

## Bachelorarbeit

# Rekonstruktion von Z- und Higgs-Bosonen in Tau-Endzuständen mit dem ATLAS Detektor

## Reconstruction of Z and Higgs Bosons in Tau final states with the ATLAS detector

angefertigt von

**Timo Nachstedt**

aus Clausthal-Zellerfeld

am II. Physikalischen Institut

II.Physik-UniGö-BSc-2010/05

**Bearbeitungszeit:** 12. April 2009 bis 19. Juli 2010

**Betreuerin:** Dr. Ulrike Blumenschein

**Erstgutachter:** Prof. Dr. Arnulf Quadt

**Zweitgutachterin:** Prof. Dr. Ariane Frey



## Zusammenfassung

Mit dem langfristigen Ziel der Detektion des Zerfalls des Higgs-Bosons in zwei  $\tau$ -Leptonen im ATLAS-Detektor wird der dazu analoge Zerfall des  $Z$ -Bosons untersucht. Dieser stellt gleichzeitig einen wichtigen Untergrund für das Higgs-Signal dar. Dabei wird die Übertragbarkeit einer Benchmark-Analyse für die Detektion semileptonischer Endzustände des  $Z \rightarrow \tau\tau$  Zerfalls für eine Schwerpunktsenergie von 10 TeV auf die momentan im LHC realisierte Schwerpunktsenergie von 7 TeV dargestellt.

In dieser Arbeit wird die Signifikanz des Nachweises des  $Z$ -Bosons bei der Analyse der sichtbaren und der Analyse der invarianten Masse untersucht und verglichen. Weiter wird eine fortgeschrittene Methode zur Abgrenzung gegen  $W$ -Zerfälle mit der herkömmlichen Methode verglichen und nach Möglichkeiten gesucht, die Präzision der Rekonstruktion der  $Z$ -Masse zu verbessern.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
2.1	Das Standardmodell . . . . .	3
2.1.1	Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen . . . . .	3
2.1.2	Elektroschwache Wechselwirkung . . . . .	5
2.1.3	Der Higgs-Mechanismus . . . . .	6
2.2	Das Higgs-Boson . . . . .	7
2.2.1	Zerfallskanäle . . . . .	7
2.2.2	Produktion des Higgs-Bosons in $pp$ -Collidern . . . . .	8
2.2.3	Grenzen der Higgs-Boson-Masse . . . . .	8
2.3	Das $Z$ -Boson . . . . .	10
2.4	Das $\tau$ -Lepton . . . . .	11
<b>3</b>	<b>LHC und ATLAS</b>	<b>13</b>
3.1	Der Large Hadron Collider . . . . .	13
3.2	Der ATLAS Detektor . . . . .	14
3.2.1	Koordinatensystem . . . . .	14
3.2.2	Magnet-System . . . . .	15
3.2.3	Innerer Detektor . . . . .	15
3.2.4	Kalorimetersystem . . . . .	15
3.2.5	Myon-System . . . . .	16
3.2.6	Vorwärtsdetektoren . . . . .	16
3.2.7	Trigger . . . . .	17
3.3	Phänomenologie an Hadron Collidern . . . . .	17
3.3.1	Luminosität und Wirkungsquerschnitt . . . . .	17
3.3.2	Hadronischer Wirkungsquerschnitt . . . . .	18
3.3.3	Fehlende transversale Energie . . . . .	18

3.3.4	Invariante und sichtbare Masse . . . . .	18
3.3.5	Kollineare Approximation . . . . .	19
3.4	Teilchenrekonstruktion und -identifikation . . . . .	20
3.4.1	Elektronen . . . . .	20
3.4.2	Hadronisch zerfallende Taus . . . . .	21
3.4.3	Fehlende Transversale Energie . . . . .	22
3.5	Monte-Carlo-Simulationen . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Analyse</b>	<b>25</b>
4.1	Relevante Untergründe . . . . .	25
4.2	Datensample . . . . .	26
4.3	Schnittfolge . . . . .	27
4.3.1	Vorselektion und Selektion . . . . .	28
4.3.2	Trigger und Isolation . . . . .	29
4.3.3	Auswahl von Elektron- und Taukandidat . . . . .	30
4.3.4	QCD Faktorisierung . . . . .	30
4.3.5	Abgrenzung gegen $W$ -Zerfälle . . . . .	32
4.3.6	Abgrenzung gegen $Z \rightarrow ee$ . . . . .	33
4.3.7	Zahl der Spuren und Ladung . . . . .	34
4.3.8	Sichtbare $Z$ -Masse . . . . .	35
4.3.9	Invariante $Z$ -Masse . . . . .	36
4.4	Effizienzen . . . . .	37
4.5	Untersuchung der Abgrenzung gegen $W$ -Zerfälle . . . . .	41
4.6	Vergleich der beiden Analysen . . . . .	42
4.7	Studie der $Z$ -Massenrekonstruktion . . . . .	44
4.7.1	Rekonstruierte Energie der Taus . . . . .	45
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>49</b>
<b>A</b>	<b>Tabellen</b>	<b>51</b>
A.1	Dateinamen der verwendeten Samples . . . . .	51
A.2	Ereigniszahlen und Effizienzen . . . . .	53
<b>B</b>	<b>Auflösung von <math>E_T^{\text{miss}}</math></b>	<b>59</b>

# 1 Einleitung

Das Verständnis der elementaren Bestandteile von Materie und der zwischen ihnen wirkenden Kräfte hat im zwanzigsten Jahrhundert durch die Entwicklung der Quantenfeldtheorie und der Etablierung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik große Fortschritte erzielt. Bedeutende Triebfeder dieser Entwicklung waren die Experimente an den verschiedenen Teilchenbeschleunigern, die eine bis dahin nicht gekannte Präzision der Übereinstimmung von Theorie und Experiment vorweisen konnten.

Das letzte vom Standardmodell vorhergesagte, aber bis heute noch nicht nachgewiesene Teilchen, ist das Higgs-Boson. Die Suche nach dem Higgs-Boson war einer der Beweggründe für die Konstruktion des Large Hadron Colliders (LHC) am Europäischen Kernforschungszentrum CERN in Genf, in dem seit seiner Inbetriebnahme im Jahr 2009 Protonen mit bisher nicht erreichten Schwerpunktsenergien zur Kollision gebracht werden. Die hier gewonnenen Daten werden weitere bedeutende Erkenntnisse über das Wesen der kleinsten Bestandteile unserer Welt liefern und könnten, falls das Higgs-Boson tatsächlich nachgewiesen wird, die Gültigkeit des Standardmodells entscheidend weiter untermauern. Gleichzeitig kann der LHC aber auch Türöffner zu einem neuen physikalischen Weltbild sein, wenn vom Standardmodell nicht vorhergesagte Phänomene beobachtet werden.

Bevor diese fundamentalen Fragestellungen mit den an den LHC angeschlossenen Detektoren beantwortet werden können, sind aber zunächst detaillierte Studien der bereits bekannten Phänomene notwendig, um ein genaues Verständnis der Detektoren und ihrer Signale zu erlangen. Mit dieser Aufgabenstellung befasst sich auch die vorliegende Bachelorarbeit. Das langfristige Ziel verfolgend, das Higgs-Boson über die Detektion einer seiner theoretisch vorhergesagten Zerfallskanäle nachzuweisen, wird der analoge Zerfall des  $Z$ -Bosons untersucht. Diese Untersuchung bietet sowohl die Möglichkeit, Rekonstruktions- und Identifikationsmethoden einzuüben und auf die Probe zu stellen, als auch detaillierte Kenntnisse eines wichtigen Untergrundprozesses der Higgs-Boson-Detektion zu erlangen. In den ersten Jahren der Datennahme

## 1 Einleitung

am LHC haben Studien dieser Art höchste Priorität.

Konkret wird in dieser Arbeit zunächst die Eignung einer Analyse zur Selektion von  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignissen mit semileptonischen Endzuständen, die für eine Schwerpunktsenergie von 10 TeV optimiert ist, für die aktuell im LHC erzeugte Schwerpunktsenergie von 7 TeV untersucht. Dabei werden zwei verschiedene Analysekonfigurationen auf ihre Signifikanz bezüglich des Nachweises des  $Z$ -Bosons miteinander verglichen. Hieraus können Vorhersagen über die in der nahen Zukunft im Experiment zu erwartenden Ergebnisse getroffen werden.

In einem zweiten Schritt wird die mit dieser Analyse erreichte Präzision der  $Z$ -Massenrekonstruktion untersucht und ein Vorschlag zur Verbesserung der Massenrekonstruktion unterbreitet.



## 2 Theorie

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über das Standardmodell der Elementarteilchenphysik gegeben. Dieses hat große Erfolge in der Beschreibung des Mikrokosmos erzielt und stellt heute die experimentell am genauesten überprüfte Theorie der Physik dar. Allerdings bestehen auch noch offene Fragen, so zum Beispiel die Beschreibung der Gravitation auf kleinen Skalen, die das Standardmodell nicht beantworten kann. Gleichzeitig konnte das vom Standardmodell vorhergesagte Higgs-Boson im Experiment bis heute noch nicht nachgewiesen werden.

### 2.1 Das Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine auf lokalen Eichsymmetrien beruhende Quantenfeldtheorie, die das Wesen und die Wechselwirkung von als punktförmig angenommenen Elementarteilchen beschreibt. Sie wurde in der zweiten Hälfte des zwanzigsten Jahrhunderts entwickelt und wird durch eine verallgemeinerte Version des aus der klassischen Mechanik bekannten Lagrangeformalismus beschrieben. Die Lagrangedichte  $\mathcal{L}$  ist dabei eine Funktion der Feldvariablen  $\phi_i$  und ihrer Ableitungen nach Raum- und Zeitkoordinaten  $\partial_\mu \phi_i$ .

#### 2.1.1 Die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen

Das Standardmodell unterteilt sämtliche Elementarteilchen in Fermionen und Bosonen. Diese Zuordnung ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt.

Fermionen tragen Spin  $1/2$  und sind die Bausteine, aus denen sich die Materie zusammensetzt. Sie unterteilen sich in drei Generationen von Leptonen und drei Generationen von Quarks. Ferner existiert für jedes Fermion ein Antifermion, bei dem die Vorzeichen aller internen Quantenzahlen, insbesondere der Ladung, verändert sind. Zu den Leptonen zählen die elektrisch negativ geladenen Elektronen, Myonen und Taus, ihre positiv geladenen Antiteilchen, sowie jeweils ein zugehöriges elek-

Three Generations of Matter (Fermions)			
	I	II	III
mass→	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV
charge→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
name→	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top
			<b><math>\gamma</math></b> photon
Quarks	4.8 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>d</b> down	104 MeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>s</b> strange	4.2 GeV $-\frac{1}{3}$ $\frac{1}{2}$ <b>b</b> bottom
			<b>g</b> gluon
	<2.2 eV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<0.17 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<15.5 MeV 0 $\frac{1}{2}$ <b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino
			<b>Z</b> weak force
Leptons	0.511 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b>e</b> electron	105.7 MeV -1 $\frac{1}{2}$ <b><math>\mu</math></b> muon	1.777 GeV -1 $\frac{1}{2}$ <b><math>\tau</math></b> tau
			<b>W<sup>±</sup></b> weak force
			<b>Bosons (Forces)</b>

Abb. 2.1: Schema der Fermionen und Bosonen im Standardmodell. Ein analoges Schema existiert für die Antiteilchen.

trisch neutrales und masseloses<sup>1</sup> Neutrino beziehungsweise Antineutrino. Die drei Quarkgenerationen setzen sich jeweils aus einem Up-Type-Quark, das die Ladung  $+2/3$  trägt, und einem Down-Type Quark, das die Ladung  $-1/3$  trägt, zusammen. Quarks und Antiquarks tragen außerdem Farbladung. Da in der Natur ausschließlich farbneutrale Teilchen vorkommen, sind stets entweder ein Quark und ein Antiquark in einem Meson oder drei Quarks oder drei Antiquarks in einem Baryon gebunden.

Das Standardmodell kennt drei Wechselwirkungen, die durch die Bosonen mit Spin 1 vermittelt werden. Das masselose und elektrisch neutrale Photon vermittelt die elektromagnetische Wechselwirkung, an der alle geladenen Fermionen teilnehmen. Sie wird durch die Quantenelektrodynamik (QED) beschrieben. Die massiven Z- und W-Bosonen sind die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung, die an sämtliche Fermionen koppelt. Dabei ist das Z-Boson elektrisch neutral, während das W-Boson positiv oder negativ geladen ist. Elektromagnetische und schwache Wechselwirkung lassen sich zur elektroschwachen Wechselwirkung vereinigen. Die starke Wechselwirkung wird durch das Gluon vermittelt. Dieses ist elektrisch neutral, trägt aber Farbe und Antifarbe. Da die starke Wechselwirkung an Farbladung koppelt, betrifft sie ausschließlich Quarks und Gluonen. Sie wird durch die Quan-

<sup>1</sup>Nachdem in junger Vergangenheit Oszillationen zwischen den verschiedenen Neutrinos beobachtet wurden, müssen die Neutrinos doch eine sehr geringe Masse besitzen. Diese Modifikation kann allerdings in das Standardmodell implementiert werden [1].

tenchromodynamik (QCD) beschrieben.

Die drei beschriebenen Wechselwirkungen ergeben sich im Standardmodell aus der Forderung nach lokaler  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -Eichinvarianz. Um die im Experiment beobachteten Massen von  $W$ - und  $Z$ -Bosonen mit der Eichinvarianz in Einklang bringen zu können, muss ein zusätzliches Higgs-Feld eingeführt werden [2]. Aus dessen Existenz folgt dann aber auch die eines Higgs-Bosons. Dieses wurde bis heute experimentell nicht beobachtet. Da die Theorie keine exakte Aussage über die Masse des Higgs-Bosons macht, kann seine Existenz zum jetzigen Zeitpunkt weder bestätigt noch ausgeschlossen werden [1].

### 2.1.2 Elektroschwache Wechselwirkung

Die elektroschwache Wechselwirkung ergibt sich aus der Forderung nach lokaler  $SU(2) \otimes U(1)$  Eichinvarianz [3]. Für ein skalares Dublett mit Hyperladung  $Y$  und Isospin  $I$  müssen, um diese Invarianz zu realisieren, das  $U(1)$  Vektor-Eichfeld  $B_\mu$  und die drei realen  $SU(2)$  Vektor-Eichfelder  $W_\mu^1$ ,  $W_\mu^2$  und  $W_\mu^3$  eingeführt und alle Ableitungen in der Lagrangedichte durch die kovariante Ableitung

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \mathbb{1}_2 + ig_2 I W_\mu = \partial_\mu + i \begin{bmatrix} \frac{g_1 Y}{2} B_\mu + g_2 I W_\mu^3 & g_2 I [W_\mu^1 - iW_\mu^2] \\ g_2 I [W_\mu^1 + iW_\mu^2] & \frac{g_1 Y}{2} B_\mu - g_2 I W_\mu^3 \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

ersetzt werden. Dabei hängen  $g_1$  und  $g_2$  über den Weinbergwinkel  $\theta_W$  entsprechend  $\cos \theta_W = g_2 / \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$  und  $\sin \theta_W = g_1 / \sqrt{g_1^2 + g_2^2}$  zusammen.

Die Masseneigenzustände der Felder ergeben sich durch Mischung und entsprechen den Vektorbosonen sowie dem Photonfeld:

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3 \\ Z_\mu &= \sin \theta_W B_\mu - \cos \theta_W W_\mu^3 \\ W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Die durch die Einführung der Eichfelder gewonnene Eichinvarianz kann nur erhalten werden, wenn keine Massenterme dieser Felder in der Lagrangedichte auftauchen. Im Experiment stellen sich  $Z$ - und  $W$ - Bosonen allerdings als massiv heraus. Dieses Problem kann der Higgs-Mechanismus durch spontane Symmetriebrechung lösen.

### 2.1.3 Der Higgs-Mechanismus

Durch spontane Symmetriebrechung ist es möglich, den Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung eine Masse zu verleihen, ohne dabei die lokale Eichsymmetrie zu verletzen. Dieses wurde 1964 von Peter Higgs gezeigt [2]. Dazu wird ein skalares Higgs-Dublett  $\phi$  mit vier unabhängigen Komponenten eingeführt. In der zugehörigen Lagrangedichte

$$\mathcal{L}_\phi = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi)$$

wird zunächst durch Ersetzen der Ableitungen  $\partial_\mu$  durch die kovariante Ableitung aus Gleichung (2.1) die lokale  $SU(2) \otimes U(1)$  Eichinvarianz hergestellt. Im zweiten Schritt wird das Potential  $V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2(\phi^\dagger \phi) + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2$  mit  $\mu^2 < 0$  und  $\lambda > 0$  eingeführt. Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf des Potentials in Abhängigkeit zweier Komponenten. Im Abstand  $\phi_0 = \nu/\sqrt{2}$  vom Ursprung mit dem Vakuumerwartungswert  $\nu = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$  nimmt das Potential sein globales Minimum an.

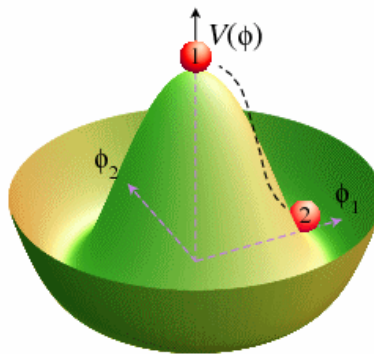


Abb. 2.2: Higgs Potential  $V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2(\phi^\dagger \phi) + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2$  in Abhängigkeit zweier Komponenten. Position 1 stellt den Ausgangspunkt der Entwicklung der ungebrochenen Symmetrie dar. Position 2 ist der Ausgangspunkt in der gebrochenen Symmetrie.

Um Wirkungsquerschnitte mit einem störungstheoretischen Ansatz berechnen zu können, muss das Potential um das absolute Minimum entwickelt werden. Dabei ist in der Natur nur genau ein Vakuumzustand als Minimum realisiert. Aufgrund der Eichfreiheiten kann man eine Eichung wählen, mit der  $\phi$  in jedem Punkt der Raumzeit reell ist und ferner die erste Komponente von  $\phi$  stets verschwindet. Damit kann  $\phi$  allein durch die reelle Größe  $h$  und den Vakuumerwartungswert  $\nu$  ausgedrückt

werden:

$$\phi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h \end{pmatrix}$$

Diese Parametrisierung wird in die Lagrangedichte eingesetzt. Dadurch ergeben sich insgesamt fünf freie Felder und ihre Wechsel- und Selbstwechselwirkungen. Man identifiziert die Terme eines freien neutralen Teilchens mit Masse  $m_h = \sqrt{2\nu^2\lambda}$ , das als Higgs-Boson bezeichnet wird, ein masseloses Photonfeld, das neutrale Vektorbosonfeld  $Z_\mu$  mit Masse  $m_Z = \frac{\nu}{2}\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$  und ein Paar geladener Vektorbosonen  $W^\pm$  mit Massen  $m_W = g_2\nu/2$ .

Die Kombination aus der Forderung nach lokaler Eichsymmetrie und der spontanen Symmetriebrechung liefert also die korrekte Beschreibung der schwachen Wechselwirkung inklusive der Massen der Eichbosonen. Aus den gemessenen Massen von  $W$ - und  $Z$ -Bosonen können die Parameter  $g_1$  und  $g_2$  der Theorie und damit der Vakuumerwartungswert  $\nu = 2m_W/g_2 \approx 246$  GeV des Higgs-Feldes berechnet werden.

Auch die Massen der Fermionen lassen sich durch den Higgs-Mechanismus erzeugen. Dazu führt man für jedes Fermionfeld eine Yukawa-Kopplung an das Higgs-Feld ein. Mit der für jedes Fermion zu bestimmenden Kopplungskonstante  $g_f$  ergibt sich dann für die Masse  $m_f$  eines Fermions  $m_f = 1/\sqrt{2}g_f\nu$ . Zur Berechnung der Masse des Higgs-Bosons ist zusätzlich die Kenntnis des Parameters  $\lambda$  notwendig, der experimentell bisher nicht zugänglich ist [3].

## 2.2 Das Higgs-Boson

Für die experimentelle Suche nach dem Higgs-Boson ist es unerlässlich, seine theoretisch vorhergesagten Eigenschaften zu kennen. Insbesondere ist für die Detektion von Higgs-Bosonen von Bedeutung, in welcher Art das Higgs-Boson an andere Teilchen koppelt und welche Verzweungsverhältnisse für die verschiedenen Zerfallskanäle sich daraus ergeben.

### 2.2.1 Zerfallskanäle

Das Higgs-Boson koppelt hauptsächlich an massive Teilchen. Dabei ist die Kopplungskonstante für Fermionen proportional zur Fermionmasse und für die Vektorbosonen proportional zum Quadrat ihrer Massen. Die Kopplung an masselose Teilchen,

wie Gluonen oder Photonen, ist über Fermionenschleifen oder Vektorbosonschleifen möglich. Weiterhin existieren Selbstkopplungen mit drei und vier beteiligten Higgs-Bosonen [1].

