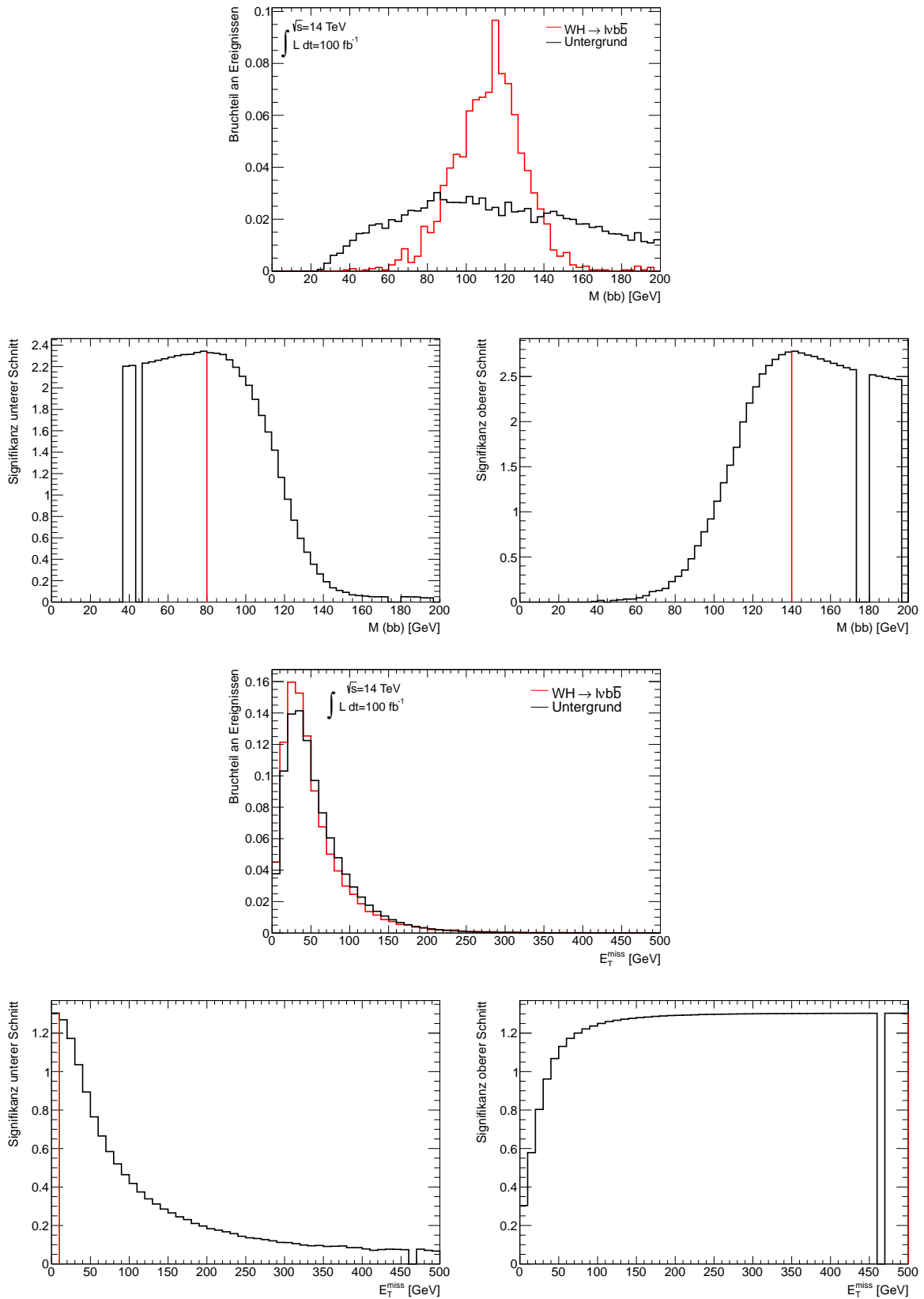


Abbildung 6.8.: Signifikanzverteilungen zur Ermittlung der Schnittwerte. Oben Mitte: Verteilung der invarianten Masse der b-Jets für Signal und Untergrund. Mitte Mitte: Verteilung des Öffnungswinkel zwischen Lepton-Neutrino-System und den b-Jets für Signal und Untergrund. Jeweils Links: Signifikanz des unteren Schnittwertes. Jeweils Rechts: Signifikanz des oberen Schnittwertes.

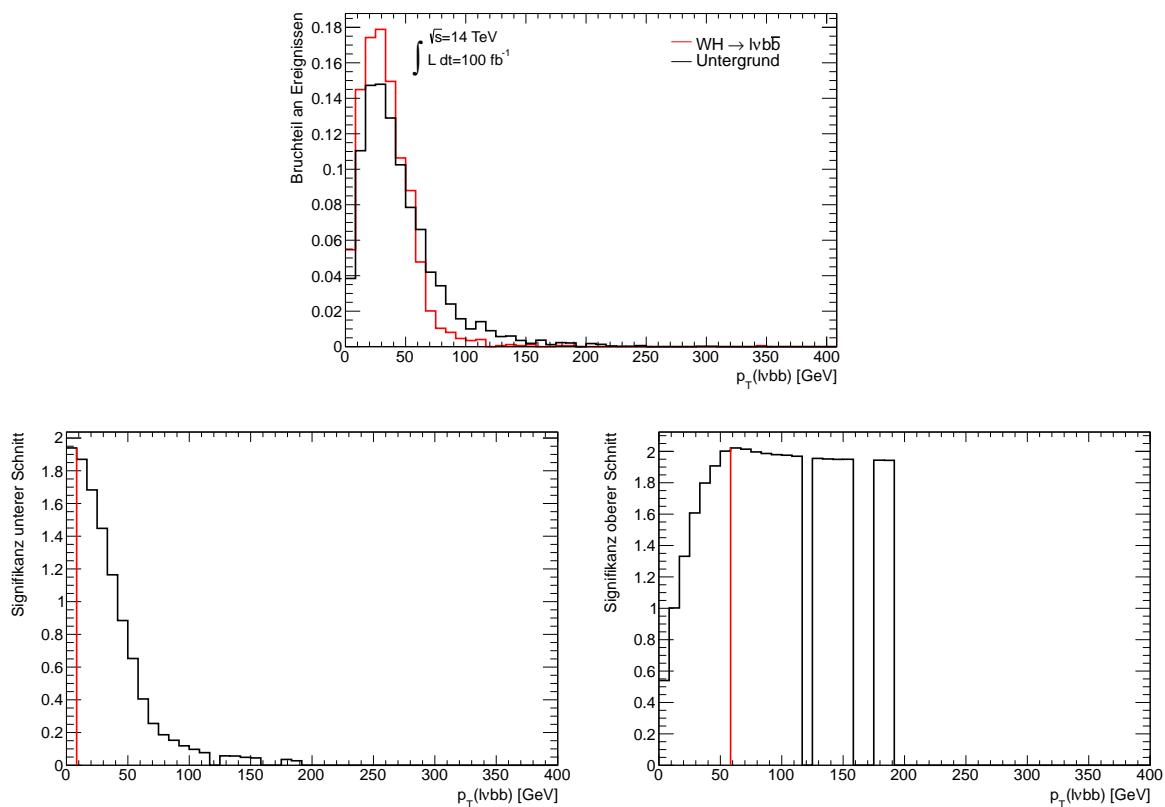


Abbildung 6.9.: Signifikanzverteilungen zur Ermittlung der Schnittwerte. Oben Mitte: Verteilung des transversalen Impuls des Lepton-Neutrino-Systems und der b-Jets für Signal und Untergrund. Unten Links: Signifikanz des unteren Schnittwertes. Unten Rechts: Signifikanz des oberen Schnittwertes.



In diesem Kapitel werden anomale Kopplungen des Higgs - Bosons an schwache Vektorbosonen gegenüber der Kopplung, wie sie aus dem Standardmodell folgt, untersucht. Abhängig von der Art dieser Kopplung ergeben sich unterschiedliche Quantenzahlen für das Higgs-Boson (siehe Kapitel 2).

Das Standardmodell sagt ein neutrales skalares Higgsboson mit Spin und Parität  $J^P = 0^+$  vorher. Wechselwirkt das Higgs-Boson jedoch über anomale Kopplungen mit dem schwachen Vektorboson, so könnten ihm weitere Quantenzahlen zugewiesen werden. Möglich wäre ein Higgs-Boson mit anomalen ungeraden CP-Eigenschaften  $J^P = 0^-$ , anomalen geraden Quantenzahlen  $J^P = 0^+$  oder ein Mischzustand aus Standardmodell und anomaler Kopplung. Die Möglichkeit, dass der Spin des Higgs-Bosons  $J=2$  beträgt, wird hier nicht betrachtet.

In dieser Arbeit werden kinematische Observablen hinsichtlich ihrer Sensitivität auf unterschiedliche CP-Eigenschaften des Higgs-Bosons untersucht. Die Modelle die hierfür verwendet werden entsprechen der Kopplung des Higgs-Bosons an schwache Vektorbosonen nach Standardmodellvorhersage, der anomalen CP geraden und CP ungeraden Kopplung. Zustände, die Beiträge aus Standardmodell und anomaler Vorhersage beinhalten, werden in dieser Arbeit nicht betrachtet.

Die Analyse der CP - Eigenschaften gliedert sich wie folgt: Zunächst werden die verwendeten Observablen eingeführt und beschrieben. Hierbei wird vor allem auf mögliche Verzerrungen der Verteilungsform durch einzelne Schnitte im Rahmen der Schnittoptimierung in Kapitel 6 eingegangen. Der nächste Abschnitt befasst sich mit der Sensitivitätsstudie. Hier wird die verwendete Teststatistik vorgestellt und die Ergebnisse der Studie bei Luminositäten von  $25 \text{ fb}^{-1}$  und  $100 \text{ fb}^{-1}$  zusammengefasst.

## 7.1. Betrachtete Observablen

### 7.1.1. Observable $\cos(\theta_L)$

Diese Observable beschreibt die Winkelverteilung des Zerfallslepton L im Ruhesystem des Vektorbosons V. Hierbei ist der Winkel bezüglich der ursprünglichen Impulsrichtung des Vektorbosons definiert. Die Observable ist Abbildung 7.5 dargestellt.

$$\cos(\theta_L) = \frac{\vec{p}_{L_1}^{(V)} \cdot \vec{p}_V}{|\vec{p}_{L_1}^{(V)}| \cdot |\vec{p}_V|} \quad (7.1)$$

Die hochgestellten Indices weisen auf da Ruhesystem hin, in welchem der Impuls  $\vec{p}$  verwendet wird. Ist keine Angabe vorhanden, so bezieht sich der Impuls immer auf das Laborsystem.

Wird das Higgs-Boson in Assoziation mit einem Z-Boson produziert, so bezeichnet  $\vec{p}_{L_1}$  den Impuls des positiv oder negativ geladenen Zerfallsleptons. Da die Verteilung nicht sensitiv auf die elektrische Ladung ist, können hier beide Zerfallsleptonen verwendet werden.

In Abbildung 7.1 sind für den Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  die Verteilungen  $\cos(\theta_L)$  dargestellt. Die Prozesse  $t\bar{t}$ ,  $Z + b \text{ Jets}$  und  $Z + \text{leichte Jets}$  sind zu einem Untergrund zusammengefasst. Die Verteilung für Standardmodellkopplung weist vor allem um  $\cos(\theta_L) = 0$  einen deutlich

unterschiedlichen Verlauf zu den Verteilungen der anomalen Kopplungen auf. Für die Unterscheidung zwischen anomaler CP gerader und CP ungerader Kopplung besitzt diese Observable jedoch kaum Trennkraft. Die Form der Verteilungen weist hier im gesamten Wertebereich nur geringe Differenzen auf.

Vergleicht man die Observable nach der Vorselektion mit der Verteilung nach allen Schnitte, so weist die Form der Verteilung nach Standardmodellvorhersage eine deutliche Verzerrung im Bereich um  $\cos(\theta_L) = \pm 1$  auf. Diese Veränderung wird hauptsächlich durch Schnitte auf den Öffnungswinkel  $\Delta R$  zwischen den Leptonen verursacht. Für die Verteilungen anomale CP gerade und CP ungerade Verteilungen sind keine Formveränderungen sichtbar, auch hier besitzt die Observable nur bedingte Trennkraft zwischen den anomalen Kopplungen.

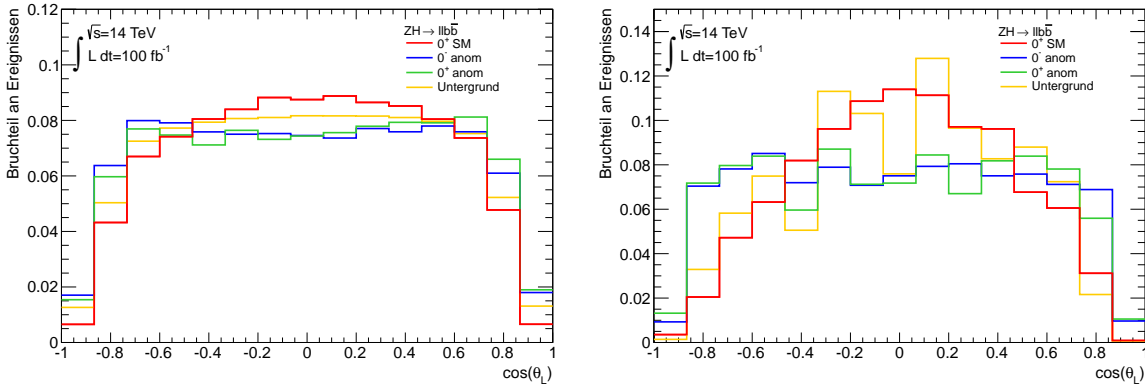


Abbildung 7.1.: Observable  $\cos(\theta_L)$  für den Signalprozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}$  auf den Flächenwert normiert. Oben Mitte: Verteilungen für positiv und negativ geladene Zerfallsleptonen. Unten Links: Nach der Vorselektion. Unten Rechts: Nach der Hauptselektion.

Die Verteilungen der Observable im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu\bar{b}$  sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Hier wird für  $\vec{p}_{L_1}$  der Impuls des Elektron oder Myon verwendet. Im Vergleich zum ZH-Prozess ist die Observable hier jedoch stark ladungssensitiv. In Abbildung 7.2 ist ebenfalls für  $\cos(\theta_L)$  der Vergleich zwischen positiv und negativ geladenem Zerfallslepton für den Signalprozess nach Standardmodellvorhersage dargestellt. Die Verteilung der Observable unter Verwendung des positiven Leptonen weist eine starke Asymmetrie und eine deutliche Diskrepanz zur Verteilung mit negativ geladenem Lepton auf. Aufgrund der Partondichteverteilung im Proton wird ein Higgs-Boson bei Proton-Proton-Kollisionen im Schnitt häufiger mit einem positiv geladenem  $W^+$ -Boson produziert. Dadurch sind im gesamten Prozess mehr positiv geladenen Zerfallsleptonen vorzufinden. Aus diesem Grund hat die Observablenverteilung mit negativem Lepton kaum einen Einfluss auf die Asymmetrie der Observablenverteilung mit positivem Lepton.

Die Verteilung der Observable unter Verwendung positiv und negativ geladener Zerfallsleptonen besitzt nur begrenzte Trennkraft zwischen den einzelnen Prozessen. Lediglich im Bereich um  $\cos(\theta_L) = \pm 1$  ist ein deutlicher Unterschied in der erwarteten Anzahl an Ereignissen für Standardmodellkopplung und anomale Kopplungen sichtbar. Ähnlich der Observable im ZH-Prozess ist nur eine geringe Trennkraft zwischen anomaler CP gerader und CP ungerader Kopplung vorhanden.

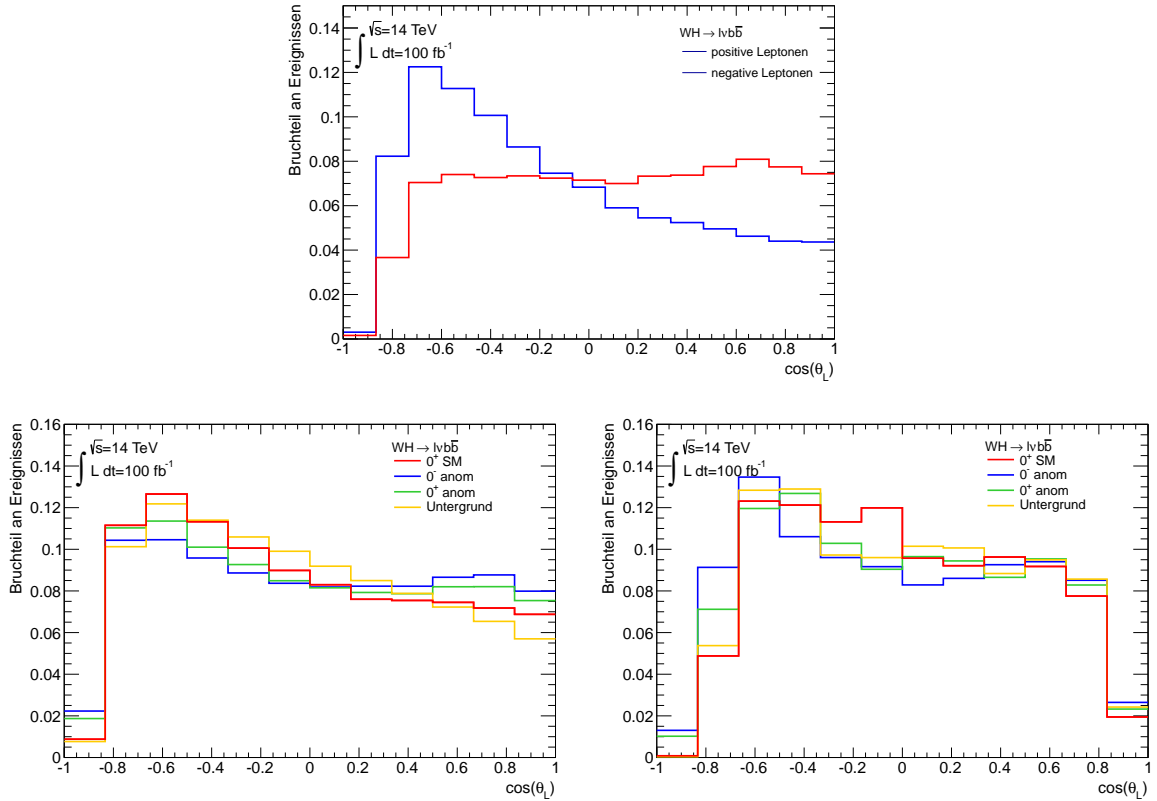


Abbildung 7.2.: Observable  $\cos(\theta_L)$  für den Signalprozess  $WH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  auf den Flächenwert normiert. Oben Mitte: Verteilung für den Signalprozess  $WH$  SM in Abhängigkeit der elektrischen Ladung der Zerfallsleptonen. Unten Links: Nach der Vorselektion. Unten Rechts: Nach der Hauptselektion.

### 7.1.2. Observable $\cos(\theta_V)$

Der Polarwinkel des Vektorbosons im Ruhesystem des Higgs- und des Vektorbosons ist durch die Observable  $\theta_V$  definiert. Hierbei ist der Winkel durch die Impulsrichtung des Vektorbosons relativ zur Strahlachse gegeben. Die Impulse des Bosonen  $\vec{p}_V$  und  $\vec{p}_H$  werden über die jeweiligen Zerfallsprodukte rekonstruiert.

$$\vec{p}_V = \vec{p}_{L_1} + \vec{p}_{L_2} \quad (7.2)$$

$$\vec{p}_H = \vec{p}_{b_1} + \vec{p}_{b_2} \quad (7.3)$$

Hierbei bezeichnet  $\vec{p}_{L_i}$  den Impuls der Zerfallsleptonen und  $\vec{p}_{b_i}$  den Impuls der b-Jets aus dem Zerfall des Higgs-Bosons. Die Observable  $\cos(\theta_V)$  ist in Abbildung 7.5 dargestellt.

Für den Signalprozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  ist die Verteilung der Observable  $\cos(\theta_Z)$  in Abbildung 7.3 zu sehen. Die Form der Verteilungen ist ähnlich der oben beschriebenen Observable  $\cos(\theta_L)$ , allerdings ist hier eine deutlichere Differenzierung zwischen den Signalen der anomalen CP gerade und CP ungerade Kopplung zu sehen. Auch die Form der Verteilung unter Standardmodellvorhersage weist vor allem im Bereich um  $\cos(\theta_V) = 0$  eine hohe Trennkraft bezüglich der Prozesse mit anomalen Kopplungen auf. Die Verzerrung der Observable nach der Hauptselektion wird auch hier durch Schnitte auf den Öffnungswinkel  $\Delta R$  der Zerfallsleptonen hervorgerufen. Während die Trennung zwischen Standardmodell und anomalen Kopplungen

nur geringfügig beeinträchtigt wird, ist nach der Hauptselektion die Trennkraft für anomale CP gerade und CP ungerade Prozesse deutlich reduziert.

Wird das Higgs-Boson in Assoziation mit einem schwachen W-Boson produziert, so bezeichnet  $\vec{p}_{L2}$  den Impuls des Neutrinos. Für  $\vec{p}_{L1}$  wird analog zum ZH-Prozess der Impuls des Elektrons oder Myons verwendet. Da das Neutrino über die fehlende transversale Energie rekonstruiert werden muss (siehe Abschnitt 6.1.2), fließen in die Größen aus Gleichung 7.3 weitere Auflösungseffekte von Energie- und Impulskomponenten ein. Um zu vergleichen, inwiefern diese Auflösungseffekte die Form der Observable verzerren, wird hier zusätzlich die Observable  $\cos(\theta_H)$  betrachtet. Durch die *back-to-back*-Symmetrie<sup>1</sup> entspricht dieser Winkel genau der Observable  $\cos(\theta_W)$ . Somit kann nun untersucht werden, ob diese Trennkraft weniger von Auflösungseffekten beeinträchtigt ist.

In Abbildung 7.4 sind die Observablen  $\cos(\theta_W)$  und  $\cos(\theta_H)$  für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  dargestellt. Analog zu den Verteilungen im ZH-Prozess liefert auch  $\cos(\theta_W)$  eine deutliche Differenzierung zwischen Standardmodellvorhersage und anomalen Kopplungen. Hier besitzt jedoch  $\cos(\theta_W)$ , im Gegensatz zu  $\cos(\theta_V)$ , eine bessere Trennkraft zwischen anomaler CP gerader und CP ungerader Kopplung. Diese Trennkraft wird jedoch durch die angewendeten Schnitte erheblich beeinträchtigt. Nach der Hauptselektion ist sowohl die Unterscheidung zwischen Standardmodellvorhersage und anomalen Prozessen, als auch zwischen anomaler CP ungerader und CP gerader Kopplung, erheblich beeinträchtigt.

Im Vergleich zu den Verteilungen der Observable  $\cos(\theta_H)$  sind sowohl nach der Vorselektion als auch nach allen Schnitten keine Unterschiede sichtbar. Auch sie weist die größte Trennkraft zwischen Standardmodellkopplung und anomalen Prozessen auf. Die Differenzierung zwischen den anomalen Kopplungen ist jedoch, vorallem nach der Hauptselektion, nur bedingt möglich.

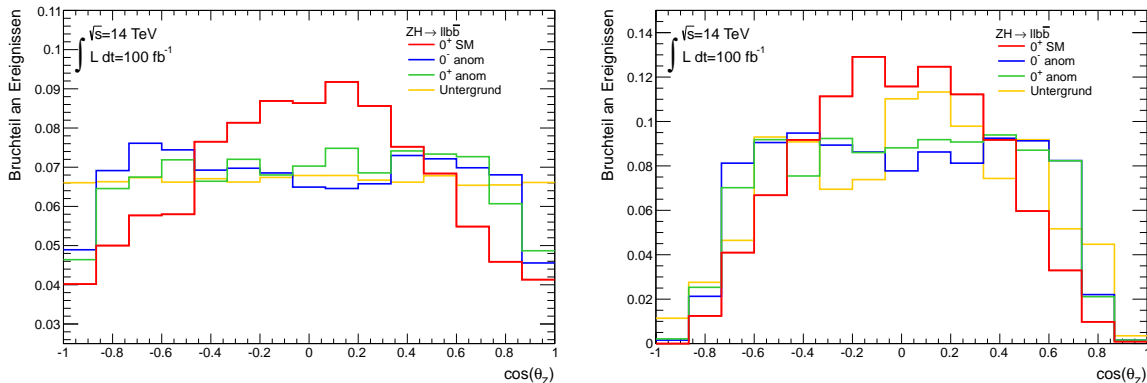


Abbildung 7.3.: Observablen  $\cos(\theta_Z)$  für den Signalprozess  $ZH \rightarrow ll b\bar{b}$  auf Flächenwert normiert. Links: Nach der Vorselektion. Rechts: Nach der Hauptselektion.

<sup>1</sup>Im Ruhesystem des W-Bosons schließen die Zerfallsteilchen aufgrund von Energieerhaltung einen Winkel von  $\pi$  zwischen ihren Impulsrichtungen ein

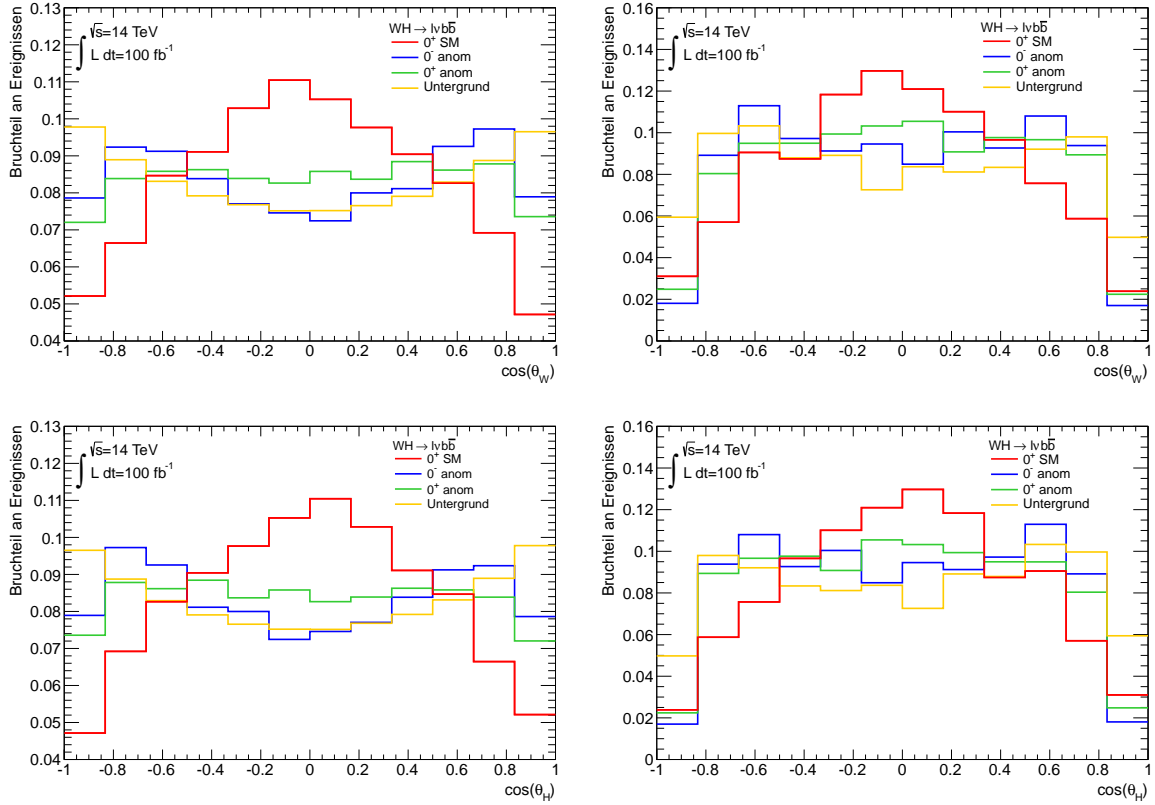


Abbildung 7.4.: Observablen  $\cos(\theta_W)$  und  $\cos(\theta_H)$  für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  auf Flächenwert normiert. Oben Links:  $\cos(\theta_W)$  nach der Vorselektion. Oben Rechts:  $\cos(\theta_W)$  nach der Hauptselektion. Unten Links:  $\cos(\theta_H)$  nach der Vorselektion. Unten Rechts:  $\cos(\theta_H)$  nach der Hauptselektion.

### 7.1.3. Observable $\cos(\phi)$

Die Observable  $\phi$  beschreibt den Azimutalwinkel zwischen Produktions- und Zerfallsebene des Vektorbosons. Die Produktionsebene ist hierbei durch die Impulsrichtungen des Higgs- und des Vektorbosons in ihrem Ruhesystem und der Strahlrichtung definiert. Die Zerfallsebene wird von den Impulsen der Zerfallsteilchen des Vektorbosons im VH-Ruhesystem aufgespannt. In Abbildung 7.5 ist eine anschauliche Darstellung dieser Observable zu sehen, sie wird hier entsprechend Referenz [41] verwendet.

Für den Prozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  sind die Verteilungen der Observable  $\cos(\phi)$  in Abbildung 7.6 dargestellt. Die Form der Verteilung besitzt hier nur bedingte Trennkraft zwischen dem Signalprozess nach Standardmodellvorhersage und anomaler CP gerader Kopplung. Auch im Hinblick auf die Verteilung für eine anomale CP ungerade Kopplung ist kaum eine Differenzierung in der Formverteilung sichtbar. Lediglich in den Bereichen um  $\cos(\phi) = \pm 1$  kann sowohl für Standardmodellkopplung als auch für die anomalen Vorhersagen ein deutlicher Unterschied in der erwarteten Anzahl an Ereignissen festgehalten werden. Die Form dieser Observable wird durch die angewendeten Schnitt nicht sichtbar verzerrt, die Trennkraft zwischen den Prozessen hat sich hier jedoch nicht verbessert.

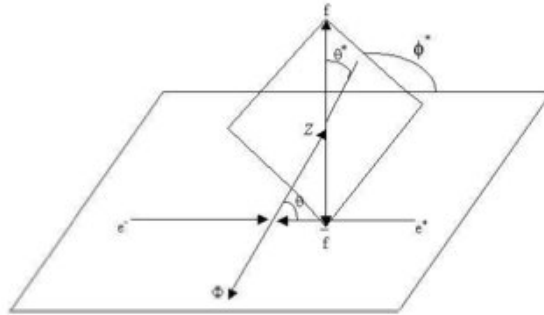


Abbildung 7.5.: Die dargestellten Winkel  $\theta$ ,  $\theta^*$  und  $\phi^*$  in Elektron-Positron-Kollision können auf die Observablen  $\theta_V$ ,  $\theta_L$  und  $\phi$  in Proton-Proton-Kollision übertragen werden. [41]

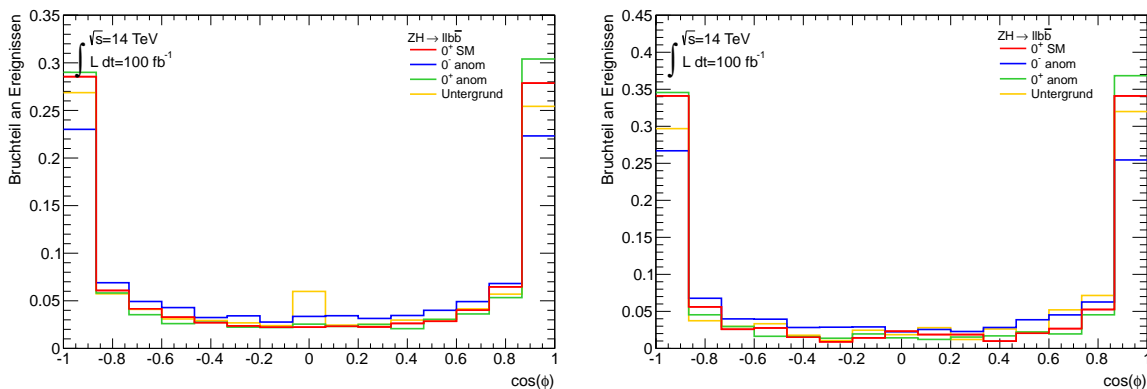


Abbildung 7.6.: Observable  $\cos(\phi^*)$  für den Signalprozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  auf Flächenwert normiert, Links: Nach der Vorselektion Rechts: Nach der Hauptselektion

In Abbildung 7.7 sind die Verteilungen von  $\cos(\phi)$  für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  dargestellt. Auch hier ist, analog zum ZH-Prozess, nur bedingt Trennkraft zwischen den einzelnen Kopplungsprozessen vorhanden. Vergleicht man die Differenzierung zwischen Standardmodellvorhersage und anomaler CP ungerader Kopplung im ZH-Prozess, so weist die Observable hier eine noch geringere Möglichkeit zur Differenzierung auf. Auch nach den Schnitten kann nur im Bereich um  $\cos(\phi) = \pm 1$  ein geringfügiger Unterschied zwischen den einzelnen Prozessen beobachtet werden. Die Form der Verteilungen erweist sich jedoch als robust gegenüber den angewendeten Schnittwerten.

Die schlechtere Trennkraft im Vergleich zur Observable im ZH-Prozess kann hier auf Auflösungseffekte aufgrund der Rekonstruktion des Neutrinos über die fehlende transversale Energie zurückgeführt werden.

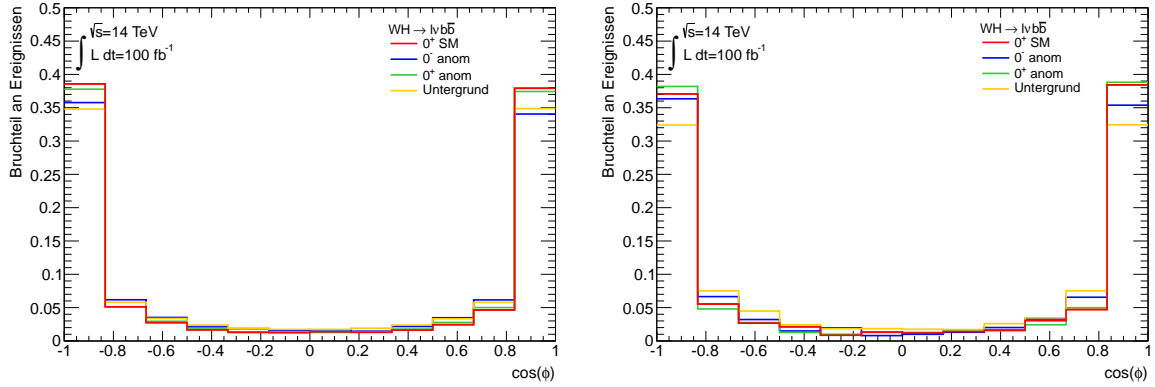


Abbildung 7.7.: Observable  $\cos(\phi)$  für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  auf Flächenwert normiert. Links: Nach der Vorselektion. Rechts: Nach der Hauptselektion.

#### 7.1.4. Observable $\cos(\delta^+)$

Die Observable  $\cos(\delta^+)$  wurde aus Referenz [39] entnommen und berechnet sich wie folgt:

$$\cos(\delta^+) = \frac{\vec{p}_{L1}^{(V)} \cdot (\vec{p}_V \times \vec{p}_H)}{|\vec{p}_{L1}^{(V)}| \cdot |\vec{p}_V \times \vec{p}_H|} \quad (7.4)$$

Im Prozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  beschreibt  $\vec{p}_{L1}^{(V)}$  den Impuls des positiv oder negativ geladenen Leptons im Ruhesystem des Z-Bosons. Auch hier ist die Verteilung nicht sensitiv auf die elektrische Ladung, sodass beide Zerfallsleptonen verwendet werden können.

In Abbildung 7.8 sind die Verteilungen der Observable  $\cos(\delta^+)$  für den ZH-Prozess dargestellt. Die Form der Verteilung weist hauptsächlich Unterschiede zwischen dem Signalprozess nach Standardmodellvorhersage und einer anomalen CP geraden Kopplung auf. Sowohl im zentralen Bereich als auch um  $\cos(\delta^+) = \pm 1$  ist eine deutliche Trennung zwischen diesen Observablenverteilungen zu beobachten. Im Hinblick auf die Trennkraft zwischen Standardmodell und anomaler CP ungerader Kopplung, scheint diese Observable nur bedingt geeignet. Die Verteilungsformen für diese Prozesse erweisen sich über den gesamten Wertebereich als nahezu identisch. Nach der Hauptselektion ist nur eine geringfügige Verzerrung der Verteilung für eine anomale CP gerade Kopplung sichtbar. Dadurch wird nicht erwartet, dass sich die Trennkraft zwischen Standardmodellkopplung und anomalem CP geradem Prozess signifikant verschlechtert. Die Unterscheidung zwischen Standardmodellvorhersage und einer anomalen CP ungeraden Kopplung hat sich hier im Vergleich zur Observablenverteilung vor den Schnitten geringfügig verbessert.

Betrachtet man den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  so bezeichnet  $\vec{p}_{L1}$  des Impuls des Elektron oder Myon die Verteilung weist keine Unterschiede in Abhängigkeit der elektrischen Ladung auf. In Abbildung 7.9 die Observable für den WH-Prozess dargestellt.

Auch hier weist die Form der Verteilung hauptsächlich Unterschiede zwischen Standardmodellvorhersage und Prozessen mit anomaler CP gerader Kopplung auf. Eine Trennkraft zwischen Standardmodellkopplung und anomaler CP ungerader Vorhersage ist durch diese Observable ebenfalls nur geringfügig gegeben. Vergleicht man die Observable hier mit den Verteilungen im ZH-Prozess, so ist vorallem in den Bereichen um  $\cos(\phi) = \pm 1$  eine deutliche Diskrepanz zu beobachten. Im Vergleich mit der Observable, für die das wahre Neutrino verwendet wurde, wird jedoch deutlich, dass diese Abweichungen auf die Rekonstruktion zurückzuführen

sind. Im Gegensatz zum  $ZH$ -Prozess verschlechtert sich die Trennkraft zwischen Standardmodellverteilung und Prozess mit anomaler CP gerader Kopplung durch die Schritte erheblich. Da vor allem die Observablenverteilung des anomalen CP geraden Prozesses unter Verwendung des wahren Neutrinos nur geringfügig verzerrt wird, ist auch hier die Verringerung der Trennkraft auf Auflösungseffekte zurückzuführen.

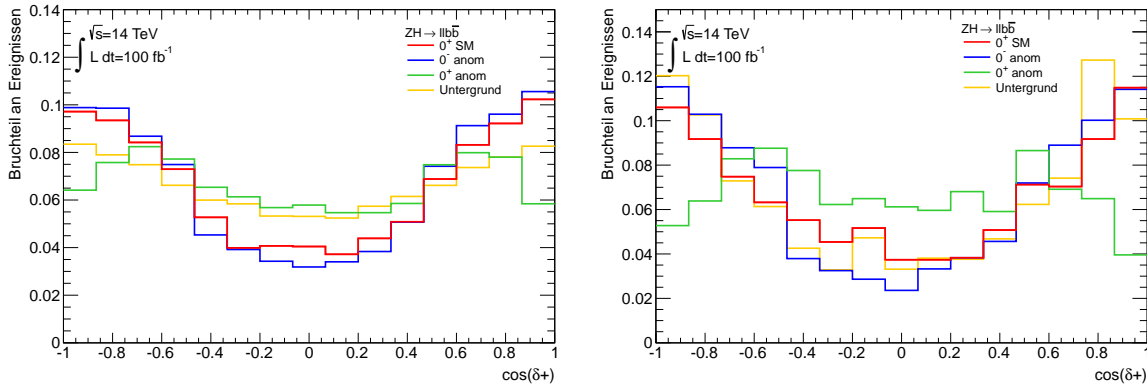


Abbildung 7.8.: Observable  $\cos(\delta^+)$  für den Signalprozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  auf Flächenwert normiert. Links: Nach der Vorselektion. Rechts: Nach der Hauptselektion.

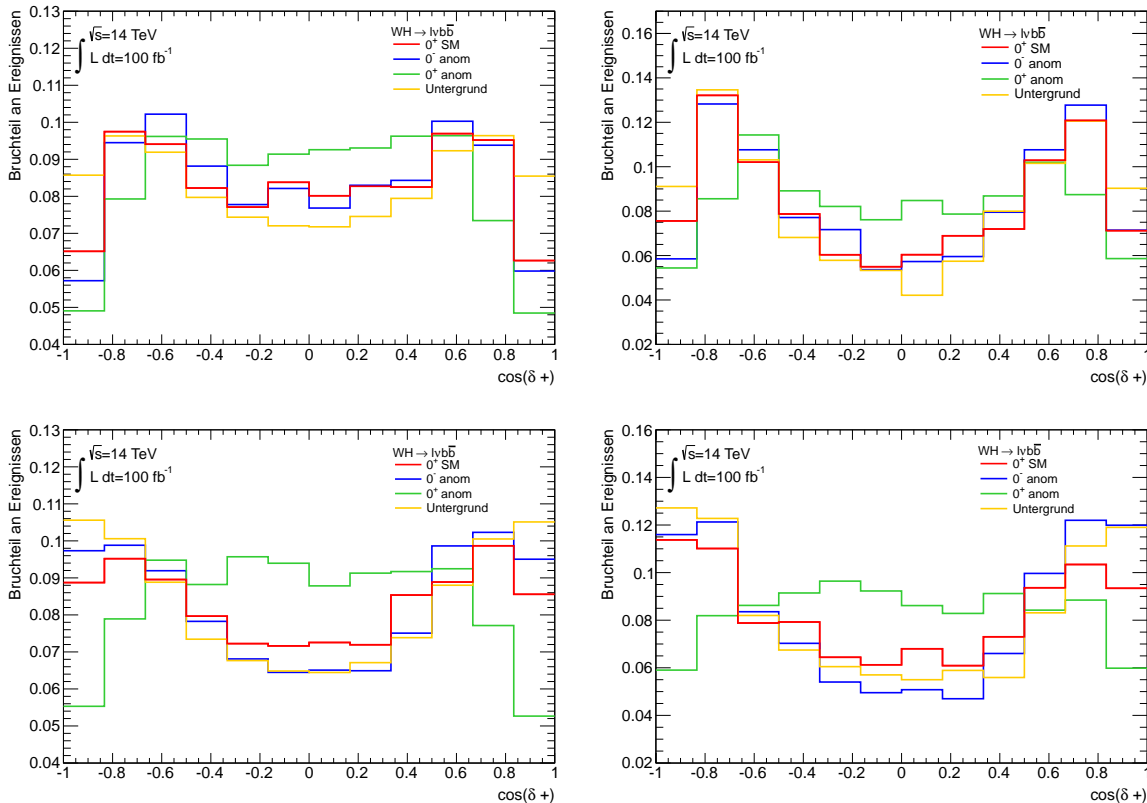


Abbildung 7.9.: Observable  $\cos(\delta^+)$  für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu\bar{b}\bar{b}$  auf Flächenwert normiert. Links Oben: Nach der Vorselektion. Rechts Oben: Nach der Hauptselektion. Links Unten: Nach der Vorselektion mit wahren Neutrino. Rechts Unten: Nach der Hauptselektion mit wahren Neutrino.



### 7.1.5. Observable $\cos(\delta^-)$

Diese Observable wurde ebenfalls aus Referenz [39] entnommen und berechnet sich wie folgt:

$$\cos(\delta^-) = \frac{\left(\vec{p}_{l1}^{(H^-)} \times \vec{p}_{l2}^{(H^-)}\right) \cdot \vec{p}_V}{\left|\left(\vec{p}_{l1}^{(H^-)} \times \vec{p}_{l2}^{(H^-)}\right)\right| \cdot |\vec{p}_V|} \quad (7.5)$$

Die Variablen, welche mit dem Index (H-) gekennzeichnet sind, bezeichnen die Impulse der Leptonen im Ruhesystem des Higgs-Bosons mit invertierten Impulskomponenten:

$$\vec{p}_H = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} \Rightarrow \vec{p}_{H^-} = \begin{pmatrix} -p_x \\ -p_y \\ -p_z \end{pmatrix}$$

Für  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  sind in Abbildung 7.10 die Verteilungen der Observable dargestellt. Zwischen der Standardmodellvorhersage und einer anom CP ungeraden Kopplung ist eine deutliche Differenzierung in der Verteilungsform sichtbar. Der Verlauf beider Prozesse ist nahezu gegensätzlich, sodass über den gesamten Wertebereich eine hohe Trennkraft erreicht werden kann. Zur Unterscheidung der Standardmodellkopplung und des anomalen CP geraden Prozesses ist jedoch nur bedingt Potential vorhanden. Lediglich im Bereich um  $\cos(\delta^-) = \pm 1$  kann eine Differenzierung zwischen diesen Prozessen erfolgen.

Nach der Hauptselektion ist eine deutliche Verzerrung der Verteilungen für alle Signalprozesse erkennbar. Sowohl die Verteilungen für Standardmodellvorhersage, als auch für Untergrundprozesse und anomale CP gerade Kopplung weisen deutliche Änderungen in der Verteilungsform im zentralen Bereich um  $\cos(\delta^-)$  auf. Die Trennkraft zwischen Standardmodellkopplung und anomaler CP ungerader Kopplung wird dabei erheblich beeinträchtigt. Diese Verzerrung der Verteilungen ist ebenfalls durch Schnitte auf den Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsleptonen verursacht. Bei dieser Observable ist die Verzerrung der Prozesse jedoch am signifikantesten.

Für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu\bar{b}\bar{b}$  sind in Abbildung 7.11 die unterschiedlichen Verteilungen dargestellt. Analog zum ZH-Kanal wird hier ebenfalls die größte Trennkraft zwischen Standardmodellvorhersage und anomaler CP ungerader Kopplung erreicht. Die Verteilung für eine anomale CP gerade Kopplung weist hier jedoch eine stärkere Differenzierung zum Standardmodellprozess auf. Im Vergleich mit der Observablenverteilung im ZH-Prozess zeigt die Verteilung hier eine schwache Verzerrung des anomalen CP ungeraden Prozesses. Berücksichtigt man jedoch die Observable unter Verwendung des wahren Neutrinos, wird auch hier wieder ersichtlich, dass diese Verzerrung eine Folge der Neutrinoerkennung darstellt. Nach der Hauptselektion weisen die Verteilungen zwar eine geringfügige Verzerrung auf, diese ist jedoch vor allem für den Standardmodellprozess wesentlich geringer verglichen mit dem ZH-Kanal. Grund hierfür ist, dass im Rahmen der Signifikanzoptimierung für den WH-Prozess keine Schnitte auf den Öffnungswinkel der Zerfallsleptonen angewendet wurden. Somit kann vor allem im Bereich um  $\cos(\delta^-) = 0$  noch eine deutliche Trennung von Standardmodellvorhersage und anomaler CP gerader Kopplung erfolgen.