Aufgrund der stärkeren Kopplung an schwere Teilchen zerfällt das Higgs-Boson auch vorrangig in schwere Zerfallsprodukte. Die Verzweigungsverhältnisse für die verschiedenen Fermion-Antifermion-Paare sind, wie in Abbildung 2.3a gezeigt, abhängig von der realisierten Higgs-Boson-Masse. Für kleine Higgs-Boson-Massen dominieren die Zerfälle in Fermionpaare, hierbei aufgrund der größten Masse und des Farbfaktors speziell der Zerfall in  $b\bar{b}$ -Paare und an zweiter Stelle der in dieser Arbeit untersuchte Zerfall in  $\tau^+\tau^-$ -Paare. Ab einer Higgs-Boson-Masse von 135 GeV dominieren die Zerfälle in  $W^+W^-$ - und  $ZZ$ -Paare.

### 2.2.2 Produktion des Higgs-Bosons in $pp$ -Collidern

In dem in Abschnitt 3.1 beschriebenen Large Hadron Collider werden entgegengesetzt umlaufende Protonen zur Kollision gebracht. Dabei können durch verschiedene Prozesse Higgs-Bosonen erzeugt werden, darunter unter anderen die Gluon-Fusion, die Vektorbosonfusion, die Vektorboson assoziierte Higgs-Boson Produktion und die Top assoziierte Higgs-Boson Produktion. Ihre genauen Wirkungsquerschnitte hängen wiederum von der realisierten Higgs-Boson-Masse ab. Die Abhängigkeit für eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 14$  TeV ist in Abbildung 2.3b gezeigt.

### 2.2.3 Grenzen der Higgs-Boson-Masse

Aus bestimmten theoretischen Überlegungen ergeben sich natürliche Grenzen für die Masse des Higgs-Bosons. So kann aus der Aufrechterhaltung der Unitarität der  $WW$ -Streuamplitude eine obere Grenze von etwa 1 TeV gefolgert werden [5].

Aus bereits durchgeführten Experimenten am „Large Electron Positron Collider“ (LEP) und am Tevatron lassen sich bestimmte Intervalle von Higgs-Boson-Massen ausschließen. Aus der direkten Suche nach dem Higgs-Boson am LEP folgt auf 95-prozentigem Konfidenzniveau, dass das Higgs-Boson des Standardmodells eine Masse größer als 114,4 GeV besitzt [6]. Aufgrund der direkten Suche an den Experimenten CDF und DØ am Tevatron muss zusätzlich die Existenz eines Higgs-Bosons mit einer Masse im Bereich von 162 GeV bis 166 GeV ausgeschlossen werden [7].

Aus Präzisionsmessungen der elektroschwachen Wechselwirkung am LEP, dem SLD Detektor am Stanford Linear Collider und den CDF- und DØ-Detektoren am

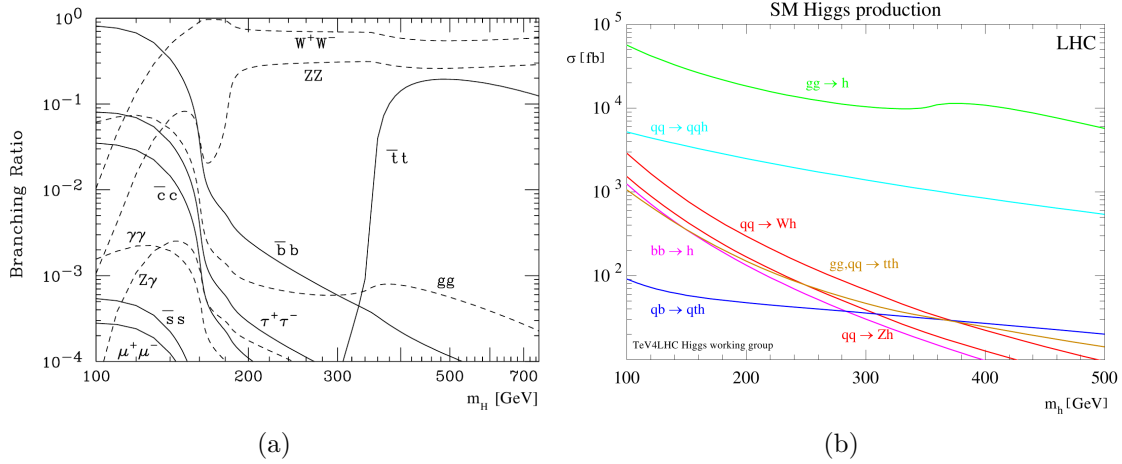


Abb. 2.3: (a) Verzweungsverhältnisse der verschiedenen Kanäle des Higgs-Zerfalls in Abhängigkeit der realisierten Higgs-Boson-Masse [4]. (b) Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Produktionskanäle des Higgs-Bosons am LHC bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s} = 14$  TeV [1].

Tevatron kann unter der Annahme, dass das Standardmodell die Natur korrekt beschreibt, ein globaler Fit gelegt werden. Dieser liefert die  $\Delta\chi^2$ -Kurve, die in Abbildung 2.4 gezeigt ist. Es ergibt sich daraus eine Bevorzugung kleiner Higgs-Boson-Massen sowie eine obere Massengrenze von 186 GeV auf 95-prozentigem Konfidenzniveau [8].

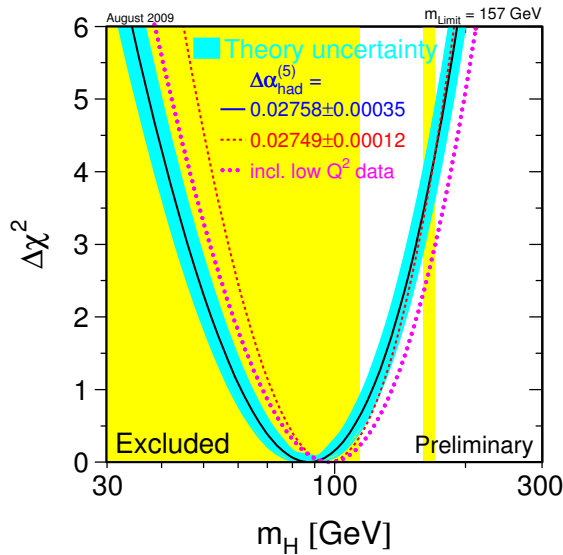


Abb. 2.4:  $\Delta\chi^2$  eines globalen Fits an elektroschwache Präzisionsmessungen in Abhängigkeit der Higgs-Boson-Masse. Die gelb hinterlegten Bereiche sind durch direkte Suchen auf 95-prozentigem Niveau ausgeschlossen [8].

## 2.3 Das $Z$ -Boson

Das  $Z$ -Boson ist das neutrale Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung und verantwortlich für die neutralen Ströme. Diese wurden 1973 durch das Gargamelle-Experiment am CERN erstmalig beobachtet [9]. Der direkte Nachweis des  $Z$ -Bosons gelang erstmals 1983 am Super Proton Synchrotron (SPS), das sich ebenfalls am CERN befindet [10]. Am LEP wurde die Masse des  $Z$ -Bosons hoch präzise vermessen. Nach heutigem Wissen beträgt sie  $m_Z = 91,1876 \pm 0,0021$  GeV [1].

In Gleichung (2.2) wurde bereits angegeben, dass es sich bei dem  $Z_\mu$ -Feld nach der elektroschwachen Theorie um eine Mischung der neutralen Felder  $W_\mu^3$  und  $B_\mu$  handelt. Dabei koppelt  $W_\mu^3$  mit der Stärke  $g_2$  an die dritte Komponente des schwachen Isospins  $I_3^f$ . Das Feld  $B_\mu$  koppelt mit der Stärke  $g_1/2$  an die schwache Hyperladung  $Y$ . Daraus ergeben sich für das  $Z$ -Boson die neutrale Kopplungskonstante  $g_Z = e/(\sin \theta_W \cos \theta_W)$  sowie die Koeffizienten  $c_V^f = I_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W$  und  $c_A^f = I_3^f$  für den Vertexfaktor der Kopplung an ein Fermion mit Ladung  $Q_f$  und dritter Isospinkomponente  $I_3^f$  [11]:

$$-\frac{ig_Z}{2}\gamma^\mu(c_V^f - c_A^f\gamma^5)$$

Am LHC wird das  $Z$ -Boson im Wesentlichen durch den Drell-Yan-Prozess erzeugt [12]. Dabei sind die dominierenden Prozesse die in Abbildung 2.5a gezeigte Annihilation eines Quarks und eines Antiquarks (65%) und die in Abbildung 2.5b abgebildete Wechselwirkung eines Gluons mit einem Quark, woraufhin ein  $Z$ -Boson abgestrahlt wird (35%) [13].

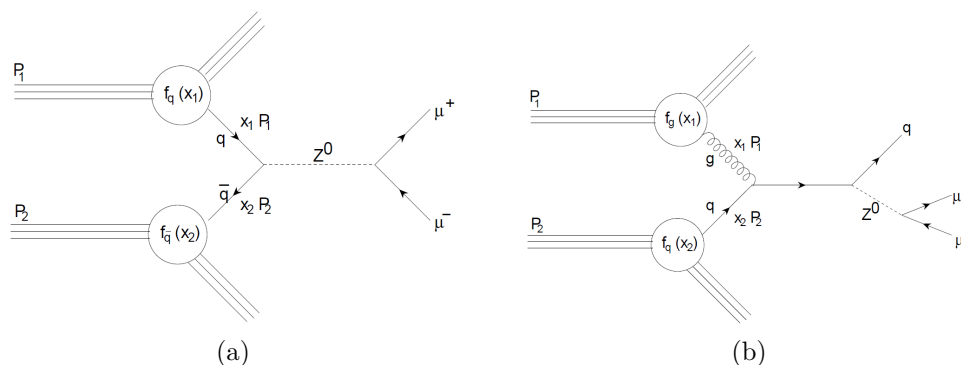


Abb. 2.5: Dominante Feynman-Graphen des Drell-Yan-Prozesses im LHC [13]. Der in (a) gezeigte Prozess trägt mit 65% bei, der Prozess in (b) mit 35%. Der gezeigte Zerfall des  $Z$ -Bosons ist beispielhaft zu verstehen.



Das Verzweigungsverhältnis für einen Zerfall des  $Z$  in ein Lepton-Antilepton-Paar beträgt für jedes geladene Lepton etwa 3,4 %. Die Zerfallsbreite für einen Zerfall in zwei Neutrinos beträgt insgesamt 20 %. Der Rest der Zerfälle führt zu hadronischen Endzuständen.

Das  $Z$ -Boson ist für die Suche nach dem Higgs-Boson im unteren Bereich des erlaubten Massen-Intervalls von Bedeutung, da es mit seiner Masse von etwa 91,2 GeV und der zugehörigen Resonanzüberhöhung des Wirkungsquerschnittes einen wichtigen Untergrund darstellt.

## 2.4 Das $\tau$ -Lepton

Das  $\tau$ -Lepton ist das schwerste Lepton ( $m_\tau \approx 1,77$  GeV) und daher mit einer Lebensdauer von etwa  $2,9 \cdot 10^{-13}$  s auch das kurzlebigste Lepton. 1975 beobachtete man am Stanford Linearbeschleuniger den ersten Hinweis auf die Existenz des  $\tau$ -Leptons. In dieser Arbeit wird der Zerfall von  $Z$ - und Higgs-Bosonen in  $\tau^+\tau^-$ -Paare untersucht.

Aufgrund der hohen Masse des  $\tau$  kann es in eine Vielzahl verschiedener Teilchen zerfallen. Dabei gibt es drei Zerfallstypen, die in Abbildung 2.6 abgebildet sind: leptonisch, leptonisch mit Photonenemission und hadronisch.

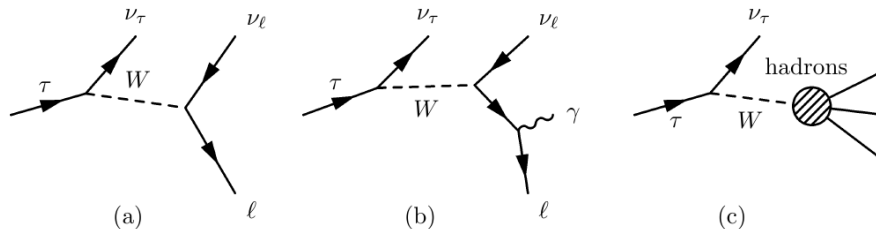


Abb. 2.6: Zerfallskanäle des  $\tau$ -Leptons: (a) leptonisch, (b) leptonisch mit Photonenemission und (c) hadronisch [14].

Beim leptonischen Zerfall entstehen neben einem Myon oder einem Elektron aufgrund der Leptonenzahlerhaltung auch zwei Neutrinos, sowie gegebenenfalls ein Photon. Die Wahrscheinlichkeit für einen leptonischen Zerfall mit oder ohne Photonenemission beträgt ungefähr 35 % [1].

Beim hadronischen Zerfall entstehen ein Tau-Neutrino sowie mindestens ein Meson. Aufgrund ihrer leichten Masse sind dabei Pionen stark bevorzugt. Die Verzweigungsverhältnisse sind  $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-) \approx 12\%$ ,  $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0) \approx 25\%$ ,

## 2 Theorie

$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- 2\pi^0) \approx 11\%$  und  $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^-) = 10\%$  [1]. Analoge Verzweigungsverhältnisse ergeben sich für das  $\tau^+$ -Lepton. Entsprechend der Anzahl der geladenen Zerfallsprodukte wird jedem Zerfall eine Prong Zahl zugeordnet, so dass beim Zerfall des  $\tau^\pm$  ein, drei und fünf Prong Ereignisse vorkommen.

Je nach Zerfall der einzelnen Taus bezeichnet man die Endzustände des Zerfalls des  $Z$  in ein  $\tau^+\tau^-$ -Paar als rein hadronisch, wenn beide Taus hadronisch zerfallen, semileptonisch, falls ein Tau leptonisch und das andere hadronisch zerfällt, oder rein leptonisch, wenn beide Taus in Myonen oder Elektronen zerfallen. In dieser Arbeit werden semileptonische Endzustände untersucht, die in etwa 46% aller  $Z \rightarrow \tau\tau$  Ereignisse realisiert sind.

Neben dem Zerfall des  $Z$ -Bosons ist auch der Zerfall von  $W^\pm$ -Bosonen eine entscheidende Quelle von  $\tau$ -Leptonen am LHC. Die  $W^\pm$ -Bosonen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 11% in ein  $\tau$ -Lepton und ein  $\tau$ -Neutrino und werden selbst in großer Zahl erzeugt.

# 3 LHC und ATLAS

## 3.1 Der Large Hadron Collider

Der Large Hadron Collider (LHC) befindet sich am Europäischen Zentrum für Kernforschung CERN in Genf und ist mit einem Umfang von etwa 27 km gegenwärtig der größte Teilchenbeschleuniger der Welt. In dem vom Large Electron Positron Collider (LEP) übernommenen Tunnel, der in 100 Metern Tiefe verläuft, können in getrennten Strahlröhren zwei entgegengesetzt zirkulierende Protonenstrahlen auf eine Energie von momentan jeweils 3,5 TeV, entsprechend einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV, beschleunigt werden. Die geplante Schwerpunktsenergie von 14 TeV wird voraussichtlich im Jahr 2013 erreicht werden. An den vier in Abbildung 3.1 gezeigten Experimenten ALICE, ATLAS, CMS und LHC-B können die Protonen zur Kollision gebracht werden. Unter nominellen Bedingungen wird jeder Strahl 2835 Bunches enthalten, wobei jeder Bunch wiederum etwa  $10^{11}$  Protonen enthält. Damit wird eine Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht werden.

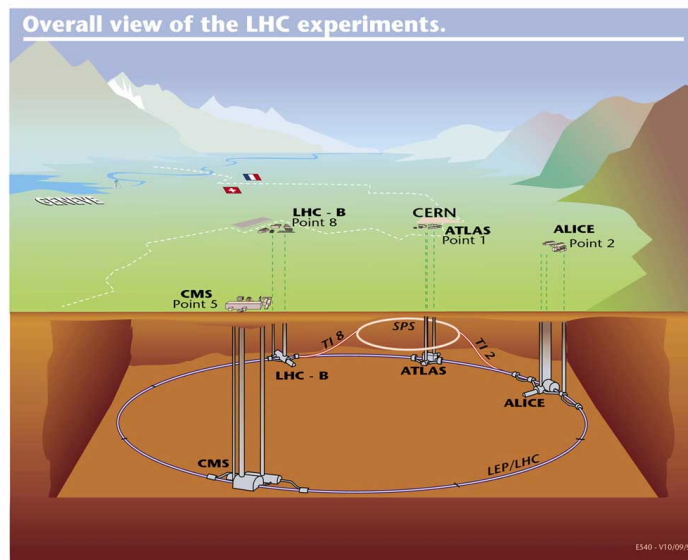


Abb. 3.1: Übersicht über den LHC mit den vier Experimenten.

## 3.2 Der ATLAS Detektor

Die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen und Studien beziehen sich auf den ATLAS-Detektor. ATLAS steht für „A Toroidal LHC ApparatuS“. Im Folgenden soll eine kurze Übersicht über die einzelnen Komponenten des Detektors gegeben werden, deren Anordnung in Abbildung 3.2 gezeigt ist. Der gesamte Detektor besitzt eine Höhe von 25 Metern, eine Länge von 44 Metern und ein Gewicht von ungefähr 7000 Tonnen.

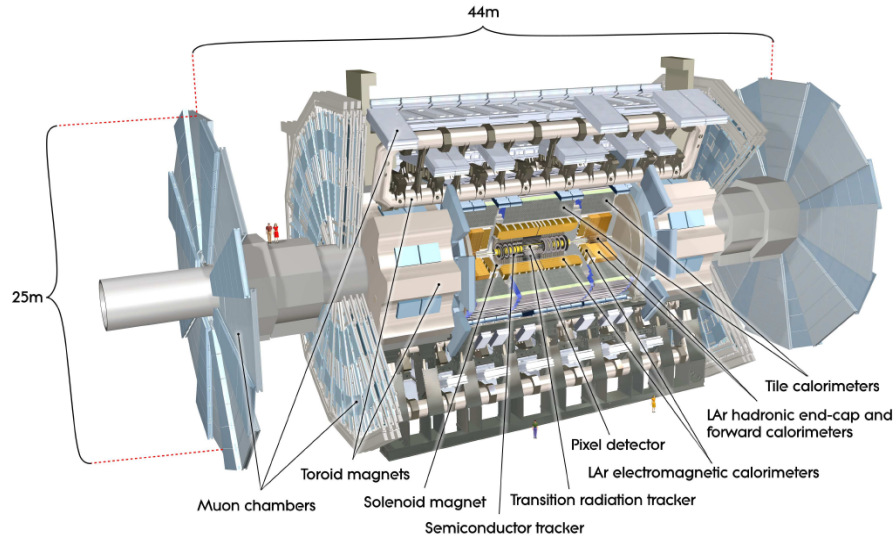


Abb. 3.2: Aufgeschnittener ATLAS-Detektor.

### 3.2.1 Koordinatensystem

Bei der Beschreibung des ATLAS-Detektors und der in ihm stattfindenden Kollisionen wird der Koordinatenursprung in den Interaktionspunkt der Teilchen gelegt. Die  $z$ -Achse ist durch die Strahlrichtung gegeben, so dass die zum Strahl transversale Ebene die  $x$ - $y$ -Ebene ist. Die positive  $x$ -Achse zeigt vom Ursprung zum Mittelpunkt des LHC-Rings, die positive  $y$ -Achse zeigt nach oben. Der Azimutwinkel  $\phi$  wird um die Strahlachse gemessen, der Polarwinkel  $\theta$  gibt den Winkel gegen die Strahlachse an. Statt des Winkels  $\theta$  wird üblicherweise die Pseudorapidität  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$  verwendet. Pseudorapiditätsverteilungen sind unter Lorentztransformation formertaltend, Pseudorapiditätsdifferenzen invariant.

Der häufig verwendete Abstand  $\Delta R$  zweier Objekte im Pseudorapiditäts-Azimutwinkel-Raum ist definiert als  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  [15].

### 3.2.2 Magnet-System

Das ATLAS Magnet-System besteht aus einer Magnetspule und drei Ringkernspulen. Alle Magnete sind supraleitend. Die entlang der Strahlachse ausgerichtete Magnetspule erzeugt ein 2 T starkes homogenes Magnetfeld für den inneren Detektor. Die zylinderförmige Ringkernspule und die zwei Endkappen-Ringkernspulen erzeugen ein 0,5 T beziehungsweise 1 T starkes Magnetfeld für das Myon-System. Das gesamte Magnet-System besitzt einen Durchmesser von 22 m, eine Länge von 26 m und speichert eine magnetische Energie von 1,6 GJ [15].

### 3.2.3 Innerer Detektor

Der innere Detektor mit einem Durchmesser von 2,1 m ist wie beschrieben von einem 2 T starken Magnetfeld durchsetzt. Er besteht aus drei voneinander unabhängigen Spurkammersystemen, mit denen die Trajektorie und der Impuls geladener Teilchen bestimmt werden kann.

Der Pixel-Detektor besitzt 1744 in drei Lagen angeordnete Sensoren, von denen jeder über 46.000 einzelne Halbleiter-Pixel auslesen kann. Geladene Teilchen, die einen Pixel durchqueren, erzeugen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ein Elektron-Loch-Paar, das zu einem Stromfluss in dem Pixel führt, der durch den Sensor detektiert wird. Nach dem gleichen physikalischen Prinzip funktioniert der Silizium-Streifendetektor, der seinem Namen entsprechend nicht aus Pixeln, sondern aus 12 cm langen Streifen besteht. Seine 15912 Sensoren können jeweils 768 einzelne Streifen auslesen und sind gegeneinander verdreht in acht Lagen angeordnet. Die äußerste Komponente des inneren Detektors, der Übergangsstrahlungsdetektor, besteht aus vielen dünnen und mit Gas gefüllten Röhren. Durchfliegende, geladene Teilchen emittieren beim Passieren der Röhrenwände Übergangsstrahlung, deren Intensität vom Quotienten aus Energie und Masse des Teilchens abhängt. Aufgrund dieser Abhängigkeit kann zwischen Elektronen und Hadronen unterschieden werden. Im zentralen Bereich des Detektors sind die insgesamt etwa 351.000 Röhren in 73 Lagen angeordnet [15].

### 3.2.4 Kalorimetersystem

Das ATLAS Kalorimetersystem besteht aus dem elektromagnetischen und dem hadronischen Kalorimeter. Mit Materie wechselwirkende Teilchen deponieren hier ihre

Energie, indem sie elektromagnetische beziehungsweise hadronische Schauer auslösen.

Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Blei-Absorbern, die sich mit von flüssigem Argon umgebenden Ausleseelektroden abwechseln. Es ist in die zentrale Komponente um den inneren Detektor ( $|\eta| < 1,475$ ) und die zwei Endkappen ( $1,375 < |\eta| < 3,2$ ) unterteilt. Elektronen und Photonen produzieren hier elektromagnetische Schauer, die durch abwechselnde Paarbildung und Photonenemission entstehen. Die resultierenden Ladungslawinen werden an den Elektroden detektiert. Um für den gesamten  $\phi$ -Bereich eine gleichmäßige Auflösung zu erreichen, sind die einzelnen Lagen des Kalorimeters in Akkordeon-Form angeordnet [15].

Das hadronische Kalorimeter setzt sich aus drei Subkomponenten zusammen, in denen hadronische Teilchen hadronische Schauer auslösen. Das Platten-Kalorimeter befindet sich direkt außerhalb des elektromagnetischen Kalorimeters und deckt den Bereich  $|\eta| < 1,5$  ab. Es handelt sich hierbei um ein Sampling-Kalorimeter mit Stahl als Absorber und Szintillationskristallen als aktives Material, dessen Signale durch Photomultiplier ausgelesen werden. Das Lithium-Argon-Endkappen-Kalorimeter ist hinter den Endkappen des elektromagnetischen Kalorimeters platziert, deckt den Bereich  $1,5 < |\eta| < 3,2$  ab und setzt Kupfer als Absorber ein. Das Lithium-Argon-Vorwärts-Kalorimeter detektiert hadronische Schauer im Bereich  $|\eta| > 3,1$  [15].

#### 3.2.5 Myon-System

Die äußersten Komponenten des ATLAS-Detektors sind die des Myon-Systems. Die Detektion der Myonen basiert auf der Ablenkung der Myonenspuren in dem in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Magnetfeld. Zur Detektion der Spuren werden im Bereich  $|\eta| < 2,7$  Driftröhren und Streifenkammern eingesetzt, die in drei Lagen angeordnet sind. Als Bestandteil des Triggersystems befinden sich in der Region  $|\eta| < 2,4$  weiterhin Widerstandsplattenkammern und dünne Gaskammern [15].

#### 3.2.6 Vorwärtsdetektoren

Im Bereich hoher Werte für  $|\eta|$ , der sogenannten Vorwärtsregion, befinden sich die Systeme LUCID („LUMinosity measurement using Cerenkov Integrating Detector“) und ALFA („Absolute Luminosity For ATLAS“) zur Überwachung der im Detektor erreichten Luminosität und das ZDC-System („Zero-Degree-Calorimeter“) zur Bestimmung der Orientierung von Kollisionen schwerer Ionen [15].

### 3.2.7 Trigger

Bei den im ATLAS-Detektor stattfindenden Proton-Proton-Kollisionen dominiert der physikalisch wenig interessante QCD-Untergrund massiv. Um die Menge der herausgeschriebenen Daten bewältigbar zu halten, ist es deswegen notwendig, physikalisch interessante Ereignisse schon auf Hardware-Ebene abgrenzen und selektiv speichern zu können. Das wird durch ein dreistufiges Trigger-System erreicht.

Der Trigger erster Stufe verwendet Informationen der Kalorimeter und des Myon-Systems und sucht mit reduzierter Detailgenauigkeit nach potentiell interessanten Gebieten im Detektor. Bei einer Proton-Proton-Interaktionsrate von etwa 1 GHz reduziert er die Datenrate auf etwa 75 kHz.

Der Trigger zweiter Stufe verwendet in den als interessant ausgewählten Gebieten die komplette Detailgenauigkeit und zusätzlich Informationen der Spurkammern. Er reduziert die Datenrate auf 3-5 kHz.

Die dritte Triggerstufe hat Zugriff auf sämtliche Informationen des Detektors und entscheidet darüber, welche Ereignisse aufgezeichnet werden. Sie reduziert die Ereignisrate auf ungefähr 200 Hz.

## 3.3 Phänomenologie an Hadron Collidern

Im Folgenden sollen kurz die wichtigsten Grundlagen der Beschreibung der Proton-Proton-Kollisionen im LHC zusammengefasst werden.

### 3.3.1 Luminosität und Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  eines Prozesses ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit seines Auftretens. Er wird angegeben in der Einheit Barn:  $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ . Die instantane Luminosität  $\mathcal{L}$  ist ein Maß für die Kollisionsrate in einem Detektor und wird in  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  angegeben. Damit berechnet sich die Ereignisrate  $R = dN/dt$  eines bestimmten Prozesses zu  $R = \sigma \cdot \mathcal{L}$ .

Die Zahl  $N$  der Ereignisse eines bestimmten Ereignistyps während eines ausgewählten Intervalls errechnet sich nach

$$N = \sigma \cdot L = \sigma \cdot \int \mathcal{L} dt,$$

wobei  $L$  die integrierte Luminosität des Intervalls ist, die in  $\text{b}^{-1}$  gemessen wird.

### 3.3.2 Hadronischer Wirkungsquerschnitt

Im LHC werden Protonen zur Kollision gebracht, die sich aus den sogenannten Partonen zusammensetzen. Zu diesen zählen nicht nur die drei Valenzquarks, sondern auch die zwischen den Quarks ausgetauschten Gluonen und die Seequarks, also virtuelle Quark-Antiquark-Paare. Energie und Impuls teilen sich statistisch auf alle Partonen auf, wobei nahezu 50 % des Protonimpulses auf die Gluonen entfallen.

Um aus dem Wirkungsquerschnitt einer Reaktion zwischen zwei Partonen den Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion bei der Kollision zweier Protonen zu berechnen, ist es entscheidend, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Parton  $a$  den Anteil  $x_a$  am Impuls des gesamten Protons  $A$  trägt. Diese Wahrscheinlichkeit bei einem Impulsübertrag  $Q^2$  ist durch die Partonverteilungsfunktion (PDF) [16]  $f_{a/A}(x_a, Q^2)$  gegeben. Damit ist es möglich, den Streuprozess in die harte Streuung zwischen den Partonen und die durch die PDFs beschriebene weiche Streuung zwischen den Protonen aufzutrennen, was als Faktorisierung bezeichnet wird.

### 3.3.3 Fehlende transversale Energie

Aufgrund des unbekanntenen Impulsanteils der wechselwirkenden Partonen ist keine Aussage über den Gesamtimpuls bei einer Reaktion möglich. Um dennoch auf die durch Neutrinos abgeführten unsichtbaren Impulsanteile schließen zu können, betrachtet man die Impulse  $\vec{p}_T$  aller detektierten Endzustands-Teilchen in der transversalen  $x$ - $y$ -Ebene. Die Summe über alle Transversalimpulse, eingeschlossen die der nicht detektierbaren Neutrinos, muss sich aufgrund der Impulserhaltung zu Null ergeben. Den von Neutrinos abgeführten Impuls kann man deswegen nach

$$\vec{E}_T^{\text{miss}} = - \sum_i \vec{p}_T(i),$$

berechnen, wobei die Summe über alle sichtbaren Endzustands-Teilchen läuft.

### 3.3.4 Invariante und sichtbare Masse

Zerfällt ein Teilchen mit Energie-Impuls-Vierervektor  $p_M$  in zwei Tochterteilchen mit Vierervektoren  $p_a$  und  $p_b$ , so folgt aus Impulserhaltung  $p_M = p_a + p_b$ . Die Masse  $M$  des Mutterteilchens kann deswegen aus der invarianten Masse der Teilchen  $a$  und  $b$  berechnet werden:  $M^2 = m_{\text{inv}}^2(p_a, p_b) := (p_a + p_b)^2$ . Werden bei dem Zerfall des Mutterteilchens auch Neutrinos emittiert, können im Detektor nur die sichtbaren



Anteile  $p_a^{\text{vis}}$  und  $p_b^{\text{vis}}$  der Vierervektoren gemessen werden. Die daraus berechnete invariante Masse wird als sichtbare Masse des Mutterteilchens bezeichnet.

### 3.3.5 Kollineare Approximation

Bei dem in dieser Arbeit betrachteten  $Z/H \rightarrow \tau\tau$  Zerfall mit semileptonischen Endzuständen entstehen bei dem leptonisch zerfallenden Tau zwei und bei dem hadronisch zerfallenden Tau mindestens ein Neutrino. Die sichtbare Energie des Ereignisses ist dadurch geringer als die Gesamtenergie. Um dennoch die korrekte invariante Higgs-/Z-Masse berechnen zu können, bedient man sich der kollinearen Approximation. Sie basiert auf drei Annahmen:

1. Die gesamte fehlende transversale Energie  $E_T^{\text{miss}}$  ist auf die Neutrinos zurückzuführen, die als Tochterteilchen der  $\tau$ -Leptonen entstanden sind. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da gleichzeitig ablaufende Unterprozesse in der Regel Quarks oder Photonen, aber keine Neutrinos produzieren.
2. Die Masse der Zerfallsprodukte ist deutlich kleiner als die halbe Masse von Higgs- oder Z-Boson. Für das  $\tau$ -Lepton ist dies erfüllt:  $m_\tau \ll m_h/2, m_Z/2$ .
3. Bei dem  $\tau$ -Jet (siehe 3.4.2) ist der Impuls der Neutrinos näherungsweise kollinear zu den sichtbaren Anteilen der Jets. Diese Annahme ist durch Monte-Carlo Simulationen untermauert, konnte aber experimentell noch nicht überprüft werden.

Nach kurzer Rechnung (siehe [17]) unter Ausnutzung der genannten Annahmen ergeben sich die sichtbaren Energieanteile  $r_h$  des hadronisch zerfallenden Taus und  $r_l$  des leptonisch zerfallenden Taus zu

$$r_h = \frac{h_x l_y - h_y l_x}{l_y(E_x^{\text{miss}} + h_x) - l_x(E_y^{\text{miss}} + h_y)}, \quad r_l = \frac{h_x l_y - h_y l_x}{h_x(E_y^{\text{miss}} + l_y) - h_y(E_x^{\text{miss}} + l_x)}. \quad (3.1)$$

Dabei sind  $h_x$  und  $h_y$  die transversalen Impulskomponenten des Jets und  $l_x$  und  $l_y$  die des Leptons. Das Gleichungssystem ist nicht eindeutig lösbar, wenn beide Taus in exakt entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Außerdem sind nur Werte  $0 < r_h, r_l < 1$  physikalisch sinnvoll. Schließlich kann die invariante Masse  $m_{\tau\tau}$  des Zerfalls aus der sichtbaren Masse  $m_{hl}$  berechnet werden:

$$m_{\tau\tau} = \frac{m_{hl}}{\sqrt{r_h r_l}}.$$

## 3.4 Teilchenrekonstruktion und -identifikation

Aus den Signalen der verschiedenen Bestandteile des ATLAS-Detektors muss im Experiment auf die physikalischen Teilchen, die diese Signale verursacht haben, geschlossen werden. Der folgende Abschnitt gibt Auskunft darüber, wie dies für die in dieser Arbeit betrachteten Teilchen bewerkstelligt wird.

### 3.4.1 Elektronen

Den Ausgangspunkt für die Elektronen-Rekonstruktion bilden Cluster im elektromagnetischen Kalorimeter, die eine transversale Energie  $E_T > 3$  GeV aufweisen. Ausgehend von diesen Clustern werden Elektronen rekonstruiert, wenn es im inneren Detektor eine dazu passende Spur mit einem Transversalimpuls  $p_T > 0,5$  GeV gibt. Dabei wird die Spur ausgewählt, deren Extrapolation im  $(\eta, \phi)$ -Raum den geringsten Abstand zum Zentrum des Clusters aufweist.

Auf die rekonstruierten Elektronen wird in der Folge die Elektronen-Identifikation angewandt, die fälschlicherweise als Elektron rekonstruierte Jets und Konversionen von Photonen unterdrücken soll. Die Standard-Identifikation beruht auf Schnitten in verschiedenen Variablen, die Informationen aus dem inneren Detektor und dem Kalorimeter beinhalten. Drei verschiedene Schnittkombinationen sind als Referenzen definiert, die als „loose“, „medium“ und „tight“ bezeichnet werden.

- Die „loose“-Identifikation basiert auf der Form des Schauers in der mittleren Schicht des Kalorimeters und dem Anteil der im hadronischen Kalorimeter deponierten Energie. Außerdem wird verlangt, dass die Elektronkandidaten im inneren Detektor im Bereich der Spurkammer, also bei  $|\eta| < 2,47$  liegen.
- An „medium“ Elektronen werden zusätzlich zu der „loose“-Identifikation Anforderungen an die Energiedeposition im Kalorimeter, die Qualität der Spur im inneren Detektor und die Übereinstimmung von Spur und Cluster gestellt.
- Die „tight“ Identifikation verwendet zusätzlich das Verhältnis aus Clusterenergie und Spurimpuls  $E/p$ , das in der Nähe von 1 sein sollte, sowie die Anzahl der Treffer im Übergangsstrahlungsdetektor und deren Qualität.

Elektronkandidaten mit  $|\eta| > 2,5$  können vom Spursystem im inneren Detektor nicht erfasst werden und müssen deswegen gesondert rekonstruiert und identifiziert werden. Sie werden als „Vorwärts-Elektronen“ bezeichnet [18].

### 3.4.2 Hadronisch zerfallende Taus

Hadronisch zerfallende Taus lösen in einem Detektor Jets aus. Dabei handelt es sich um Teilchenschauer, die durch das Auseinanderfliegen hochenergetischer Quarks entstehen, wobei durch Quark-Confinement neue Quarks erzeugt werden. Jets werden aber auch mit viel größerem Wirkungsquerschnitt durch QCD-Ereignisse erzeugt. Um nur die  $\tau$ -Jets zu selektieren, sind aufwändige Identifikationsmethoden notwendig. In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Tau-Identifikationen verwendet, die beide auf die gleichen zwei komplementären Rekonstruktionsalgorithmen zurückgreifen.

Die beiden Algorithmen zur Tau-Rekonstruktion unterscheiden sich in den jeweils gewählten Ausgangspunkten („seeds“) für die Rekonstruktion. Der kalorimeterbasierte Algorithmus beginnt mit im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter rekonstruierten Clustern im Bereich  $|\eta| < 2,5$ , die eine transversale Energie  $E_T > 10$  GeV aufweisen. Im Gegensatz dazu startet der spurbasierte Algorithmus mit qualitativ guten Spuren im inneren Detektor mit Transversalimpuls  $p_T > 6$  GeV. Andere Spuren innerhalb eines Kegels  $\Delta R = 0,2$  um die Spur werden mit dieser Spur assoziiert. Man bezeichnet den Algorithmus, der einen Jet rekonstruiert hat, beim ATLAS-Detektor als Autor des Objektes [19].

Die erste in dieser Arbeit verwendete Methode zur Tau-Identifikation ist die schnittbasierte Methode („cut-based“). Dazu werden Variablen aus Kalorimeter und Spurdetektor verwendet, deren Verständnis auch schon in der frühen Phase des Experimentes gesichert ist. Die Schnitte auf diese Variablen sind in fünf verschiedenen Bereichen der sichtbaren transversalen Energie  $E_T^{\text{vis}}$  und für drei verschiedene Konfigurationen, die als „tight“, „medium“ und „loose“ bezeichnet werden, optimiert. Diese entsprechen einer Effizienz von etwa 0,7, 0,5 und 0,3 [19].

Die zweite Methode ist die likelihoodbasierte Identifikation. Sie verwendet mehr Variablen aus Kalorimeter und Spurkammer als die schnittbasierte Methode. Aus jeder Variable  $x_k$  ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit  $p_k^S(x_k)$  dafür, dass es sich bei dem Tau-Kandidaten um ein echtes Tau handelt, und eine Wahrscheinlichkeit  $p_k^B(x_k)$  dafür, dass es sich um Untergrund handelt. Alle Einzelwahrscheinlichkeiten werden dann zu einer Größe  $d'$  vereint:

$$d' = \sum_k \ln \frac{p_k^S(x_k)}{p_k^B(x_k)}.$$

Je größer der Wert von  $d'$  ist, desto wahrscheinlicher ist es, dass es sich um ein echtes

Tau handelt. Aus drei verschiedenen Schwellenwerten von  $d'$  ergeben sich wiederum eine „tight“-, „medium“- und „loose“-Identifikation [20].

Zusätzlich zu den beschriebenen Identifikationen gibt es noch bestimmte Verfahren, um fälschlicherweise als hadronisch zerfallende Taus identifizierte Elektronen und Myonen gezielt zu erkennen. Diese werden als Elektron- beziehungsweise Myon-Veto bezeichnet [21].

### 3.4.3 Fehlende Transversale Energie

Wie schon in Abschnitt 3.3.3 beschrieben, stellt die fehlende transversale Energie in Hadron-Collidern eine wichtige Größe dar, um die durch Neutrinos abgeführte Energie bestimmen zu können. Die  $x$ - und  $y$ -Komponenten setzen sich jeweils aus der fehlenden Energie im Kalorimeter, Korrekturen für Verluste im Kryostaten und fehlender Energie im Myon-System zusammen:

$$E_{x(y)}^{\text{miss}} = E_{x(y)}^{\text{miss, calo}} + E_{x(y)}^{\text{miss, cryo}} + E_{x(y)}^{\text{miss, muon}}.$$

Für die Berechnung der fehlenden Energie im Kalorimeter werden nur Beiträge von Zellen aufsummiert, die dreidimensionalen Clustern im Bereich  $|\eta| < 4,5$  zugeordnet werden. Um einen genauen Wert für  $E_T^{\text{miss}}$  zu erhalten, werden spezielle Kalibrationsalgorithmen für die Energiedepositionen im Kalorimeter angewendet. Im ersten Schritt werden globale und lokale Gewichtungen aufgrund der Beschaffenheit der Cluster vorgenommen. Im zweiten Schritt wird die Clusterenergie je nach dem korrigiert, welche physikalischen Objekte ihnen durch die Rekonstruktion zugeordnet werden. Dies wird als „refined calibration“ oder „RefFinal“ bezeichnet.

Der  $E_{x(y)}^{\text{miss, muon}}$  Term wird nur aus rekonstruierten Myonen mit guter Qualität und  $|\eta| < 2,7$  bestimmt. Weiterhin wird abhängig davon, ob es sich um ein isoliertes oder ein nichtisoliertes Myon handelt, der Energieverlust im Kalorimeter zu  $E_{x(y)}^{\text{miss, calo}}$  nicht hinzugefügt oder hinzugefügt.

Die Korrekturen  $E_{x(y)}^{\text{miss, cryo}}$  für die Verluste im Kryostaten zwischen elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter werden durch den Vergleich der deponierten Energie in der letzten Lage des elektromagnetischen Kalorimeters und der ersten Lage des hadronischen Kalorimeters bestimmt [22].

## 3.5 Monte-Carlo-Simulationen

Die Studien in dieser Arbeit werden nicht an echten Daten durchgeführt, sondern mit Ereignissen, die mithilfe von Monte-Carlo-Generatoren [23, 24] erzeugt wurden. Eine Reihe von Schritten sind notwendig, um aus den vom Standardmodell vorhergesagten Wirkungsquerschnitten die Signale im ATLAS-Detektor zu simulieren.

Zunächst wird die harte Streuung entsprechend der Feynmangraphen führender Ordnung berechnet und mit den Partonverteilungsfunktionen gefaltet. Anhand der so berechneten Wirkungsquerschnitte wird für jedes Ereignis mit einer gegebenen kinematischen Konfiguration ein Prozess zufällig ausgewählt.

Im nächsten Schritt wird die Emission von Gluonen simuliert. Diese wird nicht exakt anhand der Theorie berechnet, sondern durch den Algorithmus „Parton Shower“ approximiert [25]. Dieser betrachtet allein die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Quark-Linie, ein Gluon zu emittieren.

Darauf folgend wird der Zerfall aller Teilchen anhand der bekannten Kopplungen stochastisch simuliert und mithilfe phänomenologischer Modelle die Hadronisierung der Quarks berechnet.