Die Unterschiede in der Verteilungsform zwischen Standardmodellprozess und anomaler CP gerader Kopplung, sind hier jedoch analog zum ZH-Prozess, nur bedingt vorhanden.

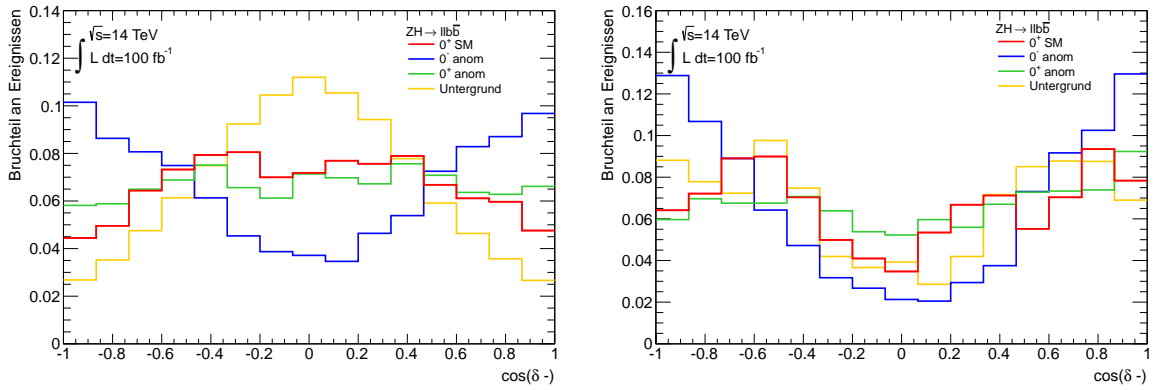


Abbildung 7.10.: Observale  $\cos(\delta^-)$  für den Signalprozess  $ZH \rightarrow l b \bar{b}$  auf Flächenwert normiert. Links: Nach der Vorselektion. Rechts: Nach der Hauptselektion.

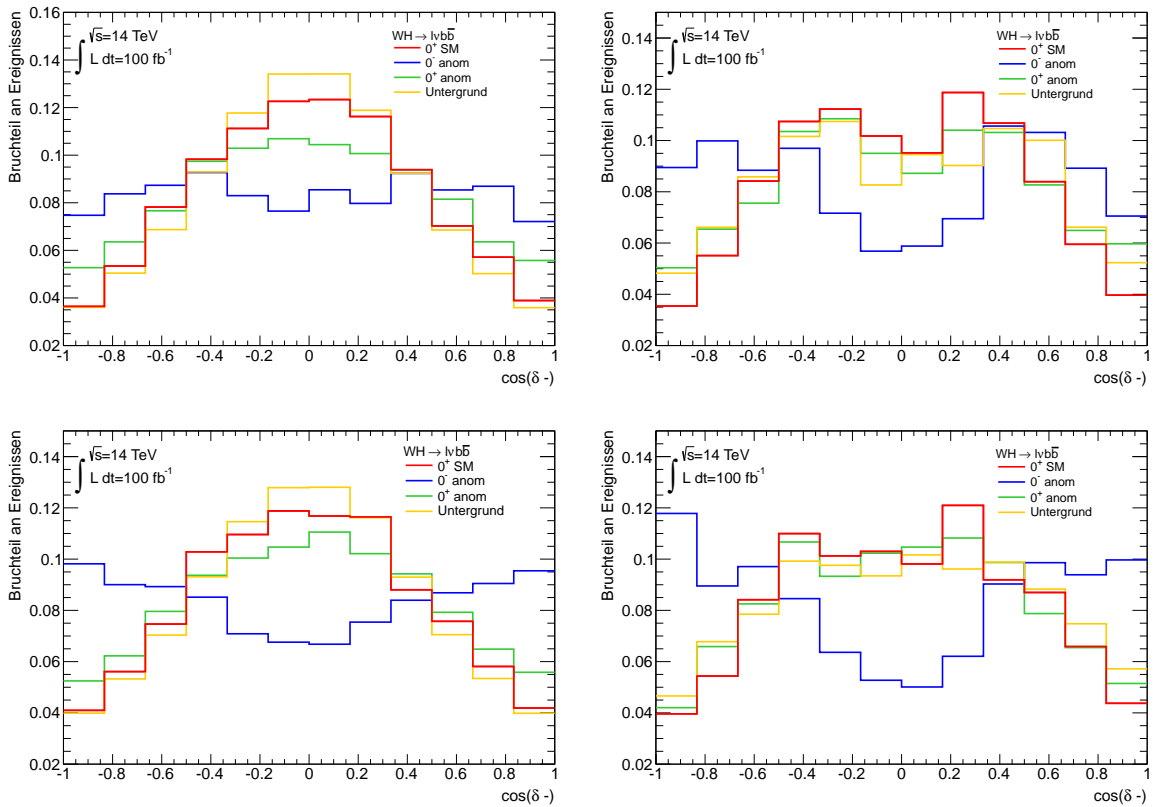


Abbildung 7.11.: Observale  $\cos(\delta^-)$  für den Signalprozess  $WH \rightarrow l \nu b \bar{b}$  auf Flächenwert normiert. Oben Links: Nach der Vorselektion. Oben Rechts: Nach der Hauptselektion. Unten Links: nach der Vorselektion mit wahrem Neutrino. Unten Rechts: Nach der Hauptselektion mit wahrem Neutrino.

### 7.1.6. Observable $|m_{anom}|^2 / |m_{sm}|^2$

Das Übergangsmatrixelement  $m$  beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein bestimmter Prozess auftritt und ist somit proportional zum Wirkungsquerschnitt. In dieser Arbeit werden als weitere Observablen neben den Winkelverteilungen, die quadrierten Verhältnisse der Übergangsmatrixelemente  $|m_{even}|^2 / |m_{sm}|^2$  und  $|m_{odd}|^2 / |m_{sm}|^2$  betrachtet. Hierbei bezeichnet  $m_{sm}$  das Matrixelement für einen Standardmodellprozess,  $m_{odd}$  das Matrixelement für anomale CP ungerade Kopplung und  $m_{even}$  für anomale CP gerade Kopplung. Diese Matrixelemente wurden für die einzelnen Kopplungshypothesen mit dem Generator HAWK [31, 32] berechnet.

In Abbildung 7.12 sind die Verteilungen der Observablen  $\ln(|m_{odd}|^2 / |m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{even}|^2 / |m_{sm}|^2)$  für den Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  dargestellt. Die Verteilungen der einzelnen Prozesse weisen deutlich unterschiedliche Formen auf. Hierbei sind die Verteilungen für anomalen Prozesse im Vergleich zur Kopplung nach Standardmodellvorhersage qualitativ zu größeren Werten verschoben und besitzen breitere Ausläufer. Für beide Observablen wird eine hohe Trennkraft zwischen Standardmodellvorhersage und anomalen Kopplungen erreicht. Die Verteilung der Observable  $\ln(|m_{odd}|^2 / |m_{sm}|^2)$  ermöglicht im Vergleich zu  $\ln(|m_{even}|^2 / |m_{sm}|^2)$  jedoch eine bessere Differenzierung zwischen anomaler CP gerader und anomaler CP ungerader Kopplung. Während die Observable  $\ln(|m_{odd}|^2 / |m_{sm}|^2)$  für die Untergrundprozesse eine nahezu identische Verteilung bezüglich der Standardmodellvorhersage aufweist, kann für  $\ln(|m_{even}|^2 / |m_{sm}|^2)$  eine Ähnlichkeit zu den anomalen Prozessen beobachtet werden.

Die Form beider Observablen erweist sich als sehr robust gegenüber den angewendeten Schnitten. Nach der Hauptselektion sind kaum Verzerrungen in der Observablenverteilung sichtbar, welche die Trennkraft beeinflussen könnten. Lediglich die Verteilung für eine anomale CP gerade Kopplung weist eine geringfügige Veränderung im Vergleich zu ihrer Form ohne Schnitte auf.

Für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  sind ebenfalls beide Observablen in Abbildung 7.13 dargestellt. Auch hier wird eine deutliche Trennung zwischen Standardmodellprozess und anomalen Kopplungen über beide Observablen erreicht. Analog dem ZH-Kanal ermöglicht  $\ln(|m_{odd}|^2 / |m_{sm}|^2)$  eine Unterscheidung zwischen anomaler CP gerader und anomaler CP ungerader Kopplung. Für  $\ln(|m_{even}|^2 / |m_{sm}|^2)$  wird keine deutliche Trennkraft zwischen diesen Prozessen erreicht. Auch hier erweisen sich die Verteilungsformen als sehr robust gegenüber den angewendeten Schnitten.

Nach der Hauptselektion bleibt die hohe Trennkraft im Vergleich zu den Verteilungen ohne Schnitte zwischen Standardmodellvorhersage und anomalen Kopplungen erhalten. Die Verzerrung der anomalen CP geraden Verteilung ist im Vergleich zum ZH-Prozess nicht vorhanden.

Allgemein weisen sowohl  $\ln(|m_{odd}|^2 / |m_{sm}|^2)$  als auch  $\ln(|m_{even}|^2 / |m_{sm}|^2)$  eine hohe Trennkraft zur Unterscheidung von Standardmodellvorhersage und anomalen Kopplungen auf. Die Observable  $\ln(|m_{odd}|^2 / |m_{sm}|^2)$  ermöglicht zusätzlich eine Differenzierung zwischen anomaler CP geraden und anomaler CP ungeraden Prozessen, welche auch nach der Hauptselektion erhalten bleibt.

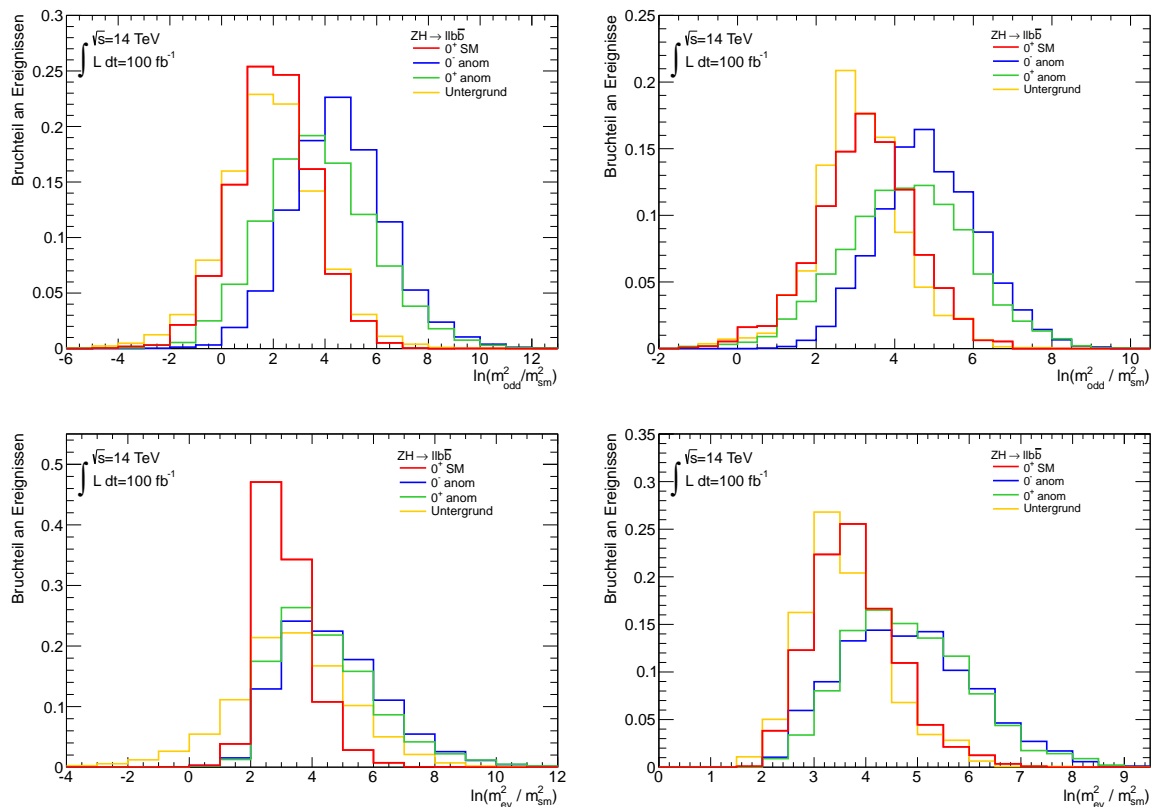


Abbildung 7.12.: Observablen für den Signalprozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}b$  auf Flächenwert normiert. Oben Links: Observable  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  nach der Vorselektion. Oben Rechts: Observable  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  nach der Hauptselektion. Unten Links: Observable  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  nach der Vorselektion. Unten Rechts: Observable  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  nach der Hauptselektion.

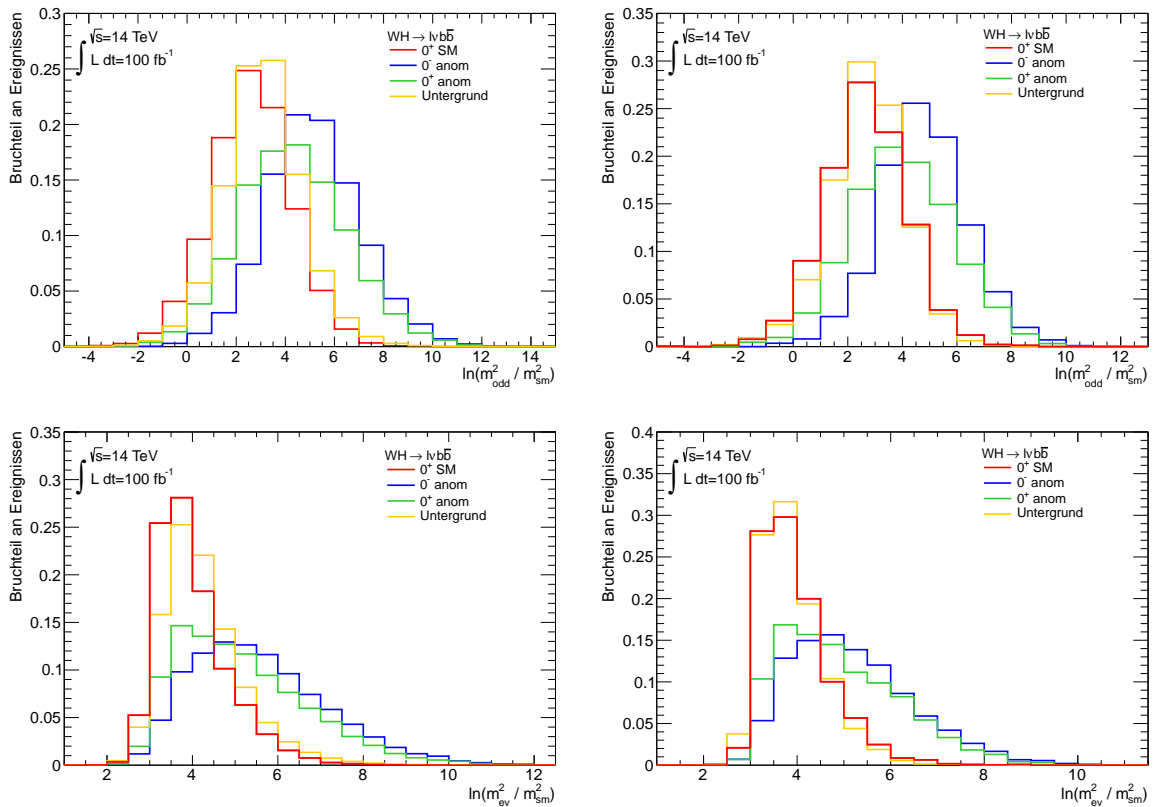


Abbildung 7.13.: Observablen für den Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  auf Flächenwert normiert. Oben Links: Observable  $\ln(|m_{\text{odd}}|^2 / |m_{\text{sm}}|^2)$  nach der Vorselektion. Oben Rechts: Observable  $\ln(|m_{\text{odd}}|^2 / |m_{\text{sm}}|^2)$  nach der Hauptselektion. Unten Links: Observable  $\ln(|m_{\text{even}}|^2 / |m_{\text{sm}}|^2)$  nach der Vorselektion. Unten Rechts: Observable  $\ln(|m_{\text{even}}|^2 / |m_{\text{sm}}|^2)$  nach der Hauptselektion

## 7.2. Hypothesentest

Um eine Wahrscheinlichkeitsaussage darüber geben zu können wie gut experimentell beobachtete Ereignisse mit den Vorhersagen einer bestimmten Hypothese übereinstimmen, werden statistische Hypothesentests angewendet. Im Rahmen dieser Tests wird eine Theorie, die oft als Nullhypothese  $H_0$  bezeichnet wird, gegen Alternativhypothesen  $H_1$  getestet. Dazu wird eine Teststatistik benötigt, die in Abhängigkeit der erwarteten Ereignisse definiert wird. Die theoretischen Vorhersagen von Null- und Alternativhypothese liefern Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen der Teststatistik unter  $H_0$  und  $H_1$ . Diese Verteilungen können dann mit beobachteten Ereignissen verglichen werden um so eine Aussage über den Wahrheitsgehalt einer Hypothese zu geben. Eine Quantifizierung der Übereinstimmung zwischen Beobachtung und theoretischer Vorhersage einer Hypothese liefert der p-Wert. Hierfür wird neben der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung unter  $H_0$  zusätzlich die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik unter  $H_1$  benötigt. Der erwartete p-Wert ist dann als Integral unter  $H_0$  vom Median der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung unter  $H_1$  definiert. Diese ist in Abbildung 7.14 verdeutlicht.

Im nachfolgenden Abschnitt wird die Teststatistik, wie sie in dieser Arbeit verwendet wird, beschrieben. Danach folgt eine Analyse der oben eingeführten Observablen mithilfe dieser Teststatistik. Diese Untersuchung wird für integrierte Luminositäten von  $25 \text{ fb}^{-1}$  und  $100 \text{ fb}^{-1}$  durchgeführt. Damit kann ein Ausblick gegeben werden, wie stark sich die Ergebnisse der Hypothesentests mit höherer Luminosität verändern.

### 7.2.1. Teststatistik

Um zu untersuchen mit welcher Wahrscheinlichkeit beobachtete Ereignisse mit der Standardmodellvorhersage für die Quantenzahlen des Higgs-Boson übereinstimmen, wird als Teststatistik  $\lambda$  eine *likelihood-ratio* verwendet. Entsprechend dem Neynman-Pearson-Lemma [42] liefert diese Methode den stärksten Test für die Untersuchung zweier einfacher Hypothesen  $H_0$  und  $H_1$ , wie sie hier verwendet werden.

Die Wahrscheinlichkeit bestimmte Ereignisse  $\vec{n} = (n_1, \dots, n_k)$  aus einer Gesamtanzahl  $N = \sum_{i=1}^k n_i$  zu beobachten ist durch eine Multinomialverteilung gegeben:

$$f(\vec{n}; N, \vec{P}) = \frac{N!}{\prod_{i=1}^k n_i!} \cdot \prod_{i=1}^k P_i^{n_i} \quad (7.6)$$

Hierbei bezeichnet  $P_i$  mit  $\vec{P} = (P_1, \dots, P_k)$  die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis  $n_i$  unter einer bestimmten Hypothese zu beobachten. Die *likelihood-ratio*  $\lambda$  folgt aus dem Verhältnis der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen aus Gleichung 7.6 für Nullhypothese  $H_0$  und Alternativhypothese  $H_1$ :

$$\lambda = \frac{f(\vec{n}|H_1)}{f(\vec{n}|H_0)} = \frac{f(\vec{n}|SM)}{f(\vec{n}|anom)} \quad (7.7)$$

Die Standardmodellvorhersage für die Quantenzahlen  $J^P = 0^+$  wird durch die Alternativhypothese  $H_1$  dargestellt, welche gegen die Nullhypothese  $H_0$ , es existiert eine anomale Higgs-Vektorboson-Kopplung getestet wird.

In dieser Arbeit wird als Teststatistik der natürliche Logarithmus der *likelihood-ratio* aus

Gleichung 7.7 verwendet:

$$\ln(\lambda) = \frac{\sum_{i=1}^k (n_i \ln(P_i^{SM}))}{\sum_{i=1}^k (n_i \ln(P_i^{anom}))} \quad (7.8)$$

Die Wahrscheinlichkeit ein Ereignis  $n_i$  und der Nullhypothese anomaler Kopplung bzw. der Alternativhypothese Standardmodell zu beobachten ist durch

$$P_i^{anom} = \frac{t_i + b_i}{n_i} \quad (7.9)$$

$$P_i^{SM} = \frac{s_i + b_i}{n_i} \quad (7.10)$$

gegeben. Hierbei bezeichnet  $t_i$  die erwartete Anzahl an Ereignissen unter der Nullhypothese,  $s_i$  die erwartete Anzahl an Ereignisse nach der Alternativhypothese und  $b_i$  die Ereignisse der gesamten Untergrundprozesse. In Abbildung 7.14 ist exemplarisch eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik  $\ln(\lambda)$  unter Nullhypothese  $H_0$  und Alternativhypothese  $H_1$  dargestellt. Die Verteilung unter der Nullhypothese ist um kleine Wert zentriert, für die Alternativhypothese ist die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik zu größeren Wertebereichen verschoben. Die Wahrscheinlichkeit, mit der im Mittel die Nullhypothese ausgeschlossen werden kann, ergibt sich als Integral vom Median der  $H_1$  Verteilung unter der  $H_0$  Verteilung. Dieses Integral wird auch als erwarteter p-Wert bezeichnet. Kleine p-Werte ermöglichen also eine gute Differenzierung zwischen Null- und Alternativhypothese.

$$p_{med} = \int_{med}^{\infty} \ln(\lambda | H_1) d\ln(\lambda) \quad (7.11)$$

In dieser Arbeit entspricht die erwartete Anzahl an Ereignisse  $s_i$ ,  $b_i$  und  $t_i$  den diskreten Histogrammeinträgen in Bin  $i$  der oben beschriebenen Observablen. Die beobachteten Ereignisse  $n_i$  werden durch Pseudoexperimente poissonverteilt in jedem Bin für die Standardmodellvorhersage um den Mittelwert  $s_i + b_i$  und für anomale Kopplungen um  $t_i + b_i$  erzeugt. Dadurch kann die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Teststatistik unter  $H_0$  und  $H_1$  ermittelt und der erwartete p-Wert berechnet werden.

Um die Sensitivität der Observablen auf die unterschiedlichen Prozesse ohne Untergrundeinflüsse untersuchen zu können, wird zusätzlich die Teststatistik aus Gleichung 7.8 ohne Berücksichtigung von Untergrundeignissen  $b_i$  verwendet.

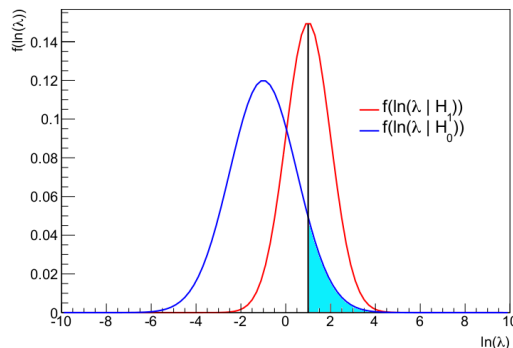


Abbildung 7.14.: Verteilung der Teststatistik  $\ln(\lambda)$  unter Nullhypothese  $H_0$  und Alternativhypothese. Dargestellt ist ebenfalls der erwartete p-Wert, mit dem im Mittel die Nullhypothese  $H_0$  verworfen werden kann.