Durch weitere Verfahren können gegebenenfalls auch „underlying events“, das sind parallele Wechselwirkungen zwischen anderen Partonen innerhalb derselben Protonen, sowie „pile-up“-Ereignisse, das sind Reaktionen zwischen anderen Protonen derselben Bunches, simuliert werden.

Das Programm GEANT4 [26], eine Simulation des ATLAS-Detektors, berechnet im Anschluss die Positionen und Energiedepositionen jedes erzeugten Teilchens in den einzelnen Detektoren. Die darauf folgende Digitalisierung erstellt aus diesen Informationen die Rohdaten, die man vom ATLAS-Detektor bei dem simulierten Ereignis erwartet. Wie bei echten Daten werden auf diese Rohdaten Rekonstruktions- und Identifikationsalgorithmen angewandt.



# 4 Analyse

Ziel der im Folgenden dargestellten Analyse ist es, das  $Z$ -Signal im ATLAS-Detektor möglichst gut zu verstehen und damit eine Grundlage für die Detektion von Higgs-Bosonen zu schaffen. Speziell wird der Zerfall von  $Z$ -Bosonen in  $\tau$ -Leptonen mit semileptonischen Endzuständen untersucht, wobei für das Lepton nur der Elektronenkanal herangezogen wird. Dazu wird zunächst die Eignung einer Benchmark-Analyse für Schwerpunktsenergien von 10 TeV bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV untersucht. Davon ausgehend werden Studien verschiedener Aspekte der  $Z$ -Rekonstruktion durchgeführt. Die Analyse wurde mit einem auf dem ROOT-Toolkit basierenden Programm realisiert [27].

## 4.1 Relevante Untergründe

Bei der Detektion der Reaktion  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\tau_h$  im ATLAS-Detektor, wobei  $\tau_h$  für das hadronisch zerfallende  $\tau$  steht, sind verschiedene Untergrundreaktionen relevant. Diese können mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit eine ähnliche Signatur im Detektor erzeugen. Dazu gehören:

- $Z \rightarrow ee$

Bei diesem Prozess kann es zum Beispiel in der Nähe von Detektorspalten vorkommen, dass eines der Elektronen nicht als Elektron, sondern als hadronisch zerfallendes Tau identifiziert wird. Weiterhin ist es möglich, dass ein Jet, der durch Initial State Radiation (ISR, Abstrahlung eines Gluons im Anfangszustand) oder durch Untergrundprozesse erzeugt wird, als hadronisch zerfallendes Tau rekonstruiert wird.

- $W \rightarrow e\nu$

Wie bei dem Signalprozess existiert hier ein Elektron sowie ein Neutrino, das fehlende transversale Energie erzeugt. Wiederum durch ISR oder Untergrundprozesse können außerdem Jets entstehen, die ein hadronisch zerfallendes Tau

imitieren.

- $W \rightarrow \tau\nu$

Hier existiert ein echtes Tau, das wie beim  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Zerfall entweder hadronisch oder leptonisch zerfallen kann. Parallel kann ein Jet entstehen, der entweder als  $\tau$ -Jet oder auch als Elektron identifiziert wird. Letzteres kann zum Beispiel vorkommen, wenn ein geladenes Pion eine Spur im inneren Detektor erzeugt und ein dazu kollinear emittiertes neutrales Pion in zwei Photonen zerfällt, die einen Schauer im elektromagnetischen Kalorimeter erzeugen.

- $t\bar{t}$ -Zerfälle

Die Top-Quarks zerfallen nahezu instantan in ein  $b$ -Quark und ein  $W$ -Boson. Diese  $W$ -Bosonen zerfallen mit jeweils etwa 11-prozentiger Wahrscheinlichkeit in ein Elektron oder in ein  $\tau$ . Damit können als Zerfallsprodukte des  $t\bar{t}$ -Paares also genau die Teilchen entstehen, die auch im Signalprozess erwartet werden.

- QCD-Multijet-Ereignisse

In jedem Hadron-Collider ist der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse der starken Wechselwirkung, bei denen eine Vielzahl von Jets entstehen, um Größenordnungen höher als für jeden anderen Prozess. Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit, die aber aufgrund der großen Anzahl an auftretenden Reaktionen nicht vernachlässigt werden kann, können diese Jets die Signatur des Signalprozesses imitieren. Besonders relevant sind Dijet-Ereignisse, bei denen zwei Jets entstehen.

## 4.2 Datensample

Die verwendeten Monte-Carlo-Samples wurden je nach Sample mit einer Kombination der Generatoren Alpgen [23] und Jimmy [28], dem Pythia Generator [24] und dem MC@NLO-Generator [25] erzeugt. Sie enthalten simulierte Ereignisse im ATLAS-Detektor bei einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV. Die von Alpgen generierten Samples unterteilen sich in Untersamples, die sich in der Zahl der im Matrixelement berechneten Partonen unterscheiden ( $N_{p0}$  bis  $N_{p5}$ ). Bei den  $W \rightarrow \tau\nu$ ,  $Z \rightarrow ee$  und  $t\bar{t}$ -Samples ist zusätzlich eine Filtereffizienz kleiner als Eins zu beachten. Die Dijet-QCD-Ereignisse unterteilen sich nach dem Viererimpulsübertrag der Reaktionen in J0 (8-17 GeV), J1 (17-35 GeV) und J2 (32-70 GeV). Eine genaue Übersicht über die in den Samples enthaltene Zahl an Ereignissen, dem Wirkungsquerschnitt und der



integrierten Luminosität, der das Sample entspricht, gibt Tabelle 4.1. Die genauen Dateinamen der verwendeten Samples finden sich in Anhang A.1.

Datensatz	Generator	Ereignisse	$\sigma$ /[pb]	Filtereff.	$L$ / [pb <sup>-1</sup> ]
$Z \rightarrow \tau\tau$ , Np0	Alpgen/Jimmy	186.278	$6,75 \cdot 10^2$	1	276
$Z \rightarrow \tau\tau$ , Np1	Alpgen/Jimmy	58.990	$1,34 \cdot 10^2$	1	441
$Z \rightarrow \tau\tau$ , Np2	Alpgen/Jimmy	18.996	$3,98 \cdot 10^1$	1	477
$Z \rightarrow \tau\tau$ , Np3	Alpgen/Jimmy	5.496	$1,16 \cdot 10^1$	1	476
$Z \rightarrow \tau\tau$ , Np4	Alpgen/Jimmy	1.500	$2,88 \cdot 10^0$	1	521
$Z \rightarrow \tau\tau$ , Np5	Alpgen/Jimmy	500	$7,81 \cdot 10^{-1}$	1	641
$W \rightarrow e\nu$ , Np0	Alpgen/Jimmy	1.089.248	$6,86 \cdot 10^3$	1	159
$W \rightarrow e\nu$ , Np1	Alpgen/Jimmy	257.967	$1,26 \cdot 10^3$	1	205
$W \rightarrow e\nu$ , Np2	Alpgen/Jimmy	173.964	$3,88 \cdot 10^2$	1	448
$W \rightarrow e\nu$ , Np3	Alpgen/Jimmy	49.978	$1,03 \cdot 10^2$	1	483
$W \rightarrow e\nu$ , Np4	Alpgen/Jimmy	12.993	$2,50 \cdot 10^1$	1	520
$W \rightarrow e\nu$ , Np5	Alpgen/Jimmy	2.498	$7,36 \cdot 10^0$	1	339
$W \rightarrow \tau\nu$	Pythia	782.710	$8,94 \cdot 10^3$	0,87	100
$Z \rightarrow ee$	Pythia	299.974	$8,73 \cdot 10^2$	0,97	353
$t\bar{t}$	MC@NLO	199.835	$1,44 \cdot 10^2$	0,56	2466
Dijet QCD J0	Pythia	297.804	$9,8 \cdot 10^9$	1	$3,0 \cdot 10^{-5}$
Dijet QCD J1	Pythia	339.909	$6,8 \cdot 10^8$	1	$5,1 \cdot 10^{-4}$
Dijet QCD J2	Pythia	119.980	$4,1 \cdot 10^7$	1	$2,9 \cdot 10^{-3}$

Tab. 4.1: Übersicht über die verwendeten Monte-Carlo-Samples.

### 4.3 Schnittfolge

Die zur Selektion der  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\tau_h$  Ereignisse verwendete Schnittfolge basiert auf einer Benchmark-Analyse [29] für den Zerfallskanal  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow l\tau_h$ , der zusätzlich Myonen einbezieht. Deswegen werden in der Benchmark-Analyse auch Untergründe berücksichtigt, die für den Elektronenkanal keine große Bedeutung haben. Weiterhin ist die Schnittfolge der Benchmark-Analyse abweichend von der in dieser Arbeit verwendeten Schwerpunktsenergie von 7 TeV für eine Schwerpunktsenergie von 10 TeV optimiert. Sie beinhaltet außerdem zwei sich in wenigen Parametern unterscheidende Schnittverläufe für Studien der sichtbaren Massenverteilung und für Studien der invarianten Masse. Die Unterschiede zwischen beiden Analysen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

	sichtbare Masse	invariante Masse
Tau-Identifikation	schnittbasiert „tight“	likelihoodbasiert „medium“
minimales $p_T$ für selektierte Elektronen	15 GeV	10 GeV
maximales $p_T$ des Elektronkandidaten	40 GeV	-

Tab. 4.2: Unterschiede zwischen den Schnittfolgen für die Analyse der sichtbaren und die der invarianten Masse.

### 4.3.1 Vorselektion und Selektion

Zunächst findet eine Vorselektion der rekonstruierten Teilchen statt. Hier sollen vor allem niederenergetische QCD-Jets ausgeschlossen werden, die fälschlicherweise als Elektronen oder hadronisch zerfallende Taus rekonstruiert werden.

Von den rekonstruierten Elektronen wird verlangt, dass sie die Elektronenidentifikation der Stufe „medium“ passieren, dass sie einen Transversalimpuls  $p_t > 10$  GeV besitzen und dass sie im Bereich  $|\eta| < 2,5$  detektiert werden. Alle Elektronen, die diese Kriterien erfüllen, werden als vorselektiert bezeichnet.

Die rekonstruierten Tau-Jets müssen sowohl vom kalorimeterbasierten als auch vom spurbasierten Algorithmus rekonstruiert worden sein. Sie müssen eine sichtbare transversale Energie  $E_T^{\text{vis}} > 15$  GeV und ein  $|\eta| < 2,5$  besitzen. Für die Analyse der sichtbaren Masse verlangt man, dass sie die Stufe „tight“ der schnittbasierten Identifikation erfüllen. Für die Analyse der invarianten Masse werden aufgrund der geringen Gesamteffizienz mehr Ereignisse benötigt, weshalb hier die Stufe „medium“ der likelihoodbasierten Identifikation verlangt wird. In beiden Fällen darf kein Elektron-Veto der Stufe „medium“ und kein Myon-Veto vorliegen.

Die Rekonstruktion von Elektronen und Taus im ATLAS-Detektor ist unabhängig voneinander und es gibt daher Fälle, in denen dasselbe Objekt sowohl als Elektron als auch als Tau rekonstruiert und identifiziert wird. Um diese Fälle zu vermeiden, wird ein sogenanntes Overlap-Removal durchgeführt. Dabei werden Taus, die sich in einem Kegel  $\Delta R < 0,2$  um ein vorselektiertes Elektron befinden, aussortiert. Alle rekonstruierten Taus, die nach diesem Schritt noch vorhanden sind, werden als vorselektierte Taus bezeichnet.

Aus den vorselektierten Elektronen werden für die Analyse diejenigen Elektronen selektiert, die zusätzlich die „tight“-Identifikationskriterien erfüllen. Für die Analyse der sichtbaren Masse fordert man zusätzlich  $p_T > 15$  GeV.

In Abbildung 4.1a ist das normierte  $p_T$ -Spektrum der selektierten Elektronen in den verschiedenen Samples dargestellt. Abbildung 4.1b zeigt zum Vergleich die entsprechende Auftragung aus der Benchmark-Analyse. Die beiden Darstellungen stimmen trotz der verschiedenen Schwerpunktsenergien sehr gut überein. Dies ist ein Hinweis darauf, dass sich die Kinematik bei Kollisionen mit Schwerpunktsenergien von 7 TeV und bei Kollisionen mit 10 TeV nicht wesentlich unterscheidet.

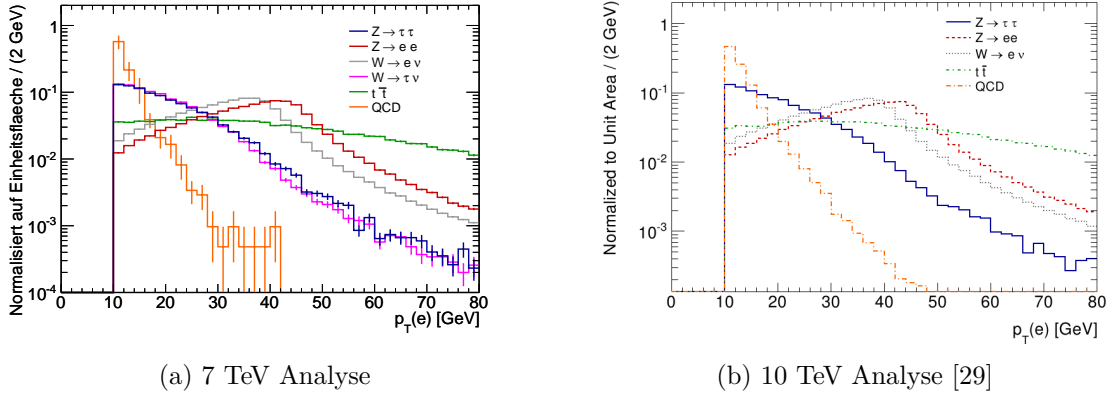


Abb. 4.1: Vergleich der Spektren des transversalen Impulses  $p_T$  der selektierten Elektronen zwischen der in dieser Arbeit durchgeführten Analyse und der Benchmark-Analyse [29].

### 4.3.2 Trigger und Isolation

Im Experiment werden nur solche Ereignisse gespeichert, die vom Trigger als physikalisch interessant befunden werden. Deswegen muss auch in dem Monte-Carlo-Sample verlangt werden, dass der Ereignisfilter des Triggers ein Elektron, das mittlere Anforderungen erfüllt, mit  $p_T > 10$  GeV gefunden hat (Flag `EF_e10_medium`).

Weiterhin ist ein wichtiger auszuschließender Untergrundprozess die QCD Dijet-Produktion, bei der entweder echte Elektronen oder Jets, die echte Elektronen imitieren, entstehen. Allerdings entstehen bei diesen Ereignissen in der Regel noch andere Teilchen oder Jets, die kollinear zum Elektronkandidaten emittiert werden. Eine Abgrenzung des  $Z \rightarrow \tau\tau$  Signals von dem QCD Untergrund ist deswegen durch die Betrachtung des Quotienten aus der im Kalorimeter in einem Kegel  $\Delta R = 0,3$  um den Elektronkandidaten deponierten Energie `etcone30` und dem in der Spurkammer bestimmten Transversalimpuls  $p_T$  möglich. Die Verteilung von `etcone30`/ $p_T$  nach der Selektion und der Trigger-Bedingung ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Wie

erwartet, kommen große Werte von  $\text{etcone30}/p_T$  im QCD-Sample deutlich häufiger vor als in den anderen Datensätzen. Entsprechend der Benchmark-Analyse wird  $\text{etcone30}/p_T < 0,12$  verlangt.

Der in der Benchmark-Analyse durchgeführte Schnitt auf die Anzahl der Spuren in einem Kegel mit  $\Delta R < 0,4$  um den Elektronkandidaten kann leider nicht durchgeführt werden, da die entsprechende Variable in den verwendeten Datensätzen nicht zur Verfügung steht.

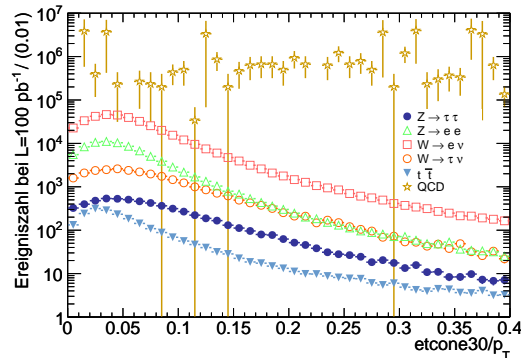


Abb. 4.2: Verteilung von  $\text{etcone30}/p_T$  nach der Selektion und der Trigger-Bedingung.

### 4.3.3 Auswahl von Elektron- und Taukandidat

Das selektierte Elektron mit dem höchsten Transversalimpuls, das die Trigger- und Isolationskriterien erfüllt, wird für die weitere Analyse als Elektronkandidat ausgewählt. Bei der Analyse der sichtbaren Masse werden dabei nur selektierte Elektronen mit  $p_T < 40$  GeV einbezogen, um Ereignisse des  $Z \rightarrow ee$  Prozesses zu unterdrücken. Aufgrund der  $Z$ -Masse von 91,2 GeV erwartet man in diesem Untergrundkanal einen Impuls von etwa 45,6 GeV für beide Elektronen. Dieses Maximum ist auch in Abbildung 4.1 erkennbar.

Analog wird als Taukandidat das vorselektierte Tau mit dem höchsten  $p_T$  gewählt.

### 4.3.4 QCD Faktorisierung

Der Wirkungsquerschnitt für QCD-Prozesse im ATLAS-Detektor ist um Größenordnungen höher als der für das  $Z \rightarrow \tau\tau$  Signal. Da die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein QCD Ereignis gleichzeitig ein Elektron und ein Tau vortäuscht, wiederum sehr gering ist, wäre ein sehr großes QCD-Monte-Carlo-Sample notwendig, um

auf normalem Wege statistisch aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen. Tatsächlich steht aber nur ein Sample zur Verfügung, das einer integrierten Luminosität von  $7,2 \cdot 10^{-5} \text{ pb}^{-1}$  entspricht. Von den über 750.000 Einzelereignissen enthält kein einziges sowohl einen allen Anforderungen entsprechenden Elektronkandidaten als auch einen Taukandidaten.

An dieser Stelle muss deswegen mit Faktorisierung gearbeitet werden. Dabei nimmt man an, dass die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten eines vorgetäuschten Elektrons oder eines vorgetäuschten Taus nur von lokalen Variablen im Detektor abhängen. Diese Wahrscheinlichkeiten sind damit näherungsweise statistisch unabhängig vom Rest der kinematischen Variablen und es ist daher möglich, die entsprechenden Selektionen vom Rest des Schnittverlaufs zu trennen.

Zunächst wird die Effizienz  $\epsilon_{\text{id}}^e$  dafür bestimmt, dass ein Ereignis mit mindestens einem rekonstruierten Elektronkandidaten auch einen alle obigen Identifikationskriterien erfüllenden Elektronkandidaten enthält. Um ein statistisch aussagekräftiges Ergebnis zu erzielen, werden dabei alle Elektronen mit  $p_T > 3 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,5$  einbezogen. Analog bestimmt man die Effizienz  $\epsilon_{\text{id}}^\tau$  dafür, dass ein Ereignis mit mindestens einem rekonstruierten  $\tau$ -Jet mit  $E_T^{\text{vis}} > 15 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,5$  auch einen  $\tau$ -Jet enthält, der nach der Vorselektion als Tau-Kandidat ausgewählt wird.

Bei der Analyse wird dann von rekonstruierten Elektronen nur noch  $p_T > 10 \text{ GeV}$  (bzw.  $p_T > 15 \text{ GeV}$  für die Analyse der sichtbaren Masse) und  $|\eta| < 2,5$  gefordert und anstatt der Überprüfung der Elektronenidentifikation die Gewichtung der Ereignisse um  $\epsilon_{\text{id}}^e$  reduziert. Analog wird von  $\tau$ -Jets nur noch  $E_T^{\text{vis}} > 15 \text{ GeV}$  und  $|\eta| < 2,5$  verlangt und anschließend mit  $\epsilon_{\text{id}}^\tau$  skaliert.

Für die Elektronenselektion wird der Skalierungsfaktor für Elektronen mit  $p_T > 3 \text{ GeV}$  zu  $\epsilon_{\text{id}}^e = (6,5 \pm 3,1) \cdot 10^{-5}$  bestimmt. Er hängt sowohl von den qualitativen Unterschieden zwischen Jets mit niedrigem und hohem Transversalimpuls als auch von der Verteilung von  $p_T$  ab. Um eine Abschätzung des systematischen Fehlers zu erhalten, wird noch der Faktor bestimmt, der sich für Elektronen mit  $p_T > 5 \text{ GeV}$  ergibt:  $\epsilon_{\text{id},5 \text{ GeV}}^e = (1,9 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$ . Entsprechend des Unterschiedes beider Werte wird für die weitere Analyse noch ein systematischer Fehler der Größe  $13 \cdot 10^{-5}$  aufgeschlagen. Damit ergibt sich insgesamt  $\epsilon_{\text{id}}^e = (6,5 \pm 3,1 \pm 13) \cdot 10^{-5} \approx (7 \pm 17) \cdot 10^{-5}$ .

Zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren für die Tauselektion müssen keine gelockerten Impulsschnitte verwendet werden. Für die schnittbasierte „tight“-Identifikation von Taus ergibt sich  $\epsilon_{\text{id},s}^\tau = (3,40 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$ . Für die likelihoodbasierte „medium“-Identifikation erhält man  $\epsilon_{\text{id},s}^\tau = (1,17 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$ .