### 7.2.2. Analyse für $25 \text{ fb}^{-1}$

Die Untersuchung der oben beschriebenen Observablen wurde für die Nullhypothese Standardmodell  $J^P = 0^+ SM$  gegen die Alternativhypothesen anomale gerade Kopplung  $J^P = 0^+ anom$  und ungerade Kopplung  $J^P = 0^- anom$  durchgeführt. Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen und des erwarteten p-Wertes wurden  $10^6$  Pseudoexperimente durchgeführt. Durch die Ermittlung der oben beschriebenen p-Werte soll eine Aussage darüber gemacht werden können, mit welcher Wahrscheinlichkeit im Mittel für ein Higgs- Boson nach Standardmodellvorhersage anomale CP gerade und CP ungerade Kopplungen ausgeschlossen werden können.

Im folgenden Abschnitt wird eine Sensitivitätsanalyse der Observablen mit und ohne Berücksichtigung der erwarteten Untergrundprozesse vorgestellt. Bei der Analyse ohne Untergrundereignisse erwartet man nach allen angewendeten Schnitten aus Kapitel 6 eine schlechtere Trennung aufgrund von Verzerrungen der Verteilungen. Die Untersuchung mit Berücksichtigung der Untergrundereignisse soll nach den Schnitten eine größere Wahrscheinlichkeit zum Verwerfen der Nullhypothese anomale Kopplungen liefern, da hier der Einfluss durch Untergrundprozesse auf die Trennkraft der einzelnen Observablen reduziert wird.

In diesem Abschnitt wird die Sensitivitätsanalyse der Observablen bei einer integrierten Luminosität von  $25 \text{ fb}^{-1}$  vorgestellt.

#### Signalprozess $ZH \rightarrow llb\bar{b}$

Wird der Hypothesentest durchgeführt, ohne den Einfluss der Untergrundprozesse zu berücksichtigen, so erreicht man aufgrund der geringen statistischen Fehler und der fehlenden Verzerrung durch Untergrundeinflüsse eine sehr gute Trennkraft, dh. einen kleinen erwarteten p-Wert, zwischen Null- und Alternativhypothese. Durch die angewendeten Schnitte im Rahmen der Signifikanzoptimierung wird sowohl die Anzahl an erwarteten Signalereignisse reduziert als auch die Form der Observablen leicht verzerrt (siehe Abschnitt 7.1), daher verschlechtert sich die Trennkraft nach der Hauptselektion.

Einige Observablen liefern vor den Schnitten erwartete p-Werte, die sich bis zur sechsten Nachkommastelle nicht von null unterscheiden. Grund hierfür ist, dass im Rahmen der Analyse nur  $10^6$  Pseudoexperimente zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen durchgeführt wurden. Über eine Erhöhung der Anzahl an Pseudoexperimenten werden die Ausläufer der Verteilungen mit höherer Wahrscheinlichkeit besetzt und somit ein von null verschiedener p-Wert erreicht.

In Abbildung 7.15 ist exemplarisch die Observable  $\cos(\delta^+)$  ohne Berücksichtigung der Untergrundereignisse dargestellt. Die zugehörigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Teststatistik sind hier nach Vor- und Hauptselektion abgebildet. Tabelle 7.1 fasst die erwarteten p-Werte als Ergebnis der Hypothesentests für die einzelnen Observablen zusammen.

Ohne Berücksichtigung der Untergrundprozesse wird die größte Wahrscheinlichkeit zur Verwerfung der Nullhypothese anomale CP ungerade Kopplung über die Observablen  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  mit erwarteten p-Werten von  $1 \cdot 10^{-6}$  und  $3,7 \cdot 10^{-4}$  erreicht. Über die Observable  $\cos(\delta^-)$  kann die Hypothese  $J^P = 0^-$  für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage mit einem erwarteten p-Wert von 0,023 ausgeschlossen werden. Die Polarwinkelverteilungen der Zerfallsleptonen  $\cos(\theta_L)$  und des Z-Bosons  $\cos(\theta_Z)$  weisen mit Werten von 0,042 und 0,047 eine ähnliche Sensitivität hinsichtlich anomaler CP ungerader Kopplungen auf. Eine Verwerfung dieser Nullhypothese ist über die Observable  $\cos(\phi)$  mit einem Wert von 0,074 möglich. Die Observable  $\cos(\delta^+)$  weist die geringste Sensitivität gegenüber anomalen CP ungeraden Prozessen auf. Hier kann für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage eine anomale CP ungerade Kopplung mit einem erwarteten



p-Wert von nur 0,20 ausgeschlossen werden.

Die Nullhypothese anomale CP gerade Kopplung kann über die sensitivsten Observablen  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  mit einem erwarteten p-Wert von  $2,8 \cdot 10^{-4}$  und über  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  mit  $5,1 \cdot 10^{-3}$  ausgeschlossen werden. Hier ermöglicht  $\cos(\delta^+)$  ebenfalls eine hohe Trennkraft zwischen Standardmodell und anomaler CP gerader Kopplung. Die Nullhypothese kann hier für ein Standardmodell-Higgs-Boson mit 0,029 ausgeschlossen werden. Auch die Observablen  $\cos(\theta_L)$  und  $\cos(\theta_Z)$  liefern mit erwarteten p-Werten von 0,052 und 0,085 eine hohe Trennkraft zwischen den einzelnen Hypothesen. Die Verteilungen der Observablen  $\cos(\delta^-)$  und  $\cos(\phi)$  erweisen sich als nur bedingt geeignet um eine anomale CP gerade Kopplung ausschließen zu können. Hier werden selbst ohne Berücksichtigung der Untergrundereignisse nur erwartete p-Werte von 0,20 und 0,24 erreicht.

Für die Sensitivitätsanalyse unter Berücksichtigung aller betrachteten Untergrundprozesse ist in Abbildung 7.16 die Observable  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  mit zugehörigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Teststatistik nach der Vor- und Hauptselektion exemplarisch dargestellt. Tabelle 7.2 fasst die erwarteten p-Werte der einzelnen Observablen zusammen. Ihr ist zu entnehmen, dass die hier dargestellte Observable  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  die größte Sensitivität auf anomale CP ungerade Kopplungen aufweist. Für ein Standardmodell-Higgs-Boson kann diese Alternativhypothese mit einem erwarteten p-Wert von  $9,6 \cdot 10^{-3}$  ausgeschlossen werden. Auch die Observable  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  liefert mit einem erwarteten p-Wert von 0,010 eine hohe Trennkraft. Die Verteilung  $\cos(\delta^-)$  erweist sich analog zur oben beschriebenen Analyse ohne Untergrundprozesse als sehr sensitiv auf anomale CP ungerade Prozesse. Hier kann unter Standardmodellvorhersage eine CP ungerade anomale Kopplung mit einem erwarteten p-Wert von 0,17 ausgeschlossen werden. Eine identische Trennung zwischen Null- und Alternativhypothese ermöglichen hier die Observablen  $\cos(\delta^-)$  und  $\cos(\theta_Z)$  mit Werten von jeweils 0,31. In Übereinstimmung mit der Sensitivitätsstudie ohne Untergrundereignisse sind auch hier die Observablen  $\cos(\phi)$  und  $\cos(\delta^+)$  kaum geeignet um eine anomale CP ungerade Kopplung auszuschließen. Sie ermöglichen eine Trennung im Mittel nur mit p-Werten von 0,31 und 0,43.

Um für ein Standardmodell-Higgs-Boson eine anomale CP gerade Kopplung zu verwerfen, erweist sich die Observable  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  mit einem erwarteten p-Wert von 0,037 als sensitivste Größe. Auch  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  liefert hier eine hohe Ausschlusswahrscheinlichkeit mit einem erwarteten p-Wert von 0,13. Über die Observablen  $\cos(\theta_L)$  und  $\cos(\delta^+)$  kann eine anomale CP gerade Kopplung mit Werten von 0,23 und 0,26 ausgeschlossen werden. Die Observable  $\cos(\theta_Z)$  erweist sich hier mit einem erwarteten p-Wert von 0,35 nur noch bedingt geeignet um anomale CP gerade Kopplungen für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage zu verwerfen. Ähnlich der Analyse ohne Berücksichtigung der Untergrundereignisse, sind auch hier die Verteilungen  $\cos(\delta^-)$  und  $\cos(\phi)$  kaum sensitiv auf anomale CP gerade Kopplungen. Ihre erwarteten p-Werte von 0,44 und 0,47 ermöglichen nur bedingt eine Wahrscheinlichkeitsaussage über die Verwerfung der Nullhypothese.

Diese Analyse im Prozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  macht deutlich, dass im Schnitt eine anomale CP ungerade Kopplung für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage mit einer höheren Wahrscheinlichkeit verworfen werden kann wie eine anomale CP gerade Kopplung. Wie erwartet haben sich die p-Werte unter Berücksichtigung der Untergrundereignisse erheblich verschlechtert. Die Sensitivität der Observablen bleibt jedoch bezüglich ihrer Rangfolge sowohl unter der Nullhypothese anomale CP ungerade Kopplung als auch unter anom CP gerader Kopplung größtenteils erhalten. Da die sensitivsten Observablen  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  sehr geringe erwartete p-Werte aufweisen, bleibt hier zu überprüfen inwiefern diese Werte realistisch sind.

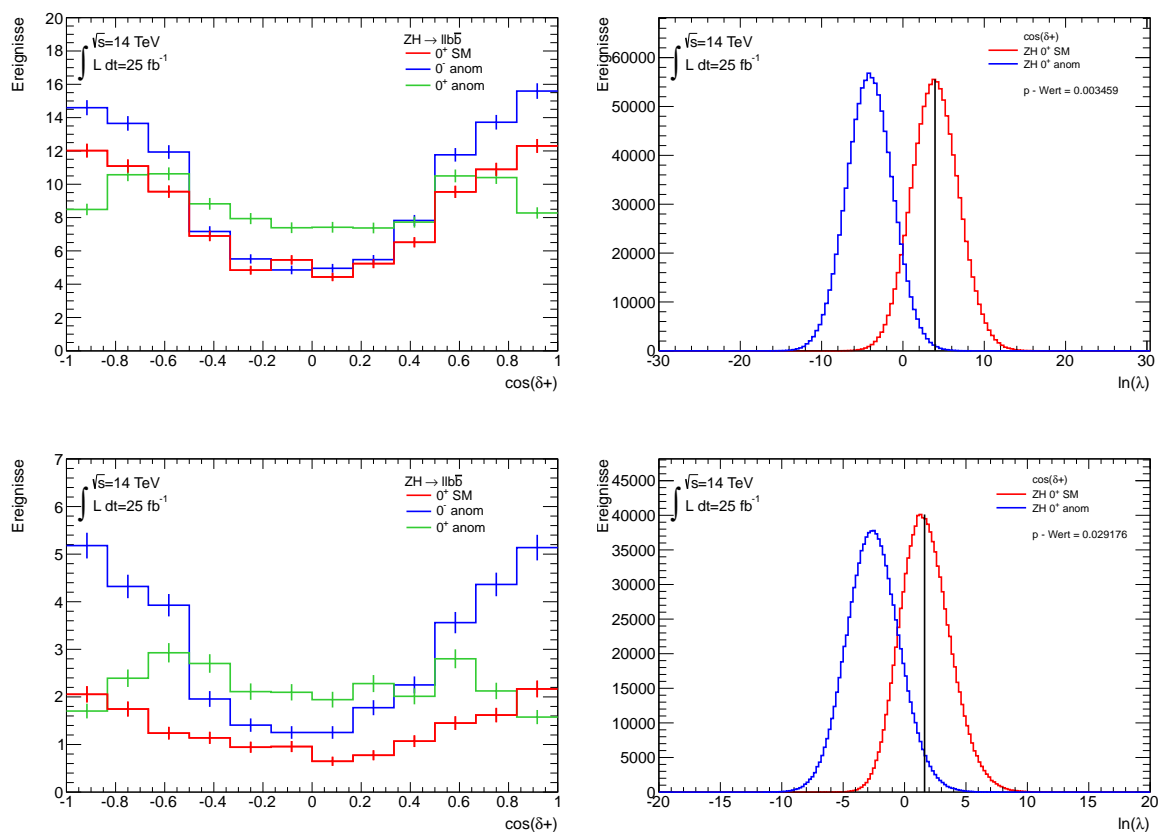


Abbildung 7.15.: Observale  $\cos(\delta^+)$  im Signalprozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$ . Oben Links: Verteilung nach der Vorselektion. Oben Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Vorselektion. Unten Links: Verteilung nach der Hauptselektion. Unten Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Hauptselektion.

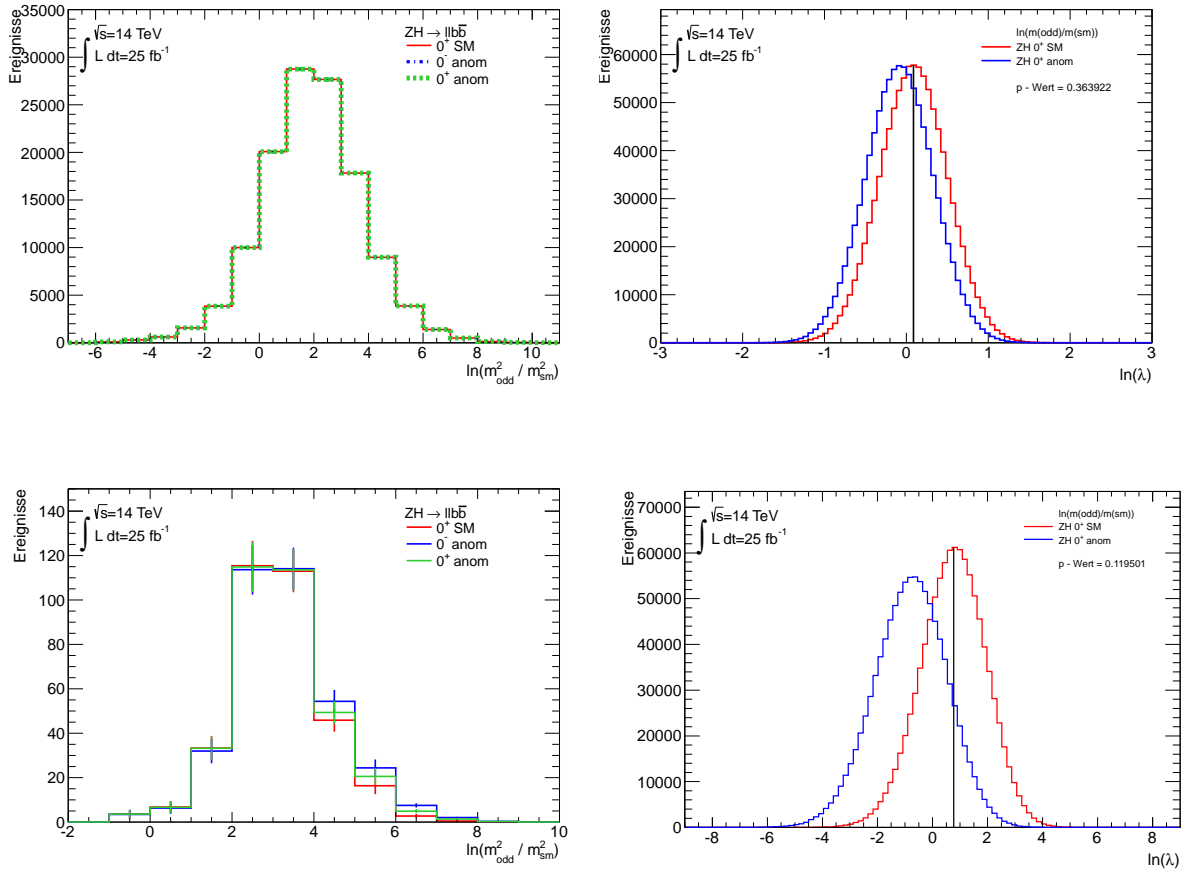


Abbildung 7.16.: Observable  $\ln(|m_{\text{odd}}|^2/|m_{\text{SM}}|^2)$  im Signalprozess  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$ . Oben Links: Verteilung nach der Vorselektion. Oben Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Vorselektion. Unten Links: Verteilung nach der Hauptselektion. Unten Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung nach der Hauptselektion.

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^-$ anom	ohne Untergrund	$25 \text{ fb}^{-1}$
Observable		p-Wert nach Vorselektion	p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$		0.000032	0.042676
$\cos(\theta_Z)$		0.019290	0.047359
$\cos(\phi)$		0.019719	0.074093
$\cos(\delta^+)$		0.209283	0.202329
$\cos(\delta^-)$		0.000002	0.023495
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$		$< 10^{-6}$	0.000001
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$		$< 10^{-6}$	0.000365
$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^+$ anom	ohne Untergrund	$25 \text{ fb}^{-1}$
Observable		p-Wert nach Vorselektion	p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$		0.000050	0.052477
$\cos(\theta_Z)$		0.028955	0.085152
$\cos(\phi)$		0.178868	0.241363
$\cos(\delta^+)$		0.003459	0.029176
$\cos(\delta^-)$		0.104443	0.209667
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$		$< 10^{-6}$	0.005168
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$		$< 10^{-6}$	0.000281

Tabelle 7.1.: Erwartete p-Werte im Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . Untergrundereignisse wurden nicht berücksichtigt.

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^-$ anom	mit Untergrund	$25 \text{ fb}^{-1}$
Observable		p-Wert nach Vorselektion	p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$		0.491165	0.176357
$\cos(\theta_Z)$		0.486583	0.312569
$\cos(\phi)$		0.485362	0.312708
$\cos(\delta^+)$		0.493098	0.429765
$\cos(\delta^-)$		0.457855	0.242915
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$		0.303873	0.009660
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$		0.364633	0.010065
$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^+$ anom	mit Untergrund	$25 \text{ fb}^{-1}$
Observable		p-Wert nach Vorselektion	p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$		0.491780	0.231137
$\cos(\theta_Z)$		0.488488	0.348980
$\cos(\phi)$		0.495372	0.447018
$\cos(\delta^+)$		0.484122	0.263512
$\cos(\delta^-)$		0.489817	0.441059
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$		0.363922	0.132985
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$		0.441311	0.036918

Tabelle 7.2.: Erwartete p-Werte im Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . Untergrundereignisse wurden berücksichtigt.

### Signalprozess $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$

Die Ergebnisse der Hypothesentests im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  ohne Berücksichtigung der Untergrundprozesse sind in Tabelle 7.3 zusammengefasst. Analog zum ZH-Kanal wird hier vor den Schnitten im Rahmen der Hauptselektion teilweise ein erwarteter p-Wert erreicht, der sich bis zur sechsten Nachkommastelle nicht von null unterscheidet. Auch dies ist wieder auf die zu geringe Anzahl an Pseudoexperimenten zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Teststatistik zurückzuführen.

Nach der Hauptselektion ermöglichen die Observablen  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage die Verwerfung einer anomalen CP ungeraden Kopplung mit erwarteten p-Werten von  $1 \cdot 10^{-6}$  und  $3,1 \cdot 10^{-5}$ . Ähnlich dem ZH-Prozess erweist sich auch hier die Observable  $\cos(\delta^-)$  mit einem Ergebnis von  $8 \cdot 10^{-4}$  als sensitiv gegenüber anomalen CP ungeraden Kopplungen. Die erwarteten p-Werte der Observablen  $\cos(\theta_W)$  und  $\cos(\theta_H)$  sind mit jeweils 0,0023 identisch. Auch die Polarwinkelverteilung der Zerfallsleptonen  $\cos(\theta_L)$  ermöglicht mit einem erwarteten p-Wert von 0,012 eine starke Trennung zwischen Standardmodell und anomaler CP ungerader Kopplung. Die Verteilungen  $\cos(\phi)$  und  $\cos(\delta^+)$  weisen eine geringere Sensitivität auf. Hier kann die Nullhypothese nur mit erwarteten p-Werten von 0,081 und 0,099 ausgeschlossen werden.

Die größte Trennkraft zwischen Standardmodellhypothese und anomaler CP gerader Kopplung ist auch hier durch die Observablen  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  mit erwarteten p-Werten von  $2,1 \cdot 10^{-5}$  und  $3,3 \cdot 10^{-5}$  gegeben. Die Verteilung  $\cos(\delta^+)$  liefert in Übereinstimmung mit dem ZH-Prozess einen erwarteten p-Wert von  $6 \cdot 10^{-3}$  und besitzt somit eine hohe Trennkraft zwischen Null- und Alternativhypothese. Über die Polarwinkelverteilungen  $\cos(\theta_Z)$ ,  $\cos(\theta_H)$  und  $\cos(\theta_L)$  kann eine anomale CP gerade Kopplung mit erwarteten p-Werten von 0,014, 0,015 und 0,054 ausgeschlossen werden. Die geringste Sensitivität liefern auch hier die Observable  $\cos(\delta^-)$  und  $\cos(\phi)$  mit erwarteten p-Werten von 0,11 und 0,17.

Unter Berücksichtigung der Untergrundereignisse ist in Abbildung 7.17 exemplarisch die Observable  $\cos(\phi)$  mit zugehöriger Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Teststatistik dargestellt. Die erwarteten p-Werte der einzelnen Observablen sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst. Die sensitivsten Observablen auf anomale CP gerade als auch anomale CP ungerade Kopplung sind hier analog zum ZH-Prozess die Verteilungen  $\ln(m_{odd}^2/m_{sm}^2)$  und  $\ln(m_{even}^2/m_{sm}^2)$ . Eine anomale CP ungerade Kopplung kann für ein Standardmodell-Higgs-Boson über  $\ln(m_{odd}^2/m_{sm}^2)$  mit einem erwarteten p-Wert von  $2,2 \cdot 10^{-4}$  ausgeschlossen werden. Auch hier bleibt jedoch zu untersuchen, inwiefern diese kleinen Werte realistisch sind. Eine anomale ungerade CP Kopplung kann für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage über die sensitive Observable  $\cos(\delta^-)$  mit einem Wert von 0,28 ausgeschlossen werden. Eine identische Trennkraft zwischen anomaler CP gerader Kopplung und Standardmodellvorhersage wird mit einem Wert von jeweils über die Polarwinkelverteilung  $\cos(\theta_W)$  und  $\cos(\theta_H)$  ermöglicht. Die Sensitivität der Verteilung  $\cos(\theta_L)$  ist nur geringfügig schlechter, hier wird ein p-Wert von 0,19 erreicht. Sowohl die Observable  $\cos(\phi)$  als auch  $\cos(\delta^+)$  sind kaum geeignet um zwischen Standardmodell und anomaler CP ungerader Hypothese zu unterscheiden. Mit erwarteten p-Werten von 0,39 und 0,47 kann hier nur bedingt eine Wahrscheinlichkeitsaussage über das Verwerfen der Nullhypothese gegeben werden.

Neben  $\ln(m_{even}^2/m_{sm}^2)$  und  $\ln(m_{odd}^2/m_{sm}^2)$  mit erwarteten p-Werten von  $2,5 \cdot 10^{-3}$  und  $2,8 \cdot 10^{-3}$  kann eine anomale CP gerade Kopplung über die sensitivste Observable  $\cos(\delta^+)$  mit einem Ergebnis von 0,36 ausgeschlossen werden. Die Verteilungen  $\cos(\theta_W)$  und  $\cos(\theta_H)$  weisen eine Trennkraft in Form des erwarteten p-Wertes von jeweils 0,36 auf. Über  $\cos(\theta_L)$  kann eine anomale CP gerade Kopplung für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage mit einem erwarteten p-Wert von 0,41 ausgeschlossen werden. Analog zum ZH-Prozess ermöglichen die

Observablen  $\cos(\delta^-)$  und  $\cos(\phi)$  mit erwarteten p-Werten von 0,45 und 0,47 nur bedingt eine Aussage über Verwerfung der Alternativhypothese anomale CP gerade Kopplung.