Aus der großen Unsicherheit des Skalierungsfaktors für die Elektronenselektion wird deutlich, dass mit der Zahl der zur Verfügung stehenden simulierten QCD-Ereignisse allenfalls eine grobe Abschätzung der Größenordnung des QCD-Untergrundes durchgeführt werden kann.

### 4.3.5 Abgrenzung gegen $W$ -Zerfälle

Die Unterdrückung von  $W$ -Zerfällen erfolgt durch Schnitte in zwei verschiedenen Variablen. Zunächst nutzt man aus, dass aufgrund des großen Massenunterschiedes  $m_Z \gg m_\tau$  die Taus beim  $Z$ -Zerfall einen starken Boost erfahren und ihre Zerfallsprodukte deswegen kollinear zur ursprünglichen  $\tau$ -Trajektorie emittiert werden. Für  $Z$ -Teilchen, die einen von Null verschiedenen Transversalimpuls besitzen, ergibt sich damit die Situation in Abbildung 4.3a. Die fehlende transversale Energie liegt innerhalb des von den beiden Taus gebildeten Winkels. In  $W \rightarrow e\nu$  Ereignissen hingegen zeigen die Vektoren der fehlenden transversalen Energie, des Elektrons und des  $\tau$ -Jets alle in unterschiedliche Richtungen und gleichen die Impulsbilanz in der transversalen Ebene aus. Dies ist in Abbildung 4.3b skizziert. Auch in  $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow e\nu\nu\nu$  Ereignissen liegt der Vektor der fehlenden transversalen Energie wie in Abbildung 4.3c gezeigt außerhalb des von den beiden Taus gebildeten Winkels [29].

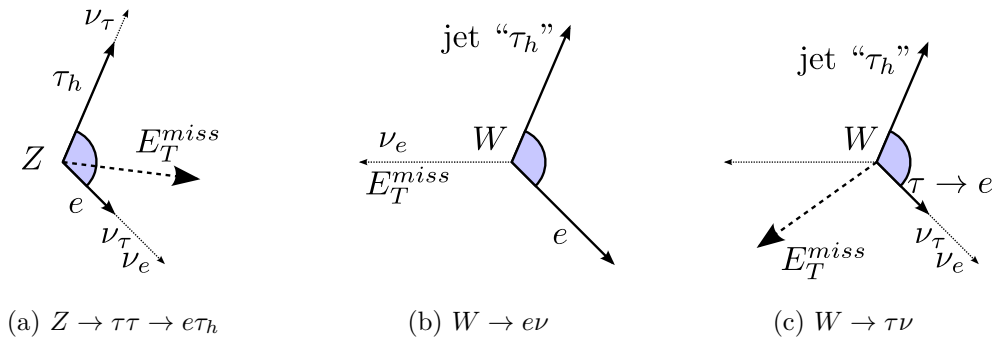


Abb. 4.3: Orientierung von Elektron- und Taukandidat und fehlender transversaler Energie in der transversalen Ebene nach [29].

Eine Variable, die die Lage des  $E_T^{miss}$ -Vektors messbar macht, ist

$$\sum \cos \Delta\phi := \cos(\phi(e) - \phi(E_T^{miss})) + \cos(\phi(\tau_h) - \phi(E_T^{miss})).$$

$\sum \cos \Delta\phi$  ist positiv, wenn der  $E_T^{miss}$ -Vektor innerhalb des Winkels zwischen den beiden Taus liegt, und andernfalls negativ. Die Verteilung von  $\sum \cos \Delta\phi$  in den

relevanten Samples ist in Abbildung 4.4a gezeigt. Der Schnitt auf diese Variable verlangt  $\sum \cos \Delta\phi > -0,15$ .

Als zweite Variable zur Abgrenzung von  $W$ -Zerfällen wird die transversale Masse zwischen dem Elektronkandidaten und der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{\text{miss}}$  verwendet:

$$m_T(e, E_T^{\text{miss}}) = \sqrt{2p_T(e)E_T^{\text{miss}}(1 - \cos \Delta\phi(e, E_T^{\text{miss}}))} \quad (4.1)$$

In  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\tau_h$  Zerfällen ist  $E_T^{\text{miss}}$  in der Regel in die Richtung des Elektrons ausgerichtet, da beim leptonic Tau-Zerfall zwei Neutrinos frei werden. Dies führt nach Gleichung (4.1) zu einem kleinen  $m_T$ . Bei  $W \rightarrow e\nu$  Zerfällen werden Elektron und Neutrino in entgegengesetzte Richtungen emittiert. Sind sie in Strahlrichtung ungeboostet, gilt gerade  $m_T = m_W$ . Die Verteilung von  $m_T$  nach allen genannten Schnitten ist in Abbildung 4.4b dargestellt. Man verlangt  $m_T < 50$  GeV.

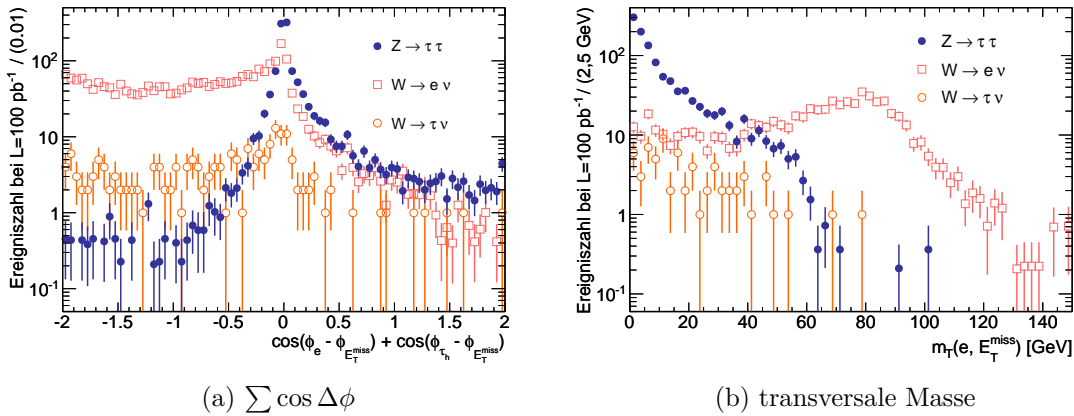


Abb. 4.4: Verteilung der beiden Variablen, die zur Abgrenzung von  $W$ -Zerfällen genutzt werden. Dargestellt sind die Verteilungen, die sich bei der Analyse der invarianten Masse ergeben.

### 4.3.6 Abgrenzung gegen $Z \rightarrow ee$

Die Fehlidentifikation eines Elektrons des  $Z \rightarrow ee$  Zerfalls als  $\tau$  ist durch das beschriebene Overlap-Removal und das Überprüfen auf ein Elektron-Veto bereits effektiv unterdrückt [29]. Es bleiben noch die Fälle zu behandeln, in denen ein QCD-Jet als  $\tau$ -Jet fehlinterpretiert wird. Dieser Fall kann durch Aussortieren von Ereignissen, in denen mehr als ein Elektron vorselektiert wird (siehe Abschnitt 4.3.1), unter-

drückt werden. Die Verteilung der Anzahl der vorselektierten Elektronen nach allen vorherigen Schnitten zeigt Abbildung 4.5. Tatsächlich gibt es nur in dem  $Z \rightarrow ee$  Sample eine nennenswerte Anzahl an Ereignissen mit mehr als einem vorselektierten Elektron.

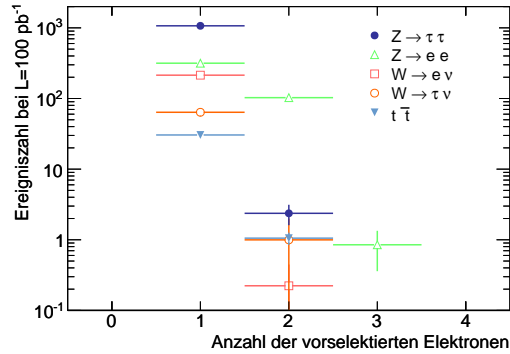


Abb. 4.5: Verteilung der Anzahl der vorselektierten Elektronen nach dem Schnitt auf die transversale Masse bei der Analyse der invarianten Masse. Aufgrund mangelnder Statistik kann das QCD-Sample hier nicht dargestellt werden.

### 4.3.7 Zahl der Spuren und Ladung

Neben den Abgrenzungen gegen spezielle Untergrundprozesse gibt es auch einige allgemeine Charakteristika des  $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\tau_h$  Zerfalls, die zur Identifikation dieses Kanals genutzt werden können.

Das Tau trägt eine positive oder negative Einheitsladung. Beim Zerfall in Hadronen, dabei insbesondere in Pionen, gilt Ladungserhaltung. Es entstehen deswegen entweder ein oder drei geladene Pionen. Der Zerfall in mehr als drei Pionen ist stark unterdrückt. Die Zahl der geladenen Pionen spiegelt sich in der Zahl der im inneren Detektor rekonstruierten Spuren wieder. Deren Verteilung nach dem Schnitt zur Abgrenzung gegen  $Z \rightarrow ee$  Zerfälle ist in Abbildung 4.6a gezeigt. Man verlangt, dass der  $\tau$ -Jet aus einer oder drei geladenen Spuren rekonstruiert wurde.

Ebenfalls aufgrund der Ladungserhaltung kann verlangt werden, dass der Betrag der Gesamtladung des  $\tau$ -Jets gleich Eins ist. Die Verteilung des Ladungsbetrages nach dem Schnitt auf die Jet-Multiplizität zeigt Abbildung 4.6b. In allen Samples überwiegt der Ladungsbetrag Eins deutlich.

Letztlich erwartet man für den Signalprozess, dass die Vorzeichen der Ladungen des Elektrons und des hadronisch zerfallenden Taus verschieden sind, gleichbedeu-



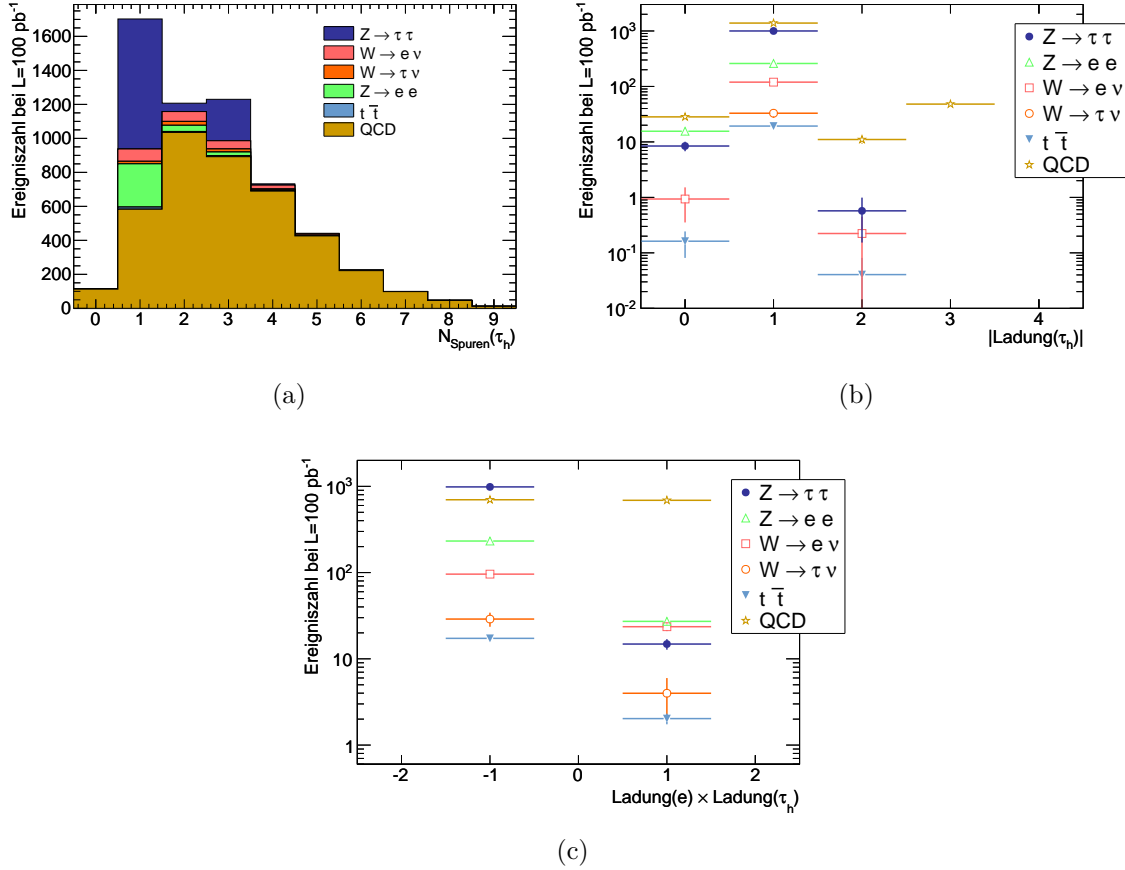


Abb. 4.6: (a) Verteilung der Anzahl der rekonstruierten Spuren des  $\tau$ -Kandidaten.  
 (b) Verteilung des Ladungsbetrages des  $\tau$ -Kandidaten.  
 (c) Verteilung des Ladungsproduktes von Elektron- und  $\tau_h$ -Kandidat.  
 Die Verteilungen entstammen der Analyse der invarianten Massen.

tend damit, dass das Produkt der Ladungen negativ ist. Dies entspricht einer weiteren Schnittbedingung. Die Verteilung des Ladungsproduktes vor diesem Schnitt ist in Abbildung 4.6c dargestellt. Wie zu erwarten ist die Ladung von  $\tau_h$ - und Elektronkandidat im QCD-Sample völlig unkorreliert und die Anzahl der Ereignisse mit gleichen und ungleichen Ladungsvorzeichen daher nahezu identisch.

### 4.3.8 Sichtbare $Z$ -Masse

Im Anschluss an alle genannten Schnitte ergibt sich für die Analyse der sichtbaren Masse  $m_{\text{vis}}$  die Verteilung von  $m_{\text{vis}}$ , die in Abbildung 4.7a gezeigt ist. Aufgrund der emittierten Neutrinos ist der Mittelwert der Energie deutlich geringer als die eigentliche  $Z$ -Masse  $m_Z \approx 91,2$  GeV.

Abbildung 4.7b zeigt die entsprechende Verteilung für den Elektronenkanal der Benchmark-Analyse. Es fällt auf, dass das Maximum meiner Analyse deutlich höher liegt. Gleichzeitig ist der QCD-Untergrund geringer abgeschätzt, wobei hier die große Unsicherheit der gezeigten Verteilung aufgrund der in 4.3.4 beschriebenen Faktorisierung und dem sich dabei ergebenden großen Fehler auf den Skalierungsfaktor  $\epsilon_{id}^e$  zu beachten ist. Ferner ist der Peak der  $Z \rightarrow ee$  Ereignisse in der Benchmark-Analyse deutlicher ausgeprägt. Dieser qualitative Unterschied kann vermutlich auf eine Reoptimierung des Elektronenvetos der Tau-Identifikation im ATLAS-Detektor zurückgeführt werden. Details zu dem in der Benchmark-Analyse verwendeten Elektronenveto-Algorithmus finden sich in [30], eine Beschreibung der verbesserten Variante wird in [21] gegeben. Zusätzlich wurden zwischenzeitlich auch die Algorithmen zur Rekonstruktion von Spuren im ATLAS-Detektor optimiert. Auch dies könnte dazu beitragen, dass der Peak im  $Z \rightarrow ee$  Sample stärker unterdrückt ist.

Der Schnitt auf die sichtbare Masse verlangt, dass  $m_{vis}$  im Bereich von 25 bis 85 GeV liegt.

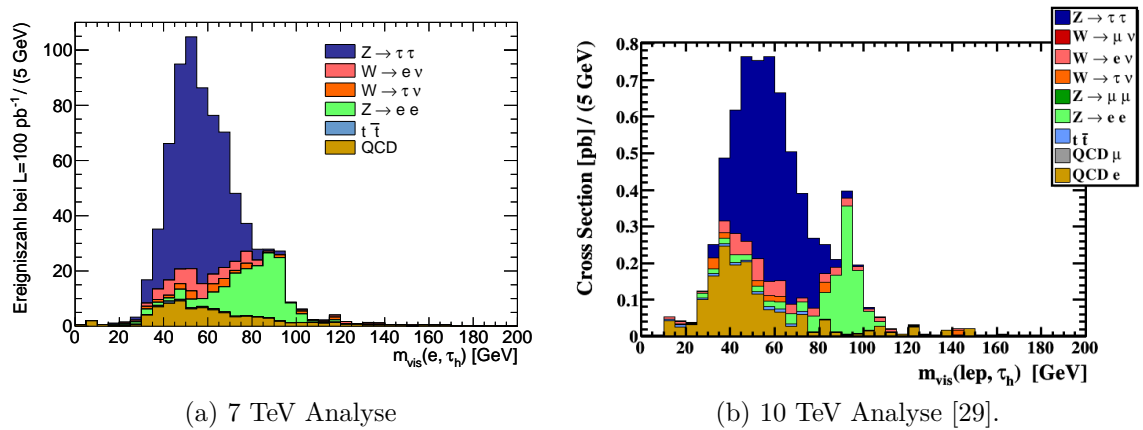


Abb. 4.7: Verteilung der sichtbaren Masse am Ende der zugehörigen Schnittfolge.

### 4.3.9 Invariante $Z$ -Masse

Um die invariante Masse des  $Z$ -Bosons mithilfe der kollinearen Approximation gut rekonstruieren zu können, muss die fehlende transversale Energie groß gegen ihre Auflösung sein [29, 31]. Deshalb wird  $E_T^{miss} > 20$  GeV gefordert. Dieser Schnitt schließt gleichzeitig einen großen Anteil der noch verbliebenen QCD-Ereignisse aus. Die Verteilung von  $E_T^{miss}$  vor diesem Schnitt ist in Abbildung 4.8a gezeigt.

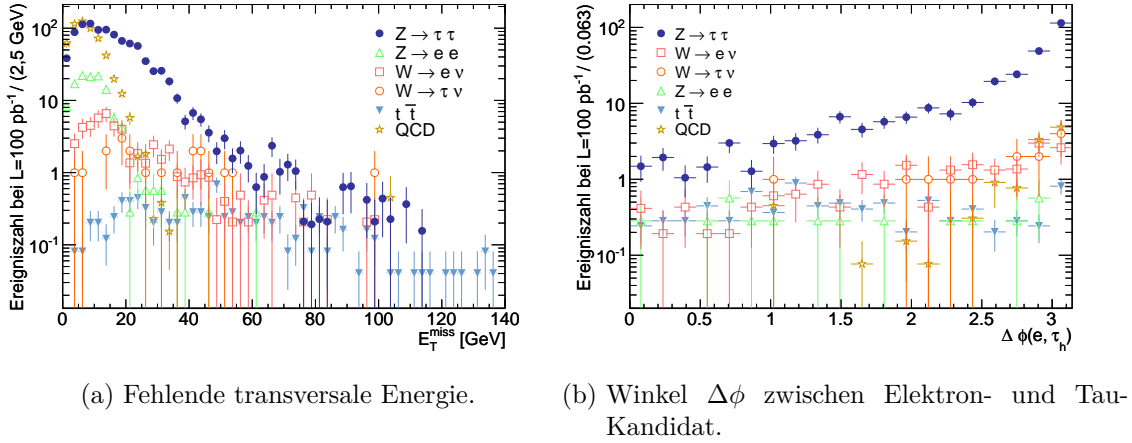


Abb. 4.8: Verteilungen der beiden Variablen, auf die für die Analyse der invarianten Masse zusätzlich geschnitten wird.

Wie in Abschnitt 3.3.5 beschrieben, ist das Gleichungssystem der kollinearen Approximation nicht eindeutig lösbar, wenn die beiden Taus genau in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Um diese Singularität auszuschließen, wird  $\Delta\phi(e, \tau\text{-jet}) < 2,8$  gefordert. Die Verteilung von  $\Delta\phi(e, \tau\text{-jet})$  in den verschiedenen Samples ist in Abbildung 4.8b dargestellt. Durch die Anforderungen der kollinearen Approximation muss unweigerlich auch das Maximum der Verteilung im Signalsample ausgeschlossen werden.

Nach den beiden beschriebenen Schnitten ergibt sich die in Abbildung 4.9a gezeigte Verteilung der berechneten invarianten Masse. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.9b das entsprechende Ergebnis im Elektronenkanal der Benchmark-Analyse gezeigt, das qualitativ im Wesentlichen übereinstimmt. Einzig der QCD-Untergrund kann aufgrund der sehr geringen Datensatzgröße nicht vergleichbar reproduziert werden.

Als letzten Schnitt fordert die Analyse, dass die berechnete invariante Masse im Bereich 60 – 150 GeV liegt.

## 4.4 Effizienzen

Für die Zahl der Ereignisse  $N_i$ , die nach dem  $i$ -ten Schnitt noch vorhanden sind, kann aufgrund der großen Gesamtzahl an Ereignissen und dem geringen relativen Anteil der Ereignisse, die alleine den ersten Schnitt überstehen, die Gültigkeit der Poissonstatistik angenommen werden. Für den statistischen Fehler gilt demnach  $\Delta N_i = \sqrt{N_i}$ .

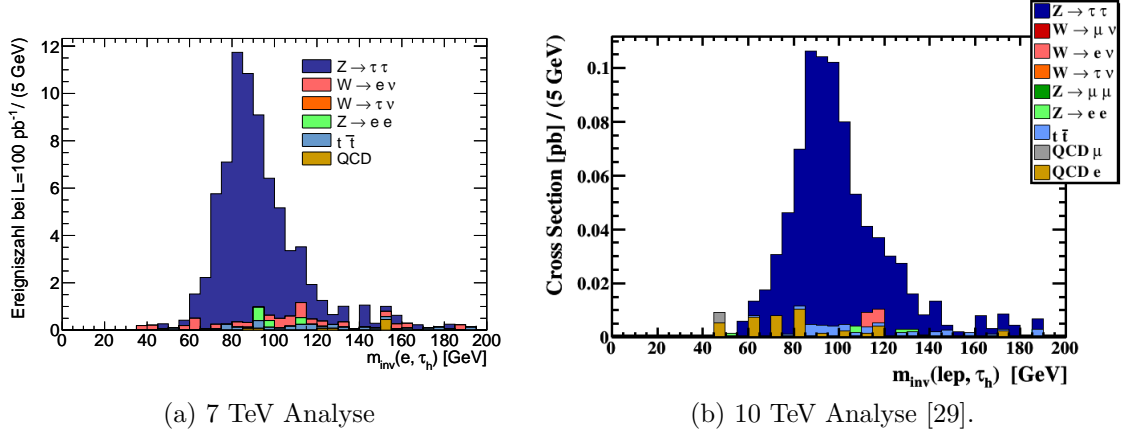


Abb. 4.9: Verteilungen der mit der kollinearen Approximation berechneten invarianten Masse von Elektron- und Taukandidat in meiner Analyse und in der Benchmark-Analyse.

Die bei Alpgen und für den QCD-Untergrund erzeugten Untersamples (siehe Abschnitt 4.2) haben jeweils einen eigenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma^p$ , woraus sich für jedes Untersample auch ein unterschiedliches Gewicht  $w^p$  des Einzelereignisses ergibt. Für die Zahl der Ereignisse nach dem  $i$ -ten Schnitt gilt demnach:

$$N_i = \sum_p w_i^p N_i^p \quad \text{mit} \quad \Delta N_i = \sqrt{\sum_p (w_i^p \Delta N_i^p)^2} = \sqrt{\sum_p (w_i^p)^2 N_i^p}.$$

Als Effizienz des  $i$ -ten Schnittes bezeichnet man den Quotienten  $\epsilon_i = N_i/N_{i-1}$ . Zur Berechnung des statistischen Fehlers berechnet man zunächst den Binomialfehler dieses Schnittes auf  $N_i$ :  $\Delta N_{i,\text{Bin}} = \sqrt{N_{i-1} \epsilon_i (1 - \epsilon_i)}$ . Damit ergibt sich der Fehler auf  $\epsilon_i$  zu

$$\Delta \epsilon_i = \frac{\Delta N_{i,\text{Bin}}}{N_{i-1}} = \sqrt{\frac{\epsilon_i (1 - \epsilon_i)}{N_{i-1}}}.$$

Bei den Alpgen- und den QCD-Datensätzen sind die Fehler auf  $N_i^p$  jedes Untersamples unabhängig voneinander, so dass sich hier

$$\Delta \epsilon_i = \frac{\Delta N_{i,\text{Bin}}}{N_{i-1}} = \frac{\sqrt{\sum_p (w^p \Delta N_{i,\text{Bin}}^p)^2}}{\sum_p w^p N_{i-1}^p}$$

mit  $\Delta N_{i,\text{Bin}}^p = \sqrt{N_{i-1}^p \epsilon_i^p (1 - \epsilon_i^p)}$  für jedes Untersample ergibt.

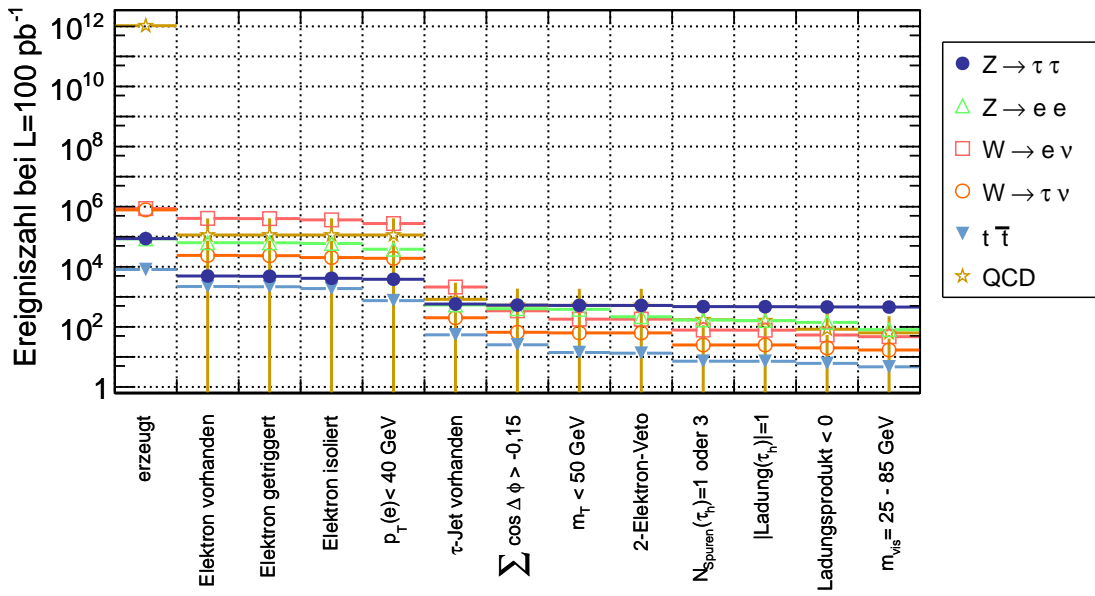


Abb. 4.10: Verlauf der Anzahl der Ereignisse für die Analyse der sichtbaren Masse.

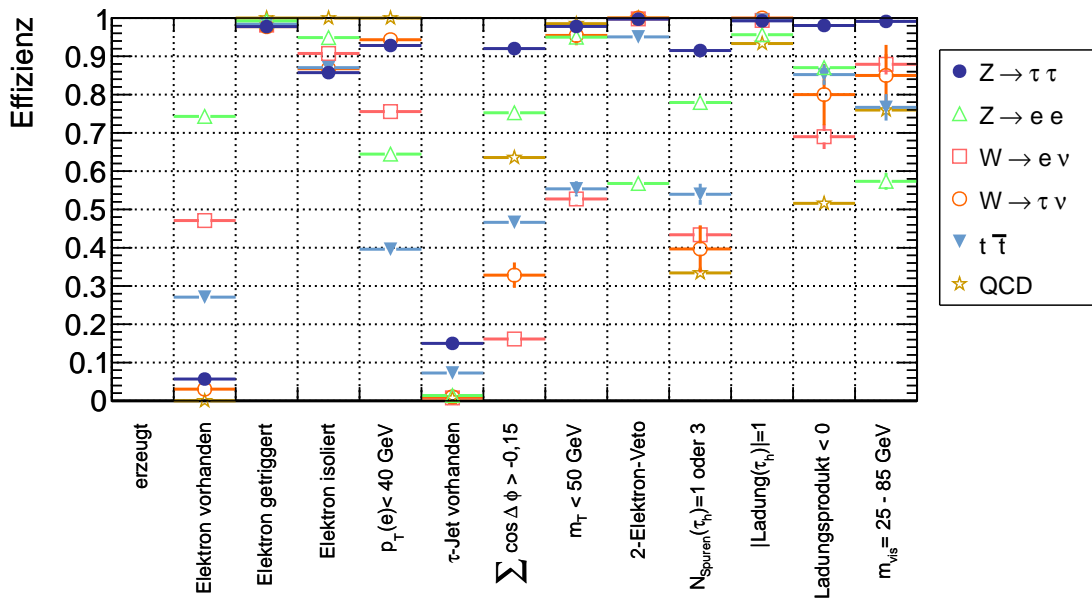


Abb. 4.11: Effizienzen der einzelnen Schnitte für die Analyse der sichtbaren Masse.

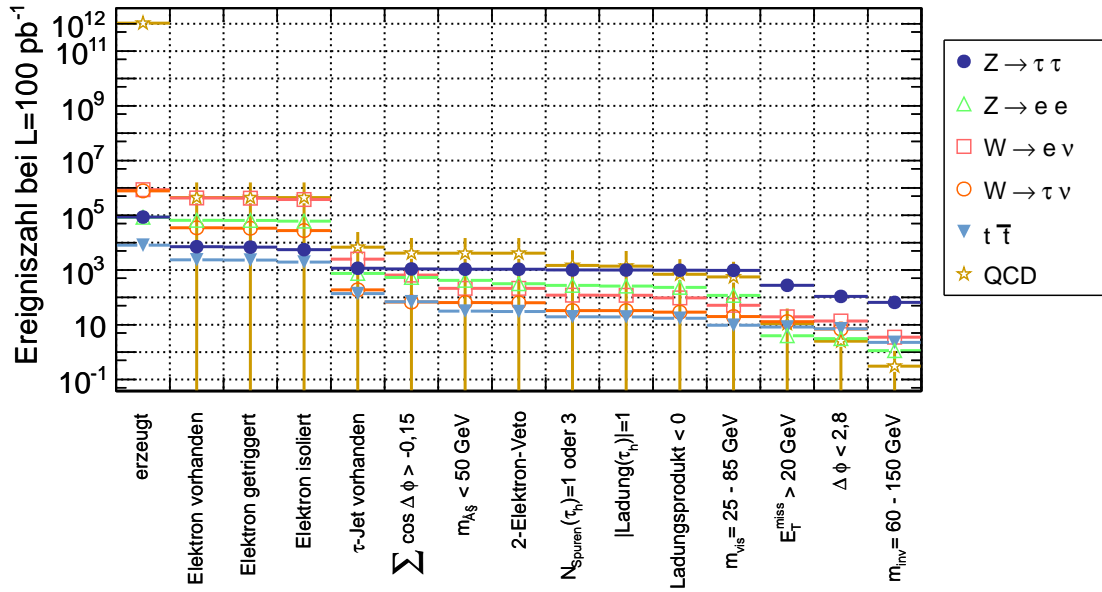


Abb. 4.12: Verlauf der Anzahl der Ereignisse für die Analyse der invarianten Masse.

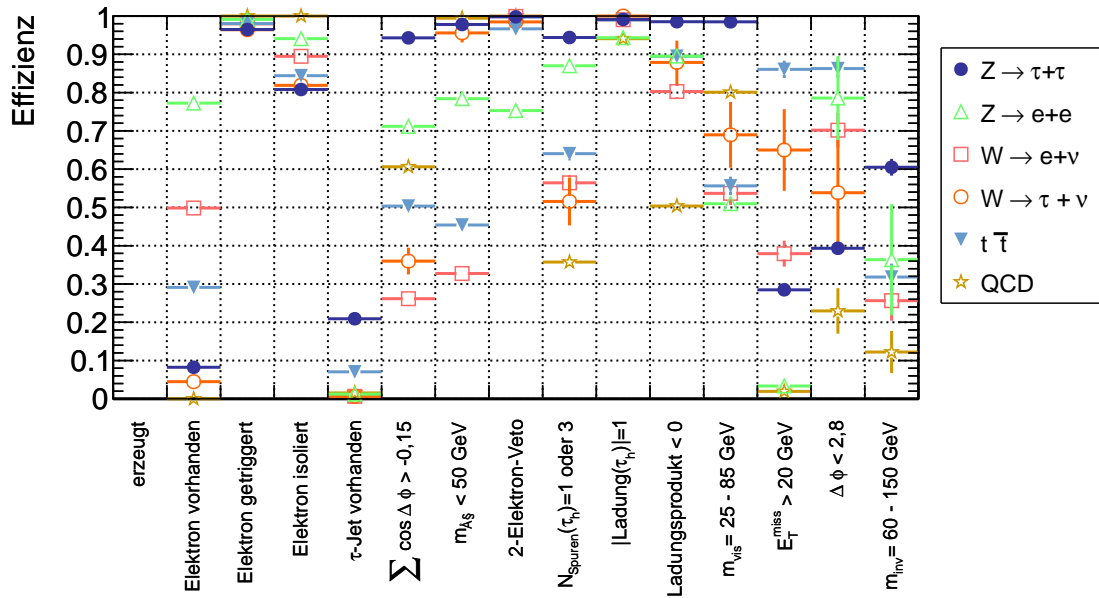


Abb. 4.13: Effizienzen der einzelnen Schritte für die Analyse der invarianten Masse.

Die berechneten Ereigniszahlen im Verlauf der Schnittfolge zeigt Abbildung 4.10 für die Analyse der sichtbaren Masse und Abbildung 4.12 für die Analyse der invarianten Masse. Die berechneten Effizienzen sind in den Abbildungen 4.11 und 4.13 dargestellt. Detaillierte Tabellen mit den genauen Zahlenwerten finden sich in Anhang A.2.

## 4.5 Untersuchung der Abgrenzung gegen $W$ -Zerfälle

In der Schnittfolge wird die Abgrenzung des Signals gegen den  $W$ -Untergrund durch die Kombination der Bedingungen  $\sum \cos \Delta\phi > -0,15$  und  $m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 50$  GeV erreicht. Dies ist eine fortgeschrittene Abgrenzungsmethode. Klassisch erfolgt die Abgrenzung von  $W$ -Zerfällen allein durch einen stärkeren Schnitt in der transversalen Masse. Zum Beispiel kann man  $m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 30$  GeV fordern.

Beide Alternativen sollen nun in den drei relevanten Samples ( $Z \rightarrow \tau\tau$ ,  $W \rightarrow e\nu$  und  $W \rightarrow \tau\nu$ ) verglichen werden. Dafür wird eine Analyse mit den Bedingungen  $\sum \cos \Delta\phi > -0,15$  und  $m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 50$  GeV durchgeführt, bei der sowohl die Effizienzen jedes einzelnen Schnittes als auch die kombinierte Effizienz beider Schnitte bestimmt werden. In einer zweiten Analyse wird kein Schnitt auf  $\sum \cos \Delta\phi$  durchgeführt und allein die Effizienz des Schnittes  $m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 30$  GeV bestimmt. Die Ergebnisse dieses Vergleichs für die sichtbare Massenanalyse zeigt Tabelle 4.3. Die Ergebnisse für die Analyse der invarianten Masse stellt Tabelle 4.4 dar.

Sample	$\sum \cos \Delta\phi > -0,15$	$m_T < 50$ GeV	kombiniert	$m_T < 30$ GeV
$Z \rightarrow \tau\tau$	92,0(7)%	97,8(4)%	90,4(7)%	85,1(9)%
$W \rightarrow e\nu$	16,2(5)%	52(2)%	8,7(4)%	8,9(4)%
$W \rightarrow \tau\nu$	33(4)%	95(3)%	32(4)%	40(4)%

Tab. 4.3: Bei der Analyse der sichtbaren Masse erzielte Effizienzen. Die Spalte „kombiniert“ gibt die Gesamteffizienz der Bedingungen  $\sum \cos \Delta\phi > -0,15$  und  $m_T < 50$  GeV an.

Aus beiden Tabellen wird die Überlegenheit der Kombination aus den Schnitten auf  $\sum \cos \Delta\phi$  und  $m_T$  gegenüber dem alleinigen Schnitt auf  $m_T$  deutlich. Sowohl bei der Analyse der sichtbaren Masse als auch bei der der invarianten Masse ist die Gesamteffizienz im Signalsample signifikant höher, während im  $W \rightarrow e\nu$  Untergrund kein signifikanter Unterschied und im  $W \rightarrow \tau\nu$  Untergrund eine signifikant kleinere Effizienz festgestellt wird. Es wird also eine Verbesserung des Verhältnisses

Sample	$\sum \cos \Delta\phi > -0,15$	$m_T < 50$ GeV	kombiniert	$m_T < 30$ GeV
$Z \rightarrow \tau\tau$	94,3(4)%	97,8(3)%	92,2(5)%	88,8(6)%
$W \rightarrow e\nu$	26,2(6)%	33(2)%	8,7(4)%	8,0(4)%
$W \rightarrow \tau\nu$	36(4)%	96(3)%	35(4)%	45(4)%

Tab. 4.4: Bei der Analyse der invarianten Masse erzielte Effizienzen. Die Spalte „kombiniert“ gibt die Gesamteffizienz der Bedingungen  $\sum \cos \Delta\phi > -0,15$  und  $m_T < 50$  GeV an.

der Zahl an Signalereignissen zu der Zahl an Untergrundereignissen erzielt. Ferner ist aufgrund der Verteilung in Abbildung 4.4b offensichtlich, dass auch ein anders gewählter Maximalwert der transversalen Masse den alleinigen Schnitt auf diese Größe gegenüber der beschriebenen Kombination aus zwei Schnitten nicht verbessern kann, da eine stärkere Unterdrückung des Untergrundes automatisch auch mit einem größeren Verlust des Signals einhergeht.

## 4.6 Vergleich der beiden Analysen

Bisher existieren keine experimentellen Daten für den Produktionswirkungsquerschnitt für  $Z$ -Bosonen am LHC im Kanal  $Z \rightarrow \tau\tau$ . Um diesen genau bestimmen zu können, wird eine Ereignisselektion benötigt, die ein hohes Verhältnis von Signal zu Untergrund aufweist.

Speziell ist der Quotient aus der Zahl  $S$  der Signalereignisse und der Wurzel der Zahl  $B$  der Untergrundereignisse von Bedeutung, da er im Experiment der Abweichung der Daten von der Untergrundhypothese ausgedrückt als Vielfaches der Standardabweichung entspricht.

Bei der Analyse der sichtbaren Masse verlangt das am Ende definierte Massenfenster  $25 \text{ GeV} < m_{\text{vis}}(e, \tau_h) < 85 \text{ GeV}$ . Bei der Analyse der invarianten Masse werden alle Ereignisse in Betracht gezogen, die die Bedingung  $60 \text{ GeV} < m_{\text{inv}}(e, \tau_h) < 150 \text{ GeV}$  erfüllen. Tabelle 4.5 stellt die für eine integrierte Luminosität von  $L = 100 \text{ pb}^{-1}$  mit dem beschriebenen Schnittverlauf ermittelten Zahlen dar.

Für den Quotienten  $S/\sqrt{B}$  ergibt sich aus diesen Werten für die Analyse der sichtbaren Masse  $(S/\sqrt{B})_{\text{vis}} = 31 \pm 12$  und für die Analyse der invarianten Masse  $(S/\sqrt{B})_{\text{inv}} = 24 \pm 3$ . Obwohl das Verhältnis  $S/B$  für die Analyse der invarianten Masse mit  $9,1 \pm 1,8$  deutlich besser ist als für die Analyse der sichtbaren Masse, für die man  $2,2 \pm 1,6$  errechnet, sorgt die deutlich höhere Zahl der ausgewählten



Sample	Analyse sichtbare Masse	Analyse invariante Masse
$Z \rightarrow \tau\tau$ (S)	455(13)	66(4)
$W \rightarrow e\nu$	47(5)	3,5(9)
$W \rightarrow \tau\nu$	17(5)	0
$Z \rightarrow ee$	81(5)	1,1(6)
$t\bar{t}$	4,7(5)	2,3(3)
QCD	63(170)	0,3(8)
Summe Untergrund (B)	212(163)	7,2(1,4)

Tab. 4.5: Anzahl der von den beiden Schnittverläufen selektierten Ereignisse in den verschiedenen Samples für eine integrierte Luminosität von  $L = 100 \text{ pb}^{-1}$ .

Ereignisse bei der Analyse der sichtbaren Masse letztlich doch für einen größeren Wert von  $S/\sqrt{B}$ .

Die großen Unsicherheiten für die Quotienten der Analyse der sichtbaren Masse ergeben sich sowohl aus der statistischen Unsicherheit aufgrund der geringen Statistik im QCD-Sample als auch aus der systematischen Unsicherheit der verwendeten Faktorisierung. Eine weitere Fehlerquelle auf die Zahl der Ereignisse im QCD-Sample, die hier nicht berücksichtigt ist, ist die Unsicherheit des zugehörigen Wirkungsquerschnittes.

Da sich  $S$  und  $B$  proportional zur integrierten Luminosität  $L$  verhalten, können aus den bekannten Werten von  $S/\sqrt{B}$  auch die entsprechenden Werte für andere Luminositäten errechnet werden. Dies ist in Tabelle 4.6 für einige ausgesuchte Werte durchgeführt, wobei auch die Luminosität aufgeführt ist, für die man das nach allgemeiner Konvention für die Publikation einer „Entdeckung,, nötige Verhältnis  $S/\sqrt{B} = 5$  erhält.