Sowohl für die Untersuchung Standardmodell gegen anomale CP ungerade als auch CP gerade Kopplung wurde deutlich, dass die Observable  $\cos(\theta_H)$  keine Verbesserung hinsichtlich der Trennkraft liefert. Ihr erwarteter p-Wert unterscheidet sich im Schnitt kaum von dem Ergebnis, dass über  $\cos(\theta_W)$  erreicht wird. Analog zum ZH-Prozess kann auch hier im Mittel eine anomale CP ungerade Kopplung besser ausgeschlossen werden als eine anomale CP gerade Kopplung. Die Trennkraft der einzelnen Observablen bezüglich Alternativ- und Nullhypothese erreicht im WH-Prozess im Vergleich geringfügig schlechtere Werte.

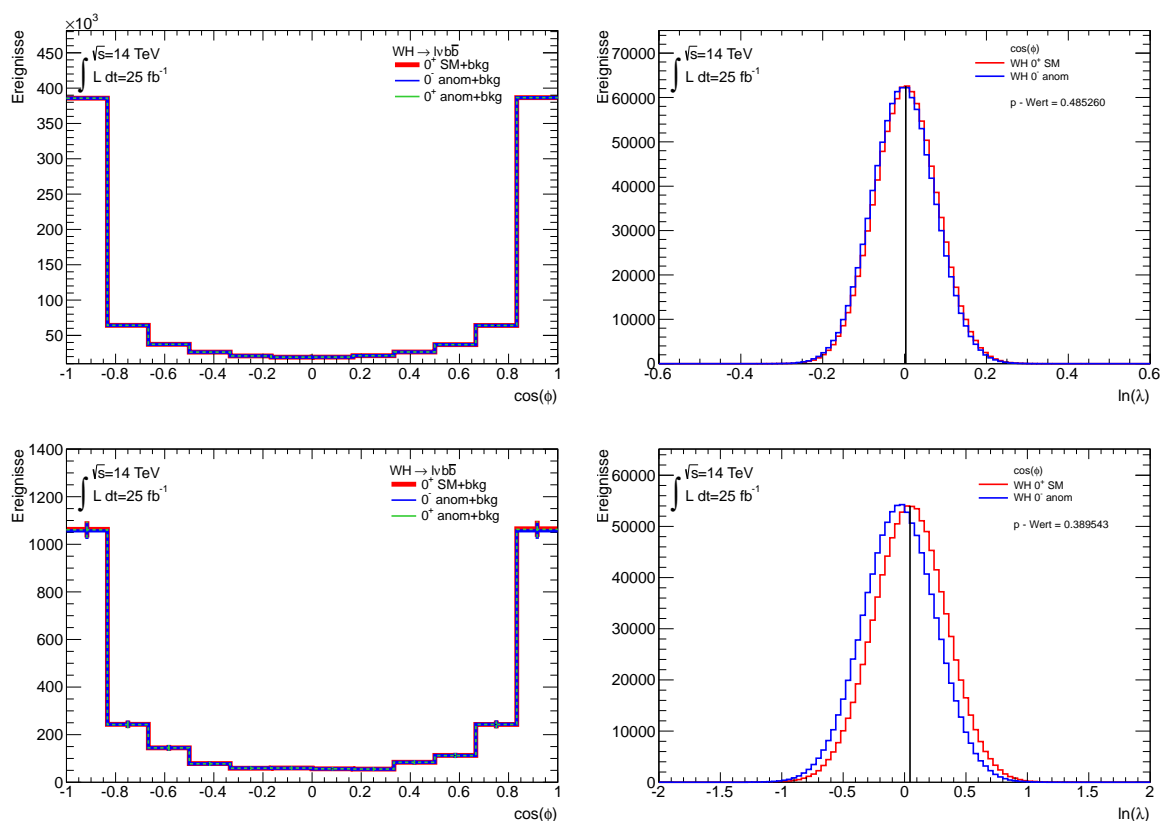


Abbildung 7.17.: Observable  $\cos(\phi)$  im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . Oben Links: Verteilung nach der Vorselektion. Oben Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Vorselektion. Unten Links: Verteilung nach der Hauptselektion. Unten Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Hauptselektion.

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^-$ anom	ohne Untergrund	$25 fb^{-1}$
Observable	p-Wert nach Vorselektion		p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$	0.0000012		0.012412
$\cos(\theta_W)$	0.000393		0.002329
$\cos(\theta_H)$	0.000395		0.002295
$\cos(\phi)$	0.000081		0.081352
$\cos(\delta^+)$	0.172975		0.099362
$\cos(\delta^-)$	$< 10^{-6}$		0.000008
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$	$< 10^{-6}$		0.000001
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$	$< 10^{-6}$		0.000031

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^+$ anom	ohne Untergrund	$25 fb^{-1}$
Observable	p-Wert nach Vorselektion		p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$	0.000015		0.054363
$\cos(\theta_W)$	0.000002		0.014631
$\cos(\theta_H)$	0.000001		0.014480
$\cos(\phi)$	0.183007		0.178630
$\cos(\delta^+)$	0.000169		0.005644
$\cos(\delta^-)$	0.000772		0.107974
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$	$< 10^{-6}$		0.000033
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$	$< 10^{-6}$		0.000021

Tabelle 7.3.: Erwartete p-Werte im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . Untergrundereignisse wurden nicht berücksichtigt.

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^-$ anom	mit Untergrund	$25 fb^{-1}$
Observable	p-Wert nach Vorselektion		p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$	0.460089		0.367571
$\cos(\theta_Z)$	0.473593		0.339067
$\cos(\theta_H)$	0.473642		0.339580
$\cos(\phi)$	0.484260		0.389543
$\cos(\delta^+)$	0.494502		0.467196
$\cos(\delta^-)$	0.462082		0.281247
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$	0.253514		0.000222
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$	0.257778		0.001033

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^+$ anom	mit Untergrund	$25 fb^{-1}$
Observable	p-Wert nach Vorselektion		p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$	0.471289		0.411363
$\cos(\theta_Z)$	0.481545		0.363706
$\cos(\theta_H)$	0.482160		0.363275
$\cos(\phi)$	0.495868		0.471429
$\cos(\delta^+)$	0.484328		0.362832
$\cos(\delta^-)$	0.483470		0.450378
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$	0.286286		0.002813
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$	0.286139		0.002518

Tabelle 7.4.: Erwartete p-Werte im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . Untergrundereignisse wurden berücksichtigt.

### 7.2.3. Analyse für $100 \text{ fb}^{-1}$

Im folgenden Abschnitt wird eine Sensitivitätsanalyse der Observablen mit und ohne Berücksichtigung der erwarteten Untergrundprozesse bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$  vorgestellt. Hierbei wurde analog zur oben beschriebenen Analyse bei einer  $25 \text{ fb}^{-1}$  vorgegangen. Aufgrund der geringeren statistischen Fehler auf die erwartete Anzahl an Signal- und Untergrundereignissen, wird eine bessere Differenzierung zwischen der Kopplung des Higgs-Bosons nach Standardmodell und den Nullhypothesen der anomalen Kopplung erwartet.

#### Signalprozess $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$

In Tabelle 7.5 sind die erwarteten p-Werte als Ergebnis der Hypothesentests ohne Berücksichtigung der Untergrundereignisse für die Nullhypothesen  $J^P = 0^+anom$  und  $J^P = 0^-anom$  zusammengefasst. Abbildung 7.18 zeigt exemplarisch die Verteilungen der Observable  $\cos(\theta_Z)$  ohne Untergrundprozesse mit zugehörigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Teststatistik  $\ln(\lambda)$ . Die Verteilungen aller Observablen und Teststatistiken sind dem Anhang zu entnehmen.

Die größte Trennkraft ohne Untergrundereignisse für die Unterscheidung zwischen Standardmodellvorhersage  $= 0^+SM$  und anomaler CP ungerader Kopplung  $0^-anom$  liefern nach allen Schnitten die Observablen  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$ . Da jedoch bis zur 6. Nachkommastelle kein von null verschiedener Wert auftritt, kann hier nicht weiter spezifiziert werden. Die Observable  $\cos(\delta^-)$  ermöglicht mit einem erwarteten p-Wert von  $3,4 \cdot 10^{-5}$  ebenfalls eine gute Trennkraft zwischen Null- und Alternativhypothese. Die Polarwinkelverteilung der Zerfallsleptonen  $\cos(\theta_L)$  und des Vektorbosons  $\cos(\theta_Z)$  weist eine deutliche Sensitivität auf anomale Prozesse auf. Eine anomale CP ungerade Kopplung kann hier für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage mit erwarteten p-Werten von  $1,5 \cdot 10^{-4}$  und  $3,8 \cdot 10^{-4}$  ausgeschlossen. Auch über die Observable  $\cos(\phi)$  ermöglicht die Verwerfung einer anomale CP ungerade Kopplung mit einem erwarteten p-Wert von  $8,2 \cdot 10^{-4}$ . Die geringste Sensitivität auf anomale CP ungerade Kopplungen weist hier die Observable  $\cos(\delta^+)$  mit einem Ergebnis von 0,039 auf.

Bei der Unterscheidung zwischen Standardmodellhypothese  $0^+SM$  und anomaler CP gerader Kopplung  $0^+anom$  liefern ebenfalls die Observablen  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  die höchste Trennkraft, wobei jedoch auch hier kein p-Wert größer als  $10^{-6}$  erreicht wird. Eine hohe Sensitivität ist auch durch die Observable  $\cos(\delta^+)$  gegeben. Hier kann für ein Standardmodell-Higgs-Boson eine anomale CP gerade Kopplung mit einem erwarteten p-Wert von  $7,5 \cdot 10^{-5}$  ausgeschlossen werden. Die Verteilungen der Observablen  $\cos(\theta_L)$  und  $\cos(\theta_Z)$  ermöglichen die Verwerfung der Hypothese  $J^P = 0^+anom$  mit Werten von  $2,8 \cdot 10^{-4}$  und  $1,7 \cdot 10^{-3}$ . Eine weniger hohe Sensitivität wird durch die Verteilungen von  $\cos(\delta^-)$  und  $\cos(\phi)$  erreicht. Eine anomale CP gerade Kopplung kann hier für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage nur mit erwarteten p-Werten von 0,053 und 0,088 ausgeschlossen werden.

Da bei Verwendung echter Messdaten nicht zwischen Signal- und Untergrundereignissen unterschieden werden kann, wurde die Sensitivitätsanalyse analog unter Berücksichtigung aller betrachteten Untergrundprozesse durchgeführt. In Abbildung 7.19 ist die Observable  $\cos(\theta_L)$  für Signal- und Untergrundereignisse mit zugehöriger Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung exemplarisch dargestellt. Die erwarteten p-Werte sind als Ergebnis der Sensitivitätsuntersuchung nach der Vor- und Hauptselektion in Tabelle 7.6 zusammengefasst.

Wie in Abbildung 7.19 zu sehen ist, lässt sich ohne Schnitte kaum eine Trennung zwischen den einzelnen Signalprozessen vornehmen. Der Einfluss der Untergrundereignisse ist so stark, dass eine Differenzierung zwischen den einzelnen Verteilungen nicht möglich ist. Da die er-



warteten p-Werte bei allen Observablen etwa 0,5 betragen, kann nach der Vorselektion keine Wahrscheinlichkeitsaussage über eine mögliche Verwerfung der Nullhypothese gemacht werden. Nach der Hauptselektion wird die beste Trennkraft zwischen Standardmodellvorhersage und anomaler CP ungerader Kopplung über die Verhältnisse der Matrixelemente erreicht. Die erwarteten p-Werte sind mit jeweils  $3 \cdot 10^{-6}$  jedoch so gering, dass hier ebenfalls zu prüfen bleibt, ob diese Werte realistisch sind. Ähnlich der oben beschriebenen Analyse ohne Berücksichtigung der Untegroundereignisse, weist auch hier die Observable  $\cos(\theta_L)$  eine hohe Sensitivität auf anomale CP ungerade Prozesse auf. Über diese Verteilung kann ein erwarteter p-Wert von 0,03 erreicht werden. Im Gegensatz zur Analyse ohne Untergrundprozesse besitzt die Observable  $\cos(\phi)$  mit einem erwarteten p-Wert von 0,12 eine größere Trennkraft im Vergleich zu  $\cos(\theta_Z)$  mit 0,14. Die Observable  $\cos(\delta^+)$  liefert mit einem erwarteten p-Wert von 0,26 die geringste Trennkraft zwischen Standardmodellprozess und anomaler CP ungerader Kopplung.

Wird die Alternativhypothese gegen die Nullhypothese anomale CP gerade Kopplung getestet, so liefert hier die Observable  $\ln(|m_{\text{even}}|^2/|m_{\text{sm}}|^2)$  die höchste Sensitivität mit einem erwarteten p-Wert von  $1,7 \cdot 10^{-4}$ , gefolgt von  $\ln(|m_{\text{odd}}|^2/|m_{\text{sm}}|^2)$  mit  $8,1 \cdot 10^{-3}$ . Ähnlich der anomalen CP ungeraden Kopplung besitzt die Observable  $\cos(\theta_Z)$  mit einem Ergebnis von 0,06 ebenfalls eine hohe Trennkraft zwischen Standardmodellprozess und anomaler CP gerader Kopplung. Über  $\cos(\delta^+)$  kann diese Nullhypothese mit einem erwarteten p-Wert von 0,10 ausgeschlossen werden. Die Observablen  $\cos(\theta_Z)$  und  $\cos(\phi)$  weisen mit p-Werten von 0,22 und 0,29 die geringste Sensitivität auf anomale CP gerade Prozesse auf.

Im Vergleich zwischen den Nullhypothesen  $J^P = 0^+ \text{anom}$  und  $J^P = 0^- \text{anom}$  kann im Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  im Mittel eine anomale CP ungerade Kopplung mit höherer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden. Wie erwartet hat sich die Trennkraft aller Observablen im Vergleich zur oben beschriebenen Analyse bei  $25 \text{ fb}^{-1}$  erheblich verbessert.

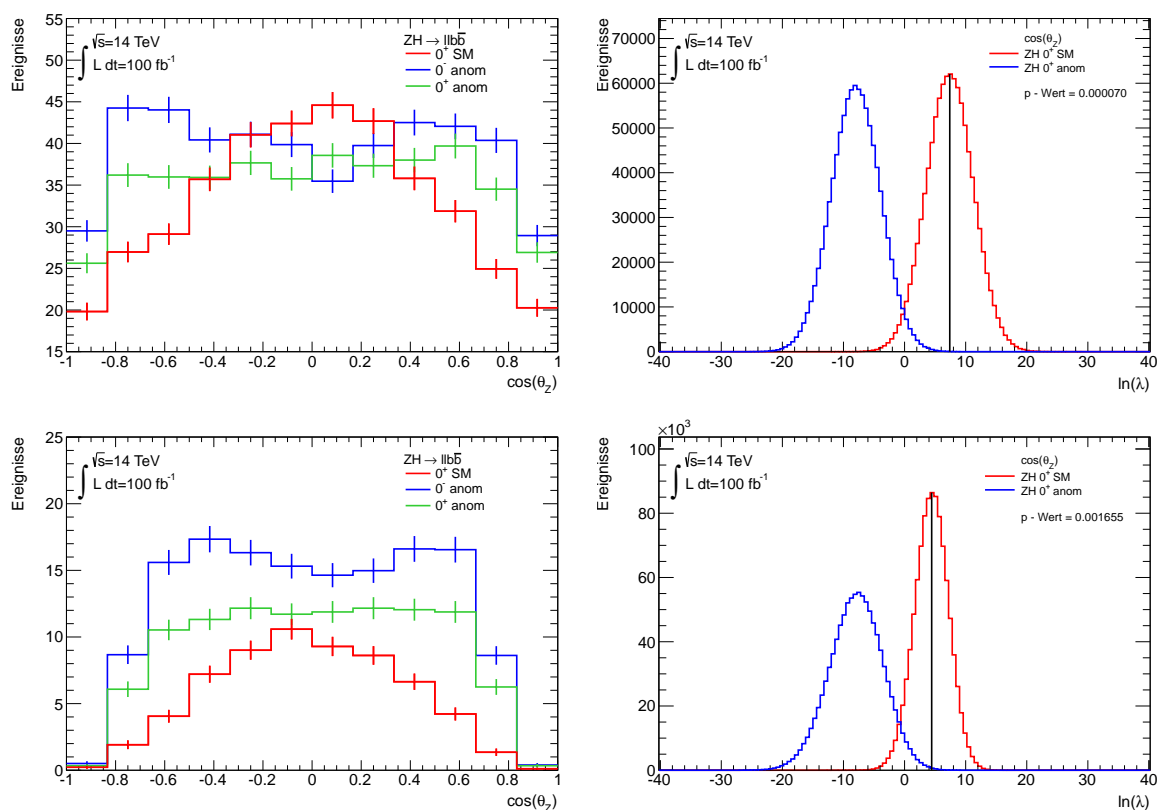


Abbildung 7.18.: Observable  $\cos(\theta_L)$  im Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . Oben Links: Verteilung nach der Vorselektion. Oben Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Vorselektion. Unten Links: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Hauptselektion.

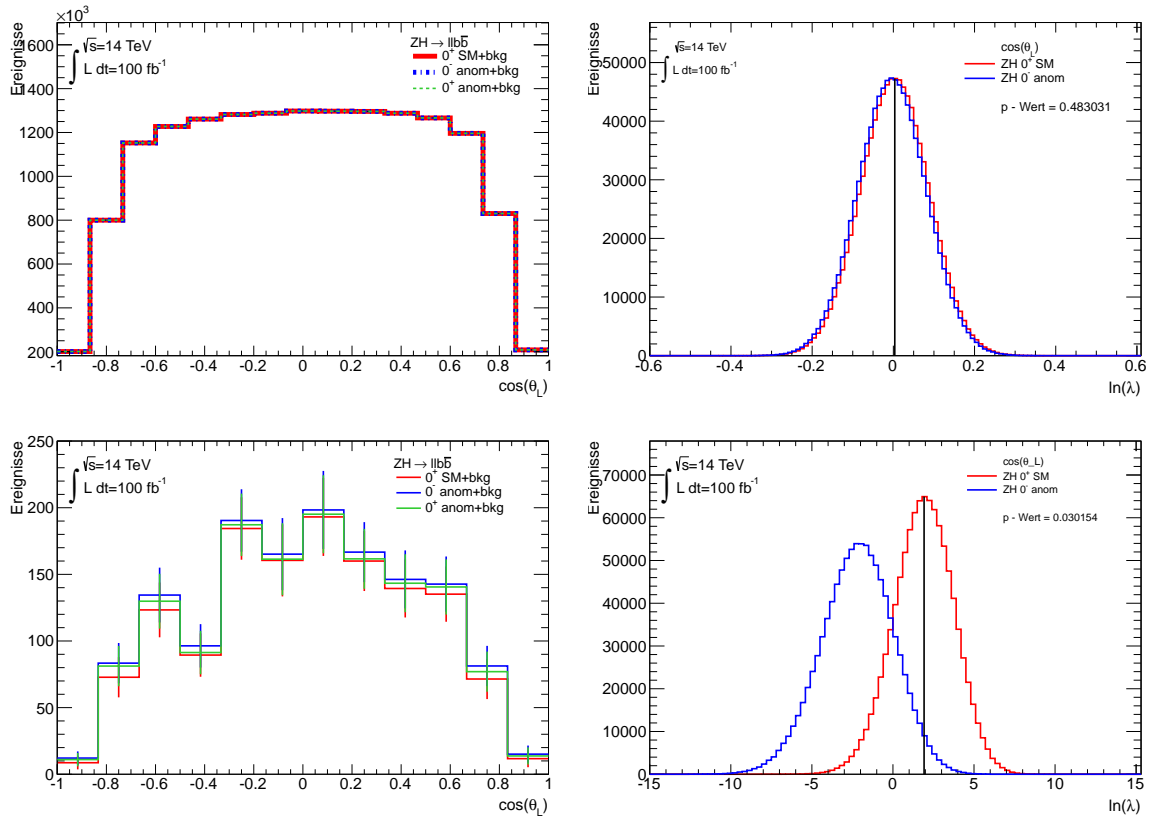


Abbildung 7.19.: Observable  $\cos(\theta_L)$  im Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . Oben Links: Verteilung nach der Vorselektion. Oben Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Vorselektion. Unten Links: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Hauptselektion.

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^-$ anom	ohne Untergrund	$100 \text{ fb}^{-1}$
Observable		p-Wert nach Vorselektion	p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$		$< 10^{-6}$	0.000149
$\cos(\theta_Z)$		$< 10^{-6}$ 0	0.000378
$\cos(\phi)$		0.000003	0.000816
$\cos(\delta^+)$		0.000007	0.038638
$\cos(\delta^-)$		$< 10^{-6}$ 0	0.000034
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$		$< 10^{-6}$	$< 10^{-6}$
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$		$< 10^{-6}$	$< 10^{-6}$

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^+$ anom	ohne Untergrund	$100 \text{ fb}^{-1}$
Observable		p-Wert nach Vorselektion	p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$		$< 10^{-6}$	0.000281
$\cos(\theta_Z)$		0.000072	0.001651
$\cos(\phi)$		0.028167	0.087614
$\cos(\delta^+)$		$< 10^{-6}$	0.000073
$\cos(\delta^-)$		0.005630	0.05285
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$		$< 10^{-6}$	$< 10^{-6}$
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$		$< 10^{-6}$	$< 10^{-6}$

Tabelle 7.5.: Erwartete p-Werte im Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . Untergrundereignisse wurden nicht berücksichtigt.

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^-$ anom	mit Untergrund	$100 \text{ fb}^{-1}$
Observable		p-Wert nach Vorselektion	p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$		0.483031	0.030154
$\cos(\theta_Z)$		0.473014	0.137709
$\cos(\phi)$		0.443494	0.119676
$\cos(\delta^+)$		0.486929	0.261765
$\cos(\delta^-)$		0.362658	0.077829
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$		0.090501	0.000003
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$		0.244956	0.000003

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^+$ anom	mit Untergrund	$100 \text{ fb}^{-1}$
Observable		p-Wert nach Vorselektion	p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$		0.483455	0.064889
$\cos(\theta_Z)$		0.478012	0.213488
$\cos(\phi)$		0.488647	0.319402
$\cos(\delta^+)$		0.444040	0.102565
$\cos(\delta^-)$		0.478945	0.286416
$\ln( m_{odd} ^2/ m_{sm} ^2)$		0.220286	0.008142
$\ln( m_{even} ^2/ m_{sm} ^2)$		0.321366	0.000170

Tabelle 7.6.: Erwartete p-Werte im Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$ . Untergrundereignisse wurden berücksichtigt.

### Signalprozess $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$

Die Ergebnisse der Hypothesentests im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  ohne Berücksichtigung der Untergrundprozesse sind in Tabelle 7.7 zusammengefasst. Ähnlich wie beim ZH-Kanal wird hier vor der Hauptselektion kaum ein p-Wert erreicht, der sich bis zur sechsten Nachkommastelle von null unterscheidet. Auch dies ist wieder auf die zu geringe Anzahl an Pseudoexperimenten zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Teststatistik zurückzuführen.

Nach der Hauptselektion ermöglicht die Observable  $\cos(\delta^-)$  für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage die Verwerfung einer anomalen CP ungeraden Kopplung mit einem erwarteten p-Wert von  $1,4 \cdot 10^{-5}$ . Die Ergebnisse der Observablen  $\cos(\theta_W)$  und  $\cos(\theta_H)$  sind mit  $1,28 \cdot 10^{-4}$  und  $1,21 \cdot 10^{-5}$  nahezu identisch. Die Verteilungen  $\cos(\delta^+)$  und  $\cos(\phi)$  weisen geringere Sensitivität auf anomale CP ungerade Kopplungen auf. Hier kann die Nullhypothese mit erwarteten p-Werten von  $4,7 \cdot 10^{-4}$  und  $7,0 \cdot 10^{-3}$  ausgeschlossen werden.

Die größte Trennkraft zwischen Standardmodellhypothese und anomaler CP gerader Kopplung wird durch die Observablen  $\cos(\theta_Z)$  und  $\cos(\theta_H)$  mit nahezu identischen p-Werten von  $5 \cdot 10^6$  und  $6 \cdot 10^6$  erreicht. Über die Verteilungen  $\cos(\delta^+)$ ,  $\cos(\theta_H)$  und  $\cos(\delta^+)$  kann eine anomale CP gerade Kopplung mit erwarteten p-Werten von  $4 \cdot 10^{-4}$ ,  $2,3 \cdot 10^{-3}$  und  $2,5 \cdot 10^{-3}$  ausgeschlossen werden. Die geringste Sensitivität liefert hier die Observable  $\cos(\phi)$  mit einem Ergebnis von 0,022.

Unter Berücksichtigung der Untergrundereignisse ist in Abbildung 7.20 exemplarisch die Observable  $\cos(\delta^-)$  mit zugehöriger Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion nach Vor- und Hauptselektion dargestellt. Die erwarteten p-Werte der einzelnen Observablen sind in Tabelle 7.8 zusammengefasst. Die sensitivsten Observable auf anomale CP gerade als auch anomale CP ungerade Kopplung sind hier analog zum ZH-Prozess die Verteilungen  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$ . Auch hier bleibt zu untersuchen, inwiefern diese Werte realistisch sind. Eine anomale ungerade CP Kopplung kann für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage über die nächst sensitive Observable  $\cos(\delta^-)$  mit einem erwarteten p-Wert von 0,078 ausgeschlossen werden. Eine identische Trennkraft zwischen anomaler CP gerader Kopplung und Standardmodellvorhersage wird mit jeweils 0,18 über die Observablen  $\cos(\theta_W)$  und  $\cos(\theta_H)$  ermöglicht. Die Sensitivität der Verteilung  $\cos(\theta_L)$  ist nur geringfügig schlechter, hier wird ein p-Wert von 0,19 erreicht. Sowohl die Observable  $\cos(\delta^+)$  als auch  $\cos(\phi)$  sind kaum geeignet um zwischen Standardmodell und anomaler CP ungerader Hypothese zu unterscheiden. Die erwarteten p-Werte betragen hier nur 0,38 und 0,42.

Neben den Observablen  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  und  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  kann eine anomale CP gerade Kopplung über die sensitivste Observable  $\cos(\delta^+)$  mit einem erwarteten p-Wert von 0,21 ausgeschlossen. Die Verteilungen der Polarwinkel  $\cos(\theta_L)$ ,  $\cos(\theta_W)$  und  $\cos(\theta_H)$  weisen eine Trennkraft in Form des erwarteten p-Wertes von 0,24 und 0,27 auf. Über die Observablen  $\cos(\delta^-)$  und  $\cos(\phi)$  kann mit Ergebnissen von 0,39 und 0,44 nur bedingt eine Aussage über Verwerfung der Alternativhypothese anomale CP gerade Kopplung gegeben werden.

Sowohl für die Untersuchung Standardmodell gegen anomale CP ungerade als auch CP gerade Kopplung wurde deutlich, dass die Observable  $\cos(\theta_H)$  keine Verbesserung hinsichtlich der Trennkraft liefert. Ihr erwarteter p-Wert unterscheidet sich im Schnitt kaum von dem Ergebnis, dass über  $\cos(\theta_W)$  erreicht wird.

Analog zum ZH-Prozess kann auch hier im Mittel eine anomale CP ungerade Kopplung besser ausgeschlossen werden als eine anomale CP gerade Kopplung. Im Vergleich wird im WH-Prozess jedoch für keine der Observablen eine signifikant höhere Trennkraft erreicht.

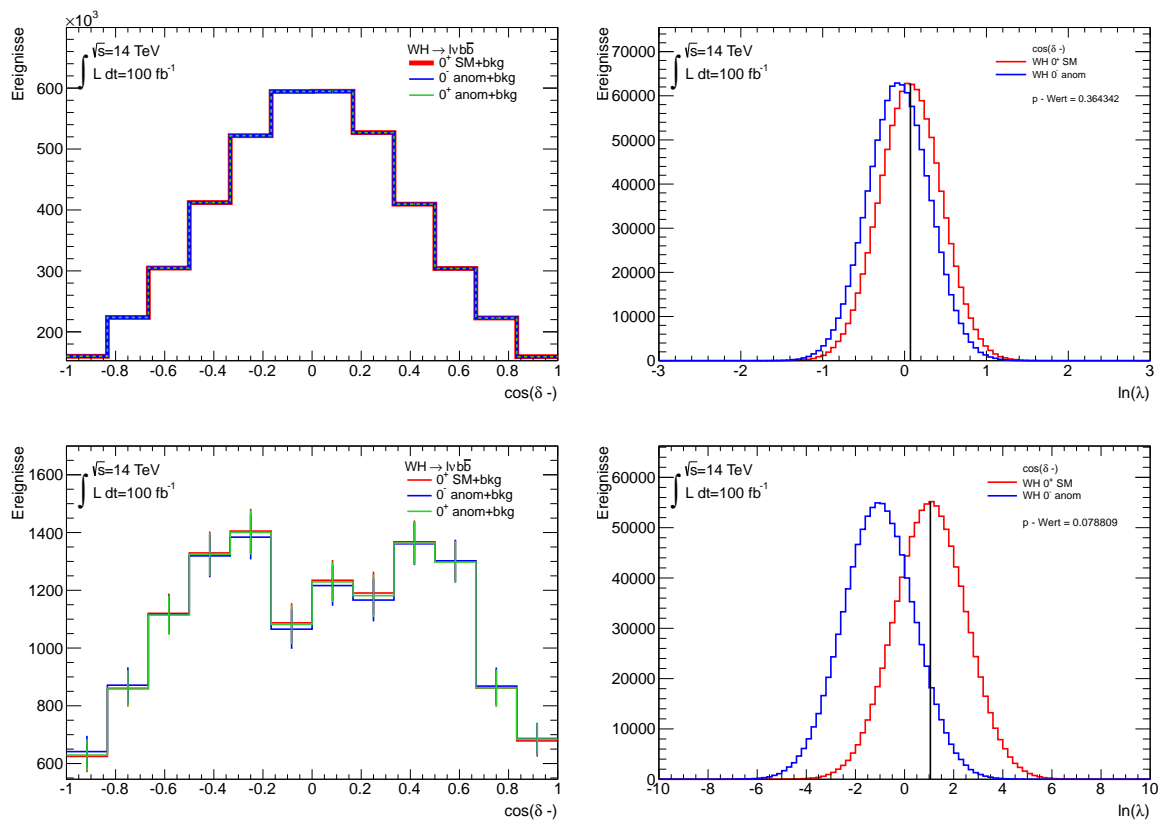


Abbildung 7.20.: Observable  $\cos(\delta^-)$  im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . Oben Links: Verteilung nach der Vorselektion. Oben Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Vorselektion. Unten Links: Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der Teststatistik nach der Hauptselektion

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^-$ anom	ohne Untergrund	$100 \text{ fb}^{-1}$
Observable	p-Wert nach Vorselektion		p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$	$< 10^{-6}$		$< 10^{-6}$
$\cos(\theta_W)$	$< 10^{-6}$		0.000128
$\cos(\theta_H)$	$< 10^{-6}$		0.000121
$\cos(\phi)$	0.000002		0.000474
$\cos(\delta^+)$	0.000257		0.007041
$\cos(\delta^-)$	$< 10^{-6}$		0.000014
$\ln( m_{\text{odd}} ^2/ m_{\text{sm}} ^2)$	$< 10^{-6}$		$< 10^{-6}$
$\ln( m_{\text{even}} ^2/ m_{\text{sm}} ^2)$	$< 10^{-6}$		$< 10^{-6}$

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^+$ anom	ohne Untergrund	$100 \text{ fb}^{-1}$
Observable	p-Wert nach Vorselektion		p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$	$< 10^{-6}$		0.00234
$\cos(\theta_W)$	$< 10^{-6}$		0.000005
$\cos(\theta_H)$	$< 10^{-6}$		0.000006
$\cos(\phi)$	0.021990		0.022339
$\cos(\delta^+)$	$< 10^{-6}$		0.000413
$\cos(\delta^-)$	0.000054		0.002524
$\ln( m_{\text{odd}} ^2/ m_{\text{sm}} ^2)$	$< 10^{-6}$		$< 10^{-6}$
$\ln( m_{\text{even}} ^2/ m_{\text{sm}} ^2)$	$< 10^{-6}$		$< 10^{-6}$

Tabelle 7.7.: Erwartete p-Werte im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . Untergrundereignisse wurden nicht berücksichtigt.

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^-$ anom	mit Untergrund	$100 \text{ fb}^{-1}$
Observable	p-Wert nach Vorselektion		p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$	0.419605		0.187611
$\cos(\theta_W)$	0.447421		0.183027
$\cos(\theta_H)$	0.447479		0.182773
$\cos(\phi)$	0.470038		0.384368
$\cos(\delta^+)$	0.490028		0.422544
$\cos(\delta^-)$	0.364342		0.078809
$\ln( m_{\text{odd}} ^2/ m_{\text{sm}} ^2)$	0.046828		0.000002
$\ln( m_{\text{even}} ^2/ m_{\text{sm}} ^2)$	0.060531		0.000032

$H_0=0^+$ SM	$H_1=0^+$ anom	mit Untergrund	$100 \text{ fb}^{-1}$
Observable	p-Wert nach Vorselektion		p-Wert nach Hauptselektion
$\cos(\theta_L)$	0.442278		0.247569
$\cos(\theta_W)$	0.464557		0.274253
$\cos(\theta_H)$	0.464384		0.274253
$\cos(\phi)$	0.492355		0.443676
$\cos(\delta^+)$	0.467635		0.212233
$\cos(\delta^-)$	0.466480		0.398336
$\ln( m_{\text{odd}} ^2/ m_{\text{sm}} ^2)$	0.160359		0.000043
$\ln( m_{\text{even}} ^2/ m_{\text{sm}} ^2)$	0.135925		0.000012

Tabelle 7.8.: Erwartete p-Werte im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ . Untergrundereignisse wurden berücksichtigt.





In dieser Arbeit wurde eine Sensitivitätsanalyse zur Bestimmung der CP-Quantenzahlen des Higgs-Bosons anhand simulierter Daten bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV durchgeführt. Hierbei wurde ein Higgs-Boson mit einer Masse von  $m_H = 125$  GeV angenommen, welches in Assoziation mit einem schwachen Vektorboson produziert wird. Als Signalprozesse sind die Zerfallskanäle  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  und  $WH \rightarrow l\nu\bar{b}\bar{b}$  betrachtet worden. Unter Berücksichtigung der dominanten Untergrundprozesse durch  $t\bar{t}$ -Produktion und V+Jets wurde im ersten Schritt eine Signifikanzoptimierung für beide Signalkanäle bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$  vorgenommen. Dies entspricht in etwa der Datenmenge, die der ATLAS-Detektor ab 2015 innerhalb einer Laufzeit von 2 Jahren aufnehmen wird. Für die Prozesse  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  und  $WH \rightarrow l\nu\bar{b}\bar{b}$  konnten folgende Signifikanzen erreicht werden:

$$\Sigma_{ZH} = 1,75 \pm 0,07$$

$$\Sigma_{WH} = 4,24 \pm 0,13$$

In dieser Arbeit werden nur statistische Fehler berücksichtigt und der Einfluss durch systematische Unsicherheiten vernachlässigt.

Zur Untersuchung von allgemeinen Abweichungen der Kopplung des Higgs-Bosons an schwachen Vektorbosonen wie sie das Standardmodell vorhersagt, wurden Prozesse mit anomaler CP gerader und anomaler CP ungerader Kopplung simuliert. Diese Ereignisse können dann über CP sensitive Observablen mit Prozessen für ein Higgs-Boson nach Standardmodellvorhersage verglichen werden.

Unter Verwendung einer *loglikelihood-ratio* wurden im Rahmen von Hypothesentests untersucht, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich im Mittel für ein Standardmodell Higgs-Boson die Hypothesen anomale CP gerade und anomale CP ungerade Kopplung mithilfe der einzelnen Observablen ausschließen lassen. Die Analyse wurde für beide Signalprozesse  $ZH \rightarrow ll\bar{b}\bar{b}$  und  $WH \rightarrow l\nu\bar{b}\bar{b}$  bei integrierten Luminositäten von  $25 \text{ fb}^{-1}$  und  $100 \text{ fb}^{-1}$  durchgeführt.

Bei  $L=25 \text{ fb}^{-1}$  kann im ZH-Prozess über die sensitivste Variable  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  die anomale ungerade Hypothese mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,034 % ausgeschlossen werden. Die Observablen  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  ermöglicht hier das Verwerfen einer anomalen CP geraden Kopplung für ein Standardmodell Higgs-Boson mit einer Wahrscheinlichkeit von 96,309 %. Es bleibt zu Überprüfen ob diese Ergebnisse realistisch sind.

Auch die Observablen  $\cos(\delta^-)$  und  $\cos(\delta^+)$  liefern gute Ergebnisse. Über  $\cos(\delta^-)$  kann eine anomale ungerade Kopplung im Mittel mit 97,65 % Wahrscheinlichkeit verworfen werden, die Observable  $\cos(\delta^+)$  liefert für ein Standardmodell Higgs-Boson eine mittlere Ausschlussgrenze von 97,08 % für anomalen CP gerade Kopplungen.

Im Signalprozess  $WH \rightarrow l\nu\bar{b}\bar{b}$  liefert ebenfalls das Verhältnis der quadrierten Matrixelemente die größte Ausschlusswahrscheinlichkeit für anomale Kopplungen. Über  $\ln(|m_{odd}|^2/|m_{sm}|^2)$  kann die anomale CP ungerade Hypothese mit 99,72 % verworfen werden, die Ausschlusswahrscheinlichkeit für eine anomale CP gerade Kopplung beträgt über die Observable  $\ln(|m_{even}|^2/|m_{sm}|^2)$  99,74 %. In diesem Kanal erweist sich die Observable  $\cos(\delta^-)$  mit 97,17 % und  $\cos(\theta_W)$  mit 96,61 % als geeignet um für ein Standardmodell Higgs-Boson die anomale CP ungerade Kopplung auszuschließen. Die anomale CP gerade Hypothese kann über die

Observablen  $\cos(\delta^+)$  mit 96,38 % und über  $\cos(\theta_W)$  mit 96,63 % ausgeschlossen werden.

Bei einer integrierten Luminosität von  $100 \text{ fb}^{-1}$  kann für den ZH-Kanal über die sensitivste Observable  $\ln(|m_{\text{odd}}|^2/|m_{\text{sm}}|^2)$  die Hypothese der anomalen CP ungeraden Kopplung mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,9997 % ausgeschlossen werden. Die Hypothese anomale CP gerade Kopplung kann bei einem Standardmodell Higgs-Boson über die Observable  $\ln(|m_{\text{even}}|^2/|m_{\text{sm}}|^2)$  mit 99,983 % ausgeschlossen werden. Über die Winkelverteilung  $\cos(\theta_L)$  kann eine anomale gerade Kopplung zu 96,984 % und eine anomale ungerade Kopplung zu 93,511 % verworfen werden. Die Observable  $\cos(\delta^-)$  ist am sensitivsten auf anomale CP ungerade Kopplungen, diese können hier mit einer Wahrscheinlichkeit von 92,213 % ausgeschlossen werden. Die restlichen Observablen liefern Ausschlusswahrscheinlichkeiten unter 90 %.

Für den WH-Kanal liefern ebenfalls  $\ln(|m_{\text{odd}}|^2/|m_{\text{sm}}|^2)$  und  $\ln(|m_{\text{even}}|^2/|m_{\text{sm}}|^2)$  die größten Wahrscheinlichkeiten zum Verwerfen von anomaler CP ungerader bzw. gerader Kopplung mit 99,9998 % und 99,9988 % . Hier liefert ebenfalls die Observable  $\cos(\delta^-)$  eine Ausschlussgrenze von 92,12 % für anomale CP gerade Kopplung, eine anomale CP ungerade Kopplung wird über  $\cos(\delta^+)$  mit 78,87 % Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen. Die restlichen Observablen liefern für beide Hypothesen Wahrscheinlichkeiten unter 70 % Ausschlussgrenze.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde deutlich, dass im Mittel eine anomale CP ungerade Kopplung mit einer höheren Wahrscheinlichkeit für ein Standardmodell Higgs-Boson ausgeschlossen werden kann, als eine anomale CP gerade Kopplung. Der Signalprozess  $ZH \rightarrow llb\bar{b}$  liefert für beide Alternativhypothesen im Schnitt größere Verwerfungswahrscheinlichkeiten als der Prozess  $WH \rightarrow lvb\bar{b}$ . Dennoch liefern die Observablen  $\ln(|m_{\text{anom}}|^2/|m_{\text{sm}}|^2)$  in beiden Kanälen sehr hohe Wahrscheinlichkeiten zum Verwerfen der Annahmen einer anomalen CP Kopplung des Higgs-Bosons an schwache Vektorbosonen. Inwiefern diese Werte jedoch realistisch sind, bleibt noch zu überprüfen.

Um die Sensitivität weiter zu erhöhen könnte die Kombination einzelnen Observablen sowohl im WH wie auch im ZH-Kanal eine sinnvolle Weiterführung dieser Arbeit sein. Auch die Durchführung einer Schnittoptimierung im Hinblick auf die Trennkraft der Observablen könnte eine zusätzliche Aufgabe darstellen. Hier sollte zum einen eine mögliche Verzerrung vermieden, zum anderen jedoch die Untergrundeinflüsse soweit reduziert werden dass eine sinnvolle Wahrscheinlichkeitsaussage möglich ist. Ein wichtiger Schritt wäre hier weitere Untergrundprozess sowohl für WH als auch ZH in die Analyse miteinzubeziehen. Außerdem bleibt zu Überprüfen inwiefern die erhöhten *pile-up* Bedingungen bei einer Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  die Ergebnisse dieser Analyse beeinflussen können. Auch die Berücksichtigung systematischer Unsicherheiten stellt einen wichtigen Teil der Analyse dar. Eine Untersuchung der Observablen mit Daten aus vollständigen Detektorsimulationen, würde ebenfalls einen Ausblick verschaffen mit welcher Sensitivität die CP-Eigenschaften des Higgs-Bosons am LHC in Zukunft gemessen werden könnten.

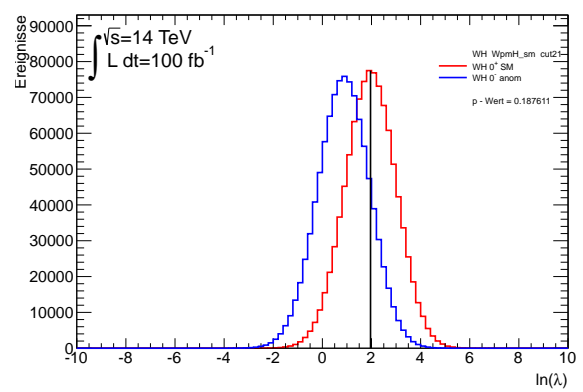
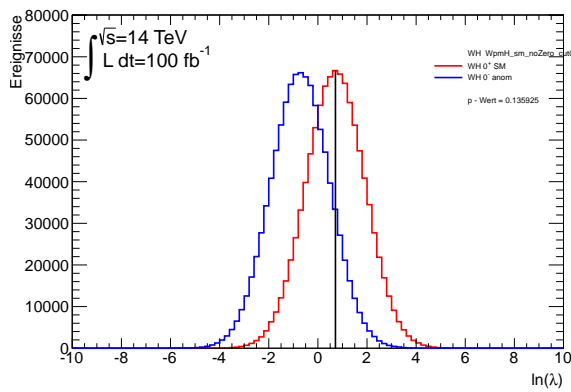
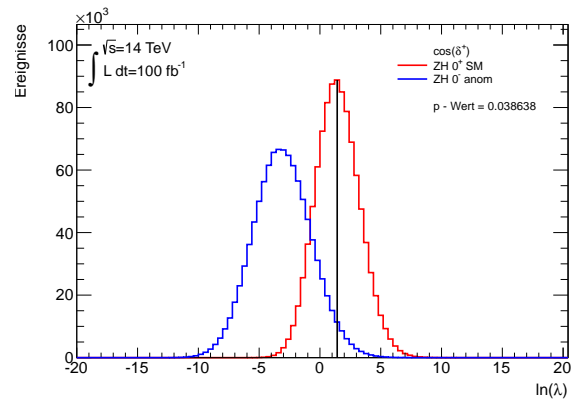
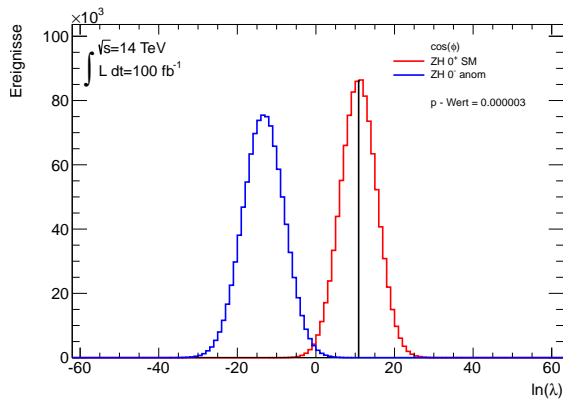
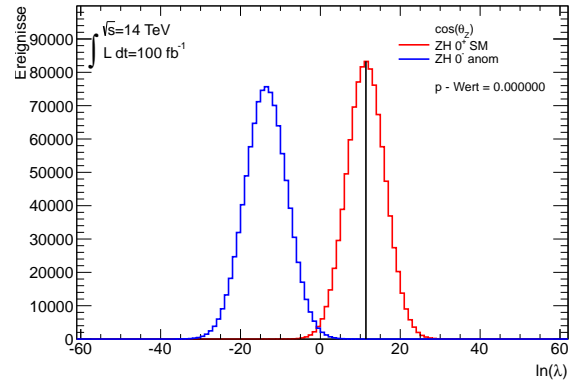
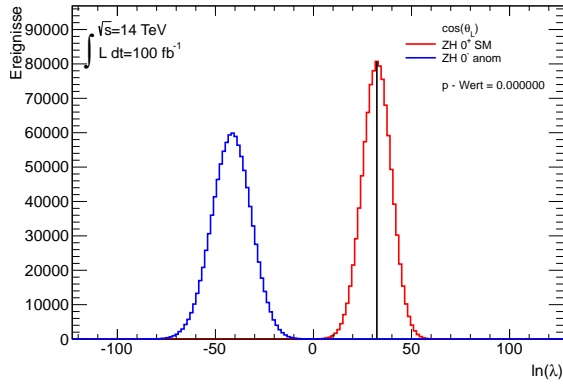
light - Jets		b - Jets		c - Jets	
$l_0$	0.1095	$b_0$	-1.6523	$c_0$	-0.1490
$l_1$	-0.0647	$b_1$	1.2886	$c_1$	0.1455
$l_2$	0.0134	$b_2$	-0.1938	$c_2$	-0.0076
$l_3$	0.0122	$b_3$	-0.2175	$c_3$	-0.0119
$l_4$	-0.0423	$b_4$	0.0451	$c_4$	-0.0130
$l_5$	0.0016	$b_5$	0.0378	$c_5$	-0.0041
$l_6$	-0.0008	$b_6$	-0.0213		
$l_7$	0.0267	$b_7$	0.0115		
$l_8$	-5.3069e-05	$b_8$	-0.0013		
$l_9$	-0.0052				
$l_{10}$	1.3565e-06				
$l_{11}$	2.5355e-05				