$L[\text{pb}^{-1}]$	$S$	$B$	$S/\sqrt{B}$	$L[\text{pb}^{-1}]$	$S$	$B$	$S/\sqrt{B}$
1	4,6(2)	2,1(1,6)	3,1(1,2)	1	0,66(4)	0,07(2)	2,5(3)
2,56	11,7(4)	5,5(4,2)	5,0(2,0)	4,18	2,7(2)	0,30(6)	5,0(6)
10	45(2)	21(17)	9,9(3,8)	10	6,6(4)	0,7(2)	7,7(9)
100	455(13)	212(163)	31(12)	100	66(4)	7(2)	25(3)

(a)

(b)

Tab. 4.6: Quotient aus Zahl  $S$  der Signalereignisse und Wurzel der Zahl  $B$  der Untergrundereignisse für verschiedene integrierte Luminositäten in (a) für die Analyse der sichtbaren Masse und in (b) für die Analyse der invarianten Masse.

## 4.7 Studie der $Z$ -Massenrekonstruktion

Für die Studie der genauen Bestimmung der Masse des  $Z$ -Bosons werden im Folgenden nur die Ergebnisse des Signalsamples  $Z \rightarrow \tau\tau$  verwendet. Die Verteilung der aus dem Elektronkandidaten und dem Kandidaten für das hadronisch zerfallende Tau berechneten invarianten Masse vor dem Schnitt auf  $m_{\text{inv}}$  ist in Abbildung 4.14a dargestellt.

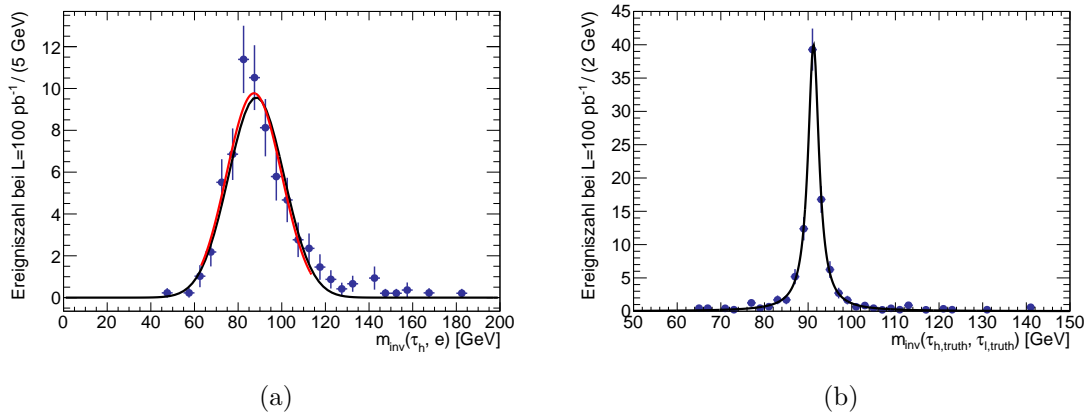


Abb. 4.14: Verteilung der invarianten Masse im  $Z \rightarrow \tau\tau$  Sample. In (a) sind die Ergebnisse der kollinearen Approximation gezeigt, in (b) die aus den beiden generierten Taus berechneten Werte.

Die Form der Verteilung ist maßgeblich dominiert von der Detektoraufösung und kann deswegen durch eine Gaußkurve approximiert werden. An die Verteilung wird zunächst die in schwarz dargestellte Gaußkurve gefittet. Als Mittelwert ergibt sich dabei  $\mu_{\text{tot}} = 88,3 \pm 1,0 \text{ GeV}$ , als Breite der Verteilung erhält man den Wert  $\sigma_{\text{tot}} = 12,8 \pm 0,8 \text{ GeV}$ . Im zweiten Schritt wird im Bereich  $\mu_{\text{tot}} \pm 2\sigma_{\text{tot}}$  ein zweiter Fit durchgeführt, der besonders den Bereich um das Maximum der Verteilung gut wiedergeben soll. Hier erhält man als Ergebnis  $\mu_{\text{sub}} = 87,3 \pm 1,0 \text{ GeV}$  und  $\sigma_{\text{sub}} = 12,6 \pm 1,0 \text{ GeV}$ .

In dem verwendeten Monte-Carlo-Sample sind zusätzlich zu den simulierten Detektordaten noch Informationen über alle generierten Teilchen und ihre Viererimpulse vorhanden („truth“-Variablen). Anhand der Abstände  $\Delta R$  zwischen rekonstruierten und generierten Teilchen kann eine Zuordnung zwischen beiden vorgenommen werden.

In Abbildung 4.14b ist die Verteilung der invarianten Masse gezeigt, die man aus den generierten Taus berechnet, die dem Elektronkandidaten und dem  $\tau_h$ -

Kandidaten zugeordnet werden. Da hier kein Effekt durch Detektorauflösung zum Tragen kommt, muss an die Verteilung eine Breit-Wigner-Kurve gefittet werden. Dabei erhält man als Zentralwert der Verteilung den Wert  $M_{\text{truth}} = (91,2 \pm 0,2)$  GeV und als Breite  $\Gamma_{\text{truth}} = 3,1 \pm 0,3$  GeV.

Es wird deutlich, dass die Kombination aus Detektion und Rekonstruktion im Detektor sowie kollinearer Approximation sowohl eine Verbreiterung der  $Z$ -Massenverteilung als auch eine signifikante Verringerung ihres Mittelwertes zur Folge hat. Einen maßgeblichen Beitrag zur größeren Breite der Verteilung liefert die Auflösung der rekonstruierten fehlenden transversalen Energie. Sie hängt als Wurzelfunktion von der Summe aller detektierten transversalen Energien  $\sum E_T$  ab, wie in Anhang B ausgeführt ist. Im Folgenden untersuche ich, wie sich die rekonstruierte Energie der beiden Taus auf die Verteilung der invarianten Masse auswirkt.

### 4.7.1 Rekonstruierte Energie der Taus

Wesentlich für eine genaue Rekonstruktion der  $Z$ -Masse ist das Gelingen der kollinearen Approximation. Mit dem in Gleichung (3.1) eingeführten Parameter  $r_l$ , der dem approximierten Anteil der sichtbaren Energie an der Gesamtenergie des leptonisch zerfallenden Taus entspricht, kann aus der Energie des Elektrons  $E_e$  die Energie des Mutterteilchens nach  $E_{\tau_l, \text{reco}} = E_e/r_l$  berechnet werden. Dieser Wert wird mit der aus den generierten Variablen entnommenen wahren Energie des  $\tau$ -Leptons  $E_{\tau_l, \text{truth}}$  verglichen. Dazu ist in Abbildung 4.15a der durch einen Gauß-Fit erhaltene Mittelwert der Verteilung der relativen Abweichung  $(E_{\tau_l, \text{reco}} - E_{\tau_l, \text{truth}})/E_{\tau_l, \text{truth}}$  in Abhängigkeit des Parameters  $r_l$  dargestellt. Abbildung 4.15b zeigt die Anzahl der Ereignisse, die in jeden  $r_l$ -Bin fallen. Offensichtlich wird die Energie für große Werte von  $r_l$  tendenziell unterschätzt. Da Elektronen im ATLAS-Detektor sehr zuverlässig detektiert werden, ist diese Beobachtung vermutlich auf eine Unterschätzung der durch die Neutrinos abgeführten Energie zurückzuführen.

Analog zum Vorgehen für das leptonisch zerfallende Tau kann aus dem Parameter  $r_h$  der kollinearen Approximation und der sichtbaren Energie  $E_{\tau\text{-jet}}$  des  $\tau$ -Jets die approximierte Energie des hadronisch zerfallenden Taus nach  $E_{\tau_h, \text{reco}} = E_{\tau\text{-jet}}/r_h$  berechnet und mit der wahren Energie  $E_{\tau_h, \text{truth}}$  verglichen werden. Die Auftragung des Mittelwertes der Verteilung von  $(E_{\tau_h, \text{reco}} - E_{\tau_h, \text{truth}})/E_{\tau_h, \text{truth}}$  gegen  $r_l$  zeigt Abbildung 4.16a. Abbildung 4.16b zeigt wiederum die Anzahl der Ereignisse in den  $r_h$ -Bins. Auch hier ist für große Werte von  $r_h$  eine Unterschätzung der Gesamtenergie zu beobachten.

## 4 Analyse

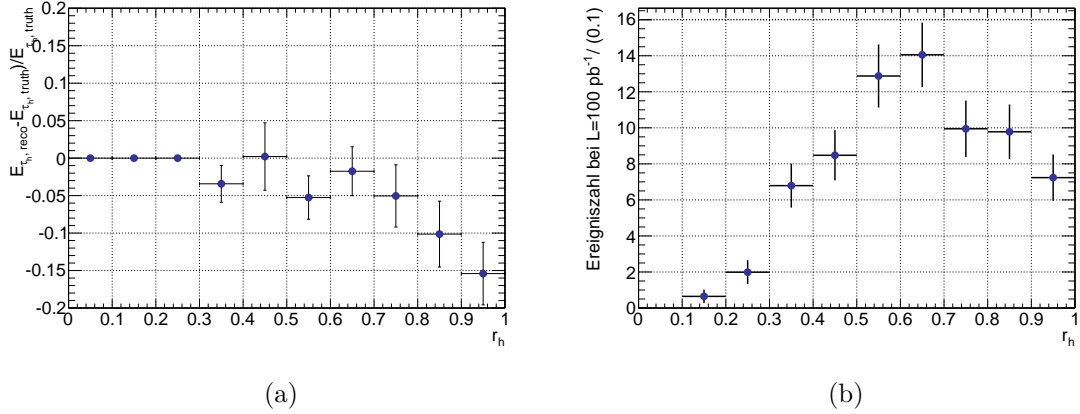


Abb. 4.15: (a) Abhängigkeit der mittleren relativen Abweichung der rekonstruierten Energie des leptonic zerfallenden Taus vom Parameter  $r_l$  der kollinearen Approximation. (b) Zahl der Ereignisse in den jeweiligen  $r_l$ -Bins.

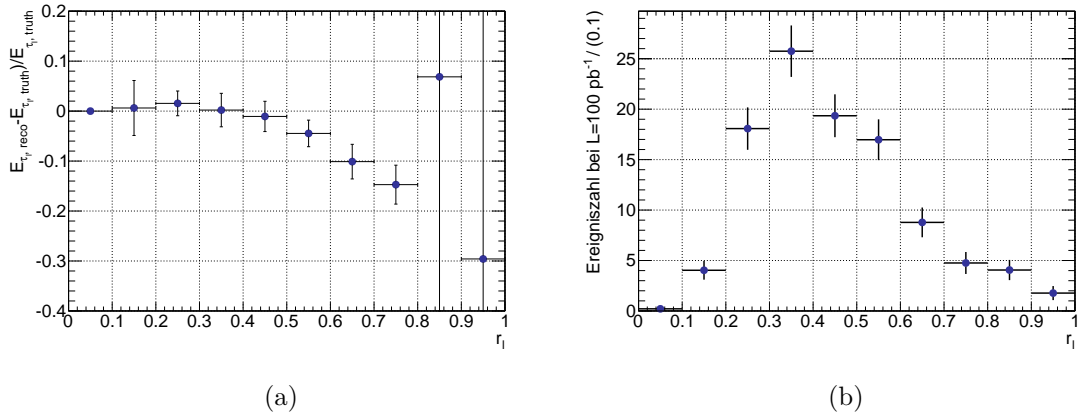


Abb. 4.16: (a) Abhängigkeit der mittleren relativen Abweichung der rekonstruierten Energie des hadronisch zerfallenden Taus vom Parameter  $r_h$  der kollinearen Approximation. (b) Zahl der Ereignisse in den jeweiligen  $r_l$ -Bins. Die großen Unsicherheiten der beiden letzten Bins in (a) resultieren aus der geringen Zahl an Ereignissen, die in diese Bins fallen.

Die Ergebnisse in den Abbildungen 4.15 und 4.16 legen es nahe, große Werte von  $r_h$  und  $r_l$  aus der Analyse auszuschließen. Zieht man nur die Bins von  $r_h$  und  $r_l$  zur Berechnung heran, in denen eine mittlere Abweichung der rekonstruierten Energie des Taus von weniger als 10% festgestellt wird, führt das zu den beiden Bedingungen  $r_l < 0,6$  und  $r_h < 0,8$ . In Abbildung 4.17 ist die Anzahl der auftretenden Ereignisse in Abhängigkeit von  $r_h$  und  $r_l$  als zweidimensionales Histogramm dargestellt. In dem Histogramm ist weder eine Korrelation noch eine Antikorrelation von  $r_h$  und  $r_l$

erkennbar.  $60,3 \pm 2,8$  % der Ereignisse liegen in dem gewählten Bereich mit  $r_l < 0,6$  und  $r_h < 0,8$ , der in der Abbildung durch die rote Linie gekennzeichnet ist.

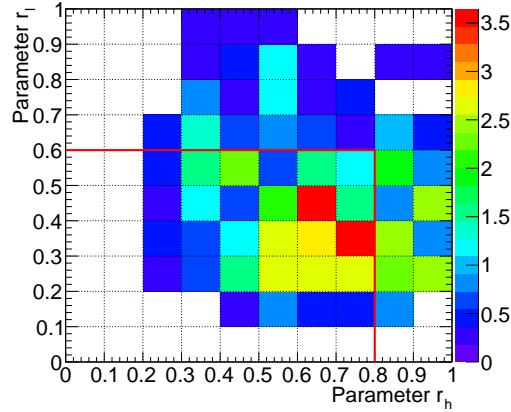


Abb. 4.17: Verteilung der Parameter  $r_h$  und  $r_l$ , die sich bei der kollinearen Approximation ergeben. Die rote Linie gibt die gewählten Maximalwerte von  $r_h$  und  $r_l$  an.

Eine Analyse des Signalsamples mit den zusätzlichen Bedingungen an  $r_h$  und  $r_l$  liefert die in Abbildung 4.18a gezeigte Verteilung der invarianten Masse. Wiederum mit einem zweistufigen Gauß-Fit ergibt sich als Ergebnis der Mittelwert  $\mu = 90,9 \pm 1,3$  GeV und die Breite  $\sigma = 12,3 \pm 1,1$  GeV. Der Mittelwert ist damit deutlich dichter am generierten Wert der  $Z$ -Masse, als es in der Analyse ohne die zusätzlichen Anforderungen der Fall ist, während sich die Breite der Verteilung nicht merklich verändert.

Das Ergebnis der modifizierten Analyse über alle Datensamples stellt Abbildung 4.18b dar. Die Anzahl der Signalereignisse  $S$  und Untergründereignisse  $B$  in dem Massenfenster von 60 GeV bis 150 GeV sind in Tabelle 4.7 im Vergleich zur Analyse der invarianten Masse ohne zusätzliche Anforderungen an  $r_h$  und  $r_l$  (vgl. Tabelle 4.5) dargestellt. Man berechnet daraus  $S/\sqrt{B} = 21,6 \pm 2,9$  und  $S/B = 11,8 \pm 2,8$ , die mit den Werten aus Abschnitt 4.6 verglichen werden können. Aus den dortigen Werten für die Analyse ohne zusätzliche Anforderungen an  $r_h$  und  $r_l$  ergab sich  $(S/\sqrt{B})_{\text{inv}} = 24,5 \pm 2,7$  und  $(S/B)_{\text{inv}} = 9,1 \pm 1,8$ .

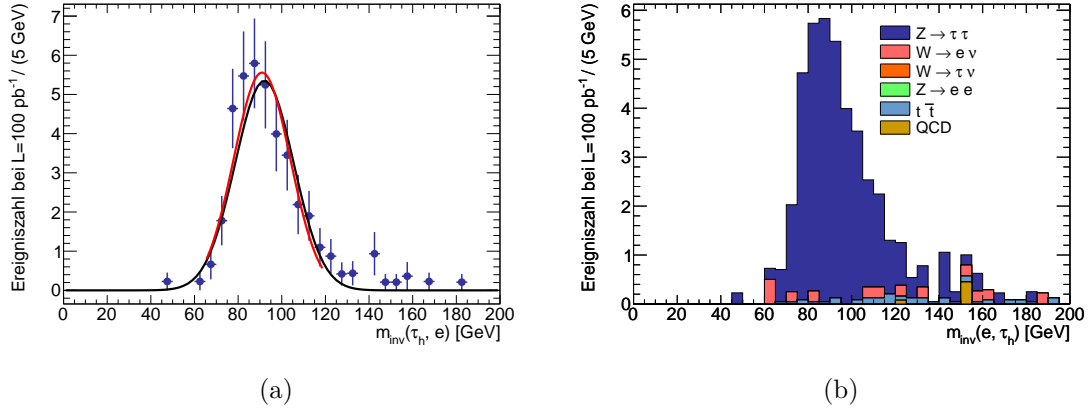


Abb. 4.18: Verteilung der invarianten Masse, die sich unter Anwendung der Bedingungen  $r_h < 0,8$  und  $r_l < 0,6$  in der kollineare Approximation ergibt. In (a) nur für das  $Z \rightarrow \tau\tau$  Sample und in (b) für alle Datensample.

Sample	$r_h < 1$	$r_h < 0,8$
	$r_l < 1$	$r_l < 0,6$
$Z \rightarrow \tau\tau$ (S)	66(4)	39(3)
$W \rightarrow e\nu$	3,5(9)	1,8(7)
$W \rightarrow \tau\nu$	0	0
$Z \rightarrow ee$	1,1(6)	0
$t\bar{t}$	2,3(3)	1,4(3)
QCD	0,3(8)	0,08(3)
Summe Untergrund (B)	7,2(1,4)	3,3(8)

Tab. 4.7: Vergleich der Anzahl der durch den Schnittverlauf für die invariante Massenanalyse mit und ohne zusätzliche Anforderungen an  $r_h$  und  $r_l$  selektierten Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von  $L = 100 \text{ pb}^{-1}$ .

## 5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die für eine Schwerpunktsenergie von 10 TeV vorgesehene Schnittfolge der Benchmark-Analyse [29] zur Selektion von semi-leptonischen Endzuständen des  $Z$ -Zerfalls in ein  $\tau^+\tau^-$ -Paar auch auf Datensample mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV mit guten Ergebnissen angewendet werden kann. Da der LHC in den ersten zwei Jahren mit dieser Schwerpunktsenergie läuft, eignet sich die Schnittfolge damit auch für die in dieser Zeit am ATLAS-Detektor gewonnenen Daten. Nichtsdestotrotz müsste in einer genaueren Untersuchung sicherlich jeder der angewandten Schnitte für eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV optimiert werden, was vermutlich in erster Linie eine Anpassung der verschiedenen Schnittgrenzen bedeutet. Dieses war aber nicht Ziel der vorliegenden Arbeit.

Ferner wurde festgestellt, dass die Analyse der sichtbaren Masse und die Analyse der invarianten Masse Quotienten aus der Anzahl der Signalereignisse und der Wurzel der Zahl der Untergrundereignisse  $S/\sqrt{B}$  liefern, die im Rahmen der Unsicherheiten der Analyse zueinander kompatibel sind, während der Quotient  $S/B$  für die Analyse der invarianten Masse deutlich größer ist.

Aufgrund des tendenziell etwas größeren Wertes von  $S/\sqrt{B}$  und der größeren Anzahl an Ereignissen, die die Schnittfolge passieren, verbunden mit einer geringeren statistischen Unsicherheit der experimentellen Daten, wird man in der Anfangszeit der Datennahme die Analyse der sichtbaren Masse bevorzugen. Hier wurde gezeigt, dass schon mit einer integrierten Luminosität um  $1 \text{ pb}^{-1}$  ein Verhältnis  $S/\sqrt{B} \approx 3$  erreicht werden kann, was einem Nachweis des  $Z$ -Bosons auf 99-prozentigem Konfidenzniveau bedeutet. Eine integrierte Luminosität von  $1 \text{ pb}^{-1}$  kann voraussichtlich noch im Jahr 2010 erreicht werden. Damit können schon dann erste aussagekräftige Studien des  $Z$ -Signals im ATLAS-Detektor durchgeführt werden, die langfristig die eventuelle Detektion des Higgs-Bosons ermöglichen werden. Gleichzeitig verlangt die Analyse der sichtbaren Masse aber auch ein gutes Verständnis des QCD-Untergrundes, der hier einen stärkeren Einfluss besitzt als dies in der Analyse der invarianten Masse der Fall ist.

Als weitere Studie konnte die Überlegenheit des Schnitts auf die Variable  $\sum \cos \Delta\phi$  in Kombination mit einem lockeren Schnitt auf die transversale Masse  $m_T$  gegenüber einem alleinigen starken Schnitt auf  $m_T$  zur Abgrenzung des  $Z \rightarrow \tau\tau$ -Signals gegen  $W$ -Zerfälle für beide Analysen auch für eine Schwerpunktsenergie von 7 TeV nachgewiesen werden.

Letztlich konnte ein empirischer Zusammenhang zwischen der Größe der Parameter  $r_h$  und  $r_l$  der kollinearen Approximation und einer systematischen Unterschätzung der korrekten  $\tau$ -Energie gefunden werden. Durch einen Ausschluss großer Werte von  $r_h$  und  $r_l$  konnte so der Mittelwert der rekonstruierten  $Z$ -Masse deutlich dichter an den generierten Wert gerückt werden. Gleichzeitig wurde gezeigt, dass mit der Einschränkung von  $r_h$  und  $r_l$  eine Verringerung des  $S/\sqrt{B}$ -Quotienten einhergeht, was diese Korrektur erst für größere Werte der gesammelten integrierten Luminosität am ATLAS-Detektor attraktiv macht. Dann allerdings kann sich diese Einschränkung unter Umständen auch positiv auf die Rekonstruktion einer eventuellen Higgs-Boson-Masse auswirken.