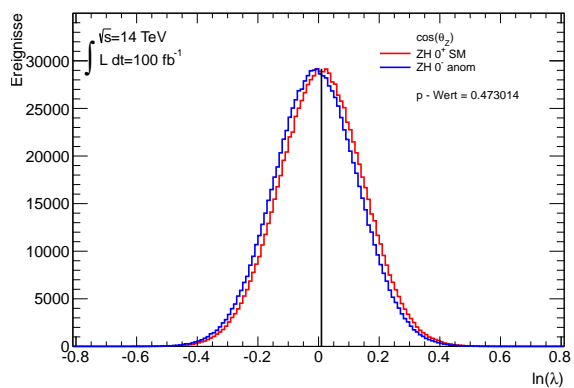
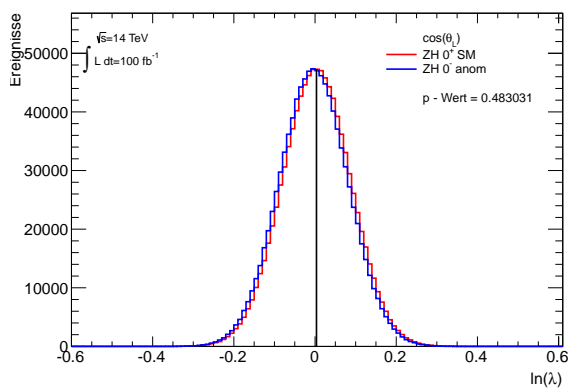
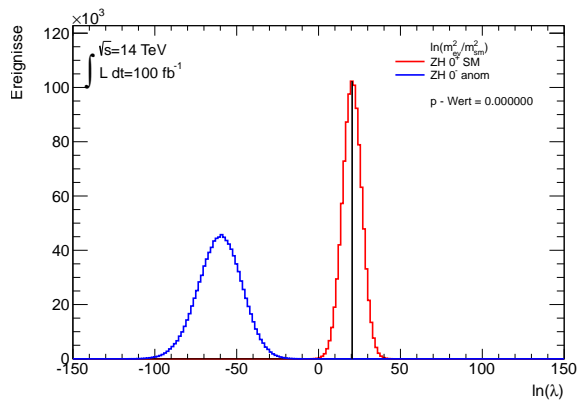
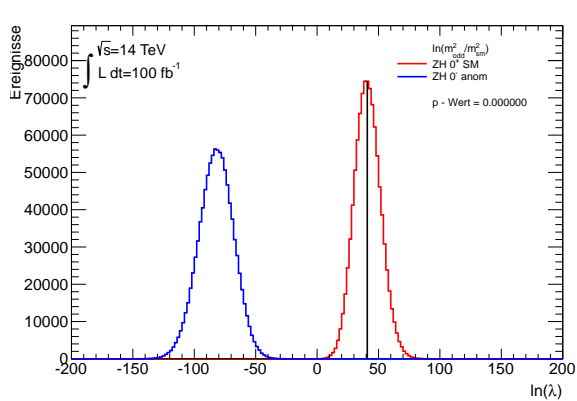
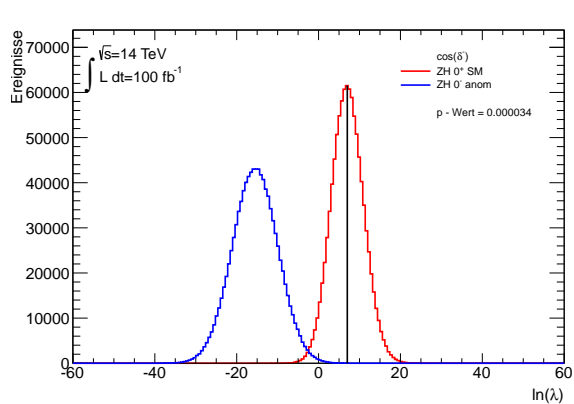
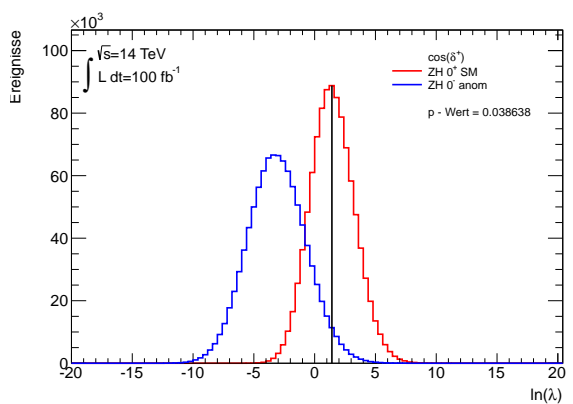
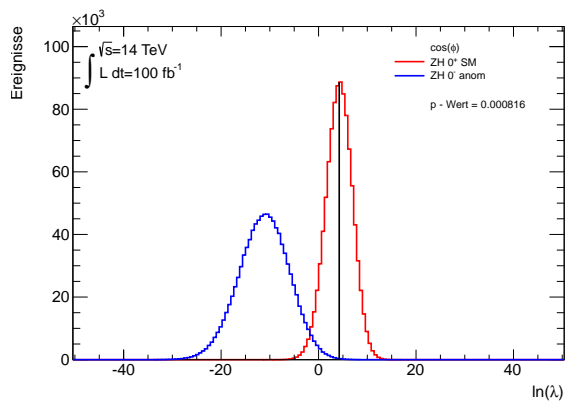
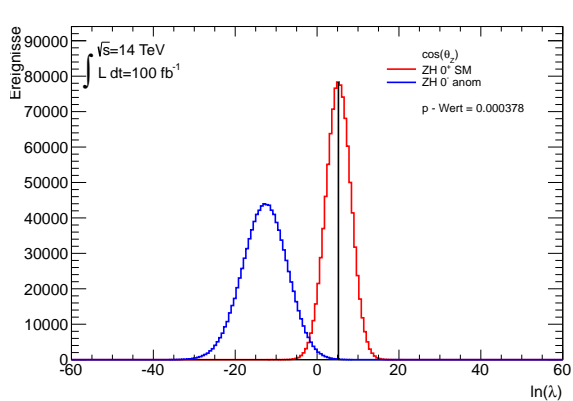
Tabelle A.1.: Koeffizienten zur Bestimmung der Effizienz von light-, b- und c- Jets

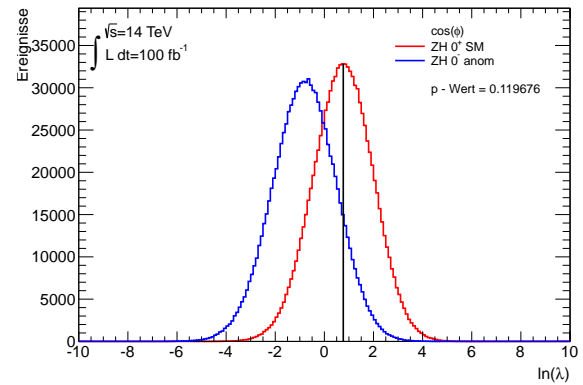
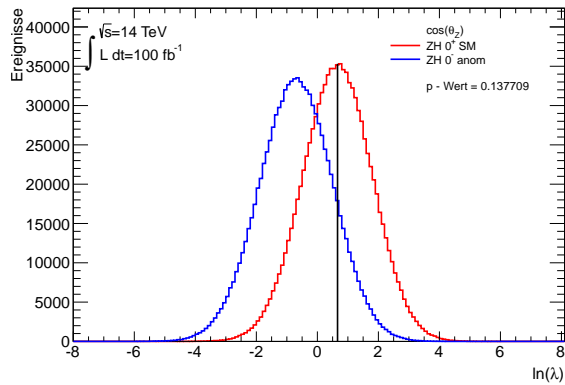
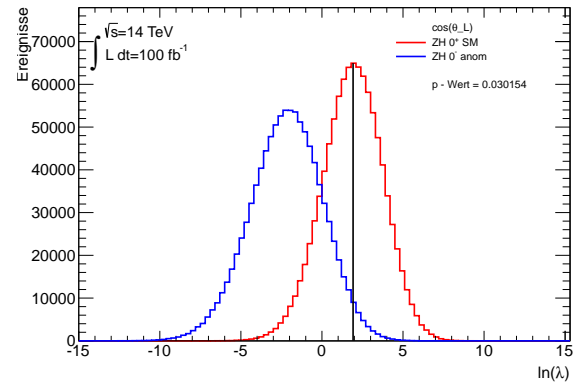
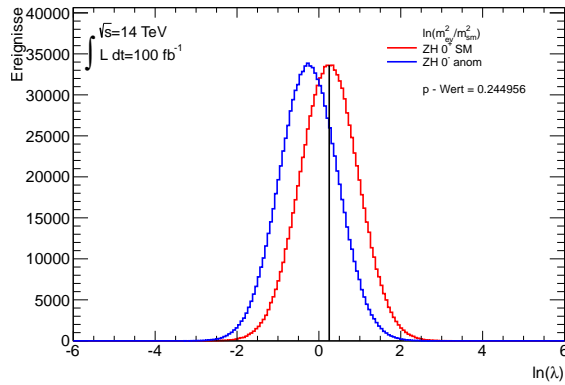
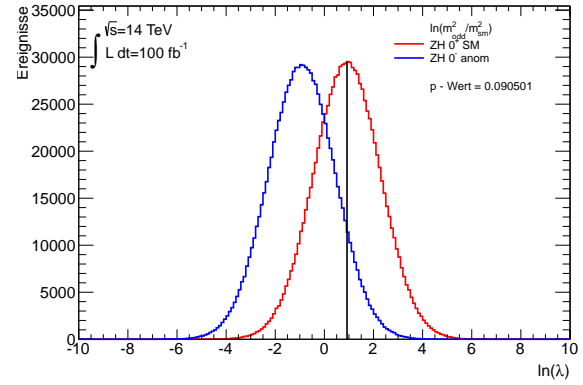
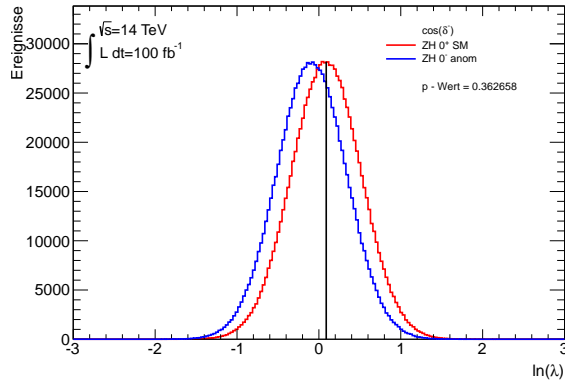
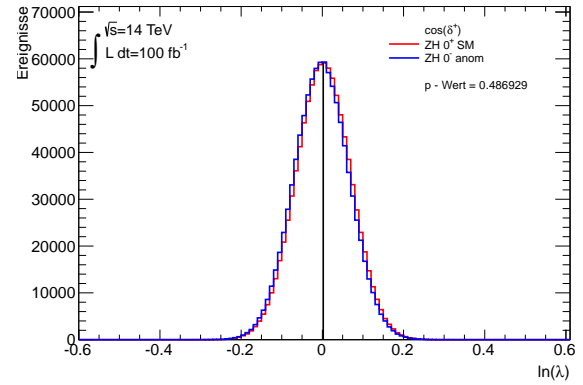
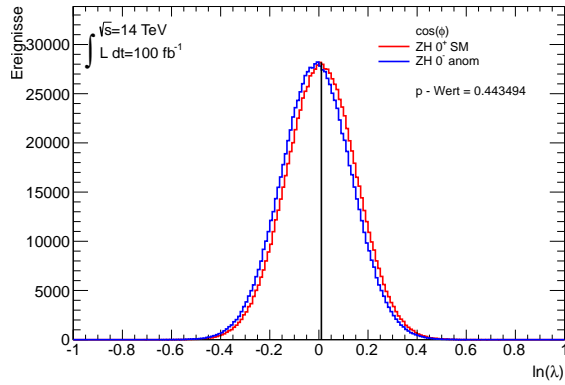
$\eta$	a	b	S	C
0-0.8	3.2	0.04	0.74	0.05
0.8 -1.2	3.0	0.03	0.81	0.05
1.2 -2.8	3.3	0.03	0.54	0.05
2.8 - 3.6	2.8	0.06	0.83	0.05

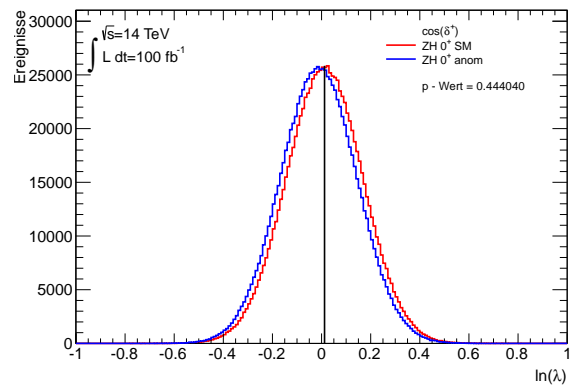
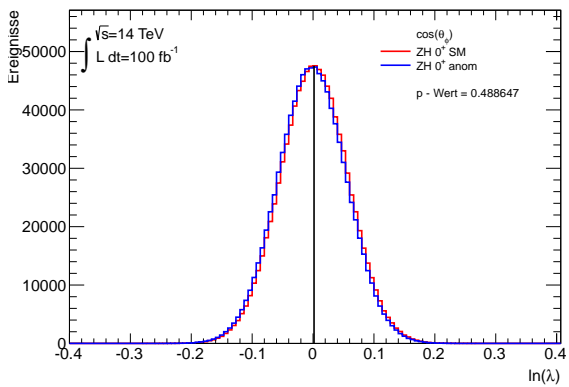
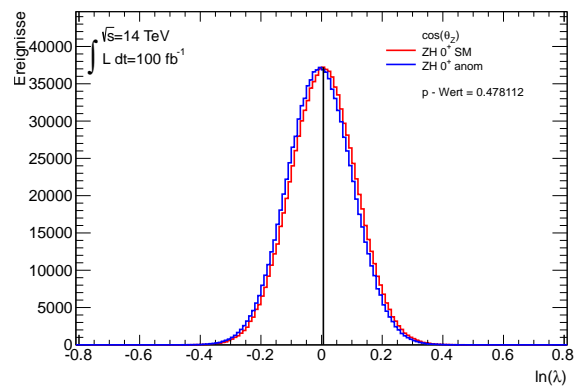
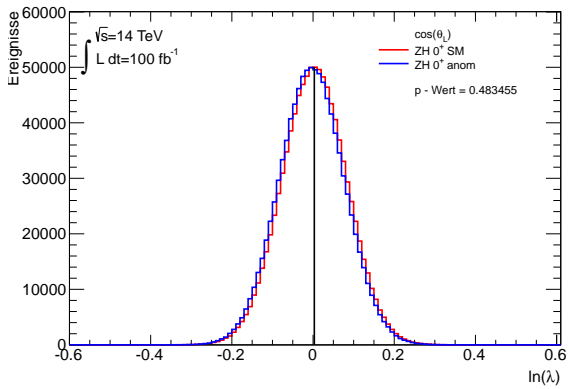
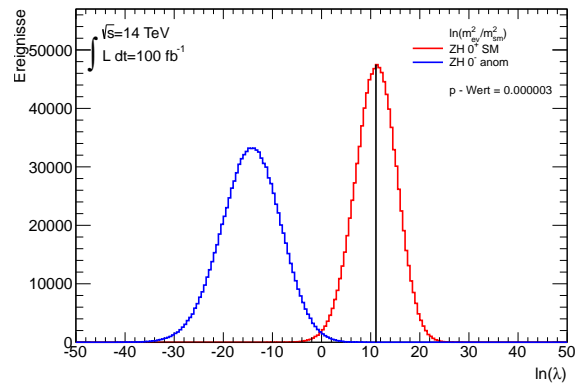
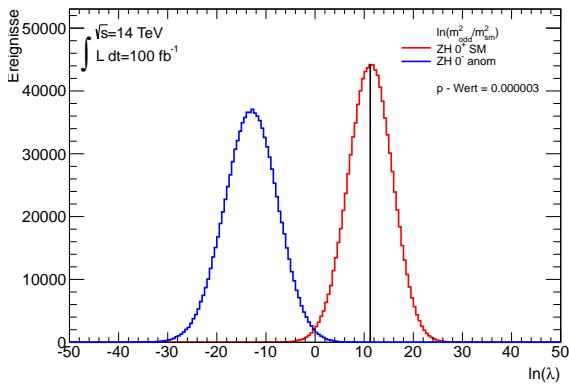
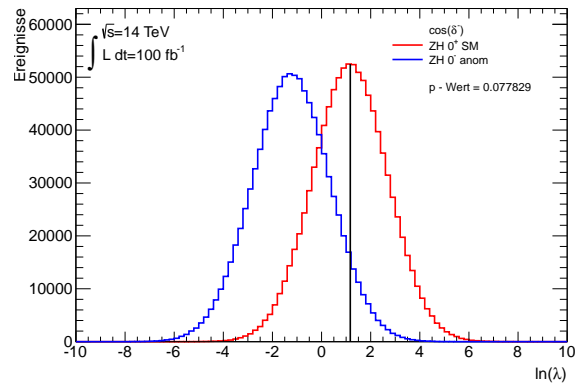
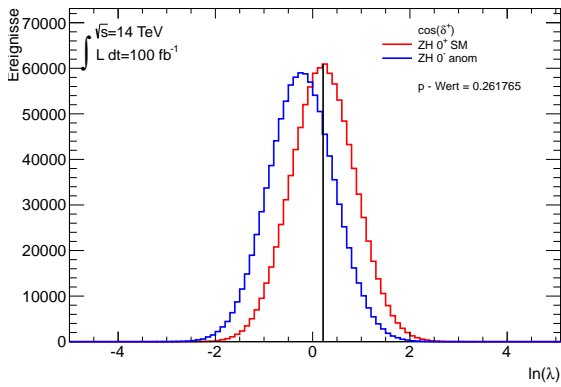
Tabelle A.2.: Parameter zur Bestimmung der Energieauflöung von Jets



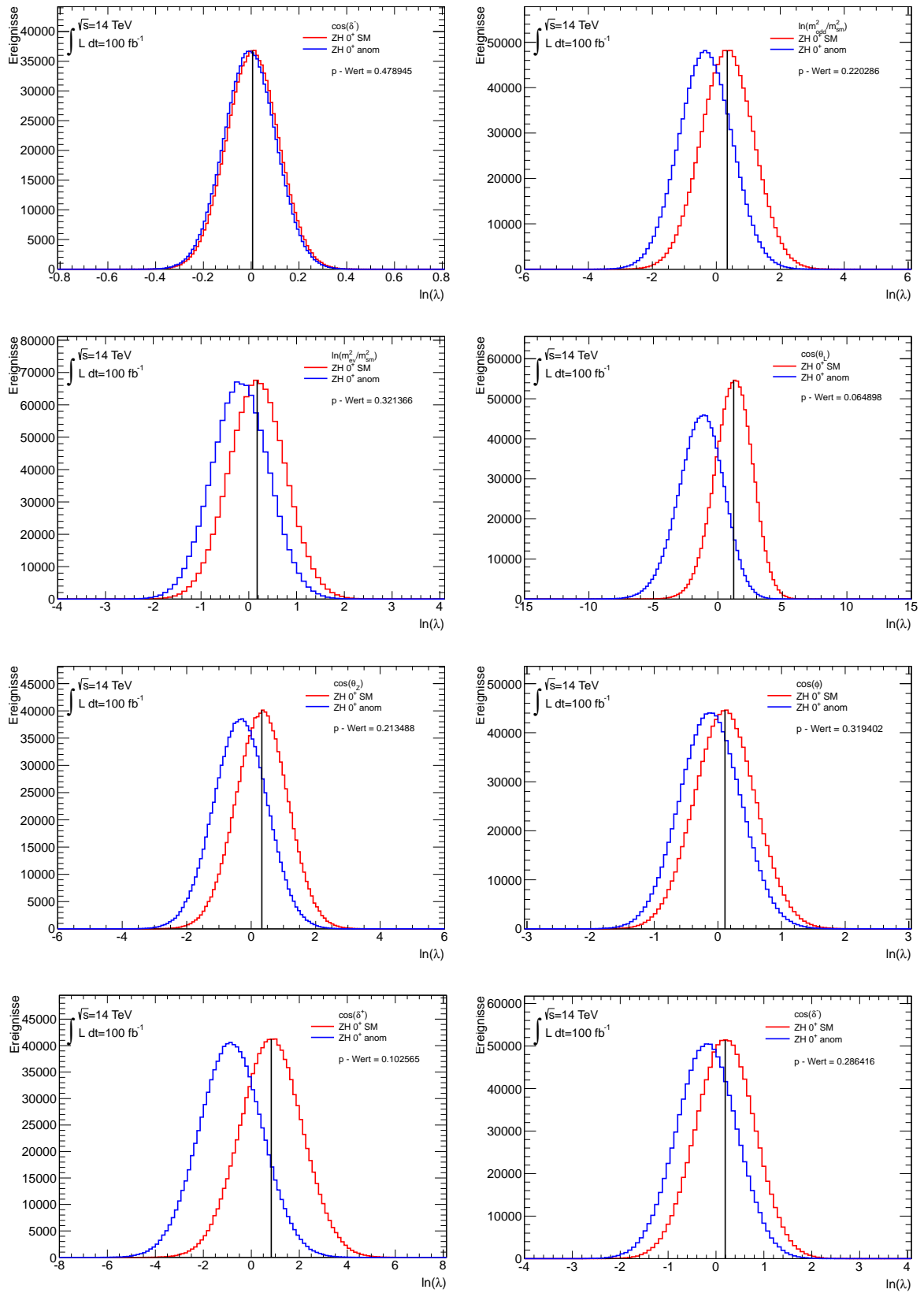


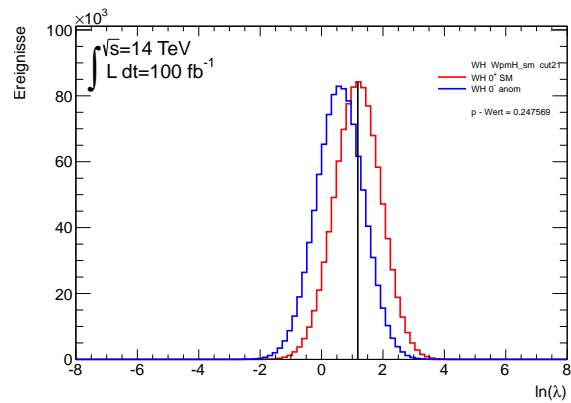
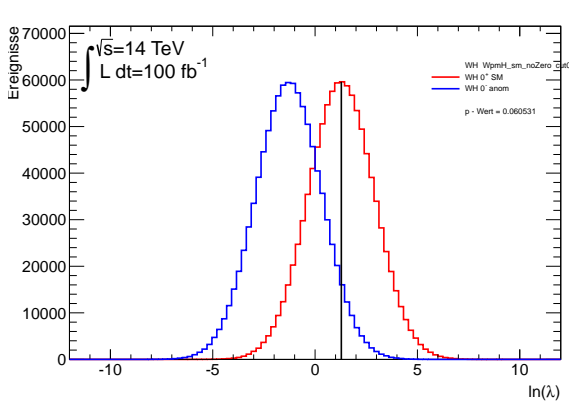
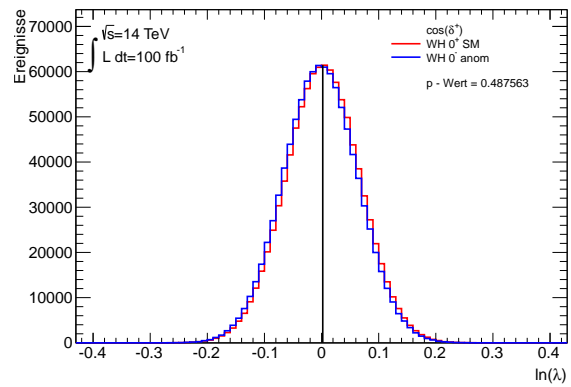
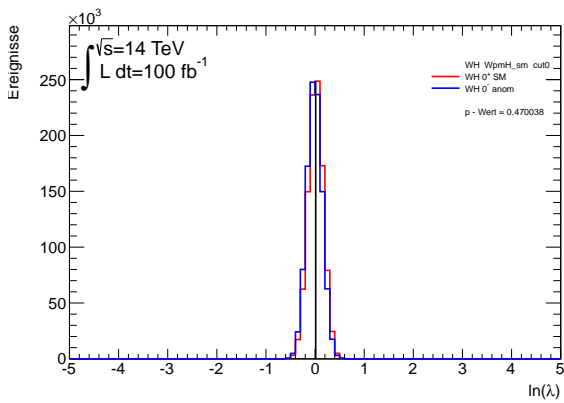
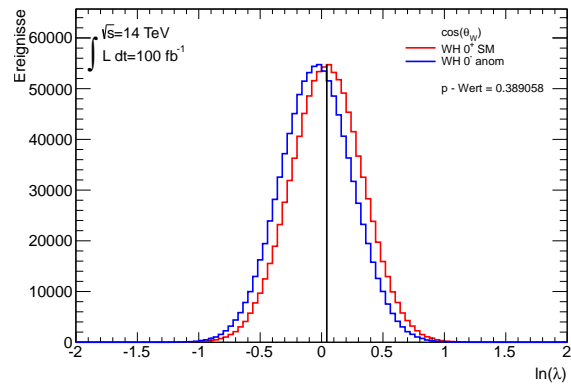
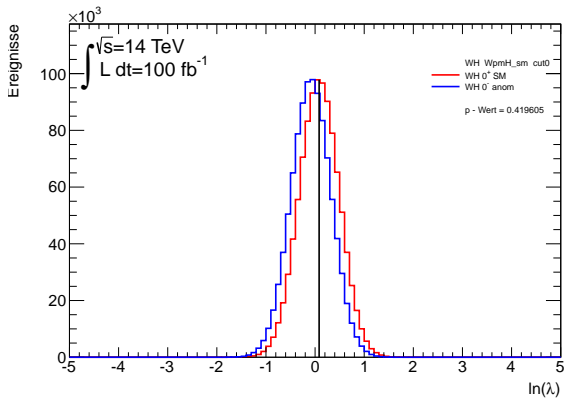
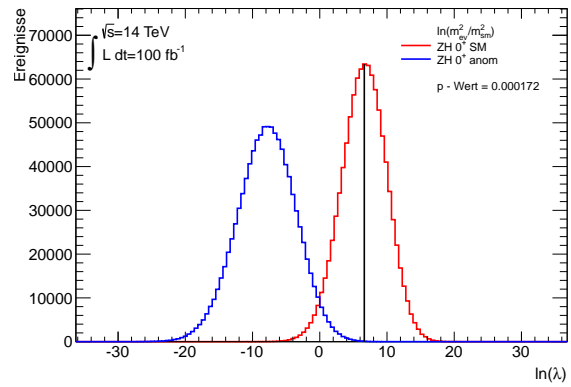
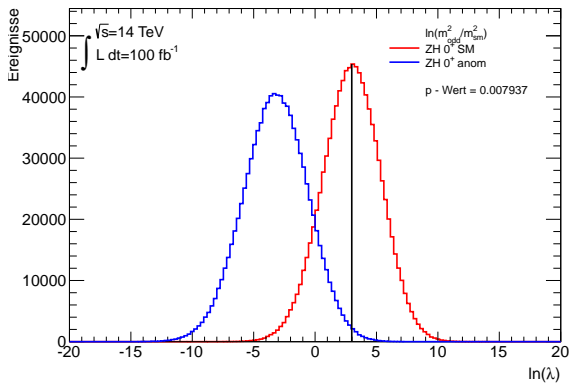


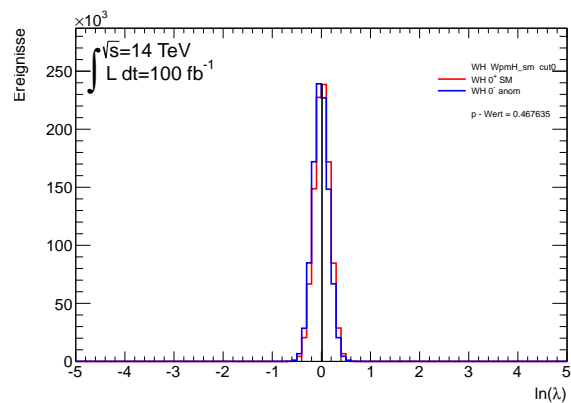
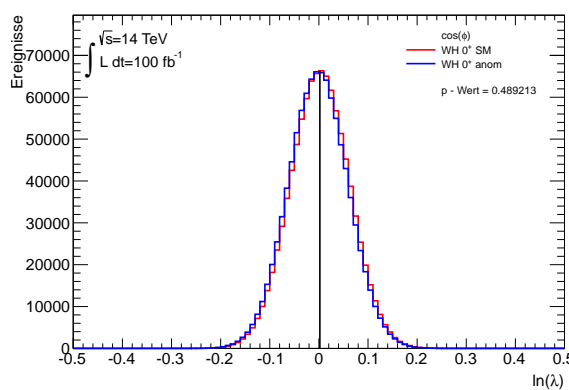
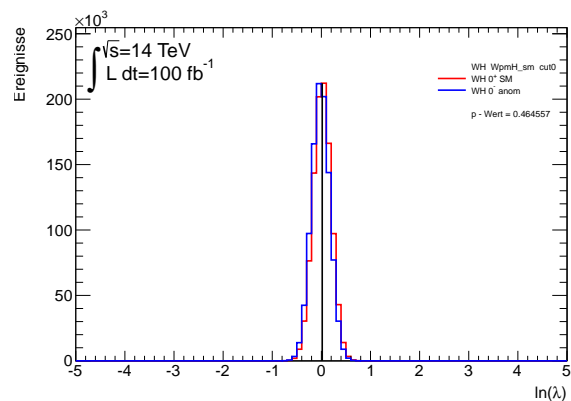
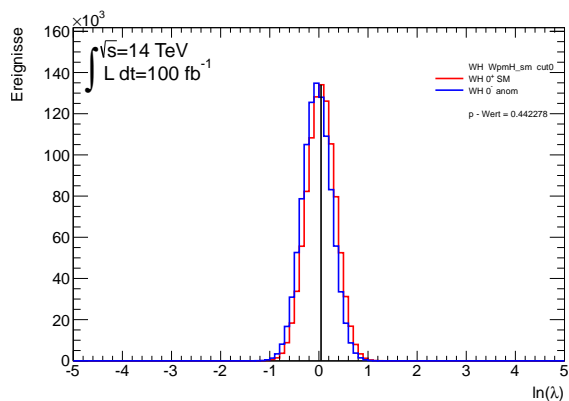
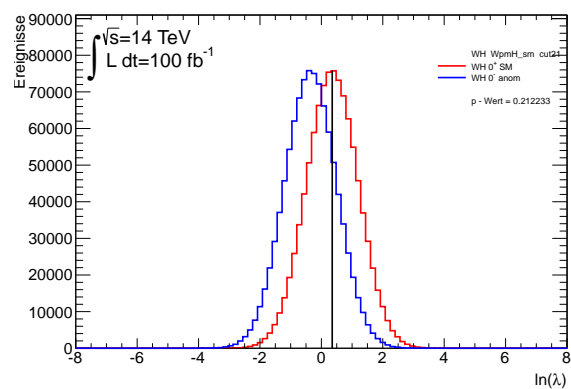
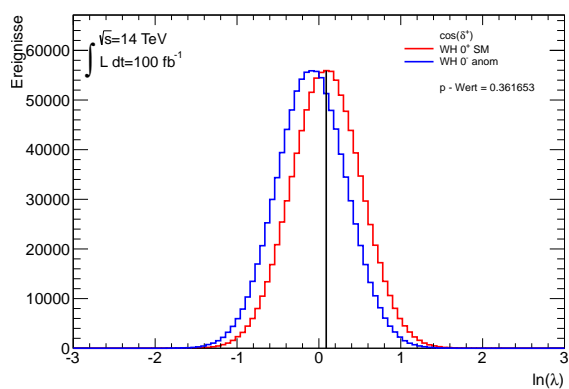
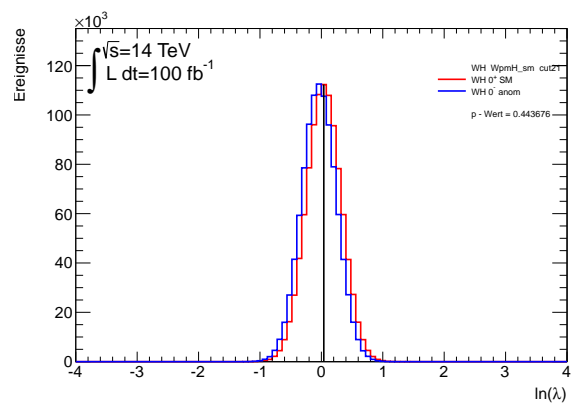
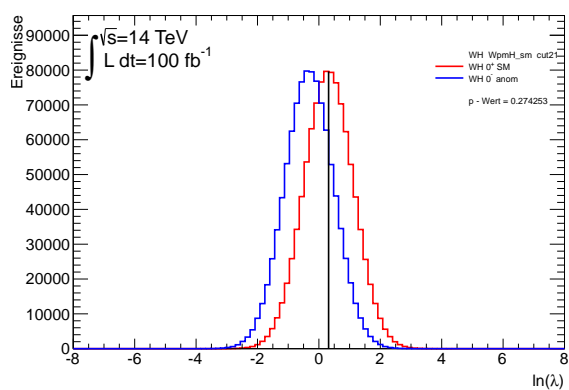


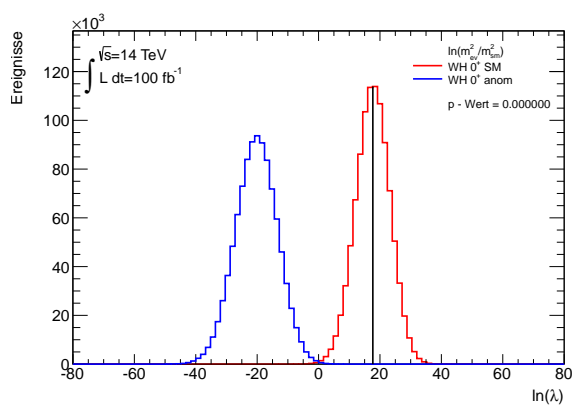
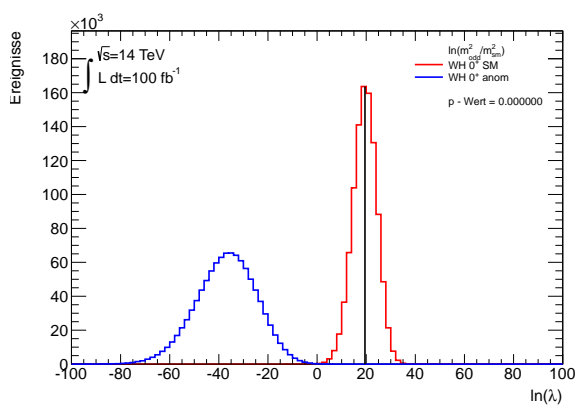
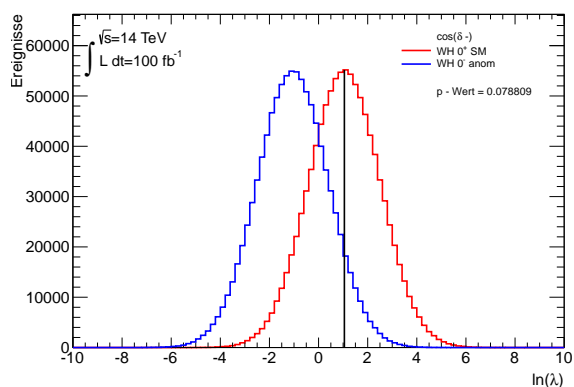
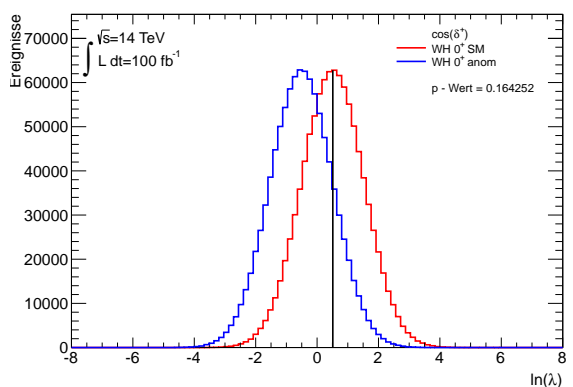
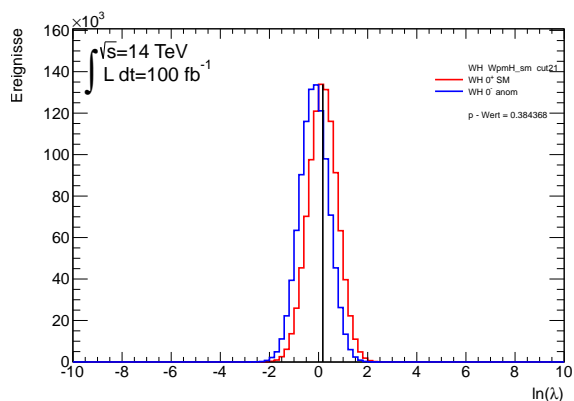
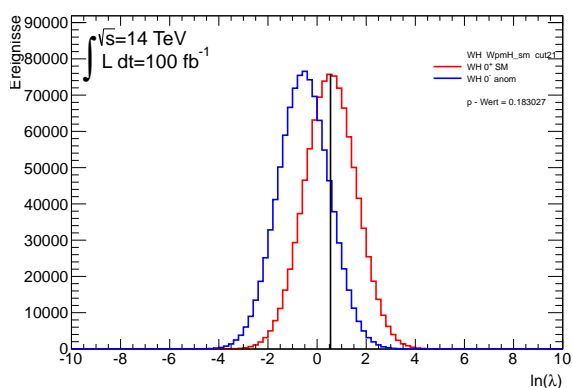












Während der Zeit, die ich zur Erarbeitung meiner Bachelorarbeit in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Markus Schumacher verbracht habe, hatte ich die Möglichkeit mich intensiv mit meinem Arbeitsthema auseinanderzusetzen und Einblicke in unterschiedliche Themengebiete zu erhalten. Für die intensive, offene und freundliche Betreuung während dieser Zeit möchte ich mich hiermit bei Prof. Dr. Markus Schumacher, Dr. Stan Lai, Dr. Michael Böhler und Dr. Martin Flechl ganz herzlich bedanken. Für jede Fragestellung hatte ich den richtigen Ansprechpartner, die vielen Diskussionen haben mir in meinem Verständnis sehr weitergeholfen. Mein Dank gilt hier ebenfalls der gesamten Arbeitsgruppe, die sich stets mit großer Hilfsbereitschaft und Offenheit meinen vielen Problemen und Fragen sowohl in physikalischer als auch technischer Hinsicht angenommen hat.

Danke auch an meine Büronachbarin Michaela Oettle für die vielen Diskussionen, die ich mit ihr in jeder Hinsicht führen konnte.

Zuletzt geht mein besonderer Dank an Daniel, der mir nicht nur in den letzten Wochen eine unschätzbare große Unterstützung war.



---

# Literaturverzeichnis

---

- [1] S. L. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interactions," Nucl. Phys. **22** (1961) 579.
- [2] A. Salam, "Weak and Electromagnetic Interactions," Conf. Proc. C **680519** (1968) 367.
- [3] S. Weinberg, "A Model of Leptons," Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
- [4] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons," Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321.
- [5] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields," Phys. Lett. **12** (1964) 132.
- [6] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons," Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508.
- [7] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles," Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 585.
- [8] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "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 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [9] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," Phys. Lett. B **716** (2012) 30 [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [10] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS Detector at the LHC," arXiv:1307.1427 [hep-ex].
- [11] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data," arXiv:1307.1432 [hep-ex].
- [12] CMS Collaboration, "Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV", CMS-PAS-HIG-13-005 (2013), <https://cds.cern.ch/record/1542387>.
- [13] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Search for the Standard Model Higgs boson in the  $H$  to  $\tau^+\tau^-$  decay mode in  $\sqrt{s} = 7$  TeV  $pp$  collisions with ATLAS," JHEP **1209** (2012) 070 [arXiv:1206.5971 [hep-ex]].

- [14] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Search for the Standard Model Higgs boson produced in association with a vector boson and decaying to a  $b$ -quark pair with the ATLAS detector," Phys. Lett. B **718** (2012) 369 [arXiv:1207.0210 [hep-ex]].
- [15] [ATLAS Collaboration], "Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data," ATLAS-CONF-2013-012.
- [16] C. -N. Yang, "Selection Rules for the Dematerialization of a Particle Into Two Photons," Phys. Rev. **77** (1950) 242.
- [17] J. Ellis, D. S. Hwang, V. Sanz and T. You, "A Fast Track towards the 'Higgs' Spin and Parity," JHEP **1211** (2012) 134 [arXiv:1208.6002 [hep-ph]].
- [18] CMS Collaboration, "Search for the standard model Higgs boson produced in association with W or Z bosons, and decaying to bottom quarks" (LHCP 2013), CMS-PAS-HIG-13-012 (2013), <https://cds.cern.ch/record/1546801>.
- [19] T. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaborations], "Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron," Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 071804 [arXiv:1207.6436 [hep-ex]].
- [20] F. Halzen and A. D. Martin, "Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics", Wiley, 1984.
- [21] D. Griffith, "Introduction to Elementary Particles", Wiley-VCH, 2. ed., 2008.
- [22] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, 'An Introduction to Quantum Field Theory', Westview Press, 1995.
- [23] <https://wikimedia.org/wiki/File:StandardModelofElementaryParticles-de.svg>, 19.08.2013
- [24] Luis Álvarez-Gaumé and John Ellis, 'Eyes on a prize particle', Nature Physics 7, 2-3(2011)
- [25] C. Ruwiedel, "Studien zur Messbarkeit der Struktur der Kopplung eines Higgs-Bosons an schwache Eichbosonen in der Vektorbosonfusion mit dem ATLAS-Detektor am LHC", BONN-IB-2006-06 (2006)
- [26] The ATLAS Collaboration, "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider", JINST 3 (2008) S08003.
- [27] <https://cds.cern.ch/record/1214401/files/CERN-Brochure-2009-003-Ger.pdf>
- [28] S. Dittmaier *et al.* [LHC Higgs Cross Section Working Group Collaboration], "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables," arXiv:1101.0593 [hep-ph].



- [29] K. Nakamura et al. [Particle Data Group], Summary Tables, *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
- [30] The ATLAS Collaboration, "Identification and Tagging of Double b-hadron jets with the ATLAS Detector" ATLAS-CONF-2012-100 (2012)
- [31] M. Ciccolini, A. Denner and S. Dittmaier, "Strong and electroweak corrections to the production of Higgs + 2jets via weak interactions at the LHC," *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 161803 [arXiv:0707.0381 [hep-ph]].
- [32] M. Ciccolini, A. Denner and S. Dittmaier, "Electroweak and QCD corrections to Higgs production via vector-boson fusion at the LHC," *Phys. Rev. D* **77** (2008) 013002 [arXiv:0710.4749 [hep-ph]].
- [33] V. Hankele, G. Klamke, D. Zeppenfeld and T. Figy, "Anomalous Higgs boson couplings in vector boson fusion at the CERN LHC," *Phys. Rev. D* **74** (2006) 095001 [hep-ph/0609075].
- [34] S. Frixione and B.R. Webber, Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, *JHEP* 0206 (2002) 029 [hep-ph/0204244]
- [35] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau and A. D. Polosa, "ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions," *JHEP* **0307** (2003) 001 [hep-ph/0206293].
- [36] P. Ilten, "Tau Decays in Pythia 8," arXiv:1211.6730 [hep-ph].
- [37] G. Corcella, I. G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M. H. Seymour and B. R. Webber, "HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)," *JHEP* **0101** (2001) 010 [hep-ph/0011363].
- [38] The ATLAS Collaboration, "Performance assumptions for an upgraded ATLAS detector at a High-Luminosity LHC" ATLAS-PHYS-PUB-2013-004 (2013)
- [39] R. Godbole, D. J. Miller, K. Mohan and C. D. White, "Boosting Higgs CP properties via VH Production at the Large Hadron Collider," arXiv:1306.2573 [hep-ph].
- [40] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross and O. Vitells, "Asymptotic distribution for two-sided tests with lower and upper boundaries on the parameter of interest," arXiv:1210.6948 [physics.data-an].
- [41] M. T. Dova and S. Ferrari, "On the determination of CP-even and CP-odd components of a mixed CP Higgs boson at  $e^+e^-$  linear colliders," *Phys. Lett. B* **605** (2005) 376 [hep-ph/0406313].
- [42] G. Cowan, "Statistical Data Analysis", Clarendon Press Oxford (1998)
- [43] M. Schumacher, "Determination of the cp quantum numbers of the Higgs boson and test of cp invariance in the higgs-strahlung process at a future  $e^+e^-$  linear collider," In \*2nd ECFA/DESY Study 1998-2001\* 1403-1417

- [44] E. Accomando, A. G. Akeroyd, E. Akhmetzyanova, J. Albert, A. Alves, N. Amapane, M. Aoki and G. Azuelos *et al.*, “Workshop on CP Studies and Non-Standard Higgs Physics,” hep-ph/0608079.
- [45] CDF Collaboration et al. “First Measurement of the b-Jet Cross Section in Events with a W Boson in pp-bar Collisions at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV.” Physical Review Letters 104.13 (2010): 131801.
- [46] T. Plehn, D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, “Determining the structure of Higgs couplings at the LHC,” Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 051801 [hep-ph/0105325].