Es bleibt allerdings zu untersuchen, worauf der Zusammenhang zwischen der Abweichung der rekonstruierten Tau-Energie und dem Parameter  $r_h$  beziehungsweise  $r_l$  zurückzuführen ist. Hier könnte eine Studie der verschiedenen kinematischen Variablen und ihrer Abweichungen von den generierten Werten in Abhängigkeit von  $r_h$  und  $r_l$  zielführend sein. Diese konnte aus Zeitgründen im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht durchgeführt werden.



# **A Tabellen**

## **A.1 Dateinamen der verwendeten Samples**

Die AOD-Dateinamen aller in der Analyse verwendeten Datensample sind in Tabelle A.1 aufgeführt.

Prozess	Dateiname
$Z \rightarrow \tau\tau$	mc09_7TeV.107670.AlpGenJimmyZtautauNp0_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107671.AlpGenJimmyZtautauNp1_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107672.AlpGenJimmyZtautauNp2_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107673.AlpGenJimmyZtautauNp3_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107674.AlpGenJimmyZtautauNp4_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107675.AlpGenJimmyZtautauNp5_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
$W \rightarrow e\nu$	mc09_7TeV.107680.AlpGenJimmyWenuNp0_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107681.AlpGenJimmyWenuNp1_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107682.AlpGenJimmyWenuNp2_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107683.AlpGenJimmyWenuNp3_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107684.AlpGenJimmyWenuNp4_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
	mc09_7TeV.107685.AlpGenJimmyWenuNp5_pt20.merge.AOD.e511_s703_s730_r1097_r1113
$W \rightarrow \tau\nu$	mc09_7TeV.107054.PythiaWtaunu_incl.merge.AOD.e514_s703_s730_r1097_r1113
$Z \rightarrow ee$	mc09_7TeV.106050.PythiaZee_1Lepton.merge.AOD.e468_s624_s633_r1085_r1113
$t\bar{t}$	mc09_7TeV.105200.T1_McAtNlo_Jimmy.merge.AOD.e510_s624_s633_r1085_r1113
Dijet QCD	mc09_7TeV.105009.J0_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s624_s633_r1085_r1113
	mc09_7TeV.105010.J1_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s624_s633_r1085_r1113
	mc09_7TeV.105011.J2_pythia_jetjet.merge.AOD.e468_s624_s633_r1085_r1113

Tab. A.1: Dateinamen aller Monte-Carlo-Samples.

## **A.2 Ereigniszahlen und Effizienzen**

Für die beschriebene Schnittfolge der Analyse der sichtbaren Masse sind in Tabelle A.2 die Ereigniszahlen nach jedem Schnitt aufgeführt und in Tabelle A.3 die zugehörigen Effizienzen angegeben.

Für die Analyse der invarianten Masse sind die entsprechenden Werte in den Tabellen A.4 und A.5 aufgeführt.

Schritt	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$Z \rightarrow ee$	$t\bar{t}$	QCD*
erzeugt	86370(170)	864420(710)	780460(890)	84940(160)	8104(19)	$1.0521(18) \cdot 10^{12}$
Elektron vorhanden	4918(40)	407120(490)	23860(160)	63120(140)	2196(10)	110000(290000)
Elektron getriggert	4809(40)	399590(490)	23320(160)	62640(140)	2160(10)	
Elektron isoliert	4123(37)	362600(460)	20230(150)	59440(130)	1881(9)	
$p_T(e) < 40$ GeV	3827(36)	274000(410)	19090(140)	38310(110)	745(6)	
$\tau$ -Jet vorhanden	574(14)	2115(30)	200(15)	534(13)	54(2)	820(2200)
$\sum \cos \Delta\phi > -0.15$	529(14)	342(12)	66(9)	402(11)	25(1)	520(1400)
$m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 50$ GeV	517(14)	180(9)	63(8)	382(11)	14,0(8)	520(1400)
Zwei Elektronen Veto	515(13)	180(9)	63(8)	217(8)	13,3(8)	520(1400)
$N_{\text{Spuren}}(\tau_h) = 1$ oder 3	472(13)	78(6)	25(5)	169(7)	7,2(6)	170(450)
$ \text{Ladung}(\tau_h)  = 1$	468(13)	78(6)	25(5)	162(7)	7,1(6)	160(420)
Ladungsprodukt negativ	459(13)	53(5)	20(5)	141(7)	6,1(5)	83(220)
$m_{\text{vis}}(e, \tau_h) = 25 - 85$ GeV	455(13)	47(5)	17(5)	81(5)	4,7(5)	63(170)

Tab. A.2: Schnittverlauf der absoluten Zahl der Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von  $L = 100 \text{ pb}^{-1}$  für die Analyse der sichtbaren Masse. (\*): Für das QCD-Sample können die einzelnen Schritte der Elektronenselektion aufgrund der beschriebenen Faktorisierung nicht aufgelöst werden.

Schritt	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$Z \rightarrow ee$	$t\bar{t}$	QCD*
Elektron vorhanden	5,70(5)	47,10(5)	3,06(2)	74,30(8)	27,1(1)	$1(3) \cdot 10^{-5}$
Elektron getriggert	97,8(2)	98,15(2)	97,7(1)	99,24(2)	98,41(6)	
Elektron isoliert	85,7(3)	90,74(4)	86,8(3)	94,90(5)	87,0(2)	
$p_T(e) < 40$ GeV	92,8(2)	75,57(6)	94,3(2)	64,5(2)	39,6(3)	
$\tau$ -Jet vorhanden	15,0(4)	0,77(2)	1,05(8)	1,10(4)	7,3(2)	0,72(4)
$\sum \cos \Delta\phi > -0.15$	92,0(7)	16,2(5)	33(4)	75(1)	47(2)	63,6(6)
$m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 50$ GeV	97,8(4)	52(2)	95(3)	95,0(6)	55(2)	98,5(2)
Zwei Elektronen Veto	99,7(2)	99,8(2)	100(0)	57(2)	95(2)	99,99(1)
$N_{\text{Spuren}}(\tau_h) = 1$ oder 3	91,5(7)	43(3)	40(7)	78(2)	54(3)	33,4(6)
$ \text{Ladung}(\tau_h)  = 1$	99,3(3)	99,4(7)	100(0)	95,6(9)	99,4(6)	93,3(6)
Ladungsprodukt negativ	98,1(4)	69(4)	80(8)	87(2)	85(3)	52(2)
$m_{\text{vis}}(e, \tau_h) = 25 - 85$ GeV	99,2(3)	88(3)	85(8)	57(3)	77(4)	76(2)

Tab. A.3: Relative Effizienzen der Schritte in den verschiedenen Samples für die Analyse der sichtbaren Masse in Prozent.  
 (\*:) Für das QCD-Sample können die einzelnen Schritte der Elektronenselektion aufgrund der beschriebenen Faktorisierung nicht aufgelöst werden.

Schnitt	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$Z \rightarrow ee$	$t\bar{t}$	QCD*
erzeugt	86370(170)	864420(720)	780460(890)	84940(160)	8104(19)	$1.0521(18) \cdot 10^{12}$
Elektron vorhanden	7124(49)	430890(500)	35020(190)	65620(140)	2360(10)	440000(1200000)
Elektron getriggert	6873(48)	422050(500)	33770(190)	65040(140)	2320(10)	
Elektron isoliert	5554(43)	377660(470)	27650(170)	61200(140)	1950(9)	
$\tau$ -Jet vorhanden	1162(20)	2499(32)	188(14)	752(15)	134(3)	6900(18000)
$\sum \cos \Delta\phi > -0.15$	1096(19)	654(16)	68(9)	535(13)	69(2)	4200(11000)
$m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 50$ GeV	1071(19)	214(9)	65(9)	420(11)	32(2)	4100(11000)
Zwei Elektronen Veto	1069(19)	214(9)	64(9)	320(10)	30(2)	4100(11000)
$N_{\text{Spuren}}(\tau_h) = 1$ oder 3	1009(19)	121(7)	33(6)	275(9)	19,5(9)	1500(3800)
$ \text{Ladung}(\tau_h)  = 1$	1000(19)	120(7)	33(6)	260(9)	19,3(9)	1400(3600)
Ladungsprodukt negativ	985(19)	96(6)	29(6)	232(9)	17,3(9)	700(1800)
$m_{\text{vis}}(e, \tau_h) = 25 - 85$ GeV	970(18)	52(5)	20(5)	118(6)	9,6(7)	560(1500)
$E_T^{\text{miss}} > 20$ GeV	276(10)	20(3)	13(4)	4(1)	8,3(6)	11(29)
$\Delta\phi(e, \tau_h) < 2,8$	109(6)	14(2)	7(3)	3(1)	7,1(6)	3(7)
$m_{\text{inv}}(e, \tau_h) = 60 - 150$ GeV	66(4)	4(1)	0	1,1(6)	2,3(4)	0,3(9)

Tab. A.4: Schnittverlauf der absoluten Zahl der Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von  $L = 100 \text{ pb}^{-1}$  für die Analyse der invarianten Masse. (\*:) Für das QCD-Sample können die einzelnen Schritte der Elektronenselektion aufgrund der beschriebenen Faktorisierung nicht aufgelöst werden.

Schritt	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow e\nu$	$W \rightarrow \tau\nu$	$Z \rightarrow ee$	$t\bar{t}$	QCD*
Elektron vorhanden	8,25(6)	49,85(5)	4,49(3)	77,25(8)	29,1(2)	$4(11) \cdot 10^{-6}$
Elektron getriggert	96,5(2)	97,95(2)	96,4(1)	99,12(2)	98,0(1)	
Elektron isoliert	80,8(3)	89,48(4)	81,9(3)	94,10(5)	84,5(2)	
$\tau$ -Jet vorhanden	20,9(4)	0,66(1)	0,68(5)	1,23(3)	7,1(2)	1,54(4)
$\sum \cos \Delta\phi > -0.15$	94,3(4)	26,2(6)	36(4)	71,2(9)	50,4(9)	60,6(5)
$m_T(e, E_T^{\text{miss}}) < 50 \text{ GeV}$	97,8(3)	33(2)	96(3)	78(1)	45(2)	99,45(5)
Zwei Elektronen Veto	99,8(1)	99,9(2)	98(2)	75(2)	97,7(7)	99,998(2)
$N_{\text{Spuren}}(\tau_h) = 1 \text{ oder } 3$	94,4(4)	56(2)	52(7)	87(2)	64(2)	35,7(6)
$ \text{Ladung}(\tau_h)  = 1$	99,1(2)	99,0(6)	100(0)	94(1)	99,0(5)	94,1(4)
Ladungsprodukt negativ	98,5(3)	80(2)	88(6)	90(2)	89(2)	50(2)
$m_{\text{vis}}(e, \tau_h) = 25 - 85 \text{ GeV}$	98,5(3)	54(4)	69(9)	51(2)	56(3)	80(2)
$E_T^{\text{miss}} > 20 \text{ GeV}$	28,5(8)	38(4)	65(11)	3,4(9)	86(3)	2,0(3)
$\Delta\phi(e, \tau_h) < 2,8$	39(2)	70(5)	54(14)	79(11)	86(3)	23(6)
$m_{\text{inv}}(e, \tau_h) = 60 - 150 \text{ GeV}$	61(3)	26(6)	0(0)	36(15)	32(4)	12(6)

Tab. A.5: Relative Effizienzen der Schnitte in den verschiedenen Samples für die Analyse der invarianten Masse in Prozent. (\*): Für das QCD-Sample können die einzelnen Schritte der Elektronenselektion aufgrund der beschriebenen Faktorisierung nicht aufgelöst werden.



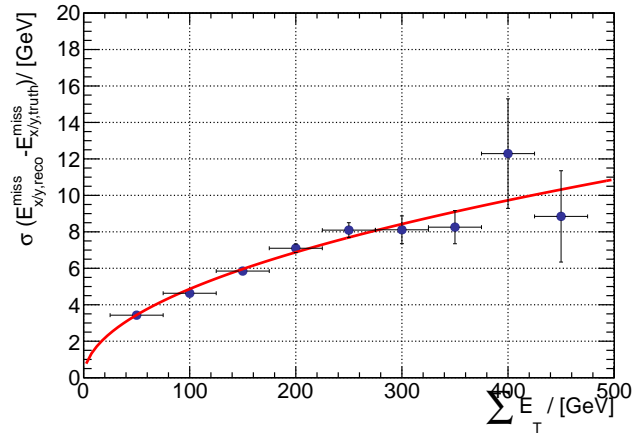


## B Auflösung von $E_T^{\text{miss}}$

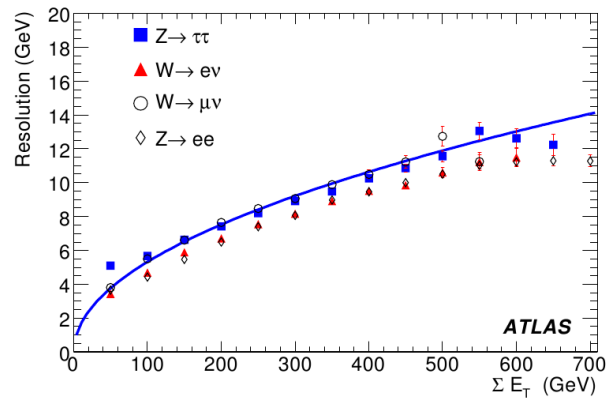
Die absolute Auflösung der transversalen Energie, das heißt die Breite der Verteilung von  $|\vec{E}_{T,\text{reco}}^{\text{miss}} - \vec{E}_{T,\text{truth}}^{\text{miss}}|$  hängt von der Summe aller im Kalorimeter detektierten transversalen Energien  $\sum E_T$  ab. Um diesen Zusammenhang darzustellen, werden für unterschiedliche Bereiche von  $\sum E_T$  Histogramme der Abweichung  $E_{x/y,\text{reco}}^{\text{miss}} - E_{x/y,\text{truth}}^{\text{miss}}$  der beiden Komponenten von  $\vec{E}_T$  erstellt und an diese Histogramme in zwei Stufen eine Gaußkurve gefittet. Die dabei erhaltenen Standardabweichungen  $\sigma$  sind in Abbildungen B.1a gegen  $\sum E_T$  aufgetragen. Die Abhängigkeit kann durch eine Wurzelfunktion approximiert werden. Das rot eingezeichnete Fit-Ergebnis entspricht der Funktionsgleichung

$$\sigma(E_T^{\text{miss}}) = (0,49 \pm 0,02) \cdot \sqrt{\sum E_T}.$$

Dieses Ergebnis zeigt, dass bei der Auflösung von  $E_T^{\text{miss}}$  der Beitrag der stochastischen Fluktuationen dominiert. Elektromagnetisches Rauschen, Radioaktivität oder Beiträge durch Pile-Up-Ereignisse würden sich als konstanter Term in dem Zusammenhang äußern. Kalibrierungsfehler, Inhomogenitäten oder Nichtlinearitäten würden sich als proportionaler Zusammenhang niederschlagen. Ein offizieller Fit der ATLAS Kollaboration ist in Abbildung B.1b gezeigt. Dort wird als Ergebnis des Fits die Abhängigkeit  $\sigma(E_T^{\text{miss}}) = 0,53 \cdot \sqrt{\sum E_T}$  angegeben [30].



(a)



(b)

Abb. B.1: Auflösung der fehlenden transversalen Energie im  $Z \rightarrow \tau\tau$  Sample in Abhängigkeit von  $\sum E_T$ . In (a) das von mir erzielte Ergebnis, in (b) ein offizielles Ergebnis der ATLAS Kollaboration [30].

# Literaturverzeichnis

- [1] C. Amsler *et al.*, Physics Letters **B667(1)** (2008).
- [2] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13(16)** (Oct 1964) 508.
- [3] W. Cottingham and D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*, Cambridge University Press, (1998), ISBN 0521581915.
- [4] M. Carena and H. E. Haber, *Higgs Boson theory and phenomenology*, Progress in Particle and Nuclear Physics **50(1)** (2003) 63, hep-ph/0208209.
- [5] T. Hambye and K. Riesselmann, *SM Higgs mass bounds from theory*, Phys. Rev. D **55 7255** (1997), hep-ph/9708416 v1.
- [6] The LEP Working Group for Higgs boson searches Collaboration, R. Barate *et al.*, *Search for the standard model Higgs boson at LEP*, Phys. Lett. **B565** (2003) 61, hep-ex/0306033.
- [7] The CDF and D0 Collaborations, T. Aaltonen *et al.*, *Combination of Tevatron searches for the standard model higgs boson in the  $W + W^-$  decay mode.*, Phys Rev Lett **104(6)** (2010) 061802, arXiv:1001.4162.
- [8] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, arXiv:0911.2604.
- [9] F. J. Hasert *et al.*, *Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment*, Nuclear Physics B **73(1)** (1974) 1.

- [10] G. Arnison *et al.*, *Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c<sup>2</sup> at the CERN SPS collider*, Physics Letters B **126(5)** (1983) 398.
- [11] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles*, WILEY-VCH, second, revised edition edn., (2008), ISBN 978-3-527-40601-2.
- [12] R. K. Ellis, W. J. Stirling, and B. R. Webber, *QCD and Collider Physics*, Cambridge University Press, (1996).
- [13] M. Schott, *Study of the Z Boson Production at the ATLAS Experiment with First Data*, Ph.D. thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, (Jun. 2007).
- [14] P. J. Ilten, *A Study of Tau Identification with the ATLAS Detector at the LHC*, Diploma thesis, Georg-August-Universität Göttingen, (2009), II.Physik-UniGö-Dipl-2009/02.
- [15] The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, Journal of Instrumentation **3** (2008), arXiv:hep-lat/9609018, S08003.
- [16] D. E. Soper, *Parton distribution functions*, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements **53(1-3)** (1997) 69, Lattice 96.
- [17] P. J. Ilten, *Collinear Approximation*, personal communication, (Oct. 2008).
- [18] The ATLAS Collaboration, *Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS: expected performance at high energy and results at 900 GeV*, ATLAS Note (Jun. 2010), ATLAS-CONF-2010-005.
- [19] The ATLAS Collaboration, *Cut-based Identification of Hadronic  $\tau$  Decays in Early ATLAS Data*, ATLAS Note (Jan. 2010), ATL-PHYS-PUB-2010-001.
- [20] A. Kalinowski and K. Benslama, *Tau identification with the logarithmic likelihood method*, ATLAS Note (Oct. 2008), ATL-PHYS-INT-2008-037.
- [21] Z. Czychula and M. Dam, *Cut-based electron veto algorithm for the track-seeded part of tauRec*, Tech. rep., CERN, (Apr. 2009), ATL-COM-PHYS-2009\_023.

- [22] The ATLAS Collaboration, *Performance of the Missing Transverse Energy Reconstruction and Calibration in Proton-Proton Collisions at a Center-of-Mass Energy of  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Detector*, ATLAS Note (Jul. 2010), ATLAS-COM-CONF-2010-039.
- [23] M. L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions*, JHEP **07** (2003) 001, arXiv:hep-ph/0206293.
- [24] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, *PYTHIA 6.4 Physics and Manual*, JHEP **05** (2006) 026, hep-ph/0603175.
- [25] S. Frixione and B. R. Webber, *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*, JHEP **06** (2002) 029, hep-ph/0204244.
- [26] The GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [27] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT – An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Meth. **389(1-2)** (1997) 81, New Computing Techniques in Physics Research V.
- [28] J. M. Butterworth, J. R. Forshaw, and M. H. Seymour, *Multiparton interactions in photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C72** (1996) 637, hep-ph/9601371.
- [29] P. Bechtle *et al.*, *Benchmark Analysis for Z to tau tau to lepton hadron with the First 100 pb<sup>-1</sup>*, Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2010-105, CERN, Geneva, (Feb 2010).
- [30] The ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, *Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics*, arXiv:0901.0512, ATL-COM-PHYS-2008-243.
- [31] The ATLAS Collaboration, J. Abdallah *et al.*, *Measurement of missing transverse energy*, ATLAS Note (2009), ATL-PHYS-PUB-2009-016.



# Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei Herrn Prof. Dr. Arnulf Quadt für die Möglichkeit bedanken, dieses interessante Thema im Rahmen meiner Bachelorarbeit behandeln zu können. Weiterer Dank geht an Frau Prof. Dr. Ariane Frey für ihre Bereitschaft, für diese Arbeit als Zweitgutachterin zur Verfügung zu stehen. Für die tolle Betreuung, die stetige Ansprechbarkeit, das geduldige Fragenbeantworten und die hilfreichen Hinweise geht ein ganz besonderer Dank an Frau Dr. Ulrike Blumenschein. Gleiches gilt für Katharina Fiekas und Despoina Evangelakou, die mir ebenfalls immer rat- und tatkräftig zur Seite standen.

Ein herzliches Dankeschön gilt auch allen Korrekturlesern dieser Arbeit, die sich auch durch das immer kleiner werdende Zeitfenster nicht haben abschrecken lassen und wertvolle Arbeit geleistet haben.

Letztlich geht der größte Dank an meine Eltern, die mir dieses Studium in vielerlei Aspekten ermöglicht und mich dabei stets unterstützt haben. Dankeschön.

**Erklärung** nach §13(8) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestanden Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 11. November 2010

(Timo Nachstedt)